



Institut für Kernphysik

***Experimentelle Untersuchungen zur
Bestimmung der thermischen Neutronenflüsse
an einem Target-Moderator-Reflektorsystem
einer Spallationsneutronenquelle***

Christoph Pohl

***Experimentelle Untersuchungen zur
Bestimmung der thermischen Neutronenflüsse
an einem Target-Moderator-Reflektorsystem
einer Spallationsneutronenquelle***

Christoph Pohl

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4071

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-4071

D 468 (Diss., Wuppertal, Univ., 2003)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Inhaltsangabe

In dieser Arbeit werden die experimentellen Ergebnisse der Messung von wellenlängen- und zeitabhängigen Neutronenflugzeitspektren an einem 1:1 Modellexperiment einer Target – Moderator – Reflektor – Anordnung der vorgeschlagenen Europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS) dargestellt und diskutiert. Mit den Ergebnissen können kerntechnische und strahlenschutztechnische Fragestellungen sowohl für die Auslegung eines Target – Moderator – Reflektorsystems einer hochintensiven Spallationsneutronenquelle als auch für den Betrieb der an dieser Quelle vorgesehenen Experimente sicher beantwortet werden. Dazu wurde das am COSY – Beschleuniger aufgebaute JESSICA - Experiment (Jülich Experimental Spallation Target Setup In Cosy Area) verwendet. In parallel durchgeführten Monte-Carlo – Simulationen wird die Neutronenerzeugung, der Teilchentransport und die Wechselwirkung der Neutronen mit dem Moderatormaterial über einen Energiebereich von zwölf Größenordnungen - von der Einschußenergie der Protonen im GeV-Bereich bis hin zu kalten Neutronen im meV-Bereich - beschrieben. Die experimentellen und theoretischen Ergebnisse ermöglichen eine Optimierung der Moderatoreffizienz und eine Erhöhung der Strahlenschutzsicherheit. Als Moderatoren wurden Wasser und Polyethylen bei $T = 300\text{ K}$ und Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K eingesetzt. Erstmals wurden Neutronenflugzeitspektren von Methanhydrat bei $T = 20\text{ K}$ studiert und ausgemessen. Bei der Verwendung von Methanhydrat zeigten sich die erwarteten Vorteile im Spektralverhalten in der Superposition von kaltem Methan und Wassereis bei $T = 20\text{ K}$. Das Zeitverhalten der wellenlängenabhängig gestreuten Neutronen konnte durch die Ermittlung der Abklingzeit und der Halbwertsbreite mit einer statistischen Genauigkeit von 10 % bestimmt werden. Die gewonnenen Daten des JESSICA - Experimentes wurden für die Validierung von Neutronentransport- und Streuwirkungsquerschnitten für Monte Carlo Programme verwendet. Während für Wasser und Polyethylen eine gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation erreicht werden konnte, wurden insbesondere für kalte Eis-Moderatorsysteme bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K spektrale Unterschiede zwischen Experiment und Simulation festgestellt. Die Bedeutung des Experimentes für die Sicherheit einer Hochleistungsspallationsneutronenquelle wird diskutiert.

Abstract

In this thesis the neutron time-of-flight spectra of a target-moderator-reflector-system of a spallation neutron source was investigated. With these results questions concerning nuclear technology and radiation protection issues both for the design of a target-moderator-reflector-system of a high intensive spallation neutron source and the operation of foreseen experiments could be answered. With the JESSICA-experiment (Jülich Experimental Spallation Target Set-up In Cosy Area) installed at the Jülich proton accelerator COSY the neutron time-of-flight spectra were measured. In accompanying Monte Carlo simulations the neutron generation, the particle transport, and the interaction of neutrons with moderator materials over a broad energy range -from 1.334 GeV incident energy of the protons down to the meV range of the cold neutrons- was simulated. Both the experimental and theoretical results allow to optimise the efficiency of moderators and increasing the safety regarding radiation protection. As moderator materials water and polyethylene at $T = 300\text{ K}$ and ice at 70 K and 20 K were used. For the first time the neutron time-of-flight spectra of methane-hydrate at 20 K was measured. By applying a methane-hydrate moderator the expected advantages due to the spectral characteristic of the thermal and cold neutrons was observed. The time response of the wavelength dependent neutrons was determined by investigating the decay time and pulse width with an accuracy of about 10 %. The gathered data of the JESSICA experiment were used to validate neutron transport- and scattering cross sections for Monte

Carlo systems. Whereas for water and polyethylene experimental results and simulations are in a good agreement, for the cold ice moderator systems at 70 K and 20 K spectral differences were observed. The relevance of the experiment for radiation safety issues of a high power spallation neutron source will be discussed.

Inhalt

1	Einleitung und Zielsetzung	1
2	Die Europäische Spallationsneutronenquelle ESS	4
3	Das JESSICA Experiment	8
3.1	Der experimentelle Aufbau	
3.2	Das Target – Moderator - Reflektorsystem	9
3.3	Der Protonenbeschleuniger	12
3.4	Die Abschirmung der Neutronenflugstrecke und der Detektoren	15
3.4.1	Das Abschirmungsprinzip	15
3.4.2	Die Struktur der Abschirmung	16
3.5	Die Messung der Intensität des Protonenpulses	18
3.6	Die Neutronenflugzeitmessung	26
3.6.1	Das Meßprinzip für Neutronen	26
3.6.2	Die Grundlagen der Neutronenstreuung	26
3.6.3	Allgemeine Prinzipien der Neutronendetektion	28
3.6.4	Die verwendeten Neutronendetektoren	30
3.6.5	Die $n - \gamma$ Diskriminierung	34
3.6.6	Die Totzeitkorrektur	35
3.6.7	Die Normierung der Flugzeitspektren	36
4	Die Monte-Carlo - Simulation von Teilchenreaktionen	39
4.1	Physikalische Grundlagen	39
4.2	Das Codesystem MCNXP	40
4.3	Die 3D – Geometriebeschreibung von JESSICA	41
4.4	Die Teilchendetektion in der MCNPX – Simulation	43
4.5	Die Beschreibung der Protonenquelle	44
4.6	Die verwendeten Moderatormaterialien	44
5	Die Ergebnisse der zeitabhängigen und wellenlängenabhängigen Neutronenintensitätsmessungen und Vergleiche mit Simulationen für JESSICA	47
5.1	Die Messung der Protonenzahl des gepulsten Protonenstrahls	47
5.2	Die Messung der Neutronenflugzeitspektren	49
5.2.1	Das Signal zu Untergrund – Verhältnis bei den JESSICA – Messungen	49
5.2.2	Der Vergleich der gemessenen und simulierten Flugzeitspektren für Wasser bei $T = 300\text{ K}$ und für Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K	50
5.2.3	Der Vergleich der Energiespektren von Messung und Simulation	54
5.2.4	Die Gewinnfaktoren für kalte Neutronen	59
5.2.5	Die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur	61
5.2.6	Die Ergebnisse der Messungen von Methanhydrat bei $T = 20\text{ K}$	73

5.3 Die Ergebnisse der Messungen der wellenlängenabhängigen Neutronenflugzeitspektren	79
5.3.1 Der absolute Vergleich der Flugzeitspektren von gestreuten und direkt gemessenen Neutronen	79
5.3.2 Der relative Vergleich der Flugzeitspektren von gestreuten und direkt gemessenen Neutronen mit Monte-Carlo - Simulationen	83
5.3.3 Die Bestimmung des Abklingverhaltens der gestreut gemessenen Neutronen	85
5.3.4 Eine analytische Beschreibung der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren von gestreut gemessenen Neutronen	97
5.3.5 Ein Vergleich der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ und eines Eismoderators bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K	98
6 Der Vergleich der zeitabhängigen Neutronenflugzeitspektren von Wasser und Polyethylen bei $T = 300\text{ K}$ mit absoluter Normierung	100
7 Gekoppelte, entkoppelte und vergiftete Moderatorconfigurationen	101
8 Der Einfluß der Targetposition	103
9 Zusammenfassung und Ausblick	104
Anhang:	
A Gewichtsanteile des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ / BC490 Neutronendetektors, Herleitung der Maxwellgleichung	106
B Weitere Abbildungen	110
Literaturverzeichnis	118
Abbildungsverzeichnis	120
Tabellenverzeichnis	125

1 Einleitung und Zielsetzung

Die Technik zur Erzeugung höchster thermischer Neutronenflüsse mit gepulsten Spallationsneutronenquellen im Bereich von mehreren Megawatt ist neuartig und stellt neue Anforderungen an die Strahlenschutzsicherheit dieser Anlagen, da sie die in Forschungsreaktoren erzeugten Neutronenflüsse um bis zu zwei Größenordnungen überschreiten. Dazu ist es erforderlich, im Vorfeld experimentelle Untersuchungen zur Erzeugung gepulster, thermischer Neutronenfelder durchzuführen. Aus diesem Grunde wurde am Protonenbeschleuniger COSY in Jülich ein Target – Moderator - Reflektorsystem im Maßstab 1:1 aufgebaut (JESSICA - Jülich Experimental Spallation Target Setup In Cosy Area), um diese Neutronenspitzenflüsse experimentell zu bestimmen. Das folgende Zitat von Gary Russell (Los Alamos) definiert die Zielsetzung einer idealen Spallationsneutronenquelle:

*„A useful neutron is a neutron with
the right energy
at the right time
at the right place“*

Um dieses obengenannte Ziel zu erreichen, ist eine effektive Umwandlung der bei dem Spallationsprozeß erzeugten hochenergetischen Neutronen in thermische Spitzenflüsse notwendig. Diese Spallationsneutronen müssen abgebremst bzw. moderiert werden. Damit eröffnet sich die Frage: wie bremst man Neutronen? Neutronen wechselwirken mit den Atomkernen und übertragen dabei einen unterschiedlich großen Teil ihrer Bewegungsenergie. Dabei sind einige Materialien von mehr oder weniger großem Nutzen. Wasserstoff ist besonders gut geeignet, da sein Kern nur aus einem Proton besteht, damit nahezu die gleiche Masse wie das Neutron besitzt und bei einer Wechselwirkung einen großen Teil der Bewegungsenergie des Neutrons übernehmen kann. Damit besitzt ein Material mit einem hohen Wasserstoffanteil prinzipiell eine gutes Moderationsvermögen für Neutronen. Allerdings entscheidet die Wasserstoffdichte nicht allein, welches Material ein guter oder schlechter Moderator ist. Auch die notwendige Zeit für die Moderation der Neutronen bis hin zu einer bestimmten Bewegungsenergie ist ein wichtiges Kriterium. Für die Entwicklung effizienter Moderatoren ist die Fähigkeit des Moderatormaterials entscheidend, die höherenergetischen Neutronen bis in den thermischen und kalten Energiebereich zu moderieren. Mit der Lethargiedarstellung des Neutronenspektrums eines Moderators kann die Neutronenanzahl in diesen beiden Energiebereichen direkt miteinander verglichen werden. In Abb. 1.1 erkennt man die beiden Maxima bei einer Energie von 1 MeV und 20 meV für einen „guten“ und einen „schlechten“ Wassermoderator. Deutlich ist bei dem „guten“ Moderator die drastische Reduzierung der Neutronen im Bereich von 1 MeV und die gleichzeitige Steigerung der Neutronen im thermischen Bereich erkennbar. Dies wurde durch eine geeignete Kombination von Moderatormaterial und Moderatorform erreicht. Auf der Suche nach der effektivsten Kombination der verschiedenen Materialien und Moderatorformen soll diese Arbeit unser Wissen einen Schritt voranbringen.

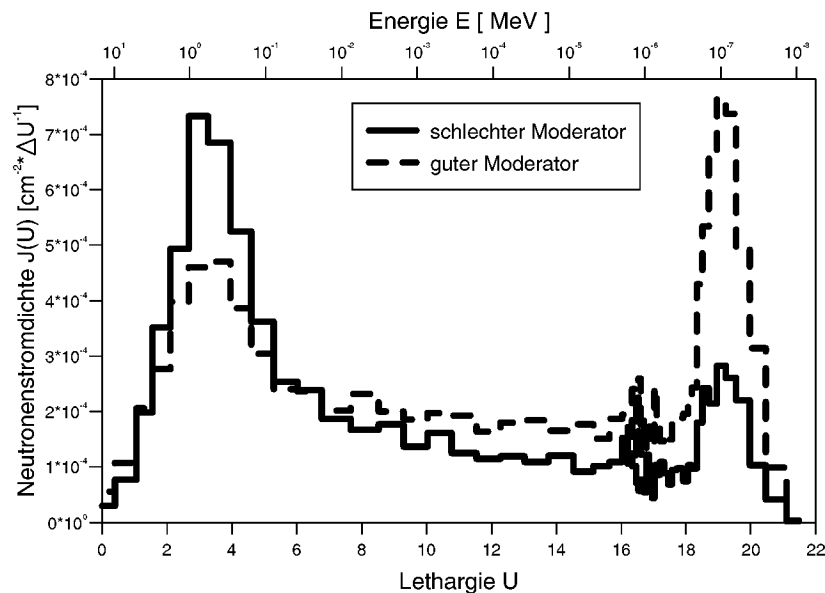


Abb. 1.1: Moderationsvermögen eines „guten“ und eines „schlechten“ Wassermoderators

Durch die effiziente Gestaltung der Moderatoren kann gleichzeitig die Sicherheit der Personen vor Ort bei den Experimenten erhöht werden. Denn Neutronen mit zu hoher Energie im MeV - Bereich können die Abschirmungen der Experimente wesentlich leichter durchdringen und erzeugen eine höhere Dosisleistung. Bei zu hohen Energien werden deutlich größere und damit kostenintensivere Abschirmungen notwendig. Diesen Neutronen mit einer Energie im MeV – Bereich weist man eine 4-fach gefährlichere Wirkung auf einen biologischen Organismus zu als Neutronen mit geringerer Energie z.B. unter 10 keV. Diese Wirkung wird den Neutronen, wie anderen Teilchen auch, über einen Wichtungsfaktor bezüglich ihrer biologischen Wirksamkeit zugeordnet (Tab. 1.1). Die Wichtungsfaktoren basieren auf einem Vorschlag der Internationalen Strahlenschutzkommission ICRP (International Commission on Radiological Protection) /1/.

Tab. 1.1: Wichtungsfaktoren für verschiedene Strahlungsarten, basierend auf einem Vorschlag der ICRP

Strahlungsart	Energiebereich	Wichtungsfaktor w_R
Photonen	unabhängig	1
Elektronen	unabhängig	1
Neutronen	<10 keV	5
	10 – 100 keV	10
	100 keV- 2 MeV	20
	2 – 20 MeV	10
	>20 MeV	5
Protonen	>2 MeV	5
α , Schwerionen, Spaltfragmente	unabhängig	20

Für die Suche nach geeigneten Moderatormaterialien wurde das JESSICA – Experiment verwendet, bei dem mit dem COSY – Beschleuniger durch Protonenbeschuss von 1.334 GeV auf ein Quecksilbertarget Spallationsneutronen erzeugt werden. Es basiert auf dem Target – Moderator – Reflektorsystem der Referenzstudie (1996) zur ESS /2/ und erlaubt die Untersuchung unterschiedlicher Moderatormaterialien nach verschiedenen Gesichtspunkten wie dem Moderationsvermögen, dem wellenlängen- und zeitabhängigen Verhalten der

entstehenden Neutronenverteilungen und der entstehenden Spitzenflüsse durch den 1 μ s kurzen Protonenpuls des COSY - Beschleunigers

In dieser Arbeit soll mit Hilfe des JESSICA – Experimentes und im Vergleich mit Monte Carlo Simulationen ein weiterer Schritt auf der Suche nach geeigneten Moderatormaterialien gemacht werden. In Kapitel 2 wird zu diesem Zweck ein kurzer Einblick in den geplanten Aufbau und die Leistungsdaten der ESS gegeben. Der Aufbau des JESSICA – Experiments und seiner Möglichkeiten und Besonderheiten bei der Neutronen- und Protonenmessung wird in Kapitel 3 behandelt. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Monte Carlo Programms und seiner Parameter beinhaltet Kapitel 4. Die Ergebnisse der Messungen und Simulationen zu verschiedenen Moderatormaterialien wie Wasser, Eis, Polyethylen und Methanhydrat bei verschiedenen Temperaturen wird in Kapitel 5 bis 8 vorgestellt und ausführlich analysiert. Über die Flugzeitspektren der Neutronen aus dem Moderator konnten ihre Energiespektren abgeleitet werden. Sie zeigen den Einfluß von Moderatortemperatur und –material auf die Intensität der Neutronen verschiedener Energien. Mit Hilfe dieser Energiespektren ist die Darstellung der Lethargiespektren möglich, mit denen das Moderationsvermögen des Materials und das Verhältnis von höherenergetischen zu thermischen Neutronen erkennbar wird. Diese Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung, einem Ausblick auf künftige Messungen sowie einer Beurteilung der gewonnenen sicherheitstechnischen Erkenntnisse in Kapitel 9.

2 Die Europäische Spallationsneutronenquelle (European Spallation Neutron Source (ESS))

Für die Erzeugung von Neutronen existieren verschiedene Methoden. Sie unterscheiden sich in Anzahl und Energie der Neutronen und weisen sowohl Vor- als auch Nachteile auf. In Tab. 2.1 sind verschiedene Arten von Neutronenquellen sowie die Anzahl der produzierten Neutronen dargestellt.

Tab. 2.1: Verschiedene Möglichkeiten der Neutronenproduktion /5/

Verfahren	Neutronenproduktion	Beispiele
D – T Generator	$4 \cdot 10^{-5}$ n/d	400 keV Deuteronen auf Tritiumtarget
D – Stripping	$2.5 \cdot 10^{-3}$ n/d	35 MeV Deuteronen auf flüssiges Li
Photoneutronen	$5 \cdot 10^{-2}$ n/e	100 MeV Elektronen verursachen Bremsstrahlung in ^{238}U und diese erzeugen in (γ, n) – Reaktionen Neutronen
Spaltung	1 n/Spaltung	Spaltung von ^{238}U
Fusion	1 n/Fusion	Laser- oder Ionenstrahl induzierte D – T Fusion
Spallation	ca. 20 – 30 n/p	1.2 GeV Protonen auf ein Blei- oder Quecksilbertarget

Die Vor- und Nachteile der Erzeugungsmethoden werden im Folgenden kurz diskutiert. Der Vorteil eines D – T Generators zum Beispiel ist seine im Vergleich zu den anderen Anlagen kompakte Größe und die vergleichsweise einfache Handhabung. Demgegenüber ist die Ausbeute an Neutronen jedoch gering. Für die Erzeugung von Photoneutronen hingegen ist ein deutlich höherer, apparativer Aufwand nötig als beim D – T – Generator. Dafür ist auch die Neutronenausbeute deutlich höher. Die Neutronenproduktion durch die Spaltung von Kernbrennstoff in einem Reaktor ist nur mit hohen, baulichen, konstruktiven und sicherheitstechnischen Anforderungen möglich. Der Aufwand resultiert jedoch in einer vergleichsweise guten Ausbeute an Neutronen. Jedoch setzt die hohe Wärmefreisetzung im Reaktorkern und der begrenzte Wärmeabtransport einer Steigerung der erreichbaren Neutronenflüsse konstruktive und materialtechnische Grenzen. So ist die maximal erreichbare Neutronenflußdichte für Forschungsreaktoren als Neutronenquelle heute schon annähernd erreicht. Die Produktion von Neutronen durch Kernfusion hingegen hat noch nicht das Stadium für eine effektive Nutzung erreicht. Die sehr kurzen Einschlußzeiten des Fusionsplasmas und die damit nur kurzzeitigen Fusionsreaktionen erlauben keine effektive, kontinuierlichen Nutzung der Neutronen. Mit der Spallation eröffnet sich hingegen die Möglichkeit einer Neutronenproduktion, die im Vergleich zu den anderen Methoden um eine Größenordnung höher ist. Zusätzlich ist im Gegensatz zu der Spaltung keine Verwendung von Kernbrennstoff notwendig, was eine Kettenreaktion ausschließt. Außerdem kann durch konstruktive Maßnahmen eine sehr hohe Neutronendichte in den Modortorbereichen erzeugt werden. Auch bei einer Spallationsneutronenquelle treten sehr hohe konstruktive und kostenintensive Anforderungen auf. Jedoch kann durch die Bereitstellung eines gepulsten Neutronenstroms die Leistungsfähigkeit und Effektivität noch deutlich gesteigert werden. Für das Erreichen eines maximalen Neutronenstroms, möglichst in gepulster Form, wird heute die Spallation als die Methode der Wahl angesehen.

Für die Neutronenproduktion in großem Maßstab werden zur Zeit hauptsächlich Forschungsreaktoren und in wachsender Anzahl Spallationsneutronenquellen eingesetzt.

Der Bedarf an Neutronenquellen in der Zukunft und die Perspektiven der Neutronenstreuung wurden in einer Studie der ESF (European Science Foundation) untersucht /6/. Als Ergebnis zeigt sich, daß dem wachsenden Bedarf an Neutronen mit dem Auslaufen der Forschungsreaktoren ein sinkendes Angebot an Neutronenquellen gegenüber steht. Als Reaktion auf diesen sich anbahnenden Engpaß wurde mit dem Baubeginn an der SNS /7/ in den USA und an der JSNS /8/ in Japan der Grundstein für die Erfüllung des zukünftigen Neutronenbedarfs gelegt. Um der europäischen Nutzergemeinde die Möglichkeit zu bieten, auch in Zukunft effektiv Neutronen als Untersuchungsmethode verwenden zu können und den technologischen Anschluß an die Weltspitze nicht zu verlieren, wurde mit der ESS eine hochintensive, gepulste Spallationsneutronenquelle entworfen (Abb. 2.1). Sie wird mit ihrem Potential die Möglichkeit bieten, auch in Zukunft Untersuchungen mit Neutronen auf höchstem Niveau zu betreiben. In Tab. 2.2 sind die wesentlichen Parameter der neutronenerzeugenden Systeme – der Kurzpuls- und der Langpulstargetstation – für die ESS zusammengestellt.

Tab. 2.2: Spezifikationen der ESS für die Kurzpuls – und Langpulstargetstation

Einschüßenergie der Protonen	1.334 GeV
Pulslänge des Protonenstrahls	1.4 μ s / 2.0 ms
Strahlprofil am Target	elliptisch 6 x 20 cm ² mit parabolischer Intensitätsverteilung
Energie pro Protonenpuls	100 kJ / 300 kJ
Frequenz	50 Hz / 16.6 Hz
mittlere Stromstärke	3.75 mA / 3.75 mA
mittlere Strahleistung am Target	5 MW / 5 MW
Targetmaterial	Quecksilber
maximale thermische Neutronenflußdichte (im Wassermoderator bei T = 300 K)	$1.3 \cdot 10^{17} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ / $1.0 \cdot 10^{16} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

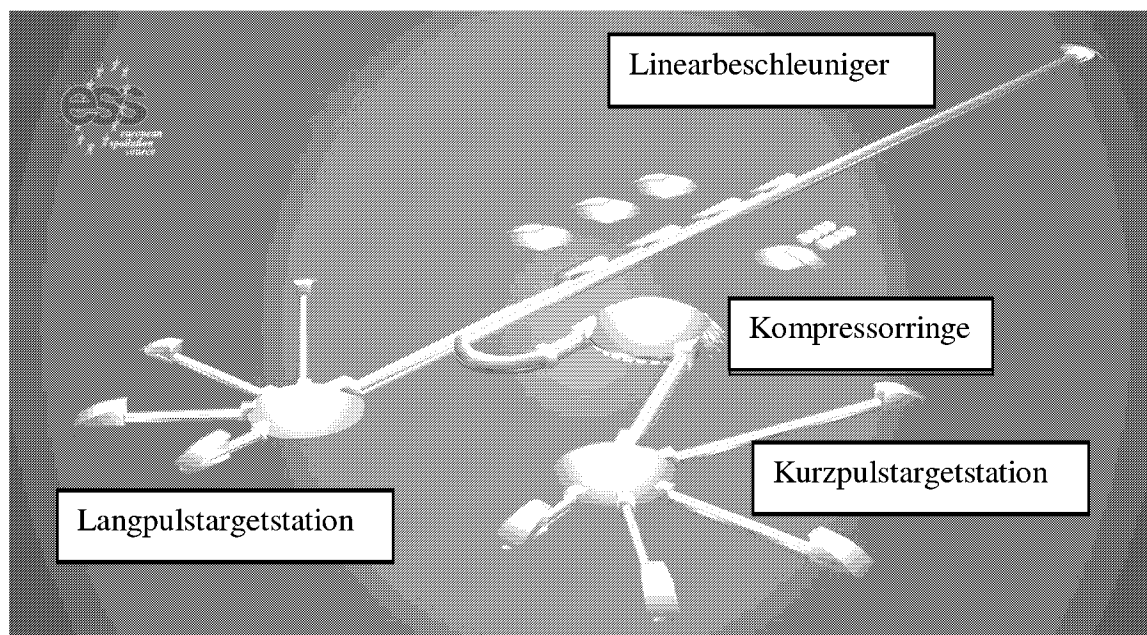


Abb. 2.1: Referenzdesign (2002) des ESS /9/ mit Linearbeschleuniger, Kompressorringen und jeweils einer Kurzpuls- und einer Langpulstargetstation

Die ESS setzt sich aus einem Linearbeschleuniger für H^- - und H^+ - Ionen mit einer maximalen Energie von 1.334 GeV, einem doppelten Kompressorring für die Protonen und zwei Targetstationen zusammen. In der sogenannte Kurzpulstargetstation trifft der auf $1.4 \mu s$ komprimierte Protonenstrahl mit einer Frequenz von 50 Hz auf ein flüssiges Quecksilbertarget. Das Quecksilbertarget der sogenannten Langpulstargetstation wird von einem 2 ms langen Protonenstrahl direkt aus dem Linearbeschleuniger mit einer Frequenz von 16.6 Hz getroffen. Die Geometrie der beiden Targetstationen ist bis auf die unterschiedliche Moderatorkonfiguration bezüglich des Bleireflektors und des Quecksilbertargets identisch.

Als Moderatorkonzepte zum Erreichen hoher Neutronenspitzenflüsse (10^{16} bis 10^{17} Neutronen/s/cm²) sind neben dem Wassermoderator für die Erzeugung thermischer Neutronen und dem flüssigen Wasserstoffmoderator für die Erzeugung kalter Neutronen auch neuartige Materialien wie festes Methan oder Methanhydrat vorgesehen. Diese organischen Materialien weisen neben ihren guten neutronischen Eigenschaften jedoch auch Nachteile auf, die ein besonderes sicherheitstechnisches Augenmerk erfordern. Sie bilden unter Einfluß von radioaktiver Strahlung freie Radikale. Diese erzeugen durch ihre explosionsartige Wärmefreisetzung bei der Rekombination und der daraus folgenden, teilweisen Verdampfung des kalten Moderatormaterials einen sehr hohen Druck. Dies kann zur Zerstörung der Moderatorsysteme führen. Die Bestimmung der Radikalmengen und der Einfluß der deponierten Energie auf deren Erzeugung stellt damit die Basis für weitere sicherheitstechnische Untersuchungen dar. Die Bereitstellung und Verifizierung von Materialdaten für neuartige Moderatormaterialien bildet die Grundvoraussetzung für einen sicheren Umgang mit diesen Materialien in einer Spallationsneutronenquelle. Anhand dieser Daten kann die energieabhängige Intensitätsverteilung der Neutronen aus dem Moderator bestimmt werden, die wiederum die notwendigen Abschirmmaßnahmen der Experimentierbereiche bestimmt.

Das am Cooler Synchrotron COSY in Jülich aufgebaute JESSICA - Experiment ermöglicht nun die experimentelle Bestimmung und Verifizierung der energieabhängigen Intensitätsverteilungen der Neutronen für verschiedene Moderatormaterialsysteme. Damit können in einem neutronenphysikalischen Experiment anhand des im Maßstab 1:1 aufgebauten Target - Moderator - Reflektorsystems der ESS Neutronenintensitätsverteilungen experimentell verifiziert und als Auslegungskriterien für eine hochintensive Spallationsneutronenquelle verwendet werden. Für die sicherheitstechnische Auslegung ist die genaue Kenntnis der tatsächlich produzierten Neutronenflußverteilungen im Hinblick auf die Dosisleistung und der biologischen Wirksamkeit von entscheidender Bedeutung.

Für die Untersuchung von Materialien sind Neutronen dank ihrer besonderen Eigenschaften unentbehrlich geworden und eröffnen vielfältige Anwendungsmöglichkeiten in Physik, Biologie, Chemie, Material-, Ingenieur- und Geowissenschaften /3, 4/. So werden mit Hilfe von Neutronen molekulare Zusammensetzungen von Materialien und Gitteranordnungen von Kristallen analysiert. Dank des magnetischen Moments des Neutrons können die magnetischen Zustände der Atome und Moleküle eines Materials bestimmt werden. Für Neutronen mit sehr geringer Energie ergibt sich sogar die Möglichkeit, sensible biologische Moleküle zerstörungsfrei zu beobachten. All diese Untersuchungen können wegen der hohen Durchdringungsfähigkeit der Neutronen auch für das Innere von Materialproben vorgenommen werden.

Streueigenschaften der Neutronen

- Die De Broglie - Wellenlänge thermischer Neutronen hat die gleiche Größenordnung wie die Gitterabstände in Festkörpern und die intermolekularen Entfernungen in Flüssigkeiten. Deshalb können diese Neutronen an diesen Gitterebenen oder Molekülgruppen gestreut werden und offenbaren damit Informationen über den Aufbau der Materie.
- Durch ihre Ladungsneutralität werden Neutronen nicht durch den Coulombeffekt beeinflusst. Sie können damit tief in das Material eindringen und müssen für die Wechselwirkung mit den Atomkernen nicht die Coulombbarriere überwinden.
- Sie wechselwirken mit den Atomkernen, wobei die Stärke der Wechselwirkung von der Zusammensetzung des Atomkerns abhängt. Damit können verschiedene Isotope eines Materials voneinander differenziert sowie leichte Atomkerne wie Wasserstoff gut nachgewiesen werden.
- Die Neutronen haben ein magnetisches Moment, das ihnen eine Wechselwirkung und damit Streuung mit den magnetischen Momenten eines Materials erlaubt. Dadurch kann auf die magnetische Struktur des Materials geschlossen werden.

3 Das JESSICA Experiment (Jülich Experimental Spallation Target Setup In Cosy Area)

Das JESSICA – Experiment ist ein im Maßstab 1:1 aufgebautes Target – Moderator – Reflektorsystem nach dem ESS - Referenzdesign von 1996 [2]. Es wurde für die Untersuchung der Moderationseigenschaften verschiedener Materialien entworfen. Es erlaubt die Untersuchung der Struktur der Energiespektren der Neutronen durch die Messung ihrer Flugzeitspektren wie auch die Bestimmung der Zeitstruktur für Neutronen bestimmter Energien durch die Streuung an einem Kristall. Die Ergebnisse werden zum einen für die Verifizierung von Monte-Carlo – Simulationen verwendet, zum anderen für die Entwicklung neuer, kalter Moderatormaterialien, sogenannter „Advanced Cold Moderators“.

3.1 Der experimentelle Aufbau

In Abb. 3.1 ist eine Skizze des experimentellen Aufbaus und die Lage der wichtigsten Komponenten des JESSICA - Experimentes dargestellt. Die beiden Protonenstrommonitore (Kapitel 3.3) „Beam Charge Monitor“ (BCM) und „Wall Current Monitor“ (WCM) sind am Ende der COSY - Extraktionsbeamline nahe dem Target positioniert, um die genaue Protonenzahl pro Puls auf das Target zu ermitteln. Am Ende des Protonenflugrohres befindet sich ein Plastiksintillator. Der Protonenpuls erzeugt in diesem ein Lichtsignal, das als Startsignal für die Neutronenflugzeitmessung und zum Teil für die Protonenmessung (Kapitel 3.4) verwendet wird. Der Protonenpuls trifft auf das Quecksilber - Spallationstarget, welches von einem Reflektor aus Bleistäben umgeben ist. Über und unter dem Target an der Stelle des höchsten Neutronenflusses befindet sich je ein Moderator. Zwei weitere Moderatoren sind im hinteren Teil des Reflektors installiert, ebenfalls unter und über dem Target. Damit wird dem ESS - Referenzdesign Rechnung getragen. Zur Messung der Neutronen dient eine abgeschirmte Neutronenflugstrecke, die sich in zwei Teile gliedert. Der erste Teil ist 3 m lang und auf den unteren, vorderen Moderator (Abb. 3.3) ausgerichtet. An diese erste Flugstrecke schließt sich der Bereich des Streukristalls an (Abb. B17). Sowohl für die Neutronen in Geradeausrichtung als auch in gestreuter Richtung ist je ein weiteres Flugrohr mit 1.5 m Länge installiert. In den Enden dieser Flugrohre befinden sich die Neutronendetektoren (Abb. 3.1).

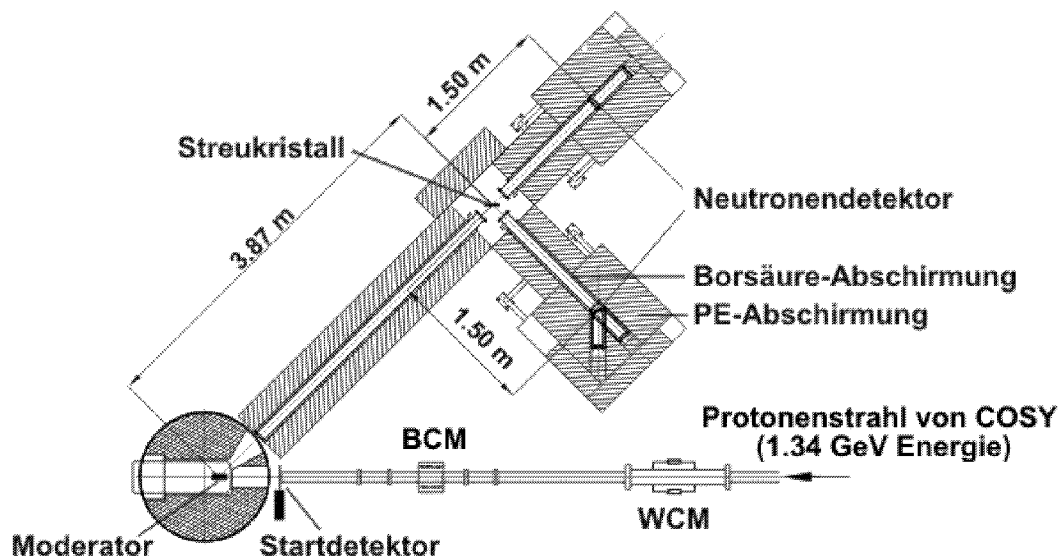


Abb. 3.1: Experimenteller Aufbau des JESSICA – Experiments

In Abb. 3.2 wird eine Ansicht der Experimentieranordnung von JESSICA gezeigt.

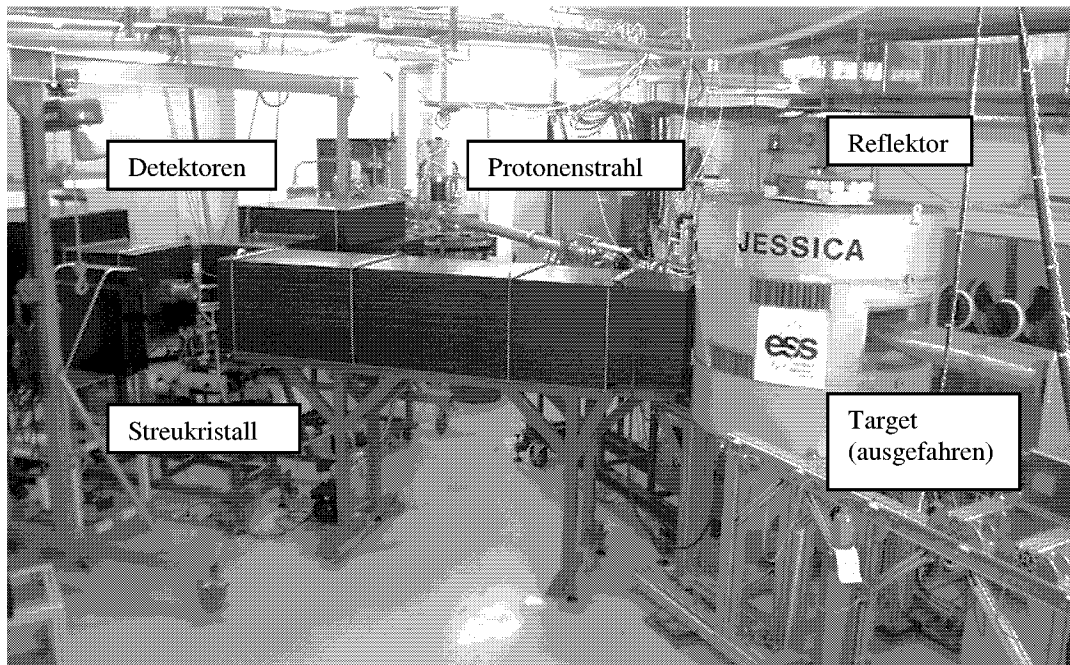


Abb. 3.2: Die Experimentieranordnung von JESSICA am Beschleuniger COSY mit ausgefahrenem Target

3.2 Das Target – Moderator - Reflektorsystem

Der auftreffende Protonenstrahl verursacht neben der Spallationsreaktion bei der realen ESS einen erheblichen Energie- und damit Wärmeeintrag in Target und Reflektor. Deshalb sieht das ESS - Referenzdesign eine Kühlung für beide Bereiche vor. Um dieser Anforderung gerecht zu werden, ist der Reflektor mit Bleistäben ausgefüllt, die sich ergebenden Zwischenräume werden für die Wasserkühlung verwendet. Unter Berücksichtigung von Randeffekten bei der Bestückung mit den Bleistäben entspricht das einer Füllrate von 84.2 % Blei. Für JESSICA wurde der Reflektor nur mit den Bleistäben bestückt und die Zwischenräume leer gelassen, da keine Kühlung notwendig ist. Die Vernachlässigung der Kühlung resultiert aus der ca. 10^5 fach geringeren Leistung des Protonenstrahls bei JESSICA ($2 \cdot 10^9$ Protonen pro Puls) gegenüber ESS ($4.684 \cdot 10^{14}$ Protonen pro Puls). Damit beträgt die mittlere Leistung des Protonenstrahls bei JESSICA ca. 50 W gegenüber 5 MW bei ESS.

Die Kühlung des ESS – Targets wird durch das kontinuierliche Austauschen des Quecksilbers innerhalb eines Kreislafes erreicht. Diese Möglichkeit eröffnet sich durch die Tatsache, daß in diesem Targetkonzept das Targetmaterial gleichzeitig auch das Kühlmittel ist. Da im Gegensatz zu ESS bei JESSICA nicht die Notwendigkeit der Kühlung des Quecksilbertargets besteht, wurde nur der Targetkopf mit einer Länge von 94 cm ohne den anschließenden Kühlkreislauf realisiert. In Abb. 3.3 ist das Target – Moderator – Reflektorsystem als schematisches Bild dargestellt.

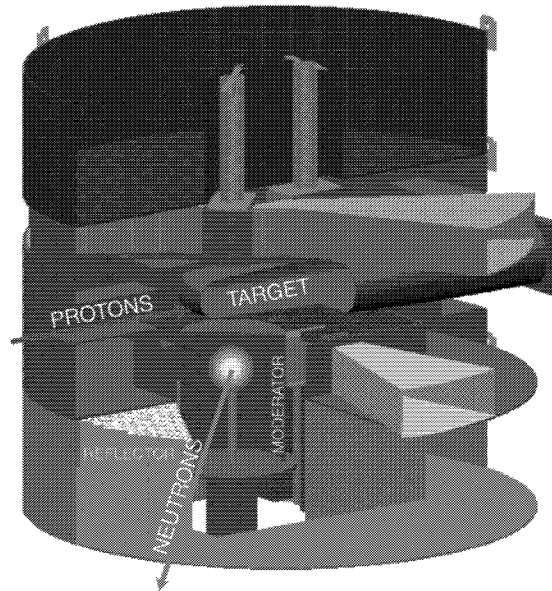


Abb. 3.3: Schema des Target – Moderator – Reflektorsystems der Kurzpulstargetstation nach ESS - Referenzdesign 1996 /2/

Das Target mußte nach den Sicherheitsbestimmungen als sogenanntes "Stopp" - Target ausgelegt werden. In dem 94 cm langen Quecksilbertarget werden die Primärprotonen mit einer Energie von 1.3 GeV durch den Energieverlust dE/dx der Protonen in Quecksilber schon nach 64 cm gestoppt. Diese maximale Reichweite in Quecksilber für Protonen bis 1.3 GeV ergibt sich nach der Bethe-Bloch - Gleichung (1) /10/. Die energieabhängige Reichweite von Protonen in Quecksilber ist in Abb. 3.4 dargestellt.

$$S = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{\rho} = K \cdot z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{4 \cdot m^2 \cdot c^4 \cdot \beta^4}{(1 - \beta^2) \cdot I^2} \right) - 2 \cdot \beta^2 - \delta \right] \quad (1)$$

S	-	Bremsvermögen
K	-	Konstante = 0.307 MeV·cm ² ·mol
Z	-	mittlere Kernladungszahl des Materials
A	-	mittlere Massenzahl des Materials
I	-	Ionisationspotential
m·c ²	-	Ruhemasse des Teilchens
z	-	Ladungszahl des Teilchens
β	-	Geschwindigkeit des Teilchens
δ	-	Dichtekorrektur für unterschiedliche Phasen des Materials (fest, flüssig, gasförmig))
ρ	-	Dichte des Absorbers

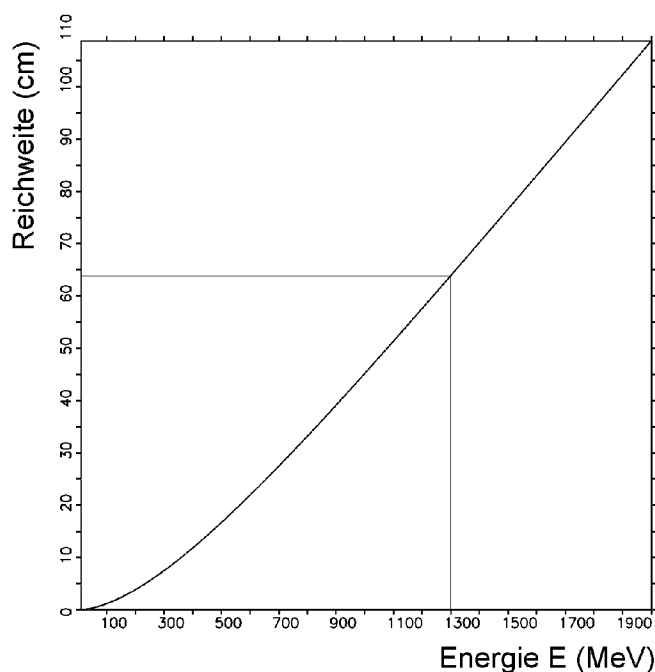


Abb. 3.4: Energieabhängige Reichweite von Protonen in Quecksilber

Den Sicherheitsbestimmungen für das Quecksilbertarget bei JESSICA wird durch eine permanente Füllstandsüberwachung und durch einen zusätzlichen Auffangbehälter entsprochen. Da das mit Quecksilber gefüllte Target in der Flugbahn des Protonenstrahls von den Genehmigungsaufgaben als Stopptarget und damit Beamstopp vorausgesetzt wird, ist die Füllstandsüberwachung und die Positionsbestimmung des Targets über Endschalter an die Personensicherheitsanlage des JESSICA - Experiments angeschlossen. Damit wird verhindert, daß der Protonenstrahl in die hinter dem Target befindliche Betonwand eindringt und durch Sekundärteilchenstrahlung in dem benachbarten Raum eine unzulässig hohe Dosisleistung verursacht. Das gesamte Target mit seinen Sicherheitskomponenten wurde auf einem Rollwagen installiert, um Experimente mit veränderter Targetposition relativ zur Moderatorposition zu ermöglichen. Die Targetverschiebung wird von entsprechenden Endschaltern begrenzt.

Die experimentellen Untersuchungen wurden nur an einem Testmoderator an einer der vier Moderatorpositionen durchgeführt, für die restlichen Positionen wurden Wassermoderatoren ($V = 1000 \text{ cm}^3$, Raumtemperatur von ca. 300 K) installiert. Dieser Testmoderator, im weiteren als „Moderator“ bezeichnet, befand sich unterhalb des Targets, mit seinem Mittelpunkt 10 cm von der Targetspitze entfernt (Abb. 3.3). Die aus dem Moderator austretenden Neutronen gelangen über eine Flugstrecke zu den 5.12 m bzw. 5.37 m entfernten Neutronendetektoren (Abb. 3.1). Um die Streuung der Neutronen innerhalb dieser Flugstrecke zu minimieren wurde eine Teilflugstrecke von 4.57 m als Vakuumflugstrecke ausgelegt, während sich in der verbleibenden Flugstrecke von 0.8 m Flugstrecke Luft befand. Eine Abschätzung für die Abschwächung der Neutronen durch die das Vakuumrohr verschließenden Aluminiumfenster mit einer Gesamtdicke von 4 mm gegenüber einer Luftsäule von 4.75 m zeigte eine deutlich geringere Abschwächung der Aluminiumfenster. Zusätzlich befinden sich zwischen Detektorkristall und Moderatormaterial 8.5 mm Aluminium in Form der Moderatorhülle, des Wärmeschildes und mehrerer Vakuumhüllen. Damit ergibt sich eine Gesamtdicke des Aluminiums in der Neutronenflugstrecke von 12.5 mm. Die für die Untersuchung der gestreuten Neutronen installierte Flugstrecke wurde senkrecht zu der ersten Flugstrecke positioniert. Damit wird ein Streuwinkel von 45° erreicht. Die Messungen der direkten Neutronen wurde durch Variation der Detektorposition mit

Flugstrecken von 5.12 m und 5.37 m durchgeführt. Mit der Flugstrecke von 5.37 m befand sich der Neutronendetektor in gerader Flugrichtung in der gleichen Entfernung von 1.5 m vom Streukristall wie der Neutronendetektor für die gestreuten Neutronen. Als Streukristall kam ein pyrolytischer Graphitkristall mit den Maßen 10 cm x 15 cm x 1 cm zur Anwendung, der unter 45° und in 3.90 m Entfernung von der Moderatoroberfläche in der Neutronenflugbahn installiert wurde. Ein Hubtisch ermöglichte die korrekte Höhenpositionierung des Kristalls während die Winkelausrichtung durch einen Drehtisch mit Goniometer realisiert wurde (Abb. 3.1 und 3.2).

Als Moderatormaterial wurde Wasser und Polyethylen bei Raumtemperatur von $T = 300$ K, Eis bei $T = 70$ K und 20 K sowie Methanhydrat bei $T = 20$ K verwendet. In zukünftigen Versuchen sind weitere kalte Moderatormaterialien vorgesehen, z.B. festes Methan als Block und in Pelletform, flüssiger Wasserstoff und Mesitylen ($1,3,5\text{-(CH}_3)_3\text{C}_6\text{H}_3$). Für die innere Moderatorgeometrie wurde das ESS - Referenzdesign von 1996 /2/ eines Quaders von 15 cm Breite x 12 cm Höhe x 5 cm Dicke verwendet. Der Moderatorbehälter wurde für die Verwendung von flüssigem Wasserstoff und festem Methan bis zu 10 K ausgelegt. Die Kühlung dieser Moderatormaterialien benötigt eine thermische Isolierung, die durch einen Vakuumbereich und ein Wärmeschild realisiert wird. Zusätzlich ist eine weitere Hülle notwendig, um das Gefährdungspotential einer Explosion zu minimieren. Durch die Anwendung dieses Barrierenprinzips als Sicherheitskonzept kann eine Vermischung von Luftsauerstoff mit Methan oder Wasserstoff aus dem Moderator mit hoher Wahrscheinlichkeit verhindert werden. Für einen korrekten Vergleich zwischen Moderatoren bei verschiedenen Temperaturen wurden auch die Messungen von Eis mit allen Sicherheitshüllen durchgeführt. Die Auswirkung der Versteifungsrippen und der Zu- und Abläufe wurden in den Simulationen nicht berücksichtigt.

3.3 Der Protonenbeschleuniger

Der für das JESSICA – Experiment notwendige Protonenstrahl wurde durch den Synchrotronbeschleuniger COSY (Cooler Synchrotron) am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich zur Verfügung gestellt (Abb. 3.5). Mit ihm können Protonen bis zu einer Energie von 2.5 GeV produziert werden. Nach einer Vorbeschleunigung von H^+ - Ionen auf eine kinetische Energie von 40 MeV durch ein Zyklotron werden diese H^+ - Ionen bei dem Durchgang durch eine sogenannte Strippingfolie von ihren beiden Elektronen befreit und als Teilchenpakete (Bunches) in den Ring injiziert. Dort werden sie bei jedem Umlauf durch hochfrequente, elektrische Wechselfelder innerhalb eines Resonanzhohlleiters (Cavity) beschleunigt, bis sie die angestrebte Energie erreicht haben. Die Umlaufbahn der Teilchenpakete wird durch Magnete (Dipole) entlang der beiden Ringbögen synchron zu der Beschleunigungsfrequenz eingestellt. Der radialen Aufweitung der umlaufenden Protonenpakete wird durch zwei unterschiedliche Kühlmethoden, die Elektronenkühlung und die stochastische Kühlung, entgegengewirkt.

Bei der Elektronenkühlung werden auf einem geraden Teilstück des Rings parallele und monoenergetische Elektronen zu den Protonen injiziert. Durch Stoßprozesse nehmen sie die Schwingungen der Protonen auf und dämpfen damit den Longitudinal- und Transversalimpuls der Protonen. Am Ende des geraden Teilstücks werden die Elektronen wieder aus dem Protonenstrahl ausgekoppelt. Für höhere Energien wird die stochastische Kühlung angewendet. Dabei wird an einer Stelle des Rings die Abweichung eines Teilchenpakets von seiner Sollbahn gemessen (Pick-up) und der entsprechende Korrekturimpuls an der gegenüberliegenden Stelle im Ring eingebracht (Kicker).

Durch diese stochastische Korrektur wird die Orts- und Energieunschärfe der Teilchenpakete deutlich reduziert.

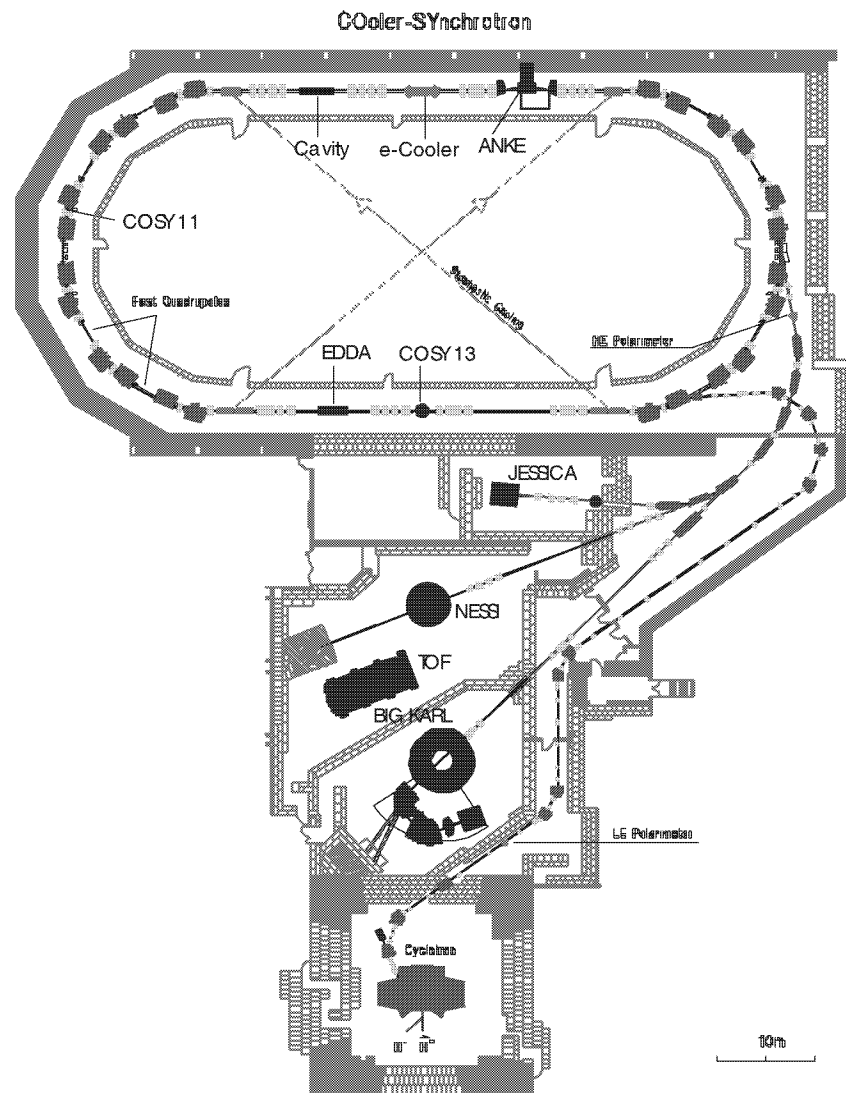


Abb. 3.5: Schematische Darstellung der Beschleunigeranlage COSY mit Synchrotron, Zyklotron und weiteren internen und externen Experimentiereinrichtungen

Für das JESSICA – Experiment wurde ein ESS relevanter, gepulster Protonenstrahl an COSY entwickelt. Zu diesem Zweck wurde die schnelle Extraktion [11] des Protonenstrahls von COSY angewendet. Das Prinzip beruht dabei auf der künstlichen Anregung einer Schwingung der Protonenflugbahn im Beschleunigerring mittels eines Diagnosekickers. Die Flugbahn der Protonen ist jedoch nicht stationär, so daß sich die Protonen innerhalb eines Ringabschnitts je nach Umlauf mal näher an der Außenwand und mal weiter entfernt von dieser befinden. Durch die Wahl einer geeigneten Anregungsschwingung können die Protonen im Bereich der Extraktion so weit aus ihrer ursprünglichen Bahn verschoben werden, daß der Hauptteil der Protonen die Schwelle des Septums erreicht und in Richtung der externen Strahlführung von den restlichen Protonen abgeschält wird. Der Protonenstrahl am JESSICA – Experiment wurde in seinem maximalen Querschnitt von dem Strahlrohrquerschnitt von $\varnothing = 10$ cm begrenzt. Aber auch bei einem gut gebündelten Protonenstrahl von z.B. $\varnothing = 2$ cm bildet sich um den Strahl herum ein Bereich (Halo), der einen wesentlich größeren Querschnitt erreicht

als der Strahl selbst, jedoch mit weit geringerer Protonendichte. Diese Protonen aus dem Halo können jedoch zu Spallationsreaktionen in der Strahlrohrwand führen, wodurch ein höherer Untergrund an Neutronen im JESSICA – Experimentierareal entstehen kann. Um diesen Effekt zu minimieren, sollte der Strahl einen minimalen Querschnitt erreichen und sich zentral innerhalb des Strahlrohrs befinden. Da der gepulste Protonenstrahl von COSY nur die 10^{-5} -fache Intensität des ESS - Beschleunigers erreicht, ist die Gefährdung für das Target durch eine zu starke Bündelung des Protonenstrahl nicht von Bedeutung.

Die Positionsbestimmung des Strahls wurde von COSY mittels langsamer Extraktion vorjustiert, da die verwendeten Drahtkammern die kurze Pulslänge des JESSICA - Strahls zeitlich nicht auflösen konnten. Mit der Verwendung eines Polaroidbildes als Nachweismedium ergab sich zum einen die Möglichkeit, die Strahlposition noch genauer zu bestimmen. Das Polaroidnegativ wurde dazu für 10 Pulse auf der Strahlachse positioniert und seine Position relativ zu dem Strahlrohr markiert. Das resultierende Photo ermöglichte es, die Position und den Querschnitt festzuhalten. Mit dieser Methode wurde der Strahl innerhalb der Möglichkeiten der Strahljustierung optimal eingestellt. Aus Abb. 3.6 ersieht man die Lage und den Querschnitt des Strahls gegenüber dem umgebenden Strahlrohr.

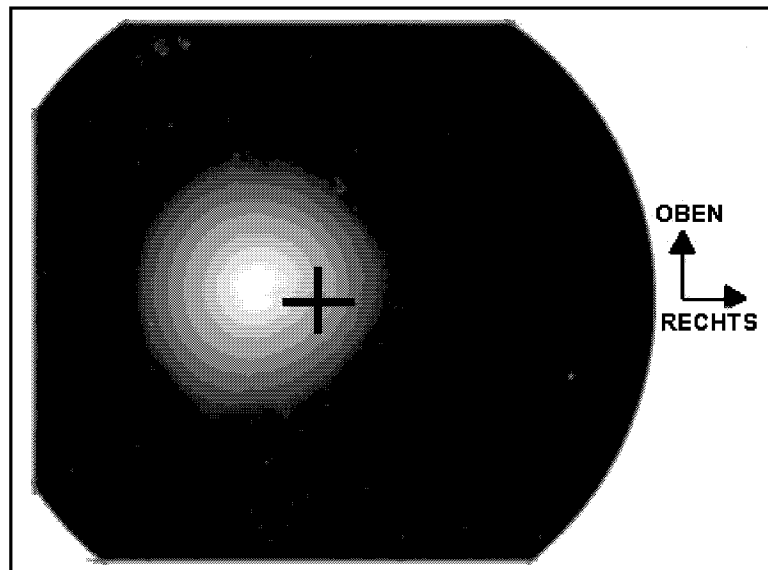


Abb. 3.6: Protonenstrahlposition- und querschnitt im Flugrohr ($\varnothing=10\text{cm}$) in Strahlrichtung gesehen (Maßstab 1:1)

Man erkennt eine leichte Verschiebung der Strahlachse gegenüber dem Mittelpunkt des Flugrohres von ca. 1 cm. Dank des kleinen Querschnitts des Protonenstrahls konnte jedoch ein Kontakt des Strahls mit der Rohrwand verhindert werden.

3.4 Die Abschirmung der Neutronenflugstrecke und der Detektoren

Bei der Konzeption des Experiments zur Messung der Neutronenspektren war eine Reduzierung des Meßuntergrundes notwendig. Zum einen besaß der Reflektor selbst keine Abschirmung und zum anderen traten Verluste während der Extraktion des Protonenstrahls aus dem COSY - Ring auf, die den Meßuntergrund zusätzlich erhöhten.

3.4.1 Das Abschirmungsprinzip

Bei der Wahl des Abschirmungsprinzips für die Detektoren und die Strahlrohre (Abb. 3.1) standen zwei Möglichkeiten zu Wahl. Bei der ersten Möglichkeit hätte der gesamte Reflektor mit Abschirmung umgeben werden müssen. Damit wäre die Moderatorzugänglichkeit nicht mehr gegeben gewesen. Zusätzlich hätte es eine enorme Menge an Abschirmmaterial erfordert. Eine nur teilweise Abschirmung in Richtung der Neutronendetektoren wäre nicht ausreichend, da die restlichen Neutronen an und in der umgebenden Betonwand reflektiert werden können, sodaß die Abschirmungsmaßnahme nur teilweise wirksam ist. Untergrundmessungen an zwei verschiedenen Positionen des Experimentierareals bestätigten die Annahme der annähernd isotropen Verteilung der Untergrundneutronen im Raum (Abb. 3.7). Die Positionen von P1 und P2 wurden zufällig innerhalb des Experimentierbereiches gewählt, P1 befand sich dabei auf dem Boden und P2 in 2 m Höhe.

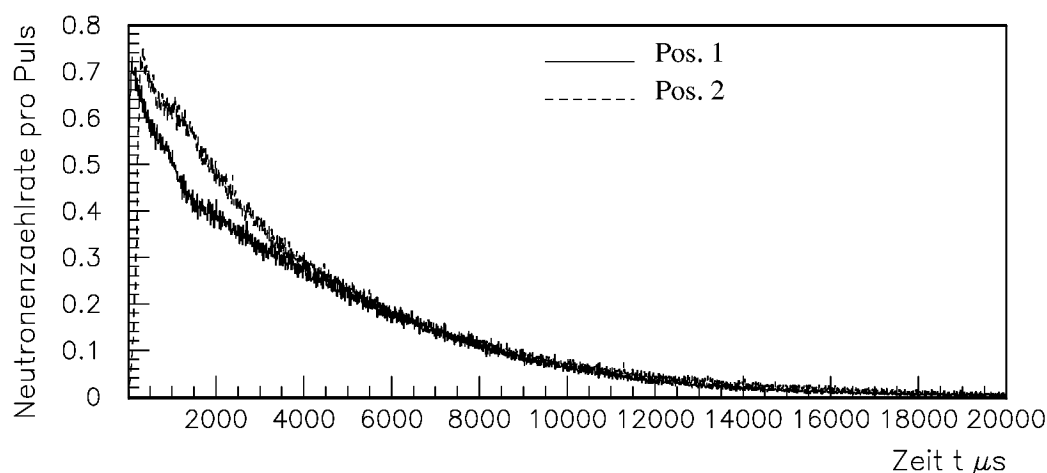


Abb. 3.7: Messung der Untergrundneutronen bei JESSICA an zwei unterschiedlichen Positionen

Zusätzlich würde dieses Prinzip eine Abschirmung der Betonwand hinter dem Quecksilbertarget erfordern, da hochenergetische Sekundärteilchen der Inter-nuklearen Kaskade eine starke Vorwärtsrichtung aufweisen und am Ende des Quecksilbertargets austreten können. Für die direkte Abschirmung dieser hochenergetischen Teilchen ist die Anlage aber nicht konzipiert. Diese Teilchen werden erst in der Betonwand auf eine Energie abgebremst, für welche die Abschirmung wirksam wird.

Die zweite Möglichkeit bestand in einer Abschirmung direkt an der Position der Neutronendetektoren. Diese Maßnahme würde sowohl die Neutronen aus dem Reflektor als auch diejenigen aus der Betonwand gleichermaßen beeinflussen. Eine weitere Optimierung würde in der Abschirmung der Neutronenflugstrecken bestehen. Dadurch wird das Eindringen der Untergrundneutronen in die Flugstrecke und die daraus folgenden Untergrundsignale im Detektor verhindert.

Da dieses zweite Abschirmungsprinzip bei gleicher Wirksamkeit wesentlich geringere Kosten verursacht und zusätzlich den freien Zugang zum Reflektor erlaubt, wurde es als Abschirmungsprinzip für das JESSICA - Experiment gewählt. Die Anordnung der Abschirmung ist in Abb. 3.1 anhand der schraffierten Flächen erkennbar.

3.4.2 Die Struktur der Abschirmung

Für die Messung der Neutronen stand vergleichsweise wenig Platz zur Verfügung, weshalb sich die Neutronendetektoren relativ nahe am Reflektor befanden. Üblicherweise werden Neutronenstreuexperimente außerhalb der normalen, biologischen Abschirmung des Reaktorkerns oder des Spallationstargets installiert und besitzen damit eine weitgehende Abschirmung vor Neutronen und Gammastrahlung. Die Abschirmung vor diesen Untergrundquellen mußte für das Experiment damit direkt an den Neutronendetektoren vorgenommen werden. Für eine wirksame Abschirmung der Gammastrahlung mit Material großer Ordnungszahl bestand dabei keine Möglichkeit. Die aus der Gammastrahlung resultierenden Detektorsignale mußten deshalb von den Neutronensignalen elektronisch separiert werden. Im Hinblick auf den Neutronenausfluß aus dem Reflektor und den umgebenden Betonwänden, der normalerweise einen hohen Signaluntergrund in den Detektoren erzeugen würde, bestand die Möglichkeit einer Abschirmung. Sie beruhte darauf, die hochenergetischen Neutronen in einem ausreichend dicken Moderatormaterial so weit abzubremesen, daß sie von dem folgenden Absorptionsmaterial mit hoher Wahrscheinlichkeit absorbiert werden konnten. Hier war auch der kleine Raumwinkel der Detektoren zum Moderator zusätzlich hilfreich. Als Moderatormaterial kam wegen seiner guten Handhabbarkeit und den guten, mit Wasser vergleichbaren Moderationseigenschaften Polyethylen zum Einsatz. Bei dem Absorbermaterial wurde die Wahl zwischen Cadmium und Bor zugunsten von Bor entschieden. Der Grund dafür war die bei Cadmium aus der Neutronenabsorption resultierende Gammastrahlung, welche den ohnehin schon vorhandenen γ - Untergrund weiter verstärkt hätte. Demgegenüber produziert Bor bei der Neutronenabsorption nur ein α - Teilchen, welches wegen seiner extrem kurzen Reichweite keinen Einfluß auf die Neutronendetektoren hat. Das Bor wurde in seiner natürlichen Zusammensetzung (20% ^{10}B , 80% ^{11}B) in Form von Borsäure verwendet. Auf eine Anreicherung von Bor mit dem für die Neutronenabsorption relevanten ^{10}B wurde aus Kostengründen verzichtet, jedoch wurde die Schichtdicke der Borsäure erhöht. Die der Dimensionierung der Abschirmung zugrundeliegenden Monte-Carlo - Simulationen sind in Abb. 3.8 dargestellt.

Die Simulationen basieren auf einem monoenergetischen Quellneutronenspektrum mit einer Energie von 20 MeV, was eine deutliche Überschätzung gegenüber der mittleren Neutronenenergie des Verdampfungsspektrums von 2-3 MeV aus der Spallation bedeutet. Damit wurde die Transmission der Quellneutronen durch das Polyethylen und die Borsäure berechnet. Die Schüttdichte der pulverförmigen Borsäure wurde dabei berücksichtigt. Man erkennt deutlich die Verringerung des Neutronenstroms mit zunehmender Schichtdicke des Polyethylens, während die Auswirkung einer größeren Schichtdicke der Borsäure nur gering ist.

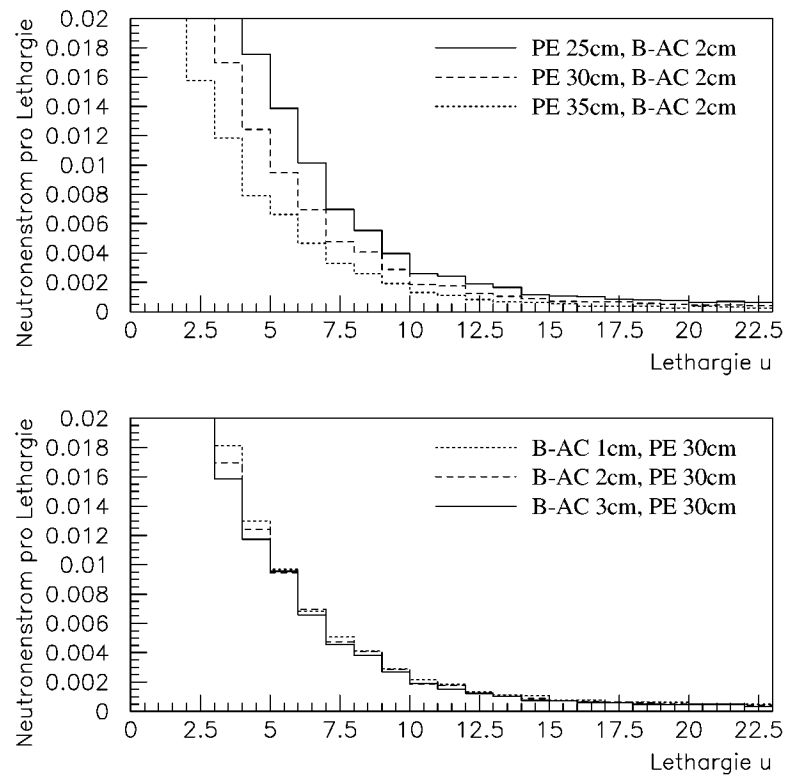


Abb. 3.8: Abschirmungsrechnungen für unterschiedliche Schichtdicken von Polyethylen (PE) und Borsäure (B-AC)

Auf Basis dieser Simulationen erhielt die Abschirmung der Detektoren eine Schichtdicke von 42.5 cm für Polyethylen und von 2 cm für Borsäure. Die Neutronenflugstrecke wurde mit einer 22.5 cm dicken Polyethylenschicht und ebenfalls 2 cm Borsäure abgeschirmt.

3.5 Die Messung der Intensität des Protonenpulses

Um absolute Neutronenmeßdaten zu gewinnen und einen Vergleich von Monte-Carlo - Simulationen und Messungen untereinander durchzuführen, ist es notwendig, die Anzahl der Protonen in einem Protonenpuls zu kennen. Die Herausforderung bestand in diesem Fall in der gepulsten Struktur des Protonenstrahls, was zu einer kurzzeitigen und sehr hohen Protonenzahl von bis zu $2 \cdot 10^9$ Protonen pro Puls und damit pro μs führte. Das entspricht einer Zählrate von $2 \cdot 10^{16}$ Protonen pro Sekunde. Bei einer Pulsfrequenz von 0.05 Hz wurde der Bereich der kürzesten Ansprechzeit als auch der maximalen Zählrate der üblichen Meßgeräte überschritten. So übersteigt die Zählrate selbst die eines schnellen Plastiksintillators (Abklingzeit $\tau = 2 \text{ ns}$) von ca. $5 \cdot 10^6$ Teilchen pro Sekunde um 10 Größenordnungen. Für das JESSICA - Experiment wurde auf die Bestimmung der Protonenzahl sehr großer Wert gelegt, um eine genaue Bestimmung der absoluten Neutron zu Proton – Verhältnisse der Moderatoren zu ermöglichen. Deshalb wurden drei unterschiedliche Meßmethoden verwendet. Die Ermittlung der Protonenzahl pro Puls wurde mit zwei Systemen, als BCM /12/ und WCM /49/ bezeichnet, vorgenommen. Beide Systeme unterscheiden sich hinsichtlich der Meßmethode, besitzen aber eine ausreichend kurze Ansprechzeit für die kurze Pulsdauer von $1 \mu\text{s}$. Der Bezug zu den Standardmeßverfahren für integrale Protonenzahlen wurde über eine Aktivierungsmessung mit Aluminium hergestellt.

Die Intensitätsmessung mit BCM

Der „Beam Charge Monitor“ (BCM) besteht aus einem metallischen Rohr, das von einem Keramikeinsatz unterbrochen wird. Außerhalb des Keramikringes befindet sich eine Spule, die über Widerstände mit der Ausleseelektronik verbunden ist. Das Meßgerät wird auf der Protonenstrahlachse installiert. Als Meßsensor wird ein sogenannter integrierender Stromwandler „Integrating Current Transformer“ (ICT) eingesetzt. Für die weitere Signalverarbeitung sind ein „Charge Amplifier“ (CA) und ein „Bunch Signal Prozessor“ (BSP) vorhanden (Abb. 3.9).

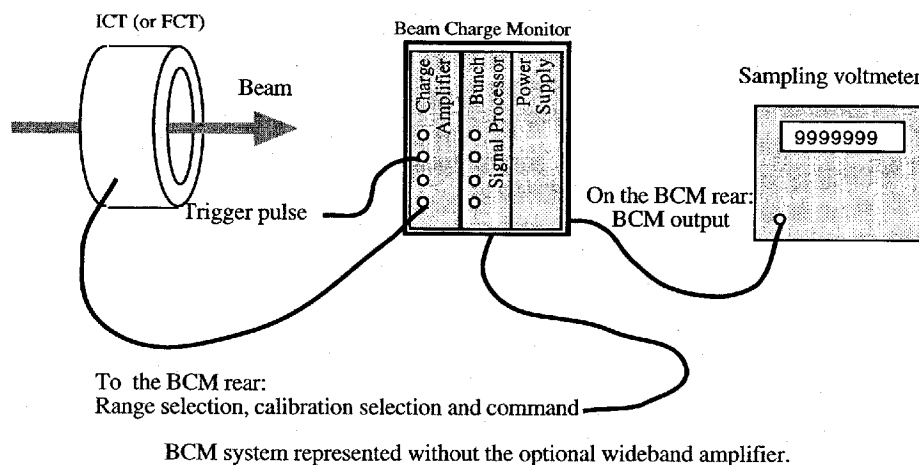


Abb. 3.9: Meßanordnung für die Protonenmessung mittels BCM /12/

Das Funktionsprinzip der Protonenmessung beruht auf der elektromagnetischen Induktion durch den Protonenpuls in der umschließenden Spule. Der induzierte Spulenstrom wird nun in einem Kondensator gespeichert und über einen Widerstand als Spannungsimpuls weitergeleitet (Abb. 3.10).

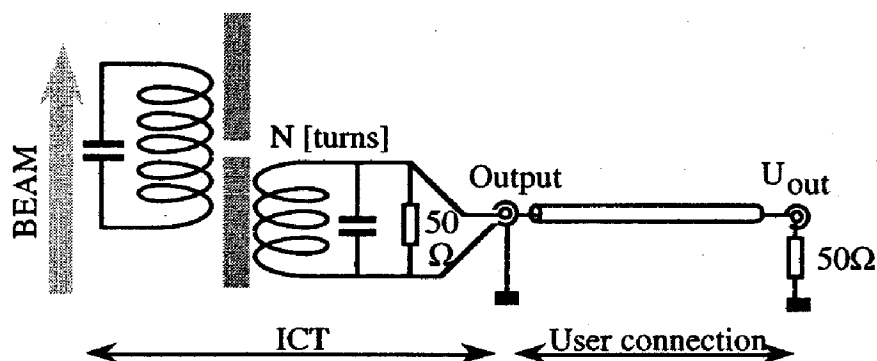


Abb. 3.10: Technischer Aufbau der Protonenmessung mittels BCM /13/

Da der Protonenstrom durch die elektrische Influenz in der metallischen Wand einen Spiegelstrom erzeugen würde, der in der Meßspule ebenfalls eine gleich hohe, aber entgegengesetzt gerichtete Spannung induzieren und den Meßimpuls damit ausgleichen würde, wird dieser Spiegelstrom innerhalb der Spule mittels eines Keramikrings unterbrochen und außen um die Spule herumgeführt.

Als Voraussetzung einer korrekten Messung war für die Ausleseelektronik des BCM ein positives Startsignal notwendig. Dieses wurde von der COSY - Leitwarte $7\ \mu\text{s}$ vor der Strahlextraktion bereitgestellt. Der Zeitraum zwischen Startsignal und Eintreffen des Protonenpulses wurde so eingestellt, daß die auf diesem Startsignal aufbauenden, stufenförmigen Zeitfenster (Abb. 3.11, Kurve 2) und das gemessene Spannungssignal des Protonenpulses (Abb. 3.11, Kurve 3) zueinander richtig positioniert waren.

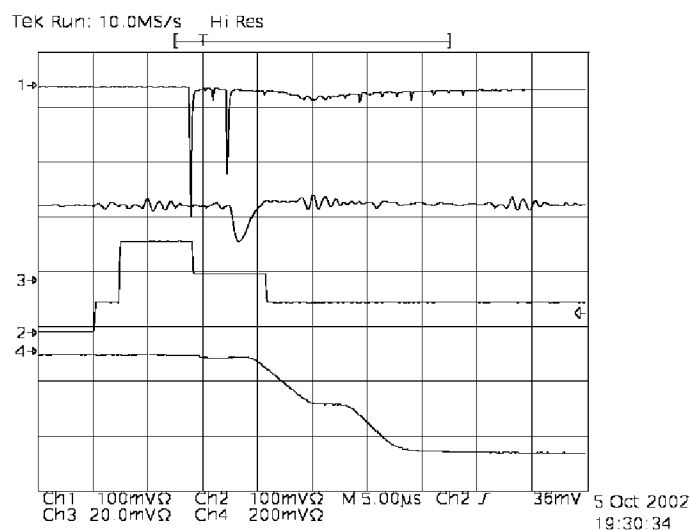


Abb. 3.11: Zeitfenster für die Protonenmessung mittels BCM

Das vom Protonenpuls erzeugte Startsignal mußte dabei so frühzeitig anliegen, daß sich das vom Charge Amplifier (CA) verstärkte Spannungssignal des ICT zeitlich komplett in der 2. oder 3. Stufe des Zeitfenster (Abb. 3.11, Kurve 2) befand. Die Breite der Zeitfenster wurde der Breite des Eingangssignals angepaßt. Das Protonenmeßsignal wurde nun im „Bunch Signal Prozessor“ (BSP) aufsummiert und je nach zeitlicher Position zu einem negativen (2. Zeitfenster) oder einem positiven (3. Zeitfenster) Signal umgewandelt. Währenddessen wurde in dem jeweils anderen Zeitfenster das Rauschen und ein möglicher Versatz des Eingangssignals gegenüber der Nullpunktlage gemessen. Das resultierende Signal ergab sich

aus dem Aufsummieren der Signale aus beiden Zeitfenstern. Diese Methode gewährleistete eine gute Reduktion des Rauschuntergrundes. Am Ausgang des BSP lag das Signal in Form eines Gleichspannungssignals von bis zu $\pm 7\text{ V}$ für einen Zeitraum von $400\text{ }\mu\text{s}$ an (Abb. 3.11, Kurve 4). Ein möglicher Versatz des Ausgangssignals gegenüber der Nullpunktlage konnte mittels Potentiometer an der BCM - Elektronik neutralisiert werden /12/.

Für die unterschiedlichen einstellbaren Meßempfindlichkeiten wurde mit Hilfe von Standardsignalen eine Kalibrierungskurve aufgenommen. Sie stellt den Zusammenhang zwischen der jeweils angezeigten Spannung und der dazu notwendigen Stromstärke her. Mittels dieser Kalibrierungsgerade kann dann von dem Spannung - Meßimpuls auf eine Ladung und damit auf eine Protonenzahl geschlossen werden.

$$n_p = \frac{U \cdot K}{e} \quad (2)$$

n_p	-	Protonenzahl
e	-	Elementarladung
K	-	Kalibrierungsfaktor (A/V)
U	-	Spannung

Die der jeweiligen BCM – Verstärkereinstellung entsprechenden Kalibrierungsfaktoren sind in Tab. 3.1 dargestellt.

Tab. 3.1: Verstärkungsstufen und Kalibrierungsfaktoren für BCM

Verstärkung des BCM (dB)	BCM Eingang	Jumperposition (2-1-0)	Kalibrierungsfaktor K (V/nC)
6 (0/6)	50 Ω	H-H-H	0.400
12 (6/6)	50 Ω	H-H-L	0.800
18 (12/6)	50 Ω	H-L-H	1.592
20 (0/20)	50 Ω	L-H-H	1.510
26 (20/6)	50 Ω	L-H-L oder H-L-L	3.609
32 (12/20)	50 Ω	L-L-H	7.079
40 (20/20)	50 Ω	L-L-L	20.099

Für eine Verstärkung von 26 dB und 20 dB konnten die Werte aus den Begleitunterlagen des BCM /12/ verwendet werden. Die Kalibrierungsgerade für eine Verstärkung von 32 dB wurde durch eine eigene Kalibrierung ermittelt. Dazu wurde ein Standardsignal als Eingangssignal für den ICT verwendet und mit einer bekannten Verstärkung von 26 dB die entsprechende Spannung gemessen. Über die Kalibrierungsgerade dieser Verstärkung konnte dem Standardsignal eine Ladung zugeordnet werden. Mit demselben Standardsignal wurde nun die Spannung bei einem Verstärkungsfaktor von 32 dB gemessen. Diese Messungen wurden für verschieden hohe Standardsignale wiederholt.

Anhand der sich daraus ergebenden Meßwertpaare konnten eine Kalibrierungsgerade (Abb. 3.12) und ein entsprechender Kalibrierungsfaktor für eine Verstärkung von 32 dB ermittelt werden.

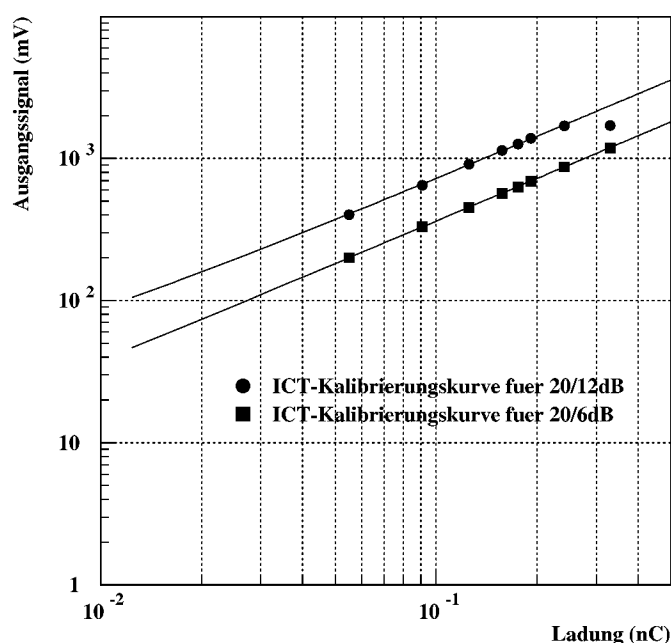


Abb. 3.12: Kalibrierungsgeraden für den BCM – Verstärkung von 26 dB und 32 dB

Die Datenaufnahme des ADC

Der Analog / Digital - Wandler (ADC) ermöglichte die Digitalisierung der Spannungsamplitude aus der Protonenmessung des BCM. Die Elektronik des BCM wurde über ein externes Signal von COSY ca. 7 μ s vor dem Protonenpuls gestartet. Das resultierende Meßsignal wurde mit dem ADC verarbeitet, wobei der ADC über das 400ns breite Startsignal aktiviert, über eine standardmäßiges CAMAC - PCI Schnittstelle an das Datenerfassungsprogramm übertragen und mit Angabe der Uhrzeit automatisch pro Protonenpuls gespeichert wurde.

Eine weitere Kalibrierungsgerade war für die Korrelation zwischen ADC - Kanal und Signalhöhe der Spannung notwendig (Abb. 3.14). Diese erlaubte es, einem bestimmten Kanal eine entsprechende Spannung zuzuordnen und damit letztendlich die Protonenzahl pro Puls zu bestimmen. Für die Kalibrierung des ADC wurde der in Abb. 3.13 dargestellte Meßaufbau angewendet.

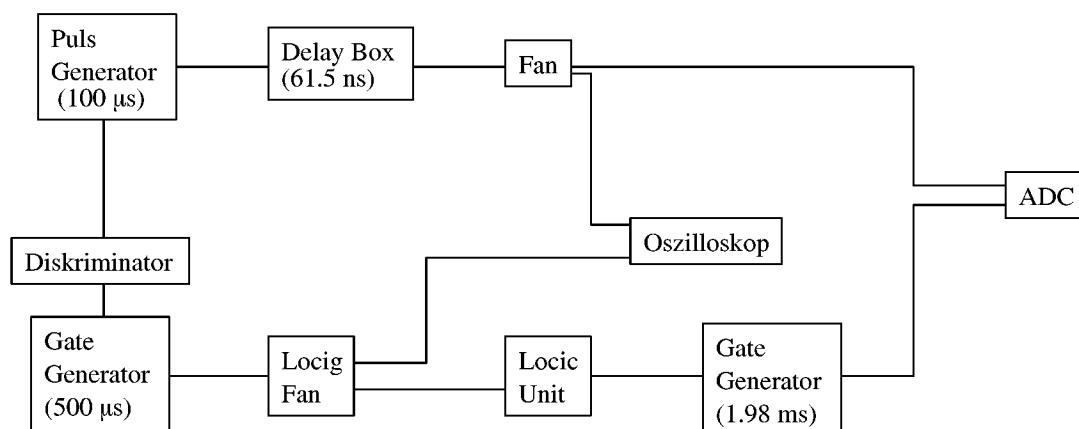


Abb. 3.13: Meßaufbau für die Kalibrierung des ADC

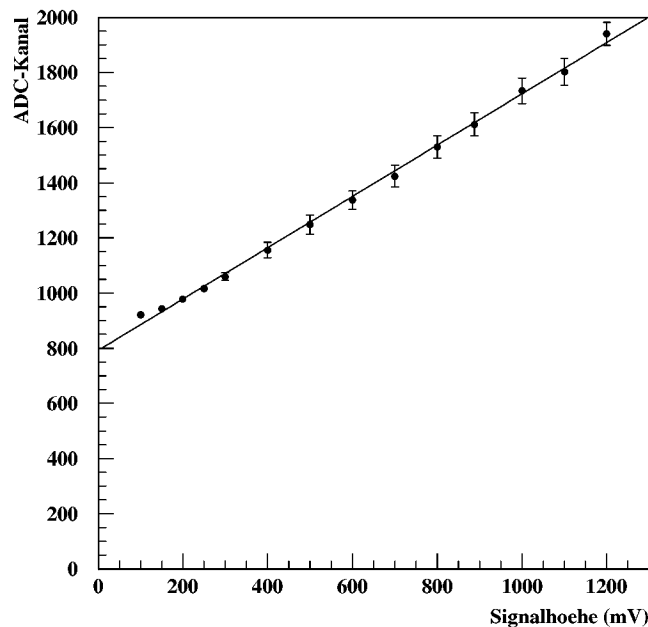


Abb. 3.14: Kalibrierungsgerade für den ADC

Die Kalibrierungsgerade wurde über lineare Regression zu
 $(\text{ADC} - \text{Kanal}) = 792.504 + 0.930 \cdot U$
 ermittelt.

Die Intensitätsmessung mit WCM

Der „Wall Current Monitor“ (WCM) besteht aus einem metallischen Vakuumrohr, welches mit einem Keramikeinsatz unterbrochen ist. Die beiden Rohrteile sind über mehrere gleichmäßig um das Rohr verteilte 50Ω - Widerstände miteinander verbunden. Der Protonenpuls bewirkt durch Influenz einen Spiegelstrom in dem umgebenden Metallrohr. Über die den Keramikeinsatz überbrückenden Transferwiderstände wird das Stromsignal $I(t)$ in ein Spannungssignal $U(t)$ umgewandelt und gemessen. Dieser resultierende Spannungsimpuls wird aufgezeichnet, so daß das Integral dieser Kurve ermittelt werden kann und die Gesamtladung und damit die Protonenzahl liefert. Über entsprechende Verstärkerschaltungen wird die Einstellung der Meßempfindlichkeit vorgenommen. In der Berechnung der Protonenanzahl wird die Transferimpedanz Z_{WCM} und die Bandbreite des Verstärkers (7 MHz oder 70 MHz) als elektronische Gesamtverstärkung V berücksichtigt.

$$I(t) = \frac{U(t)}{Z_{\text{WCM}}(\Omega) \cdot V} = \frac{U(t)}{K_{(7 \text{ oder } 70) \text{ MHz}}(\Omega)} \quad (3)$$

$$Z_{\text{WCM}} = 10.5 \Omega$$

$$V_{7\text{MHz}} = 3.3 \cdot 10^{(n \cdot 6/20)}$$

$$V_{70\text{MHz}} = 4.7 \cdot 10^{(n \cdot 6/20)}$$

$$n = \text{Einstellung des Hauptverstärkers}$$

$$K = \text{Kalibrierungsfaktor für 7 MHz oder 70 MHz}$$

$$U(t) = \text{Spannung}$$

$$I(t) = \text{Strom}$$

Die elektronische Gesamtverstärkung V setzt sich für den 7 MHz Verstärker aus der Vorverstärkung (13.4 dB), einer Abschwächung von 3 dB und der Hauptverstärkung $n \cdot 6$ (dB) zusammen. Die verschiedenen Verstärkungsfaktoren sind in Tab. 3.2 dargestellt.

Tab. 3.2: Verstärkungsfaktoren für WCM

n	$K_{7 \text{ MHz}} (\Omega)$	$K_{70 \text{ MHz}} (\Omega)$
0	35	49
1	69	98
2	138	196
3	275	392
4	549	782
5	1096	1561
6	2186	3114
7	4362	6213
8	8704	12396
9	17366	24734
10	34650	49350
11	69140	98466

Für den 70 MHz Verstärker entfällt die 3 dB Abschwächung /47/.

Die Protonenanzahl wurde ermittelt mit:

$$n_p = K \cdot \frac{Q}{e} = K \cdot \frac{\int_{t_1}^{t_2} I(t) dt}{e} \quad (4)$$

e	-	Elementarladung
K	-	Kalibrierungsfaktor
n_p	-	Protonenzahl
Q	-	Ladung
$I(t)$	-	Strom
t_1, t_2	-	Zeitbereich für Signalintegration

Die Datenaufnahme des QDC

Der integrierende Analog / Digital – Wandler (QDC) transformiert das Integral der Spannungssignale des WCM in Digitalsignale. Das für die Aktivierung des QDC notwendige Zeitbereichssignal wurde aus dem invertierten, negativen Meßsignal durch Umformung in ein Standardsignal mittels Diskriminator, Verbreiterung auf 300 ns durch einen Gate Generator und einen weiteren Diskriminator erzeugt. Die Schwellen der Diskriminatoren wurden für die jeweilige Messung neu eingestellt und bewegten sich im Bereich von 7 bis 30 mV. Die Verarbeitung des Signals bewirkte eine zeitliche Verzögerung von 60 ns. Damit das Meßsignal in dem Zeitbereich des aktivierten QDC erfaßt werden konnte, wurde es um 63 ns verzögert. Bei der Analyse der Signale zeigte sich jedoch ein Versatz der Nullpunktlage des Signals in beide Richtungen des Nullpunkts. Um eine Integralmessung unabhängig von der jeweiligen Nullpunktlage zu erreichen, wurde das Meßsignal mit einem zusätzlichen negativen Versatz versehen, der zu einer konstant negativen Nullpunktlage des Signals führte. Zusätzlich wurde das Meßsignal unverzögert ebenfalls mit dem QDC gemessen. Damit konnte das Integral für die Nullpunktlage nach dem eigentlichen Meßsignal ermittelt werden (Abb. 3.15). Beide Meßwerte wurden über die CAMAC - PCI Schnittstelle an das Datenerfassungsprogramm übertragen. In der Auswertung der Meßdaten des WCM wurde für

die Ermittlung der Protonenzahl die Differenz dieser beiden Signale verwendet. In Abb. 3.15 ist diese zeitliche Korrelation der entsprechenden Signale dargestellt.

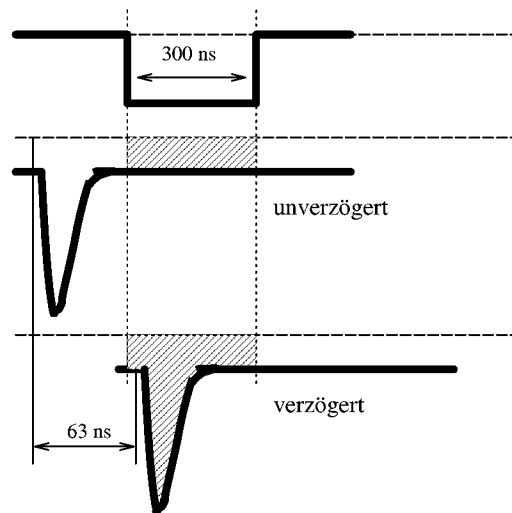


Abb. 3.15: Prinzip der Korrektur der Nullpunktlage der Signale des WCM

Als zweiter Effekt dieser Meßmethode konnte der Einfluß des elektronischen Rauschens minimiert werden.

Für die Protonenmessung mittels WCM war es notwendig, den Kanal des QDC gegenüber dem Integral des Signals zu kalibrieren. Das notwendige Gate wurde dabei durch Signalsplittung und Verzögerung des Signals des Pulsgenerators erzeugt. Da sich durch die vorherige Invertierung des Signals ein Versatz des Signals von der Nullpunktlage ergab, war neben der Messung der Kalibrierungsgerade auch die Messung dieses Versatzes notwendig. Die Abhängigkeit des Versatzes von dem Meßbereich führt dazu, daß die Kalibrierungsgerade mit dem jeweiligen Versatz nur für einen bestimmten Bereich der Signalhöhe gültig ist. In Abb. 3.16 ist die Kalibrierungsgerade für die Höhe der Meßsignale dargestellt. Die dabei verwendete Schaltung ist in Abb. 3.17 dargestellt.

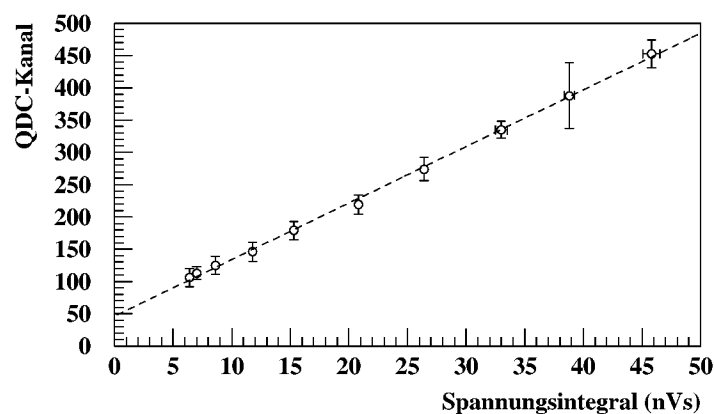


Abb. 3.16: Kalibrierungsgerade für den QDC

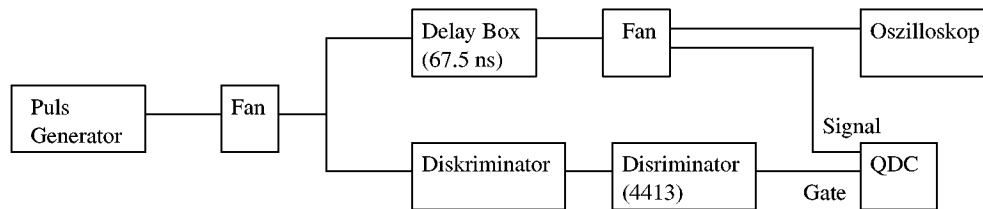


Abb. 3.17: Meßaufbau für die Kalibrierung des QDC

Das Integral des Signals wurde mittels digitalem Speicheroszilloskop ermittelt.

Daraus ergibt sich eine Kalibrierungsgerade von:

$$\text{Integral (pVs)} = (\text{Kanal} - 46.29) / 8.764 \cdot 10^3$$

Bei der Ermittlung der Protonenzahlen während der Messung trat zusätzlich ein veränderlicher Versatz gemessenen Spannungssignals auf. Durch die Verzögerung dieses Signals konnte gleichzeitig der nach dem Signal verbleibende Versatz gemessen und direkt von dem Signal abgezogen werden. Für die Übertragung der mit dem WCM ermittelten Meßwerte des Protonenstroms standen zwei Verstärkerausgänge zur Verfügung (Tab 3.2). Für die Übertragung der Daten wurde der 70 MHz - Ausgang verwendet.

3.6 Die Neutronenflugzeitmessung

3.6.1 Das Meßprinzip für Neutronen

Für die Messung von Neutronen werden verschiedene Methoden angewandt. Das Energiespektrum kann durch die Flugzeitmessung für eine bestimmte Flugstrecke ermittelt werden. Der Startzeitpunkt wird durch den auftreffenden Protonenpuls bestimmt. Mit Hilfe der bekannten Länge der Flugstrecke wird für nichtrelativistische Neutronen die kinetische Energie mit

$$E_{KIN} = \frac{m_n}{2} \cdot v^2 \quad (5)$$

bestimmt. Der Einfluß verschiedener Zeitfaktoren, die Zeit für das Abbremsen der epithermischen Neutronen („Slowing Down“), die Thermalisierungszeit sowie die Aufenthaltszeit der Neutronen in dem Moderatormaterial, auf das Energiespektrum kann berücksichtigt werden, wird jedoch gegenüber der Standardabweichung der Mittelwertbildung für die Energiegruppen vernachlässigt (Kapitel 5.2.4). Die Energieauflösung wird durch die Zeitauflösung des Meßgerätes sowie der Länge der Flugstrecke bestimmt.

Die Verbesserung der Auflösung über eine Vergrößerung der Flugstrecke ist jedoch nur bis zu einer maximalen Länge möglich. Diese Länge wird durch die Pulsfrequenz des Protonenstrahls bestimmt und verhindert, daß sehr langsame Neutronen des vorherigen Protonenpulses zusammen mit den aktuellen Neutronen gemessen werden („frame overlap“).

Aus dem so erhaltenen Energiespektrum erkennt man das Verhältnis von Neutronen verschiedener Energien zueinander. Mit entsprechenden Modifikationen an der Target – Moderator - Reflektoranordnung kann dieses Verhältnis zugunsten der gewünschten Neutronenenergien geändert werden.

Das Zeitverhalten von Neutronen einer bestimmten Energie wird durch Streuexperimente bestimmt. Dabei nutzt man das Reflexionsvermögen verschiedener Materialien für Neutronen mit bestimmten Energien (Bragg - Streuung). Diese werden dann zeitabhängig gemessen und geben durch ihre Zeitstruktur Auskunft über die Thermalisierungszeit und der Aufenthaltszeit im Moderator, und zwar anhand ihres Abklingverhaltens und ihrer maximalen Intensität. Durch die Verwendung verschiedener Streumaterialien und Streuwinkel kann die Zeitstruktur für Neutronen eines großen Energiebereichs ermittelt werden. Mit Hilfe von Modifikationen der Experimentieranordnung ist es nun möglich, nach einer bestimmten Zeitstruktur zu suchen. Diese Informationen zur Zeitstruktur und Intensität bestimmen die Anwendungsmöglichkeiten dieser Neutronen.

3.6.2 Die Grundlagen der Neutronenstreuung

Für die Beschreibung des Verhaltens von niederenergetischen Neutronen werden Funktionen verwendet, die wiederum von materialspezifischen Parametern beeinflußt werden. Sie erlauben die Bestimmung der Energie und der Zeitstruktur von Neutronen unter bestimmten experimentellen Bedingungen. Durch die Anwendung des Welle – Teilchen – Dualismus kann der kinetischen Energie eines Neutrons eine entsprechende Wellenlänge zugeordnet werden.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m \cdot E_{\text{KIN}}}} \quad (6)$$

λ	-	De Broglie - Wellenlänge
h	-	Plancksches Wirkungsquantum
p	-	Teilchenimpuls
E_{KIN}	-	kinetische Energie
m	-	Ruhemasse des Teilchens

Mit Hilfe dieser Betrachtung zeigt sich, daß für niederenergetische Neutronen die entsprechende Wellenlänge die gleiche Größenordnung wie die Atomgitterabstände in Materie erreicht. Damit kann der Fall eintreten, daß die Wellenlänge eines Neutrons dem Gitterabstand des Materials, das es durchdringt, entspricht und somit die Braggsche Gleichung erfüllt wird:

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \Theta \quad (7)$$

d	-	Gitterkonstante
Θ	-	Winkel, der von der Gitterebene und der einfallenden Materiewelle aufgespannt wird
λ	-	Wellenlänge der Grundmode für $n \in \mathbb{N} (1,2,3...)$

Bei Verwendung eines Materials mit einem definierten Gitterabstand können damit Neutronen bestimmter Wellenlänge unter einem entsprechenden Winkel aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung in eine andere Richtung gestreut werden. Die Wellenlängen der gestreuten Neutronen können danach über die Flugzeit und die bekannte Flugstrecke Detektor - Moderator unterschieden werden. Mit dieser Methode ist es möglich, Neutronen eines mehr oder weniger engen Wellenlängenbereichs aus dem Neutronenspektrum des Moderators zu extrahieren.

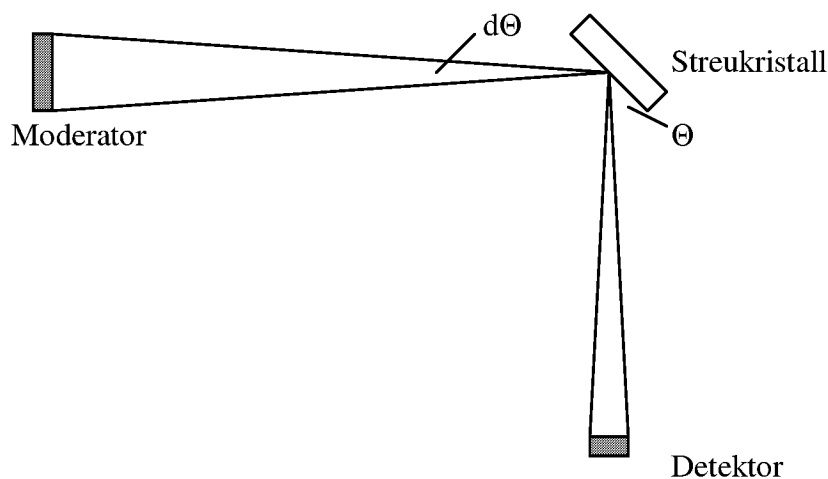


Abb. 3.18: Schematische Zeichnung für die Bestimmung des Wellenlängenbandes

Der Wellenlängenbereich (Wellenlängenband) wird durch die geometrische Ausdehnung des Moderators sowie der Struktur des Streukristalls und des Detektors bestimmt (Abb. 3.18). Der Winkelbereich $d\Theta$ berechnet sich in 1.Näherung aus:

$$d\Theta = \arctan\left(\frac{\text{Moderatorbreite}}{\text{Entfernung Moderator} - \text{Streukristall}}\right) \quad (8)$$

Das entsprechende Wellenlängenband wird wiederum über die Braggsche Gleichung ermittelt. Die Struktur des Streukristalls wird nicht nur durch seine Gitterabstände bestimmt. Auch die Güte und damit die gleichförmige Ausrichtung der Gitterebenen über die Korngrenzen hinaus (Mosaizität) ist von entscheidender Bedeutung und bestimmt die Breite der Wellenlängenbänder.

Für die Intensität der gestreuten Neutronen ist die Dicke des Streukristalls ausschlaggebend. So zeigt die Reflektivität für einen dünnen Streukristall eine Proportionalität zu λ^2 . Bei einer Neutronenquelle mit geringer Intensität ist die Ausbeute an gestreuten Neutronen für einen dünnen Streukristall allerdings nur sehr gering. Der Einsatz eines dickeren Streukristalls erhöht die Intensität der gestreuten Neutronen, wobei aber eine verstärkte Mehrfachstreuung an den tieferen Gitterebenen innerhalb des Materials dieser gestreuten Neutronen auftritt. So ist je nach Quellstärke ein optimaler Weg zu wählen /13/.

Für eine noch genauere Bestimmung der Zeitstruktur ist die Messung der gestreuten Neutronen in einer zeitfokussierten Anordnung möglich. In Abb. 3.19 ist sie der „klassischen“ Anordnung gegenüber gestellt. Die zeitfokussierte Anordnung bewirkt eine konstante Laufzeit für die Neutronen von der Moderatoroberfläche bis zum Detektor, unabhängig von welchem Punkt der Oberfläche sie starten. Dadurch lässt sich die Peakbreite verringern und damit die Zeitstruktur präzisieren /14, 15, 16/.

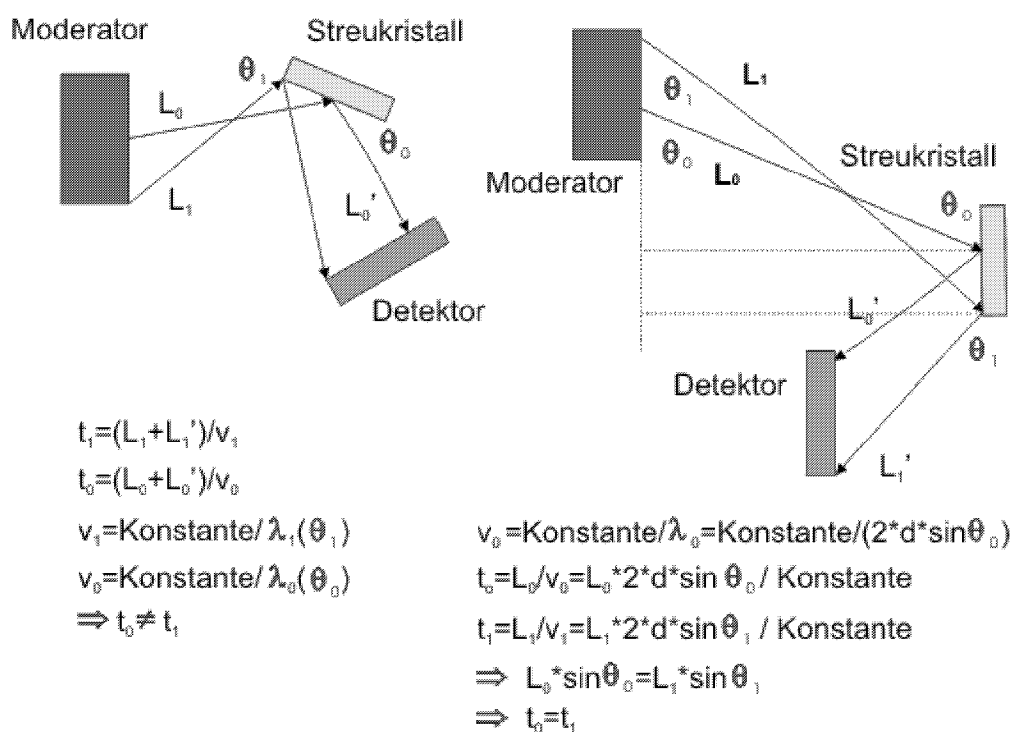
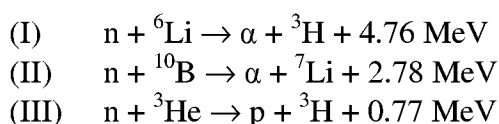


Abb. 3.19: Messung der gestreuten Neutronen in nicht zeitfokussierter (links) und zeitfokussierter Anordnung (rechts)

3.6.3 Allgemeine Prinzipien der Neutronendetektion

Für den Nachweis von Neutronen existieren je nach Anwendungsgebiet und Energie der Neutronen verschiedene Methoden. So werden Neutronen mit Energien unter 20 MeV über ihre Sekundärteilchen nach einer Kernreaktion nachgewiesen.

Typische Vertreter solcher Reaktionen sind:



Die Vor- und Nachteile der verschiedenen Reaktionen sind in Tab. 3.3 dargestellt.

Tab. 3.3: Vor- und Nachteile verschiedener Neutronennachweismethoden

	Vorteile	Nachteile	Verwendung
(I) + (II)	- gute Ortsauflösung durch hohe Empfindlichkeit und damit dünnere Bauform - hohe Zählrate durch kurze Abklingzeit und schnelles Verfahren	- Empfindlich für γ – Strahlung	- Plastiksintillatoren - dotierte Gläser
(III)	- geringe γ – Empfindlichkeit	- schlechte Ortsauflösung durch Baubreiten von 1-3cm - niedrige Zählrate bedingt durch das Meßprinzip	Hochdruck – Gasdetektoren

Eine weitere Nachweisreaktion für niederenergetische Neutronen besteht im Einfang der Neutronen durch Gadolinium, vorzugsweise wegen seines hohen Absorptionswirkungsquerschnittes durch das Isotop Gd-157. Die dabei produzierten Gammateilchen werden für den Nachweis der Einfangreaktion verwendet. Im Nachweis dieser Gammateilchen liegt allerdings auch das Problem, da diese gegen die γ - Untergrundstrahlung separiert werden müssen, oder das Detektorsystem dagegen abgeschirmt sein muß. Für höhere Neutronenenergien bis 1 GeV werden als Nachweis der Neutronen die Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung gemessen. Bei Neutronenenergien oberhalb 5 GeV werden die stark wechselwirkenden Teilchenschauer (Hadronenschauer) aus den Neutron-Kern – Stößen nachgewiesen /17/.

Die Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems ist damit ein ausschlaggebender Punkt für die richtige Bewertung der Meßdaten.

Der organische und der anorganische Szintillationsmechanismus

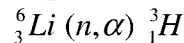
Die Umwandlung der deponierten Energie eines ionisierenden Teilchens in Licht bestimmter Wellenlänge wird als Szintillation bezeichnet. Der Mechanismus der Szintillation ist abhängig von der Verwendung von anorganischem oder organischem Material.

Bei einem anorganischen Szintillator werden durch Dotierung Aktivatorzentren eingebracht. Das ionisierende Teilchen erzeugt freie Elektronen und entsprechende Löcher, welche diese Aktivatorzentren in einen angeregten Zustand überführen. Dieser instabile Zustand geht nach einer materialspezifischen Lebensdauer unter Emission eines Photons wieder in seinen Grundzustand über. Bei einem organischen Szintillator hingegen werden Molekülzustände angeregt, welche bei ihrem Rückfall in den Grundzustand Photonen im ultravioletten Bereich emittieren. Da die Reichweite dieser Photonen nur wenige Millimeter beträgt, wird dem organischen Szintillatormaterial ein fluoreszierendes Material beigemischt, welches die ultravioletten Photonen absorbieren und dafür Photonen im sichtbaren Wellenlängenbereich emittieren kann. Dieses Zusatzmaterial fungiert somit als Wellenlängenschieber. Solche

Szintillatoren bezeichnet man als Plastiksintillatoren. Sie zeichnen sich durch eine sehr kurze Abklingzeit des Szintillationslichtes aus, was eine hohe Zählrate des Detektors ermöglicht. Zusätzlich kann das Szintillationslicht mit Hilfe der Wellenlängenschieber auf die Empfindlichkeit der Photokathode angepaßt werden. Die Materialmischung eines Plastiksintillators bestimmt die Lichtausbeute und die Selbstabsorption /17/.

3.6.4 Die verwendeten Neutronendetektoren

Das Arbeitsprinzip der hier verwendeten Neutronendetektoren beruht auf der Einfangreaktion:



Das aus der Reaktion resultierende α - Teilchen deponiert durch Anregung und Ionisation von Atomen im Szintillatormaterial vollständig oder teilweise seine Bewegungsenergie. Bei der Rückkehr der Atome auf ihr Grundenergieniveau oder der Rekombination der Ionen mit den freien Elektronen werden mehrere Photonen bestimmter Wellenlängen erzeugt. Diese Photonen wiederum verursachen auf einer auf die Wellenlängen abgestimmten Sekundärelektronenvervielfacher - Photokathode (Photomultiplierkathode) durch Photoeffekt freie Elektronen, welche in den nachfolgenden Dynoden eine Vervielfachung der Elektronenanzahl und am Ende ein meßbares Spannungssignal erzeugen (Abb. 3.20).

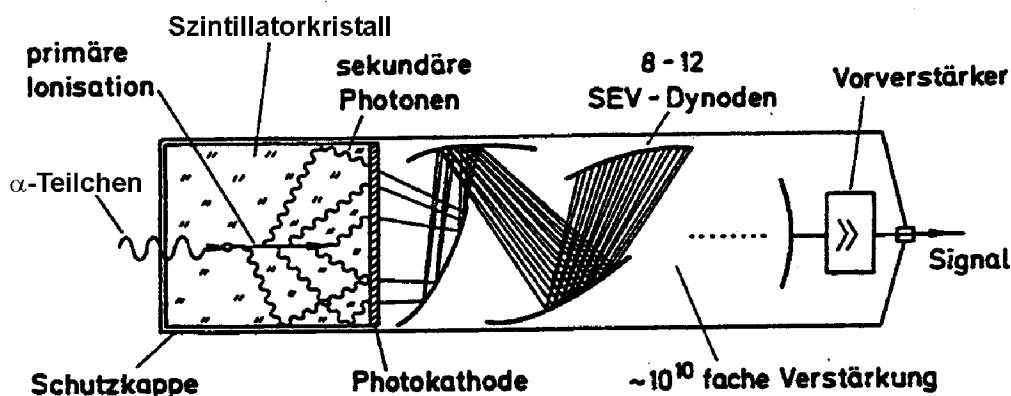


Abb. 3.20: Schematischer Aufbau eines Sekundärelektronenvervielfachers (Photomultiplier) mit Szintillatorkristall

Durch eine nachfolgende Signalbearbeitung und -bewertung wird eine Unterscheidung zwischen den Signalen getroffen. Diese Signale können neben Neutronen auch von Gammateilchen im Szintillatormaterial oder direkt an der Photokathode verursacht werden.

Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren

Für die Neutronenmessung des JESSICA – Experiments standen zwei unterschiedliche Detektoren zur Verfügung. Zum einen ein anorganischer Einkristall - Szintillator aus LiJ, für den hoch angereichertes Lithium-6 verwendet wurde (96% ${}^6\text{Li}$). Er zeichnete sich durch eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit aus. Desweiteren konnten Signale von Neutronen und Gammastrahlung gut gegeneinander abgegrenzt werden. Als zweiter Detektor wurde eine Mischung aus dem organischen Plastiksintillator BC490 /18/ (63.1 Gewichts%) und den $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Kristallen /19, 20/ verwendet. Auch hierbei wird hoch angereichertes Lithium-6

(96% ^6Li) für den Neutroneneinfang verwendet. Um den Einfluß des für das Kristallgefüge notwendigen Gadoliniums zu verringern, wurde der Kristall mit ^{158}Gd (97%) hoch angereichert. Dieses Isotop hat einen relativ geringen Absorptionswirkungsquerschnitt für die für Gadolinium typische $\text{Gd}(n,\gamma)\text{Gd}$ Reaktion. Auch der Einfluß des Bors durch die Reaktion $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ auf den Neutroneneinfang wird durch die Verwendung von hoch angereichertem ^{11}B (99.27%) verringert. (Gewichtsanteile des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ / BC490 Neutronendetektors siehe Anhang A)

Bei der Mischung der beiden Bestandteile des $\text{Li}_6\text{GdB}_3\text{O}_9$ – Detektors ergab sich eine deutlich inhomogene Verteilung der $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Kristalle (Abb. 3.21). Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für eine homogene Mischung ermittelt wurde, kann bei der Begrenzung auf bestimmte Detektorbereiche die reale von der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit abweichen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für beide Detektoren wurden für die in den Monte-Carlo – Simulationen verwendeten Energiegruppen ermittelt. Dabei wurde die jeweilige Geometrie der Szintillatoren und ihre Materialzusammensetzung in einer entsprechenden Monte-Carlos – Simulation berücksichtigt. Im Falle des LiI – Detektors konnte die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Simulation der Transmission von Neutronen bestimmter Energie ermittelt werden. Für den $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Kristall bestand die Möglichkeit der Transmissionssimulation nicht, da das Detektormaterial neben ^6Li das für die Neutronenabsorption ebenfalls relevante Gadolinium enthielt. Eine Transmissionssimulation resultiert daher in einer deutlich stärkeren Absorption der Neutronen. Die Reaktionsprodukte können allerdings nur für die aus dem ^6Li – Einfang resultierenden α – Teilchen detektiert werden, während die aus der $\text{Gd}(n,\gamma)\text{Gd}$ Reaktion folgenden γ – Teilchen nicht korrekt erfaßt werden. Um allein die Absorption der Neutronen im ^6Li zu ermitteln, wurde der Neutronenfluß innerhalb des Detektors simuliert und mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt von ^6Li gefaltet.

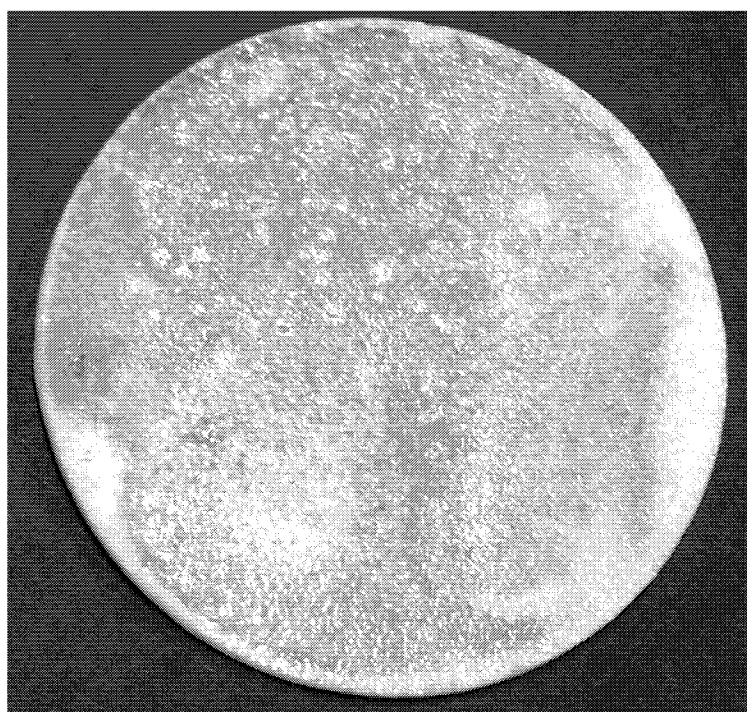


Abb. 3.21: Die inhomogene Verteilung der $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Kristalle im Plastiksintillator (hell = $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Kristalle, dunkel = Plastiksintillator)

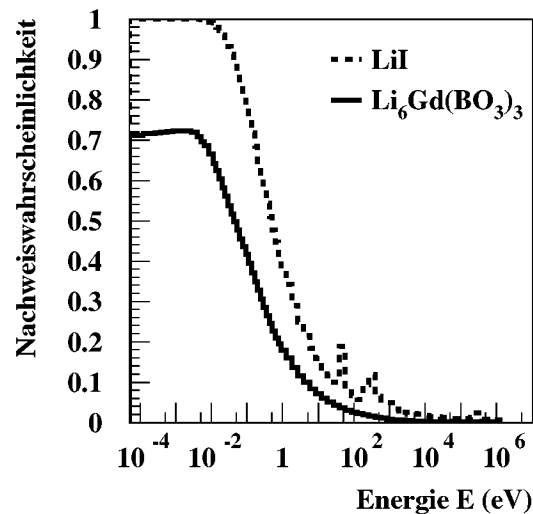


Abb. 3.22: Nachweiswahrscheinlichkeiten für Neutronen des LiI und des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektors

In Abb. 3.22 sind die energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten der beiden Detektoren dargestellt. Der LiI - Detektor zeigt eine deutlich höhere Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber dem $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektor über den gesamten Energiebereich. Für Neutronenenergien kleiner 10 meV erreicht der LiI - Detektor eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 1, alle Neutronen werden nachgewiesen. Der $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektor weist demgegenüber nur ca. 70 % der Neutronen dieses Energiebereiches nach. Für höhere Neutronenenergien sinken die Nachweiswahrscheinlichkeiten bei beiden Detektoren deutlich ab, wobei der LiI - Detektor weiterhin mehr Neutronen nachweist. Für die typische Energie thermischer Neutronen von 20 meV erreicht der LiI - Detektor eine Nachweiswahrscheinlichkeit von ca. 65 %, der $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektor jedoch nur ca. 33 %. Bei Neutronenenergien oberhalb von ca. 50 eV zeigt der LiI - Detektor mehrere Maxima in der Nachweiswahrscheinlichkeit. Sie beruhen auf Resonanzen im Absorptionswirkungsquerschnitt des ^7Li - Anteils des Kristalls. Bei beiden Detektoren geht Neutronenenergien größer 1 MeV die Nachweiswahrscheinlichkeit gegen null. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des LiI - und des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektors für thermische Neutronen wurde mit nachfolgenden Transmissionsmessungen eines Lithium - Glas - Szintillators überprüft [21]. Sie zeigen eine dem $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektor gleichwertige Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen mit thermischen Energien (Abb. 3.23). Für diese Transmissionsmessung durch einen Lithium - Glas - Szintillator wurde der LiI - Detektor zerlegt und erneut zusammengebaut und zusammen mit dem $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektor für die Messung der Neutronen verwendet. Die ursprüngliche Aufbau des LiI - Detektors wurde damit geändert, die Bauteile wie die Aluminiumhülle, der Vorverstärker und der Photomultiplier hatten somit einen veränderten Einfluß auf die Ergebnisse.

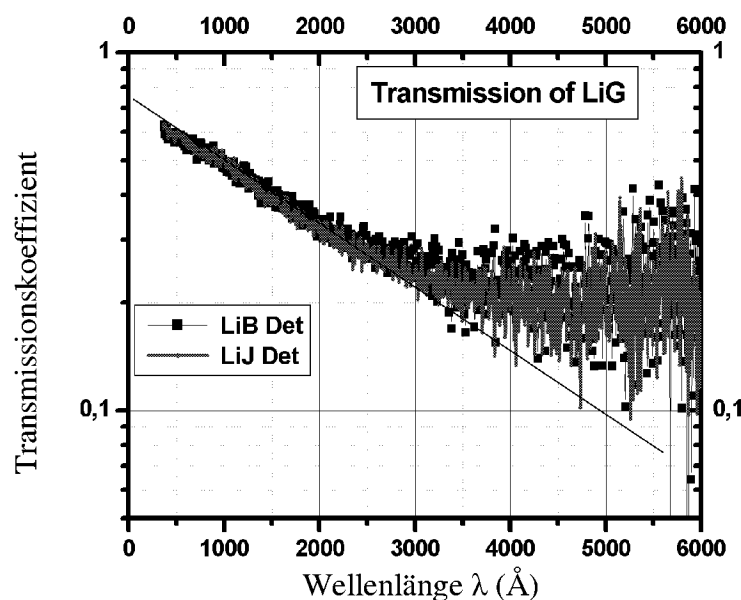


Abb. 3.23: Transmissionssmessung für den Lithium-Glas-Szintillator (LiG) unter Verwendung des LiJ – und des Li₆Gd(BO₃)₃ (LiB) – Detektors [21/]

Bei der Messung des Flugzeitspektrums an einem Wassermoderator bei $T = 300$ K mit beiden Detektoren zeigte sich beim LiJ – Detektor jedoch eine deutlich geringere Zählrate (Abb. 3.24). Der Abstand zum Moderator betrug dabei 5.12 m. Beide Neutronenzählraten wurden auf die vom BCM gemessene Protonenzahl normiert.

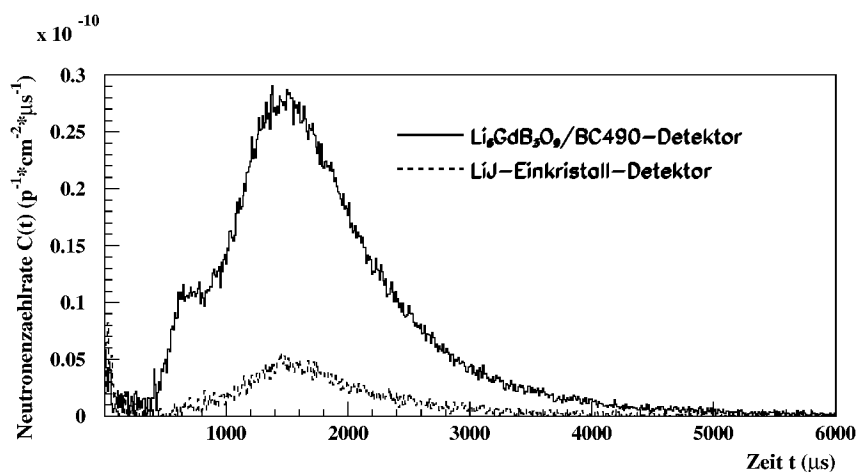


Abb. 3.24: Gemessene thermische Neutronenflugzeitspektren des gekoppelten Wassermoderators bei $T = 300$ K mit dem LiJ – und dem Li₆Gd(BO₃)₃ (LiB) – Detektor

Die Ergebnisse der Transmissionssmessungen und der Simulationen der Nachweiswahrscheinlichkeit lassen den Schluß zu, daß der Fehler nicht bei dem Szintillatorkristall des LiJ – Detektors zu suchen ist, sondern in seiner Kombination mit dem Photomultiplier, dem Vorverstärker und der Aluminiumhülle. Mögliche Undichtigkeiten der Hülle und die daraus resultierende Lichtschwächungen durch Kondenswasser auf den Grenzflächen des Szintillatorkristalls und des Photomultipliers können nicht ausgeschlossen werden. Weiterhin war der vollständige Kontakt des Szintillatorkristalls mit der Oberfläche des Photomultipliers nicht sichergestellt und somit die Lichtübertragung von Kristall zu Photokathode sehr empfindlich gegenüber Lageveränderungen des Detektors. Diese Fehlerquellen konnten nicht

behalten werden. Deshalb wurden alle weiteren Experimente mit dem $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Detektorsystem durchgeführt.

3.6.5 Die n – γ Diskriminierung

Die Signale aus dem Photomultiplier unterscheiden sich für Neutronen und Gammateilchen hauptsächlich in der Pulshöhe und der Pulsbreite. Die Diskriminierung wird über die Pulshöhe vorgenommen. Die Meßpulse der Neutronen weisen außerdem ein deutlich längeres Signal und damit ein deutlich höheres Integral auf als diejenigen der Gammateilchen. Da die Signallänge der Neutronen für die Messung mit einer hohen Zeitauflösung zu lang ist, wurden die Signale einer Transformation unterzogen. Die Methode wird als „Pulse Shaping“ bezeichnet. Prinzipiell wird dabei das Integral der entsprechenden Signale über die Aufladung eines Kondensators ermittelt. Die Kondensatorladung wird danach über eine entsprechende Schaltung in Form eines charakteristischen Pulses wieder abgegeben. Das Verhältnis der Pulshöhen von Neutronen- und Gammasignalen bleibt dabei erhalten.

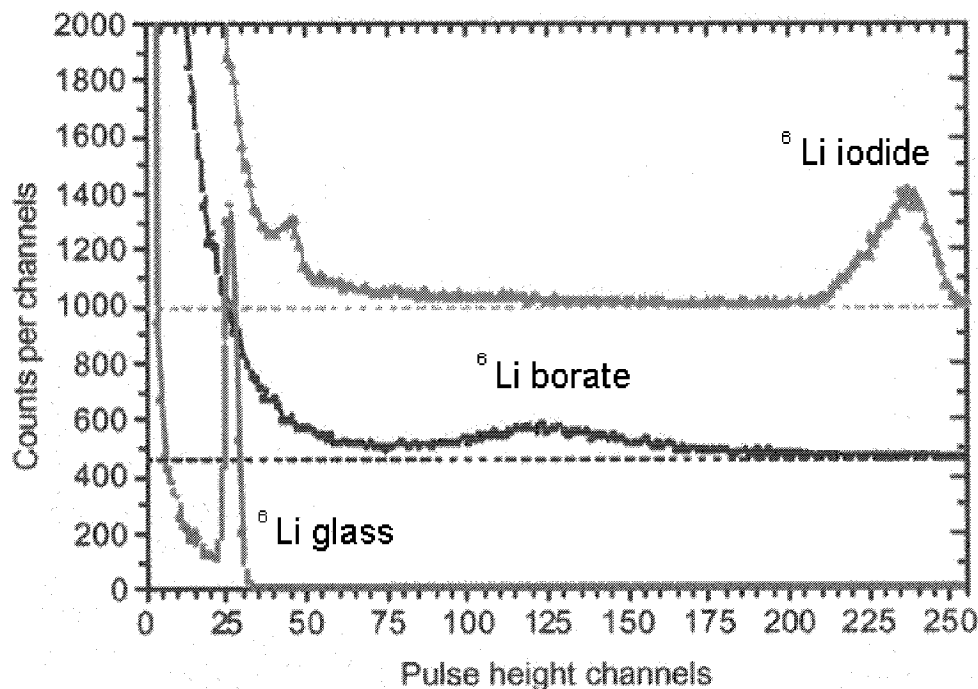


Abb. 3.25: Impulshöhenspektrum für verschiedene Detektormaterialien

Ein Vorteil des LiI – Detektors liegt in dem deutlich höheren charakteristischen Puls aus dem Meßsignal der Neutroneneinfangreaktion gegenüber dem Puls, der von einem Gammateilchen verursacht wird. Damit ist eine sehr gute Diskriminierbarkeit zwischen Neutronensignalen und Gammasignalen möglich (Abb. 3.25, /22/). Auch der $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Detektor liefert bei Neutronen höhere charakteristische Signale als bei Gammateilchen, allerdings ist der Unterschied der beiden Signale nicht so ausgeprägt.

3.6.6 Die Totzeitkorrektur

Aus Monte-Carlo – Simulationen des JESSICA - Experiments ergaben sich mit Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit für den LiJ – und den $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektor die in Tab. 3.4 angegebenen Neutronenzählraten im thermischen Maximum der Neutronenflugzeitspektren.

Tab. 3.4: Neutronenzählraten für den LiJ – und den $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektor

Detektor	simulierte Neutronenzählrate	
	theoretisch [n/p/cm ² /μs]	detektorspezifisch [n/s]
LiJ	$6.0 \cdot 10^{-11}$	$1.03 \cdot 10^6$
$\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$	$3.6 \cdot 10^{-11}$	$6.20 \cdot 10^5$

Die Umrechnung der simulierten Neutronenzählrate auf die Zählrate der Detektorkristalle beruht auf der aktiven Fläche der Detektorkristalle von 17.2 cm² und einer mittleren Protonenzahl von $1 \cdot 10^9$ Protonen/Puls. Die simulierten Neutronenzählraten wurden aus den entsprechenden simulierten Neutronenflugzeitspektren für eine Flugstrecke von 5.12 m bei einer Flugzeit von 1.8 ms ermittelt.

Die resultierenden Zählraten sind weit höher als der für den LiJ – Kristall angegebene Höchstwert von $5 \cdot 10^5$ Signalen/s und einer Doppelpulsauflösung von 400 ns /23/. Dabei bleibt noch unberücksichtigt, daß einfallende Gammaquanten ebenfalls zählbare Signale in den Detektorkristallen hervorrufen und die tatsächliche Zählrate noch weiter erhöhen.

Aus diesen Daten ergibt sich grundsätzlich die Notwendigkeit einer Totzeitkorrektur der gemessenen Zählraten. Eine standardmäßige Totzeitkorrektur /24/ kann dabei nicht verwendet werden, da die Meßelektronik kein Sättigungsverhalten für zu hohe Zählraten zeigt. So werden schnell aufeinander folgende Neutronensignale, die nicht mehr voneinander differenziert werden können, nicht als ein Neutronensignal gezählt, sondern ignoriert.

Der Hintergrund dieser Signalbehandlung beruht darauf, jedem Signal genau ein Neutron zuzuordnen. Zu diesem Zweck werden die Spannungssignale nur berücksichtigt, wenn sie innerhalb eines für den jeweiligen Detektorkristall typischen Spannungsbereichs liegen. Dieser Bereich liegt für den LiJ – Detektor bei 3 V bis 5 V und für den $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Detektor bei 1.25 V bis 5 V. Die untere Grenze basiert dabei auf der durch Gammateilchen verursachten Signalhöhe, während die obere Grenze durch die maximale Signalhöhe eines Neutrons bestimmt wird.

Um eine Totzeitkorrektur für diese Art der Signalbehandlung vornehmen zu können wurde folgende Korrektur der Signale untersucht:

$$R = R' (1 + R' \cdot \tau)$$

R - tatsächliche Zählrate
 R' - gemessene Zählrate
 τ - angegebene Totzeit von 400ns

$$\Rightarrow R' = \text{counts} / \text{pp} / 10^{-6} \text{ s}$$

$$\text{corrcounts} = \text{counts} \cdot R / R'$$

pp - Protonen pro Puls
 (standardmäßige Totzeitbehandlung)

$$\text{corrcounts1} = \text{corrcounts} + (\text{corrcounts} - \text{counts})$$

angewandte Totzeitkorrektur)

counts - gemessene totale Zählrate
 corrcounts - korrigierte totale Zählrate
 (standardmäßig)
 corrcounts1 - korrigierte totale Zählrate
 (angepaßt)

Diese Methode ist unter der Annahme korrekt, daß genau 2 Meßsignale so schnell aufeinander folgen, daß das resultierende Standardsignal die obere Diskriminatorschwelle überschreitet und daraufhin ignoriert wird. Aufgrund dieser Einschränkung wurde ein Weg gewählt, der nicht die Meßwerte korrigiert, sondern die Totzeit direkt vermindert. So wurde für die folgenden Messungen eine Auswahl an neutronenabsorbierenden Blenden vor dem Detektor verwendet. Unter der Annahme einer homogenen Teilchendichte des Neutronenstrahls dienen sie der Verringerung der aktiven Detektorfläche und damit zu einer Reduktion der Zählrate. Die Blenden bestehen aus einer Kombination von 1 mm Cadmium und 1 cm Borcarbit und lassen die Einschränkung der aktiven Detektorfläche auf 75%, 50%, 25%, 16.7% und 12.5% der Originalfläche von 17.2 cm^2 (bzw. 16.6 cm^2) zu (Tab. 3.5). Der Einfluß auf die Energiespektren sind am Beispiel der Messung von Methanhydrat in Abb. 3.26 dargestellt. Um die Erhöhung des γ - Untergrundes durch den Neutroneneinfang im Cadmium zu vermeiden, wurde das Borcarbit vor der Cadmiumblende positioniert. Der Nachteil der Verwendung von Blenden besteht in der höheren Meßdauer für das Erreichen einer äquivalenten Statistik der Messwerte gegenüber Messungen mit voller Detektorfläche.

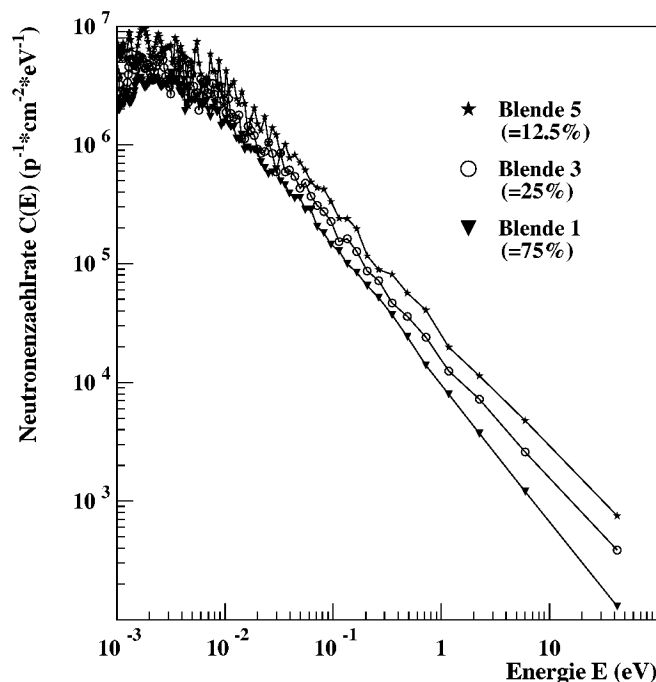


Abb. 3.26: Der Einfluß verschiedener Blenden auf die gemessenen Neutronenspektren von Methanhydrat

In Abb. 3.26 ist die höhere Zählrate und damit der geringere Totzeiteffekt bei der Verwendung kleinerer Blenden sowohl im epithermischen als auch im thermischen Energiebereich erkennbar.

3.6.7 Die Normierung der Flugzeitspektren

Die Meßsignale der Detektorelektronik wurden auf die durch die Blenden begrenzte Fläche (Tab. 3.5) und auf die Protonenzahl des Protonenpulses normiert. Für die Messung der gestreuten Neutronen in nicht zeitfokussierter Meßanordnung wurden, im Gegensatz zu der zeitfokussierten Meßanordnung, ebenfalls die Absorptionsblenden verwendet.

Durch Umbaumaßnahmen am Detektor für die zeitfokussierten Messungen veränderte sich die gesamte Detektorfläche von 17.2 cm^2 auf 16.6 cm^2 . Die Meßwerte wurden demzufolge mit der wirksamen Detektorfläche von $A = \pi \cdot r^2 / \sqrt{2} = 11.74 \text{ cm}^2$ normiert. Es erfolgte keine Totzeitkorrektur der Meßwerte aufgrund der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Situation.

Tab. 3.5: Innendurchmesser der Absorptionsblenden der Detektoren

	Nr. 1 (75%)	Nr. 2 (50%)	Nr. 3 (25%)	Nr. 4 (16.7%)	Nr. 5 (12.5)
Innendurchmesser der Blenden (cm^2)	12.41	7.92	4.30	2.90	1.9482

Die Bandbreitenabschätzung für den pyrolytischen Streukristall für die Messung der gestreuten Neutronen

Für die wellenlängenabhängigen Messungen muß außerdem eine Bandbreitenabschätzung des Streukristalls vorgenommen werden. Der Gitterabstand des verwendeten Streukristalls betrug $d = 3.352 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 3.352 \text{ Å}$. Der Kristall wurde in einer Entfernung von 3.87 m und unter einem Winkel von 45° zu der Moderatoroberfläche positioniert. Mit dem in 45° Richtung zur Streukristalloberfläche angeordneten $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Detektor wurde damit ein Streuwinkel von $\Theta = 45^\circ$ erreicht. Damit konnten Neutronen mit folgender mittlerer Wellenlänge gestreut werden:

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot 3.352 \cdot 10^{-10} \cdot \sin 45^\circ \quad \text{für } n \in \mathbb{N} (1,2,3..) \quad (9)$$

λ – Wellenlänge der Grundmode

Mit zunehmender Ordnung $n > 5$ waren die Wellenlängen meßtechnisch kaum noch voneinander zu separieren. Bei der Messung konnten Wellenlängen bis zur 5. Ordnung erkannt werden. Für diese Wellenlängen wurden die Wellenlängenbänder in 1. Näherung ermittelt (Nachweis Anlage A). Damit ergaben sich für den verwendeten Streukristall die in Tab. 3.6 aufgeführten Wellenlängenbänder.

Tab. 3.6: Wellenlängenbandbreiten der gestreuten Neutronen bis zur 6. Ordnung

Ordnung n	mittlere Wellenlänge $\lambda [\text{Å}]$	untere Grenzwellenlänge $\lambda_U [\text{Å}]$	obere Grenzwellenlänge $\lambda_O [\text{Å}]$
1	4.74	4.65	4.83
2	2.37	2.33	2.41
3	1.58	1.55	1.61
4	1.19	1.21	1.16
5	0.95	0.97	0.93
6	0.79	0.78	0.80

Für den Vergleich der Intensitäten der verschiedenen Wellenlängenbänder ist zusätzlich noch die Reflektivität des Streukristalls für die zu streuenden Neutronen zu berücksichtigen. Obwohl die Reflektivität von der Wellenlänge abhängt, ist die Änderung innerhalb eines engen Wellenlängenbandes gering. Mit diesen Annahmen konnten die Wellenlängenbänder gut beschrieben werden. Zusätzlich wird die absolute Intensität der gestreuten Neutronen auch von der Dicke des Streukristalls bestimmt.

Die verwendete Meßelektronik zur Bestimmung der Neutronenflugzeitspektren

Die Datenaufnahme wurde sowohl für die Flugzeitmessungen als auch für die Messung der gestreuten Neutronen wie im Schaltplan Abb. B1 dargestellt realisiert. Als Startzähler (Start Counter) wurde ein Plastiksintillator in einem Abstand von 20 cm vor dem Target positioniert. Dieser Zähler lieferte mit einer Hochspannung von 1.32 kV das Startsignal für die Datenaufnahme des ADC, der Time-of-Flight (TOF) - Neutronenmessung und der Scaler. Die Scaler addieren die detektierten Neutronen für den gesamten Puls und dienten damit als Überprüfung der TOF – Neutronenmessung. Mittels des Startsignals wurden die Zählerstände vor Beginn des folgenden Pulses gelöscht. Vor und nach dem Hauptprotonenpuls folgten einige weitere Protonenpulse mit sehr geringer Intensität, die im Plastiksintillator trotzdem ein hohes Signal verursachten (Abb. 3.10, Kurve 1). Aus diesem Grunde wurde das Startsignal so diskriminiert, daß nur das Signal des Hauptprotonenpulses weiterverarbeitet wurde. Die Schwelle wurde an die jeweilige Protonenstrahlqualität angepaßt und bewegte sich für die verschiedenen Messungen im Bereich von 250 bis 400 mV. Trotzdem konnte nicht ausgeschlossen werden, daß dem ersten, die Diskriminatorschwelle übersteigenden Startsignal weitere, ebenso hohe Signale folgten. Da solche Signale die 64 ms andauernde Messung für einen Protonenpuls vorzeitig beenden und erneut starten würden, wurde das erste Startsignal nach Durchgang durch den Diskriminator mittels eines Gate Generators auf 300 ns verbreitert. Mit dieser Methode wurden alle folgenden Signale innerhalb von 300 ns blockiert. Eine größerer Zeitbereich als 300 ns war nicht notwendig. Dieses Signal wurde auch für den Start der Neutronenmessung verwendet. Für die Datenaufnahme des ADC's mußte das 300 ns breite Startsignal für die Synchronisation mit den Signalen der Protonenmessung um 100 µs verzögert werden. Weiterhin wurde es auf 400 ns verbreitert, da es den Zeitbereich für die Aktivierung des ADC's bestimmte.

Tab. 3.7: *Einstellungen der Elektronik für die Neutronenmessung*

Einstellungen der Elektronik	Li ₆ GdB ₃ O ₉	LiJ
Spannung	1200 V	1500 V
„Timing Filter Amplifier“		
Grobeinstellung der Verstärkung	x 6	x 20
Feineinstellung der Verstärkung	maximal (>12.5)	maximal (>12.5)
Integrationszeitkonstante	200 ns	50 ns
Differentiationszeitkonstante	200 ns	50 ns
	nicht invertiert	nicht invertiert
CF Diskriminator		
obere Grenze	5 V	5 V
untere Grenze	1.5 V	3 V
	Diff. // CF	Diff. // CF

Die Meßwerte der Neutronendetektoren wurden einem schon beschriebenen „Pulse – Shaping“ unterworfen. Die Einstellungen für die elektronischen Module sind für beide Detektoren in Tab. 3.7 dargestellt. Die Diskriminatorschwellen ergaben sich aus entsprechenden Impulshöhenspektren (Abb. 3.22). Die diskriminierten Signale wurden an das entsprechende Datenerfassungsprogramm der Neutronen übertragen, wobei die Meßelektronik eine Zeitauflösung von 1 µs erlaubte. Zusätzlich wurde eine Messung des Neutronenuntergrundes mit einem stark unteretzten Neutronenmonitor vorgenommen. Wegen des stark schwankenden Untergrundes und der daraus resultierenden, unzureichenden Statistik konnten allerdings keine verwertbaren Meßwerte gesammelt werden.

4 Die Monte-Carlo - Simulation von Teilchenreaktionen

Für den Transport von Teilchen und deren Wechselwirkung mit Materie werden heute Monte-Carlo - Simulationen verwendet. Sie beschreiben das Verhalten dieser Teilchen auf der Grundlage physikalischer Modelle unter Verwendung stochastische Methoden. Diese Methoden ermöglichen die hierbei auftretenden physikalischen Phänomene im Rahmen der heute bekannten hadronischen Wechselwirkungen zu beschreiben. Erst die Betrachtung vieler, voneinander unabhängiger Ereignisse liefert Informationen, die mit realen Messungen verglichen werden können. Im Rahmen der Arbeiten zur europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS) wird unter anderem das MCNPX - Codesystem /25/, eine Entwicklung des amerikanischen Forschungszentrums in Los Alamos, verwendet. Dieses Codesystem ist auch Grundlage für die Monte-Carlo Simulationen dieser Arbeit. Die teilchenphysikalischen Grundlagen werden in Kapitel 4.1 kurz dargelegt.

4.1 Physikalische Grundlagen

Wird ein Atomkern von einem Teilchen mit einer kinetischen Energie von mehr als 50 MeV getroffen, tritt als dominierender Effekt die Spallation auf. Diese Wechselwirkung kann je nach Art des Atomkerns und der Energie des Protons mehrere Neutronen freisetzen. Bei einer Bestrahlung eines Quecksilbertargets mit Protonen einer Energie von 1 GeV werden so 20-30 Neutronen pro Proton erzeugt, und damit ca. 20-mal mehr als bei der Spaltung mit im Mittel 1.5 Neutronen.

Die Spallation wird in drei Prozesse mit unterschiedlicher Wirkungsweise unterteilt:

- Intra - Nukleare Kaskade (INC)
- Verdampfung
- Inter - Nukleare Kaskade

Mit entsprechenden Monte-Carlo - Programmen versucht man diese Prozesse in Computersimulationen zu beschreiben. Die für die Intra - nukleare Kaskade verwendeten Modelle leiten sich aus den Arbeiten von H. Bertini /26/ ab. Sie basieren auf der Betrachtung der Wechselwirkungen der Teilchen innerhalb des Atomkerns als Nukleon - Nukleon - Stöße. Dabei wird vorausgesetzt, daß die De Broglie Wellenlänge (6) des wechselwirkenden Teilchens dem mittleren freien Abstand ($\approx 10^{-13}$ cm) der Nukleonen im Kern entspricht. Es wird eine dem freien Gas äquivalente Verteilung der Nukleonen im Kern angenommen. Die Nukleonendichte ist jedoch nicht gleichmäßig verteilt, sondern sinkt mit zunehmender Entfernung vom Mittelpunkt. Diese Änderung der Nukleonendichte als Funktion des Radius beschreiben Ergebnisse von Hofstadter /27/. Als Näherung dieser Dichteverteilung werden drei Kugelschalen mit zunehmender Nukleonendichte zum Kernmittelpunkt hin angenommen. Als Grundkonfiguration werden die Radien so bestimmt, daß die Dichten der dazugehörigen Kugelschalen jeweils 90 %, 20 % und 1 % der Dichte des Kernmittelpunktes annehmen. Diese Festlegung gilt gleichermaßen für Protonen wie auch für Neutronen. Das Verhältnis von Protonen zu Neutronen ist in allen Bereichen des Kerns konstant und wird von dem Gesamtverhältnis aller Neutronen und Protonen im Kern bestimmt. Es wird eine mittlere Bindungsenergie von 7 MeV pro Nukleon angenommen. Als Reaktionsprodukte der Nukleon - Nukleon - Stöße werden in der Intra - nuklearen Kaskade im wesentlichen Protonen (p), Neutronen (n) und Pionen (π^0 , π^- , π^+) erzeugt. Die Pionen resultieren dabei aus der Abregung von angeregten Nukleonen (Nukleonresonanzen). Die freigesetzten Teilchen aus der Intra - nuklearen Kaskade verteilen sich in einer inter - nuklearen Kaskade auf die umgebenden Atomkerne im Material und können in ihnen eine weitere Kaskade verursachen. Nach der Intra - nuklearen Kaskade werden Informationen des Kerns wie Protonen- und Neutronenzahl

sowie seiner Anregungsenergie an das Verdampfungsmodell übergeben. Bei diesem Modell wird die Anregungsenergie des Kerns über die Emission von weiteren Nukleonen sowie Deuteronen, Tritonen, Helium-3 - Kernen und α - Teilchen abgegeben. Reicht die verbleibende Anregungsenergie des Kerns nicht mehr für das Abdampfen eines Teilchens aus, so emittiert der Kern die Restenergie in Form von Gammastrahlung. Als Konkurrenzeffekt ist neben der Verdampfung auch die Hochenergiespaltung möglich. Sie resultiert in zwei angeregten Restkernen, welche sich wiederum durch Abdampfen von Teilchen abregen. Sowohl INC - Modell als auch Verdampfungsmodell behandeln alle Teilchen so lange, bis keines der Sekundärteilchen mehr die energetischen Mindestbedingungen der Reaktionskanäle der beiden Modelle erreicht. Die verbleibenden Teilchen werden nun gemäß einem entsprechenden Modell durch das umgebende Material transportiert. Der Transport wird unter Verwendung von makroskopischen Wirkungsquerschnitten realisiert, die wiederum von der kinetischen Energie des Teilchens, der Teilchenart und dem mikroskopischen Wirkungsquerschnitt des umgebenden Materials abhängen. Aus diesem makroskopischen Wirkungsquerschnitt folgt als Kehrwert eine mittlere, freie Weglänge des Teilchens, die den Mittelwert einer Exponentialverteilung ergibt. Aus dieser Verteilung wird eine zufällige Weglänge bestimmt, die das Teilchen zurücklegt, bis es erneut eine Reaktion mit dem umgebenden Material eingeht. Die möglichen Reaktionen dafür sind z.B. Absorption, elastische und inelastische Streuung. Trifft das Teilchen vorher auf eine Materialgrenze, so wird der Transport dort gestoppt und ein neuer Wirkungsquerschnitt mit den veränderten Daten berechnet. Der Teilchentransport wird so lange weitergeführt, bis alle Teilchen entweder absorbiert worden sind oder die Geometrie verlassen haben.

4.2 Das Codesystem MCNPX

Das hier verwendete Codesystem MCNPX (Version 2.1.5) besteht aus dem LAHET Hochenergiecode, einer Implementierung des HETC /28/ und MCNP (Version 4b) (Monte Carlo N-Particle Transport Code) Transport-modell für niederenergetische γ , n, und e /29/. Der LAHET - Code behandelt mit seinen verschiedenen Optionen die Wechselwirkungen von Neutronen bei Energien größer 20 MeV, die von Protonen auch bei kleineren Energien. Für die Beschreibung der Spallation steht das Bertini - Modell /26/ zur Verfügung. Alternativ ist die Verwendung andere Modelle wie ISABEL /30/ oder CEM /31/ möglich. Als Modell für die Hochenergiespaltung steht neben dem RAL - Modell (Rutherford Appelton Laboratory) /32/ auch das ORNL (Oak Ridge National Laboratory) /33/ zur Verfügung. Der Verdampfungsbereich wird mittels Dresner /34/ behandelt. Die Simulationen in dieser Arbeit erfolgten mit den Basismodellen nach Bertini und Dresner.

Der Niederenergietransport der Neutronen und Photonen wird durch MCNP realisiert. Dabei erlauben die als kontinuierliche Funktion der Energie vorliegenden Wirkungsquerschnitte eine sehr detaillierte Energieauflösung. Der Transport epithermischer Teilchen ($E > 4$ eV) resultiert in einem $1/E$ - Verhalten im Neutronenenergiespektrum, natürlich je nach Nuklid mit unterschiedlichen, absoluten Werten. Ausnahmen bilden zum Beispiel Materialien wie ^{103}Rh , ^{113}Cd , ^{157}Gd oder ^{176}Lu /35/.

Der dem epithermischen Bereich folgende thermische Bereich wird als Thermalisierungsbereich bezeichnet. Dabei unterliegen Neutronen dieser Energie deutlich höheren, energieabhängigen Wirkungsquerschnitten, was zu einer schnelleren Abbremsung führt. In einem Energiespektrum erreicht die Anzahl der Neutronen in diesem Bereich ihr Maximum. Für die Untersuchung von Schwingungsmoden in Molekülen und Kristallgittern und chemischen Bindungen ist die Anwendung von weiteren Wirkungsquerschnitten ($S(a,\beta)$ - Daten) möglich. Diese Streuprozesse sind für eine realitätsnahe Simulation entscheidend, da sie zum Beispiel die Abbremsung von Neutronen ab einer kinetischen Energie von $E_{\text{KIN}} < 4$ eV immer stärker beeinflussen.

Die Ergebnisse einer Monte-Carlo Simulation hängen sehr stark von der Anordnung und dem Material der Bestandteile einer gegebenen oder fiktiven Meßanordnung ab. Diese kann mit dem integrierten Geometrie- und Materialmodul detailgetreu beschrieben werden und wird im weiteren als Geometrie der Simulation bezeichnet. Zusammen mit der Beschreibung der Quelle der Primärteilchen, der Detektoren mit ihren Energie- und Zeitaufösungen und den Wirkungsquerschnitten der verschiedenen Materialien bildet sie die Datenbasis für die Simulation mit MCNPX. Dabei stehen für die Analyse der Teilchenwechselwirkungen und des Transportes eine Vielzahl von virtuellen Detektoren (Tallys) zur Berechnung von Neutronendichteverteilungen und Spektren zur Verfügung. Sie unterscheiden sich sowohl in der Art ihrer zu erfassenden Daten, als auch in der Normierung ihrer Ergebnisse. So ermöglicht der "Track-Length" - Detektor die Erfassung der zurückgelegten Teilchenbahnen und damit der Flußdichte innerhalb eines bestimmten Volumens. Der Oberflächendetektor erlaubt die Bestimmung des Teilchenstromes und -flusses durch eine definierte Fläche. Durch den Punktdetektor ergibt sich die Möglichkeit, auch Flußdichten für beliebige Punkte in der Geometrie zu bestimmen. Durch die Verwendung bestimmter Detektoren wird definiert, welche Teilchenflüsse oder -ströme oder andere Reaktionen orts- und zeitabhängig ermittelt werden sollen.

4.3 Die 3D – Geometriebeschreibung von JESSICA

Um die Teilchenwechselwirkungen und den Transport für eine bestimmte Meßanordnung simulieren zu können, muß diese mit Hilfe eines dreidimensionalen Geometrie- und Materialmoduls beschrieben werden. Dabei werden verschiedene Ebenen und geometrische Körper nach bestimmten Regeln miteinander kombiniert und mit entsprechenden Materialien gefüllt.

Die Geometriebeschreibung teilt sich in zwei Teile auf. In dem einen Teil werden die für die Definition der Geometriezonen benötigten Ebenen und Körper anhand von Koordinaten bezüglich eines festen Koordinatensystems definiert. Dadurch ergibt sich eine Orientierung für Ebenen anhand ihrer Normalenvektoren. Die Orientierung für die Körper ist grundsätzlich so festgelegt, daß das Innere des Körpers der negativen Orientierung entspricht. Der andere Teil der Geometrie umfaßt die Beschreibung der verschiedenen Zonen. Realisiert wird die Zonenbeschreibung durch die Überlagerung (Superposition) von verschiedenen Ebenen und Körpern unter Berücksichtigung ihrer jeweiligen Orientierung. Diese dreidimensionale Beschreibung erlaubt den Monte-Carlo - Programmen, den Weg eines jeden Teilchens und dessen Wechselwirkungen anhand ihrer Durchstoßpunkte durch die verschiedenen Ebenen und Körper zu ermitteln. Weiterhin werden den Zonen verschiedene Materialien zugeordnet. Die Zuordnung beinhaltet Angaben zur Dichte in Form der atomaren oder Massendichte, zum Anteil der verschiedenen Isotope des Materials und den jeweiligen Isotopen zugeordneten Wirkungsquerschnitten. Auch die Kombination verschiedener Materialien ist möglich, sowohl als einfache Mischung als auch als chemische Verbindung. Für bestimmte Verbindungen wie

Wasser oder Methan können die Bindungskräfte des Wasserstoffs an seinen jeweiligen Bindungspartner berücksichtigt werden. Diese Zusatzdaten werden als $S(\alpha,\beta)$ -Daten bezeichnet und beinhalten Wirkungsquerschnitte bis zu einer maximalen Energie von 4 eV. Mit dem in MCNPX integrierten Darstellungsprogramm kann die erzeugte Geometrie anhand von Querschnitten veranschaulicht werden. Ein Beispiel für diese Darstellungsmöglichkeit ist in Abb. 4.1 zu finden und zeigt die in den Simulationsrechnungen verwendete JESSICA - Geometrie anhand eines senkrechten Schnitts und zweier waagerechter Schnitte durch die Targetebene (Schnitt A) und die Moderatorebene (Schnitt B). Die Helligkeit der verschiedenen Bereiche kennzeichnet das in diesem Bereich verwendete Material.

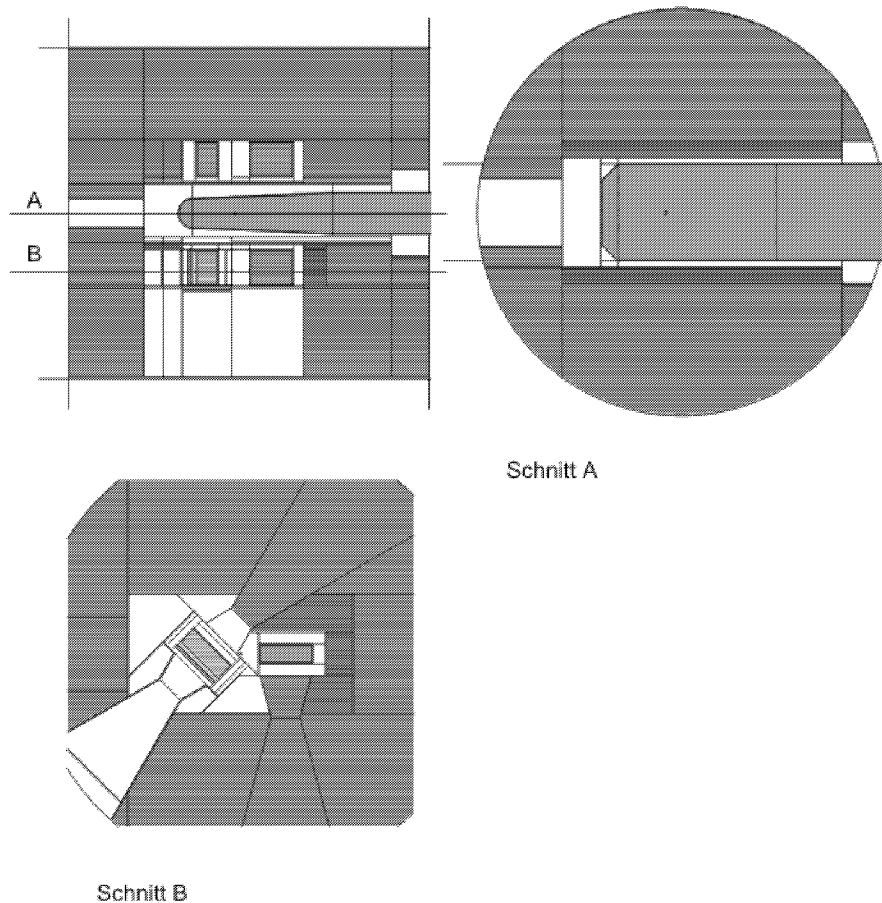


Abb. 4.1: *Schnitt durch die MCNPX – Geometrie für JESSICA*

Das Target – Moderator - Reflektorsystem von JESSICA wurde in eine detailgetreue Geometriebeschreibung für die MCNPX - Simulation umgesetzt. Die umgebenden Betonbereiche der Strahlenschutzabschirmung sowie die Abschirmung der Neutronendetektoren und der Neutronenflugstrecke wurden in der Simulation nicht berücksichtigt. Damit konnte der Untergrund aufgrund hochenergetische Neutronen aus dem Reflektor und dem Target nach deren Moderation in den Betonwänden nicht simuliert werden. Weiterhin war es nicht möglich, den Untergrund zu simulieren, der durch die Protonenstrahlverluste bei der Strahlextraktion auftrat. Durch die sogenannte Cadmiumdifferenzmessung und die Leermessung im Experiment kann dieser Nachteil jedoch behoben werden (Kapitel 5.2). Durch diese Methode ergab sich die Möglichkeit, Simulation und Messung unabhängig vom Meßuntergrund zu vergleichen. Als Ergebnis konnten die thermischen Neutronen mit einer Energie von weniger als 0.4 eV verglichen werden.

Für die Messung der epithermischen Neutronen wurden zusätzliche Untergrundmessungen durchgeführt (Leermessung), bei denen der Moderator aus seiner Position entfernt wurde. Die Leermessung erfaßte alle Neutronen, die nicht aus dem Moderator kamen. Die Differenz aus Effektmessung und Leermessung beinhaltet dadurch auch die Neutronen aus dem Moderator mit einer höheren Energie als 0.4 eV. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, daß mit dem Entfernen des Moderators die Experimentieranordnung verändert wurde. So können Neutronen, die im Moderator abgebremst und danach wieder im Reflektor gestreut werden und erst dann in Richtung des Detektors fliegen, nicht richtig korrigiert werden. Um diese Neutronen nach Möglichkeit vom Detektor abzuschirmen, wurde eine zusätzliche Cadmiumschicht im Flugrohrausgang des Reflektors angebracht.

4.4 Die Teilchendetektion in der MCNPX - Simulation

Für die Ermittlung von Teilchenflüssen oder -strömen bestehen zwei Möglichkeiten. Zum einen werden alle Weglängen, die Teilchen beim Transport durch bestimmte Volumina in der Geometrie innerhalb eines bestimmten Materialbereiches zurücklegen, aufsummiert, wodurch sich die Teilchenflußdichte ergibt. Oder es werden die sogenannten Durchstoßpunkte von Teilchen durch eine Fläche in der Geometrie gezählt und diese ergeben entweder die skalare Teilchenflußdichte an der Oberfläche oder bei der Berücksichtigung der Flugrichtung die Teilchenstromdichte aus der Oberfläche. Eine zweite Möglichkeit der Teilchendetektion ist, den wahrscheinlichen Beitrag eines in der Geometrie transportierten und wechselwirkenden Teilchens zu einem bestimmten Detektorpunkt in der Geometrie zu bestimmen. Die Aufsummierung aller Wahrscheinlichkeiten ergibt dann die Teilchenflußdichte an diesem Detektorpunkt. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß auch an entfernten Geometriepositionen eine ausreichende statistische Genauigkeit für die gesuchte Größe erreicht werden kann. Mit der ersten Methode ist dies nur unter Verwendung einer wesentlich höheren Teilchenzahl zu erreichen, was zu einer entsprechend längeren Rechendauer führt. Je nach Situation und Art der gesuchten Größe werden verschiedene, auf den beiden Methoden basierende Detektoren verwendet. Dabei kommen weitere, detektorspezifische Skalierungen und Normierungen zur Anwendung. Eine Auswahl der verfügbaren Detektoren ist in Tab. 4.1 aufgeführt.

Tab. 4.1: *Beispiele für Detektoren in MCNPX /25/*

Meßgröße	Einheit
Oberflächenstrom	Neutronen pro Proton
Oberflächenflußdichte	Neutronen pro Proton pro cm^2
Volumenflußdichte	Neutronen pro Proton pro cm^2
Flußdichte in einem Punkt	Neutronen pro Proton pro cm^2

Die analytische Beschreibung dieser Detektoren ist ausführlich in /36/ dargelegt. Für den Vergleich mit den Meßwerten wurde der Punktdetektor, der nach der zweiten Methode arbeitet, verwendet. Die Positionierung innerhalb der Geometrie entsprach dabei der Position des Detektors in der realen Meßanordnung (Abb. 3.1). Für den Vergleich wurde die zeitabhängige Flußdichte mit einer angepaßten Zeitgruppenbreite bis zu einer maximalen Zeit von $t = 10$ ms ermittelt. Um die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des realen Detektors (Kapitel 3.6) in den simulierten Werten berücksichtigen zu können, wurde die Flußdichte auch energieabhängig bestimmt. Durch die Berücksichtigung von Neutronen, die nur aus dem Moderator und seinen verschiedenen Hüllen stammen, konnte die Rechendauer deutlich reduziert werden. Jede Simulation wurde ein zweites Mal durchgeführt, wobei eine Cadmiumschicht zwischen Moderator und Punktdetektor eingefügt wurde. Das sich

ergebende Differenzspektrum aus den beiden Simulationen wurde mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors (Dicke $d = 2.4 \text{ mm}$) gewichtet und damit in eine detektorspezifische Zählrate der thermischen Neutronen überführt. Danach konnte das Differenzspektrum aus der Simulation direkt mit dem entsprechenden Differenzspektrum der Messung verglichen werden.

4.5 Die Beschreibung der Protonenquelle

Als Protonenquelle wurde in den Simulationen eine Punktquelle verwendet, welche die Quellteilchen strahlförmig in Richtung des Targets emittiert. Eine Simulation mit einer dem ESS – Referenzdesign angelehnten Verteilung in Form eines elliptischen Strahlquerschnitts mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung zeigte keine Unterschiede in den Neutronenspektren des Moderators. Dies erlaubt den Vergleich der experimentellen Daten mit kreisförmigen Strahlprofil ($\varnothing = 2 \text{ cm}$) (Abb. 3.6) mit Monte-Carlo – Simulationen, denen ein punktförmiger Strahlquerschnitt zugrunde liegt. Als Quellenergie wurde entsprechende dem ESS - Referenzdesign eine kinetische Energie der Protonen von $E_{\text{Proton}} = 1.334 \text{ GeV}$ verwendet. Des weiteren wurden Simulationen durchgeführt, die eine Verschiebung der Quellposition aus der Mittelachse des Targets beinhalteten. Auch eine Verschiebung der Quellposition bis hin zum maximalen Querschnitt des Targets zeigte keine Änderung der zeitabhängigen oder energieabhängigen Neutronenspektren.

4.6 Die verwendeten Moderatormaterialien

Die Simulationen wurden für die im Experiment verwendeten Moderatormaterialien mit Ausnahme von Methanhydrat vorgenommen. Sie sind mit ihrer jeweiligen Temperatur und Konfiguration in Tab. 4.2 dargestellt. Die angewendeten Moderatorkonfigurationen beinhalten eine Konfiguration, bei der die thermischen Neutronen aus dem Reflektor durch eine Cadmiumschicht absorbiert werden (entkoppelt), eine Konfiguration, bei der eine Cadmiumschicht innerhalb des Moderators thermische Neutronen nur aus dem oberflächenfernen Moderatorbereich absorbiert (vergiftet), und eine Konfiguration ohne Verwendung von Absorptionsmaterial (gekoppelt). Das gefrorene Wasser bei 70 K und 20 K wird im weiteren als Eis bezeichnet. Für Methanhydrat liegen zur Zeit keine Wirkungsquerschnitte vor.

Tab. 4.2: Moderatormaterial, Temperatur und Konfiguration

Moderatormaterial	Dichte $\rho \text{ [g/cm}^3\text{]}$	Temperatur $T \text{ [K]}$	Konfiguration
Wasser	1	300	gekoppelt
Wasser	1	300	entkoppelt
Polyethylen	0.95	300	gekoppelt
Polyethylen	0.95	300	entkoppelt und vergiftet
Eis	1.1765	70	gekoppelt
Eis	1.1765	20	gekoppelt
Methanhydrat	0.9	22	gekoppelt

Als Wirkungsquerschnittsdaten kamen mit Sauerstoff 8016.60c ($T = 294$ K), Kohlenstoff 6000.60c ($T = 294$ K) und Wasserstoff 1001.60c ($T = 293.6$ K) die für MCNPX mitgelieferten Daten auf Basis von ENDF60 zum Einsatz. Da die Wirkungsquerschnitte für die Moderatormaterialien bei einer bestimmten Temperatur ermittelt wurden, war die Anpassung der Materialtemperatur notwendig. Das wurde mit einer optionalen Temperaturmodifikation erreicht. Dabei werden die Materialatome als freies Gas betrachtet und ihre Bewegungsenergie der neuen Temperatur angepaßt. Für die Simulationen wurde neben den Moderatormaterialien auch der 4 mm dicke Teil der Aluminiumhülle mit der MCNPX - Temperaturmodifikation für $T = 70$ K und 20 K angepaßt, der sich innerhalb des thermisch isolierenden Vakuums und des Wärmeschildes befand. Wie auch im Experiment wurde als Entkopplungs- und als Vergiftungsmaterial Cadmium verwendet.

Für die Berücksichtigung der Bindungskräfte der Moleküle und der chemischen Bindungen wurden die in Tab. 4.3 aufgeführten $S(\alpha, \beta)$ – Daten verwendet.

Tab. 4.3: *Datenbasis für die Bindungskräfte der Moleküle*

Moderatormaterial	$S(\alpha, \beta)$ – Datensatz	Temperatur T [K]	Datenquelle
Wasser	lwth.01t	294	MCNPX – Datenbasis
Polyethylen	poly.01t	300	MCNPX – Datenbasis
Eis	ice.07t	77	IKE Stuttgart
Eis	ice.00t	20	IKE Stuttgart
Methan	smeth.01t	22	MCNPX – Datenbasis

Für die Simulationen der kalten Moderatormaterialien war die Verwendung der $S(\alpha, \beta)$ - Daten von entscheidender Bedeutung, da sie vor allem bei niederenergetischen Neutronen die Streuung dominieren. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte wurden vom IKE Stuttgart /37/ für Eis bei $T = 20$ K und 70 K entwickelt.

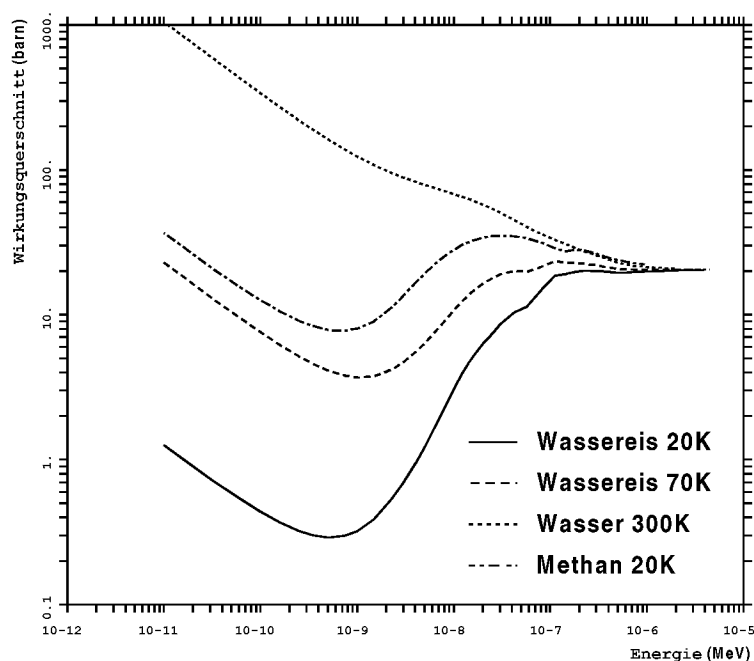


Abb. 4.2: *Inelastische Wirkungsquerschnitte von niederenergetischen Neutronen für verschiedene Moderatormaterialien und unterschiedliche Temperaturen*

Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte für $T = 300\text{ K}$, 70 K und 20 K zeigte das erwartete unterschiedliche Moderationsverhalten für den niederenergetischen Bereich von $E < 4\text{ eV}$ (Abb. 4.2).

Für Neutronenenergien kleiner $E = 0.2\text{ eV}$ steigt der Wirkungsquerschnitt von Wasser bei $T = 300\text{ K}$. Demnach werden die Neutronen mit sinkender Energie immer häufiger wechselwirken, weiter Energie verlieren („Down-Scattering“) und schließlich ein thermisches Gleichgewicht mit dem Moderatormaterial erreichen. Für Neutronen mit geringerer kinetischer Energie als die der Atome des Materials tritt bei einer Wechselwirkung mit steigender Wahrscheinlichkeit ein „Up-Scattering“ auf. Dabei werden die Neutronen durch einen Stoß beschleunigt statt gebremst und ihre kinetische Energie erhöht sich wieder. Für Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K sinken die Wirkungsquerschnitte für eine geringere Neutronenenergie als 20 meV deutlich ab. Für Neutronen mit Energien oberhalb von 20 meV besteht somit eine höhere Wahrscheinlichkeit der Streuung, und damit des Energieverlustes, als für Neutronen geringerer Energie. Dadurch sammeln sich Neutronen in diesem Energiebereich $E < 20\text{ meV}$ an. Durch die weitere Streuung dieser Neutronen zu niedrigeren Energien wird der Ansammlung der Neutronen in diesem Energiebereichs entgegengewirkt. Da die Wahrscheinlichkeit einer Streuung für Neutronenenergien $E < 20\text{ meV}$ jedoch geringer ist als die für Neutronen mit Energien $E > 20\text{ meV}$, summieren sich die Neutronen in diesem Energiebereich auf. Diese Neutronen haben zu diesem Zeitpunkt noch nicht das thermische Gleichgewicht mit den Atomen des Moderatormaterials erreicht. Es ergibt sich eine von einer Maxwellverteilung verschiedene Verteilung der Neutronen im Energiespektrum und wie Messungen und Simulationen zeigten auch eine effektive Neutronentemperatur, die nicht der Moderatortemperatur entspricht.

Zusätzlich wurde in Abb. 4.2 der inelastische Wirkungsquerschnitt für Methan bei $T = 20\text{ K}$ dargestellt. Auch bei diesem Material zeigt sich ein wesentlich anderer Kurvenverlauf als für Wasser bei $T = 300\text{ K}$ und eine zumindest qualitative Ähnlichkeit zu den Wirkungsquerschnitten von Eis. Die Abnahme des Wirkungsquerschnittes für Neutronenenergien kleiner 20 meV ist jedoch nicht so stark ausgeprägt wie bei Eis. Dadurch wechselwirken die Neutronen häufiger und erreichen den Energiebereich des thermischen Gleichgewichts schneller. Die Neutronen sammeln sich im thermischen Gleichgewicht, was sich auch in der Lage des Maximums im Energiespektrum widerspiegelt (Abb. 5.33).

Die unterschiedliche Lage der Maxima im Energiespektrum von Wasser bei 300 K und Eis bei 70 K und 20 K (Abb. 5.28) lassen sich wie folgt erklären. Bei einem Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$ sind mehr Anregungsmoden verfügbar, als bei kleineren Temperaturen, wo sie sozusagen eingefroren sind. Dadurch ist das Neutron in der Lage, schneller Energie abzubauen und kann somit in wenigen Stößen das thermische Gleichgewicht erreichen. In einem Moderator bei 70 K sind, da bereits einige Freiheitsgrade eingefroren sind, mehr Stöße notwendig, als etwa bei 300 K . Weiterhin liegt das zu erreichende thermische Gleichgewicht in einem kalten Moderator bei tieferen Energien, was die Anzahl der notwendigen Stöße weiter erhöht. Durch die größere Anzahl von Stößen steigt aber die Wahrscheinlichkeit der Absorption des Neutrons. Es bildet sich damit ein Gleichgewichtszustand zwischen Streuung und Absorption, der wiederum die Lage des Maximums im Energiespektrum bestimmt. Für kältere Moderatortemperaturen von $T = 70\text{ K}$ und 20 K weicht die Lage des Maximums der effektiven Neutronentemperatur immer weiter von der tatsächlichen Moderatortemperatur und damit von dem thermischen Gleichgewichts ab.

5 Die Ergebnisse der zeitabhängigen und wellenlängenabhängigen Neutronenintensitätsmessungen und Vergleiche mit Simulationen für JESSICA

5.1 Die Messung der Protonenzahl des gepulsten Protonenstrahls

Die für die Normierung notwendige Protonenzahl pro Puls wurde mit dem WCM (Wall Current Monitor) und dem BCM (Beam Charge Monitor) ermittelt (Kapitel 3.5). Die Protonenzahl ist für den Vergleich der gemessenen und simulierten Neutronenzählraten und für die Bestimmung der absoluten Werte notwendig. Wie Abb. 5.1 zeigt, liefert sowohl die Messung mit dem BCM als auch die Messung mit dem WCM eine Verteilung mit einer ähnlichen Standardabweichung von $1\sigma = \pm 24\%$ bei der BCM – Messung und $1\sigma = \pm 21\%$ bei der WCM – Messung. Allerdings ist die mittlere Intensität der BCM – Messung mit $1.3 \cdot 10^9$ Protonen/Puls 35% niedriger als die Intensität der WCM – Messung von $2.0 \cdot 10^9$ Protonen/Puls.

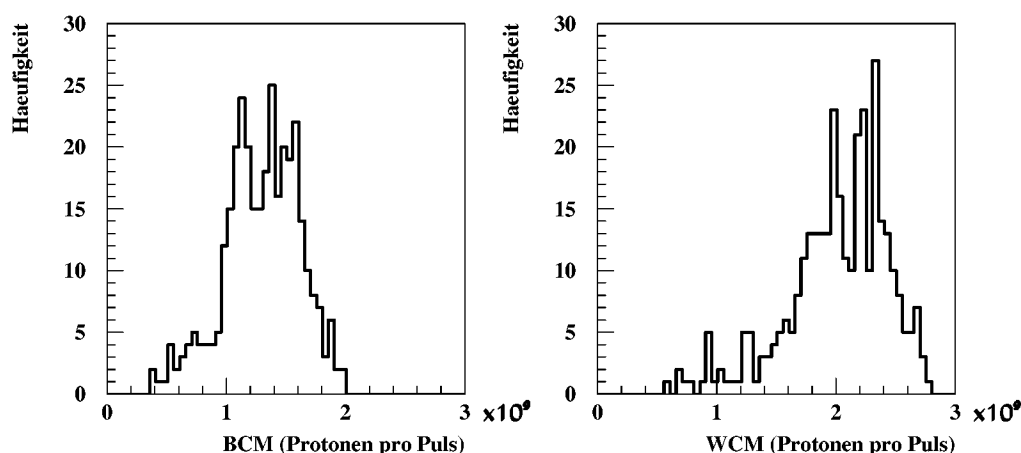


Abb. 5.1: Häufigkeitsverteilung der Protonenzahl pro Protonenpuls für die Messungen mit BCM und WCM

Für eine weitere Analyse wurde die Korrelation der integralen Neutronen- und Protonenzahl pro Puls betrachtet (Abb. 5.2). Auch in dieser Darstellung zeigen sowohl die BCM – als auch die WCM – Messung eine symmetrische Verteilung bei einer Standardabweichung von $1\sigma = \pm 11\%$ für BCM und $1\sigma = \pm 13\%$ für den WCM.

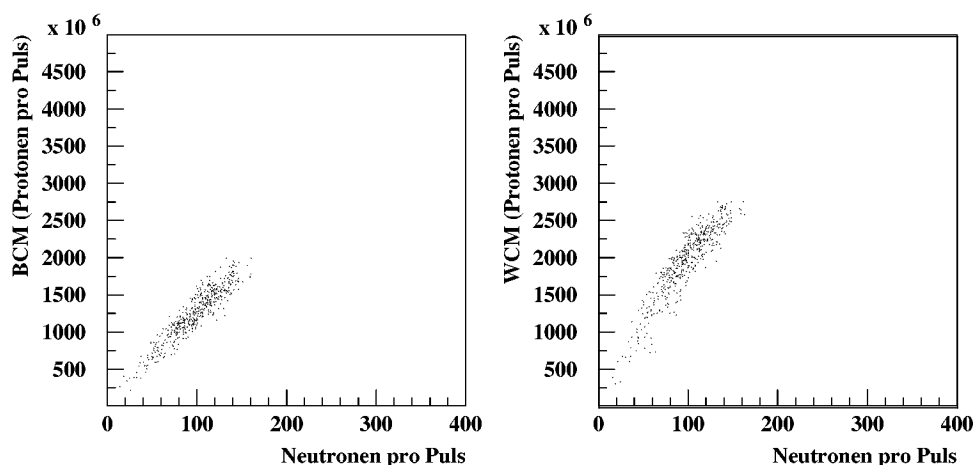


Abb. 5.2: Korrelation von Neutronen und Protonen für die Messung mit BCM und WCM

Die Korrelation von Neutronen und Protonen ist ausschlaggebend für die Beurteilung der Meßgenauigkeit der Neutronenzählrate. Bei konstanter Protonenenergie und gleicher Anordnung des Target – Moderator – Reflektorsystems hängt die Neutronenzahl im Mittel nur von der Intensität des Protonenpulses ab. Das äußert sich in der Darstellung der Korrelation der Neutronen und Protonen als linearer Zusammenhang zwischen Protonenzahl und Neutronenzahl. Sowohl die Messungen mit BCM als auch die mit WCM zeigen diesen linearen Verlauf. Folgt man nun diesem linearen Verlauf bis zu einer Neutronenzahl von 0, so erwartet man auch eine Protonenzahl von 0, die lineare Korrelation müßte also den Koordinatenursprung kreuzen. Während das bei der Messung mit dem BCM zutrifft, erkennt man bei der Messung mit dem WCM eine Verschiebung des linearen Verlaufs aus dem Koordinatenursprung. Das bedeutet, daß die Messung mit WCM die Korrelation von Neutronen und Protonen zwar relativ richtig widerspiegelt, aber absolut eine zu hohe Protonenzahl gegenüber der Messung mit dem BCM ermittelt.

Aus diesem Grund werden im folgenden die gemessenen Neutronenzählraten mit der aus der Messung mit dem BCM ermittelten Protonenzahl pro Puls normiert und als Neutron zu Proton – Relation (n/p) dargestellt. Um eine Verringerung der Standardabweichung in der Korrelation von Neutronen und Protonen zu erreichen, wurde eine Auswahl für die gemessenen Neutronen- und Protonenzahlen getroffen. Mit Hilfe des mittleren n/p – Verhältnisses werden nur noch diejenigen Neutronenzahlen pro Puls in der Auswertung berücksichtigt, die mit ihrer dazugehörigen Protonenzahl ein n/p – Verhältnis ergeben, daß innerhalb der Schwankung von $\pm 1\sigma$ liegt. Die Auswirkungen sind in Abb. 5.3 dargestellt.

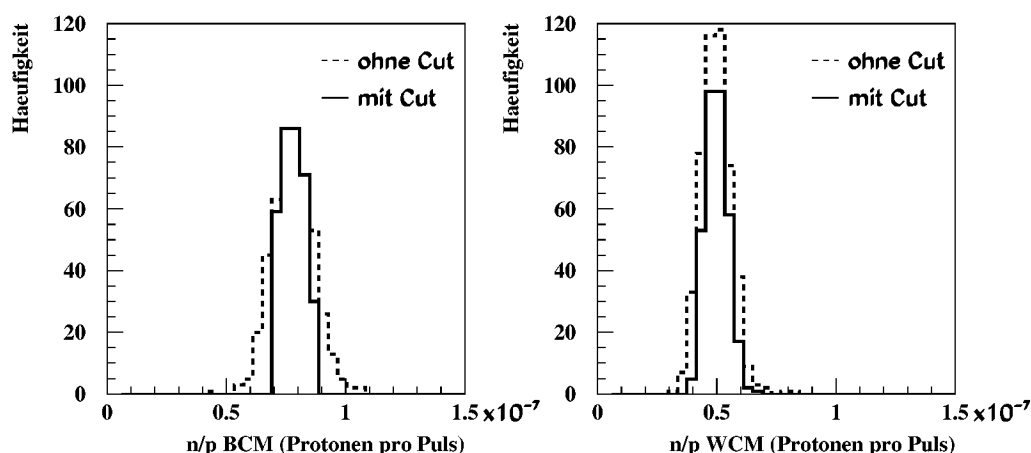


Abb. 5.3: n/p – Verhältnisse mit und ohne $\pm 1\sigma$ (Cut) der Protonenhäufigkeitsverteilung für die Messung mit dem BCM und dem WCM

Da die Auswahl für die aus der Messung mit dem BCM resultierende Protonenzahl vorgenommen wurde, weist die Neutronenzahl bei der Normierung auf die mit dem WCM gemessene Protonenzahl eine deutlich andere Verteilung als die gesamte Verteilung auf. Daraus folgt, daß diejenigen n/p – Verhältnisse, die bei der Messung mittels BCM das Maximum der Verteilung bilden, nicht notwendigerweise auch das Maximum in der Verteilung bei der Messung mittels WCM bilden. Das Resultat der verringerten Streubreite wird sehr gut in Abb. 5.4 verdeutlicht.

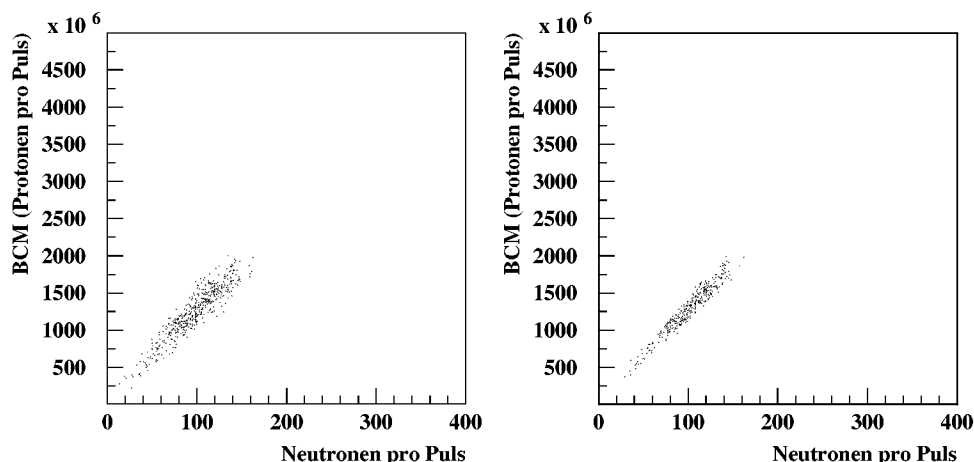


Abb. 5.4: n/p – Verhältnis ohne (linkes Bild) und mit (rechtes Bild) Begrenzung der Streubreite für die Messung mit BCM

Im linken Bild ist die Korrelation für die gesamten Neutronen und Protonen dargestellt und im rechten Bild nur für diejenigen, die innerhalb der Streubreite von 1σ liegen. Durch diese Begrenzung kann also der Einfluß der Meßungenauigkeit der Protonen- und Neutronenmessung auf die Auswertung der Daten verringert werden. Die Auswertung dieser Methode wird in Kapitel 5.3.3 diskutiert.

5.2 Die Messung der Neutronenflugzeitspektren

5.2.1 Das Signal zu Untergrund –Verhältnis bei den JESSICA – Messungen

Zur Bewertung der Messungen ist eine Signal zu Untergrund – Betrachtung notwendig. Der Untergrund setzt sich aus zwei unterschiedlichen Quellen zusammen. Zum einen werden während des Spallationsprozesses im Target hochenergetische Neutronen erzeugt. Sie werden im Reflektor, dem Strukturmaterial und den umgebenden Betonwänden gestreut und können zu einem geringen Teil die Detektorabschirmung durchdringen. Zum anderen treten in der Protonenstrahlextraktion und der Protonenstrahlführung zum JESSICA - Experiment hohe Verluste auf, die einen zusätzlichen Neutronenuntergrund verursachen. Mit Hilfe der sogenannten Cadmiumdifferenzmessung oder der Leermessung können die Neutronen aus dem Moderator vom Untergrund separiert werden. Allerdings werden die epithermischen Neutronen aus dem Moderator im Energiebereich von 0.4 eV bis ca. 1 eV bei der Cadmiumdifferenzmessung nicht mehr vollständig absorbiert. Aus dem Absorptionswirkungsquerschnitt für Cadmium erkennt man die verminderte Wirksamkeit der Neutronenabsorption für Energien über 0.4 eV (entspricht einer Flugzeit von 614 μs). Bei der Cadmiumdifferenzmessung werden neben den Untergrundneutronen aus dem Reflektor auch epithermische Neutronen aus dem Moderator nachgewiesen. Sie zeigen sich in der Cadmiumdifferenzmessung als eine Abweichung vom exponentiellen Verlauf der Leermessung (Messung ohne Moderator) (Abb. 5.5). Wird das Cadmiumdifferenzspektrum nun von dem gemessenen Neutronenflugzeitspektrum (Effektspektrum) abgezogen, fällt der Bereich mit den nur teilweise absorbierten, epithermischen Neutronen mit dem höherenergetischen Anstieg der Neutronenzählrate zusammen. Das resultierende Differenzspektrum bildet in diesem Bereich ein kleines Plateau aus (Abb. 5.6).

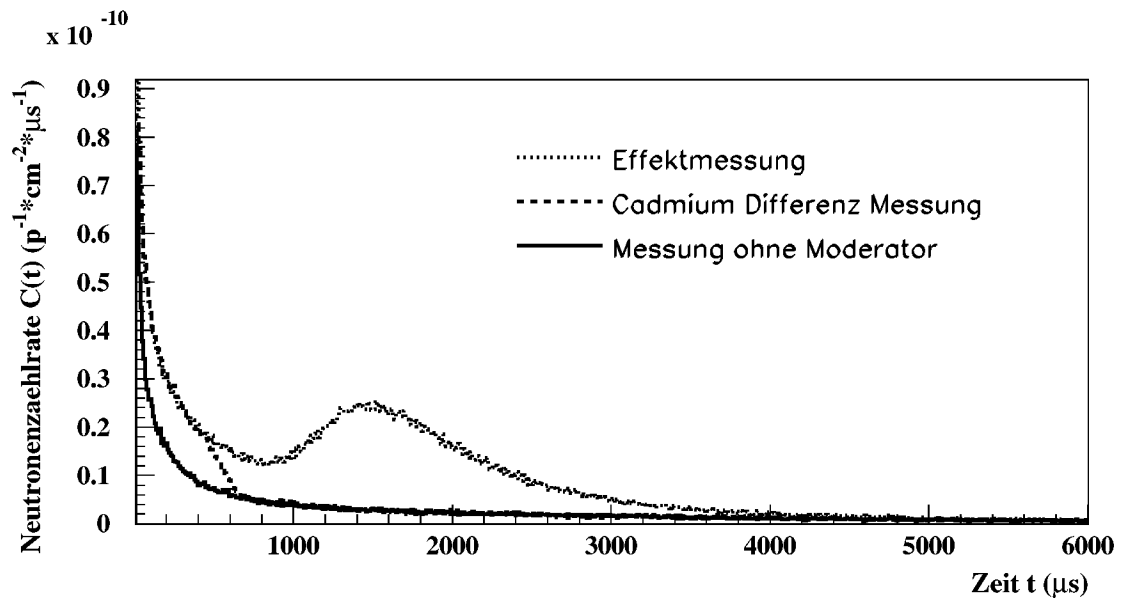


Abb. 5.5: Effektspektrum des Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ im Vergleich zur Cadmiumdifferenzmessung und zur Leermessung

5.2.2 Der Vergleich der gemessenen und simulierten Flugzeitspektren für Wasser bei $T = 300\text{ K}$ und Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K

Der Vergleich der absolut normierten Flugzeitspektren

Der Vergleich zwischen der Messung in direkter Flugrichtung (Abb. 3.1) und einer entsprechenden Monte-Carlo - Simulation wurde anhand des Wassermoderators bei einer Temperatur von $T = 300\text{ K}$ vorgenommen. Die gemessene Neutronenzählrate wurde dabei auf die Protonenzahl der BCM - Messung und die aktive Detektorfläche von 17.2 cm^2 normiert. Zusätzlich wurden die Simulationsergebnisse mit der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektors gewichtet. Durch diese Wichtung wurde die simulierte Neutronenflußdichte am Ort des Detektors in eine Neutronenzählrate umgewandelt, da die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit die spezielle Dicke des Detektors berücksichtigt. Der Vergleich der absoluten simulierten und gemessenen Neutronenzählraten als Differenz zwischen Effekt- und Cadmiumdifferenzmessung ist in Abb. 5.6 dargestellt.

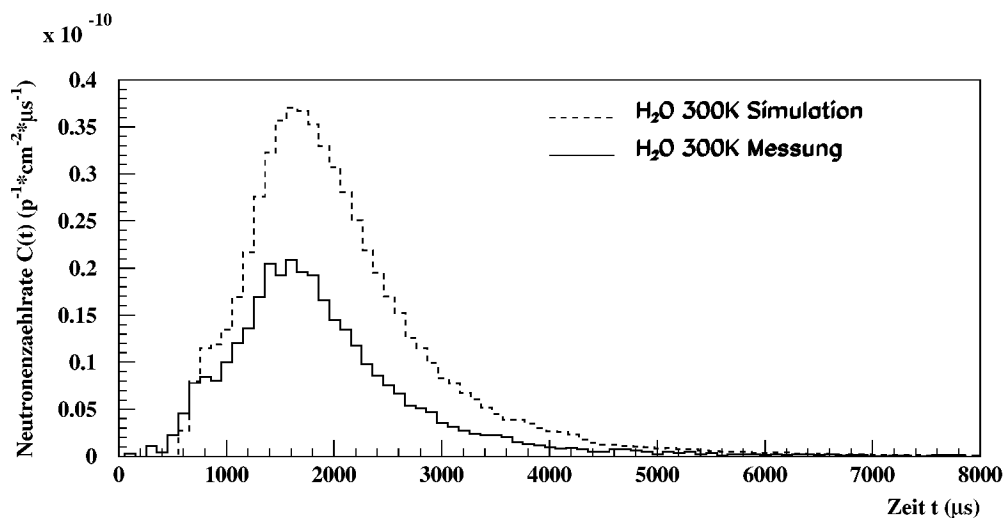


Abb. 5.6: Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten, thermischen Neutronenflugzeitspektren eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$

Die Neutronenzählrate der Simulation liegt 42 % über dem Wert der gemessenen Neutronenzählrate, nimmt man das Cadmiumplateau in der Anstiegsflanke des Pulses als Vergleich. Der Bezug der Messung und der Simulation auf dieses Cadmiumplateau ist wegen seiner energetischen Lage bei ca. 0.3 eV geeignet, da dieser Energiebereich im Energiespektrum vom $1/E$ – Verlauf („Slowing Down“) dominiert wird und damit unabhängig von der Moderator Temperatur ist (Abb. 5.28). Bei beiden Differenzspektren tritt dieses Plateau in der Anstiegsflanke deutlich hervor. Auch das Maximum bildet sich in den Differenzspektren sowohl in der Simulation als auch der Messung zum selben Zeitpunkt aus.

Im Gegensatz zu der Messung mit dem Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$ zeigen sich aber deutliche Unterschiede in der Kurvenform zwischen Messung und Simulation für den Eismoderator bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K .

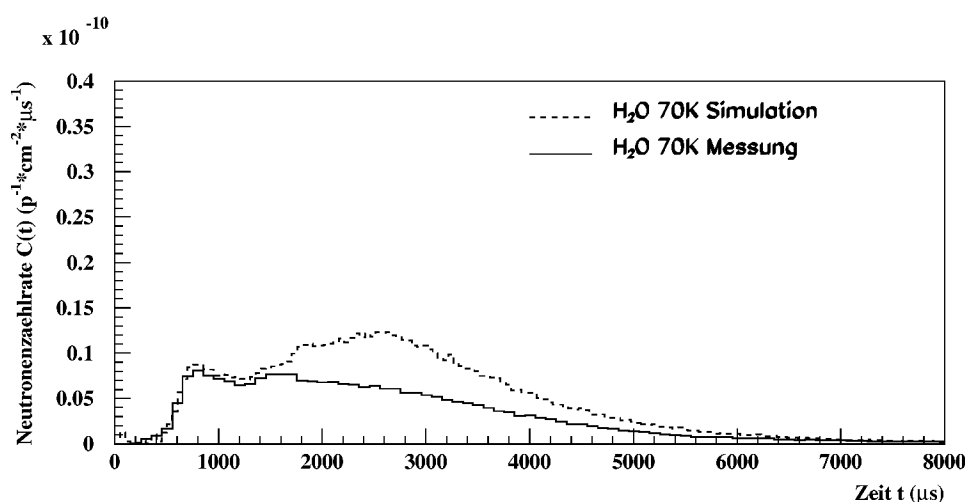


Abb. 5.7: Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten thermischen Neutronenflugzeitspektren eines Eismoderators bei $T = 70\text{ K}$

Hier zeigen die Simulationen im Bereich des Cadmiumplateaus eine sehr gute Übereinstimmung der Intensität. Der weitere Verlauf ab 1.6 ms wird jedoch nicht mehr von den Monte-Carlo - Simulationen widerspiegelt. Ab diesem Zeitpunkt weisen die Simulationen eine deutlich höhere Zählrate auf. Es zeigt sich kein konstanter Unterschied zwischen Messung und Simulation. Die gute Übereinstimmung im Cadmiumplateau kann dadurch erklärt werden, daß die maximale Zählrate im thermischen Bereich deutlich geringer als bei der 300 K Wassermessung ist und die Totzeiteffekte bei der Neutronenmessung entsprechend geringer sind (Kapitel 3.6).

In Abb. 5.7 und Abb. 5.8 sind die absolut normierten gemessenen und simulierten Neutronenzählraten für den Eismoderator bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K dargestellt. Der Vergleich der Monte-Carlo – Simulationen und der Messungen anhand des Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ und des Eismoderators bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K zeigt prinzipielle Unterschiede.

Bei dem Wassermoderator mit $T = 300\text{ K}$ zeigt sich eine 35 % höhere Zählrate bei der Simulation gegenüber der Messung über das gesamte Zeitspektrum und damit über den gesamten Energiebereich. Dieser Unterschied ist somit unabhängig von der Energie der Neutronen. Die Ursache resultiert möglicherweise aus der Protonen- und/oder Neutronenmessung. Möglicherweise weist die Protonenmessung mittels BCM eine energieabhängige Meßgenauigkeit auf, die sich bei 1.3 GeV Protonen in einem Unterschied von 30 – 40 % gegenüber anderen Protonenmeßverfahren äußern kann [38/].

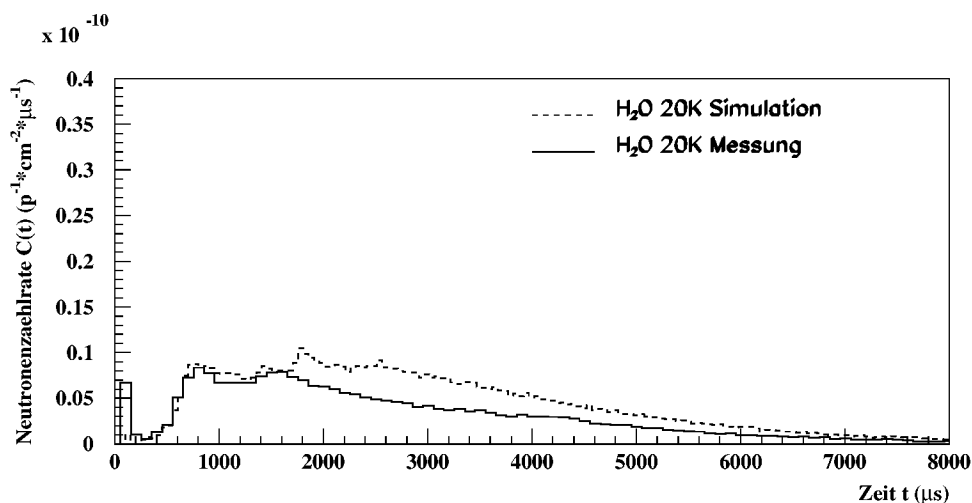


Abb. 5.8: Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten thermischen Neutronenflugzeitspektren eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$

Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Inhomogenität des Detektorkristalls (Abb. 3.21). So wurde für die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit die verwendeten Stoffmengen für den gesamten Detektorkristall verwendet. Wegen der zu hohen Neutronenzählrate war aber eine Verengung der Detektorfläche notwendig. In diesem zentralen Ausschnitt des Detektorkristalls zeigt sich aber eine geringere Ansammlung der $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Kristalle innerhalb des umgebenden Plastiksziellators gegenüber den Randbereichen, was zu einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit führt (Kapitel 3.6). Auch die Lage bestimmter Maxima (70 K Messung: 1.6 ms, 2.7 ms; 20 K Messung: 1.6 ms, 4.1 ms) ist in den entsprechenden Simulationen nicht zu finden. Damit sind weitere Untersuchungen zu den Streudaten der MCNPX – Simulation von Eis bei 70 K und 20 K notwendig.

Der Vergleich der relativ normierten Flugzeitspektren

Der relative Vergleich der simulierten und gemessenen Neutronenzählraten soll Aussagen zur Übereinstimmung der Pulsformen liefern. Für den Vergleich der Pulsformen des Wassermoderators bei 300 K können dank des zeitlich konsistenten Maximums beide Verteilungen in Abb. 5.9 auf die Höhe ihres Maximums normiert werden. Dadurch läßt sich die Pulsform beider Spektren sehr gut vergleichen. Es zeigt sich, daß sowohl die Anstiegsflanke als auch das Abklingverhalten der gemessenen Pulse recht gut durch die Simulation beschrieben wird. Für den Vergleich der gemessenen und simulierten Neutronenzählraten bei einer Moderatortemperatur von $T = 70\text{ K}$ (Abb. 5.7) und 20 K (Abb. 5.8) wird aufgrund der schon vorhandenen Übereinstimmung im Bereich des Cadmiumplateaus keine weitere Normierung durchgeführt. Die Simulationen zeigen bei diesen tiefen Temperaturen ein deutliches Maximum, dessen zeitliche Lage sich mit sinkender Moderatortemperatur zu größeren Zeiten hin verschiebt. Das deutet darauf hin, daß die in den Simulationen verwendeten Wirkungsquerschnitte der sinkenden Moderatortemperatur prinzipiell Rechnung tragen. Im Gegensatz dazu weisen die Messungen in Abb. 5.7 und 5.8 jedoch einen Verlauf auf, der kein derartiges Maximum zeigt.

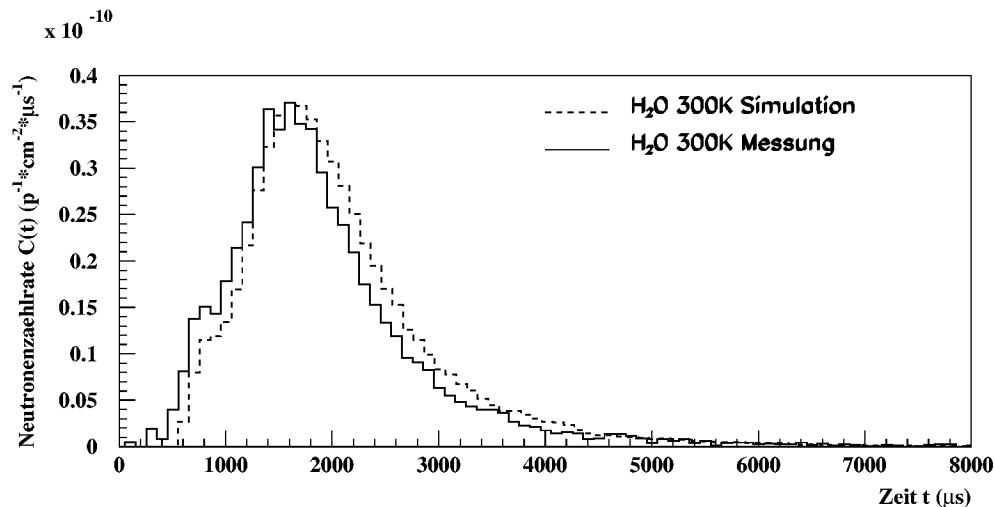


Abb. 5.9: Gemessene und simulierte thermische Neutronenflugzeitspektren eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$, relativ normiert

Ein Vergleich zu einer früheren Messung von Wasser bei $T = 21\text{ K}$ /39/ verdeutlicht die mögliche Ursache für den Unterschied zwischen Simulation und Messung (Abb. 5.10).

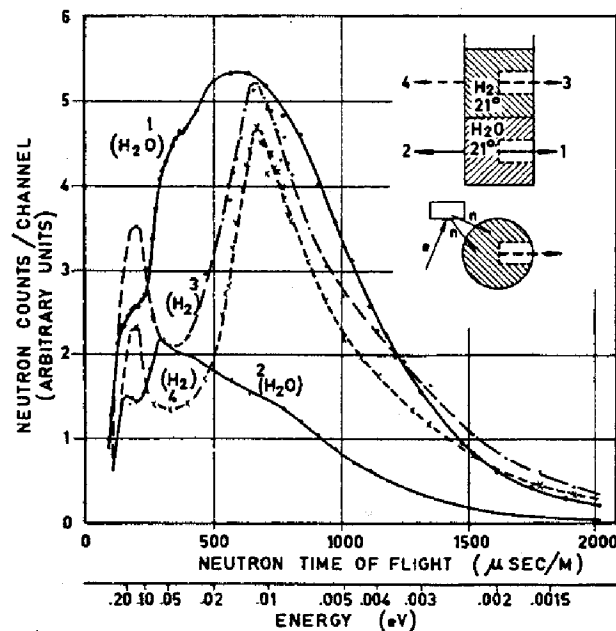


Abb. 5.10: Gemessene Neutronenflugzeitspektren von McReynolds /39/ für verschiedene Moderatormaterialien

Man erkennt in den Ergebnissen von McReynolds, daß sich das Geschwindigkeitsspektrum der gemessenen Neutronenzählrate aus der Oberfläche des Moderators (Kurve 2) deutlich von demjenigen aus dem Zentrum des Moderators (Kurve 1) unterscheidet. Für einen Vergleich der Ergebnisse mit den JESSICA – Messungen werden im folgenden die Geschwindigkeitsspektren von McReynolds mit der Flugstrecke bei JESSICA von 5.37 m zu Flugzeitspektren transformiert. Die Neutronenzählrate aus der Oberfläche zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die JESSICA - Messung. Auch die beiden Maxima in der McReynolds – Messung bei 1600 μs (300 μs/m) und 4140 μs (770 μs/m) sind in der JESSICA - Messung des Eismoderators mit $T = 20\text{ K}$ bei 1600 μs und 4160 μs wiederzufinden (Abb. 5.7 und 5.10).

Im Gegensatz dazu zeigt die Messung der Neutronenzählrate aus dem Inneren des Moderators von McReynolds Ähnlichkeit mit der Simulation von JESSICA. Diese Meßmethode wird durch eine Bohrung bis zum Mittelpunkt des Moderators ermöglicht. Sie dient dazu, den ungestörten Neutronenfluß innerhalb des Moderators zu ermitteln und eine präzise Temperaturbestimmung durchzuführen (Abb. 5.20). Das sich in dieser Messung ausprägende Maximum bei 3220 μs (600 $\mu\text{s}/\text{m}$) zeigt sich in der Simulation des JESSICA – Experiments für Eis bei 20 K allerdings nicht. Hingegen findet sich ein Maximum schon bei 2600 μs . Das könnte darauf hindeuten, daß die Thermalisierung der Neutronen von den Wirkungsquerschnitten richtig beschrieben wird, der Transport dieser Neutronen aus dem Zentrum des Moderators hin zu seiner Oberfläche jedoch weniger gut.

Der Vergleich der Meßergebnisse mit den entsprechenden MCNXP – Simulationen zeigt, daß bis auf einen absoluten, konstanten Unterschied, die Daten von MCNPX den Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$ gut beschreiben. Für die Simulation von Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K hingegen sind noch Verbesserungen im Transportteil der $S(\alpha, \beta)$ – Daten notwendig.

5.2.3 Vergleich der Energiespektren von Messung und Simulation

Die Energiespektren $I(E)$ von Messung und Simulation ergeben sich aus der Umrechnung der Flugzeitspektren $i(t)$ mit:

$$i(t)dt = i(t(E)) \frac{dt}{dE} \cdot dE = I(E)dE \quad (10)$$

$$\text{mit } E(t) = \frac{m_N}{2} \cdot \frac{s^2}{t^2}$$

$$\Rightarrow t(E) = \sqrt{\frac{m_N}{2}} \cdot s \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}$$

$$\text{mit } \frac{dt}{dE} = \sqrt{\frac{m_N}{2}} \cdot s \cdot \frac{1}{\sqrt{E} \cdot E} \cdot \left(-\frac{1}{2}\right)$$

$$\Rightarrow I(E) = i\left(t(E) = \frac{m_N}{2} \cdot \frac{s^2}{E}\right) \cdot \sqrt{\frac{m_N}{2}} \cdot s \cdot \frac{1}{\sqrt{E} \cdot E} \cdot \left(-\frac{1}{2}\right)$$

$i(t)$	-	zeitabhängige Neutronenzählrate
$I(E)$	-	energieabhängige Neutronenzählrate
m_N	-	Ruhemasse des Neutrons ($1.674394 \cdot 10^{-27}\text{ kg}$)
s	-	Flugstrecke
t	-	Flugzeit

Bei der Umformung des Flugzeitspektrums in ein Energiespektrum wurde die zeitliche Verteilung der Neutronen einer Energie aufgrund der variierenden Aufenthaltszeit der Neutronen im Moderator (siehe Kapitel 5.3) nicht berücksichtigt. Für eine solche Korrektur ist die Messung des Zeitspektrums innerhalb des Moderators notwendig. Die Thermalisierungs- und Diffusionszeit der Neutronen wird in Anbetracht der verwendeten Zeitauflösung nicht gesondert berücksichtigt (Kapitel 5.2.4). Im folgenden werden die aus den Messungen und den Simulationen folgenden Energiespektren miteinander verglichen. Das erlaubt den Vergleich der jeweiligen Verteilungen im Thermalisierungsbereich. Wie schon erläutert, wurden die

Simulationsergebnisse dabei mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gewichtet, so daß sowohl die Messungen als auch die Simulationen die Detektoreigenschaften beinhalten. Die gute Übereinstimmung der Pulsform der gemessenen und simulierten Flugzeitspektren des Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ (Abb. 5.9) sowie der absolute Unterschied von 42 % zeigt sich auch in den daraus folgenden Energiespektren in Abb. 5.11. Im höherenergetischen Bereich der Thermalisierung von ca. 0.05 eV bis 0.4 eV zeigen sich bei der Messung und der Simulation deutlich die Wendepunkte bei 0.08 eV und ca. 0.13 eV. Auch das Anstiegsverhalten ist bei beiden Energiespektren gleich. Das Maximum und der niederenenergetische Thermalisierungsbereich weisen ebenfalls einen sehr ähnlichen Kurvenverlauf auf. Bei der Messung zeigt sich ab einer Energie von 10 meV eine wachsende Schwankung der Werte, das mittlere Abklingverhalten zeigt aber auch eine gute Übereinstimmung mit der Simulation.

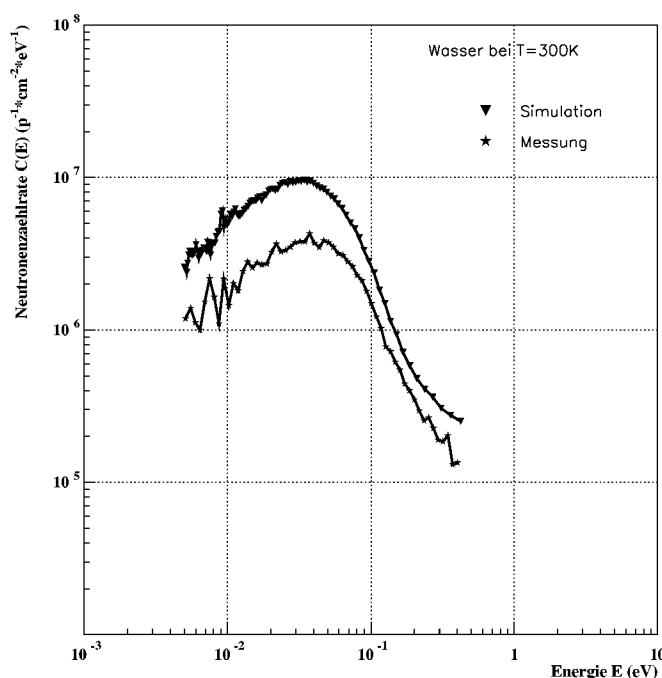


Abb. 5.11: Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten Energiespektren für den Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$

In Abb. 5.12 ist der Vergleich der Messung und der Simulation für Eis bei $T = 70\text{ K}$ dargestellt. Bis zu einer Energie von $E > 70\text{ meV}$ zeigen sowohl Simulation als auch Messung den selben Kurvenverlauf. Bei geringeren Energien erreicht die Simulation jedoch eine deutlich höhere Zählrate. Auch die Kurvenform weicht in diesem Bereich von derjenigen der Messung ab. Das simulierte Spektrum weist in diesem Bereich noch eine relativ starke Ähnlichkeit mit einer Maxwellverteilung auf. Das wird durch die gute Übereinstimmung des Energiespektrums bei der Ermittlung der effektiven Neutronentemperatur mit ihrer entsprechenden Maxwellfunktion bestätigt (Kapitel 5.2.4).

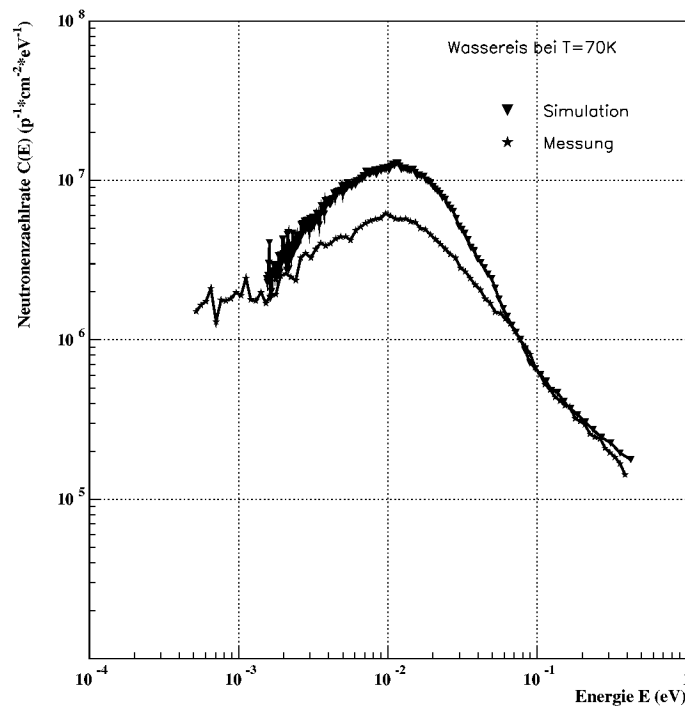


Abb. 5.12: Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten Energiespektren für den Wassermoderator bei $T = 70 \text{ K}$

In dem in Abb. 5.13 dargestellten Vergleich des Eismoderators bei $T = 20 \text{ K}$ zeigt sich ein ähnliche Relation zwischen Simulation und Messung in Abb. 5.12. Dieser guten Übereinstimmung für die höherenergetischen Neutronen bis zu einer Energie von $E > 50 \text{ meV}$ steht ein wachsender Unterschied bei den Neutronen mit geringerer Energie gegenüber. Allerdings ähneln sich die Kurvenformen von Simulation und Messung in der Umgebung ihrer Maxima.

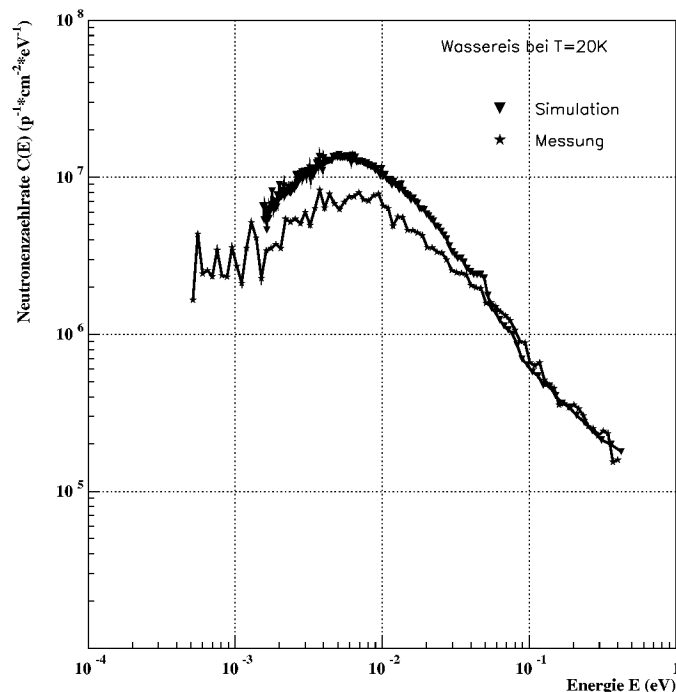


Abb. 5.13: Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten Energiespektren für den Wassermoderator bei $T = 20 \text{ K}$

Frühere Messungen von Inoue et al. /40/ zeigen ähnliche Kurvenformen wie die Energiespektren der JESSICA - Messungen. Da die Messungen von Inoue allerdings mit einer anderen Geometrie durchgeführt wurden, ist nur ein qualitativer Vergleich möglich. Die bei Inoue ermittelten Daten basieren auf einem zylinderförmigen Moderator ($\varnothing = 20$ cm, $h = 20$ cm) mit einer Bohrung ($\varnothing = 2.5$ cm) bis zur Moderatormitte, welcher die Messung des ungestörten Neutronenflusses aus der Mitte des Moderators erlaubt. Die Neutronen wurden durch den Beschuß eines Schwermetalltargets mit Elektronen erzeugt, was sich in einem energetisch anderen Neutronenquellspektrum äußert. Dabei wird die Bremsstrahlung der Elektronen mittels γ -n - Reaktionen in Neutronen umgesetzt. Bei diesem Experiment wurde kein Reflektor verwendet /40/. Auch bildete sich bei diesen früheren Messungen das Maximum im Energiespektrum von Eis bei $T = 20$ K bei einer Energie von 5 bis 6 meV und bei 77 K bei 8 bis 9 meV aus (Abb. 5.14) /41/. Die Ergebnisse der Inoue - Messungen wurden alle auf den $1/E$ - Verlauf der Energiespektren normiert.

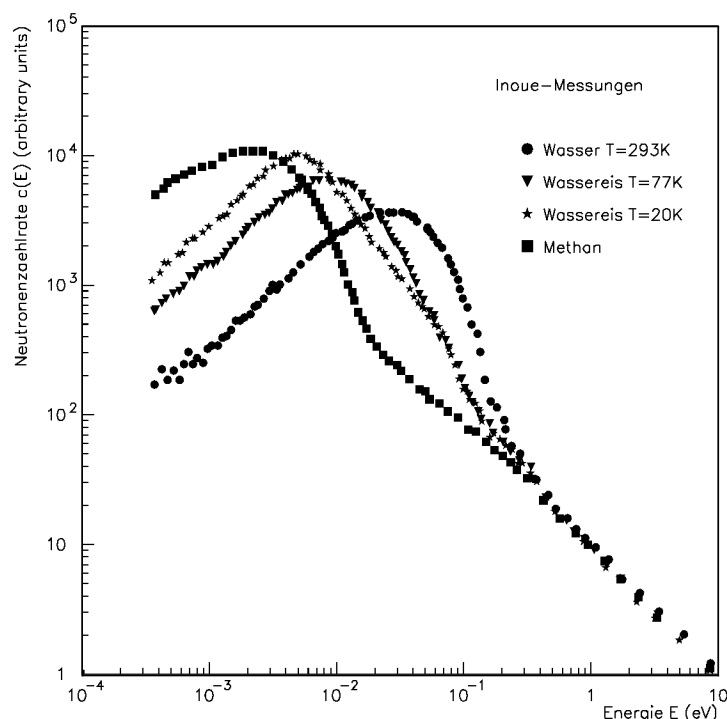


Abb. 5.14: Energiespektren für Wasser bei verschiedenen Temperaturen und für Methan bei $T = 20$ K (Inoue /41/.)

Für einen Vergleich der Inoue - Messungen mit den JESSICA - Messungen wurde die Normierung der Inoue - Daten verwendet. Dies beinhaltet die Normierung aller Kurven auf den $1/E$ - Verlauf im Energiebereich von 1 bis 10 eV. Es zeigt sich bei den JESSICA - Messungen eine geringere Zählrate im Maximum des Energiespektrums gegenüber den Messungen von Inoue. Dies resultiert aus der Meßanordnung von Inoue, bei welcher der ungestörte Neutronenfluß im Moderatorkern beobachtet wurde. Die Intensitätsunterschiede und Verschiebungen der Lage des Maximums einer solchen Anordnung wurden anhand einer Testrechnung in Abb. 5.20 dargestellt. Weiterhin zeigen die Ergebnisse der JESSICA - Messungen einen etwas flacheren Verlauf im Bereich des „Slowing Down“. Trotz dieser Unterschiede zeigt sich jedoch eine gute Übereinstimmung der Pulsformen im Thermalisierungsbereich sowohl für Wasser bei $T = 300$ K als auch für Eis bei $T = 70$ K und 20 K (Abb. 5.15 bis 5.17). So findet sich der Anfang des Thermalisierungsbereich für $T = 300$ K bei beiden Kurven an der selben Position bei ca. 0.2 eV.

Ebenso erkennt man bei den Messungen mit Moderatortemperaturen von $T = 70$ K bzw. 77 K und 20 K den Bereich des höheren Anstiegs zwischen 0.06 eV und ca. 0.1 eV.

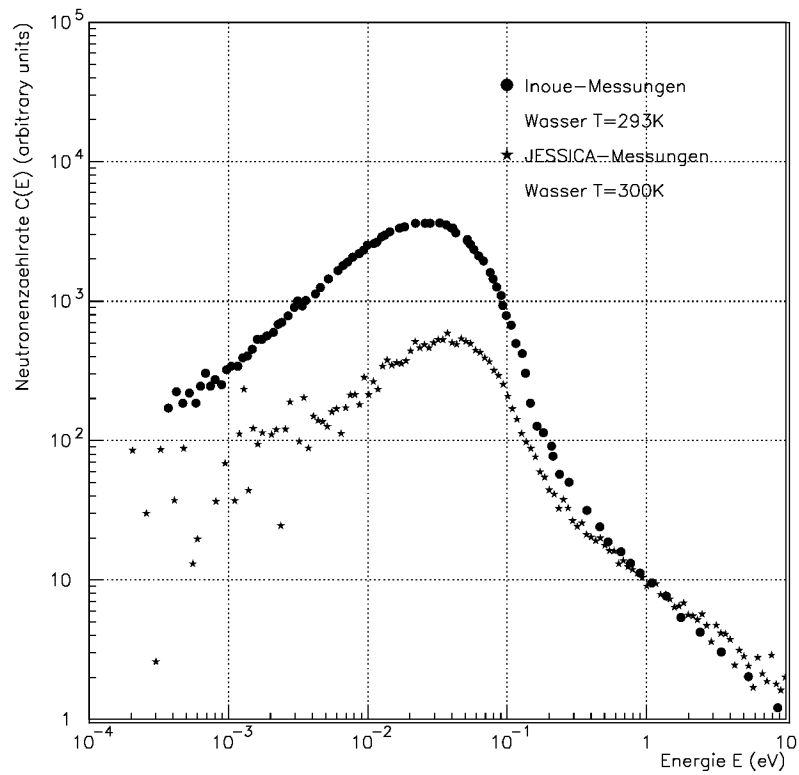


Abb. 5.15: Vergleich der Energiespektren von Inoue und JESSICA für den Wassermoderator bei $T = 300$ K

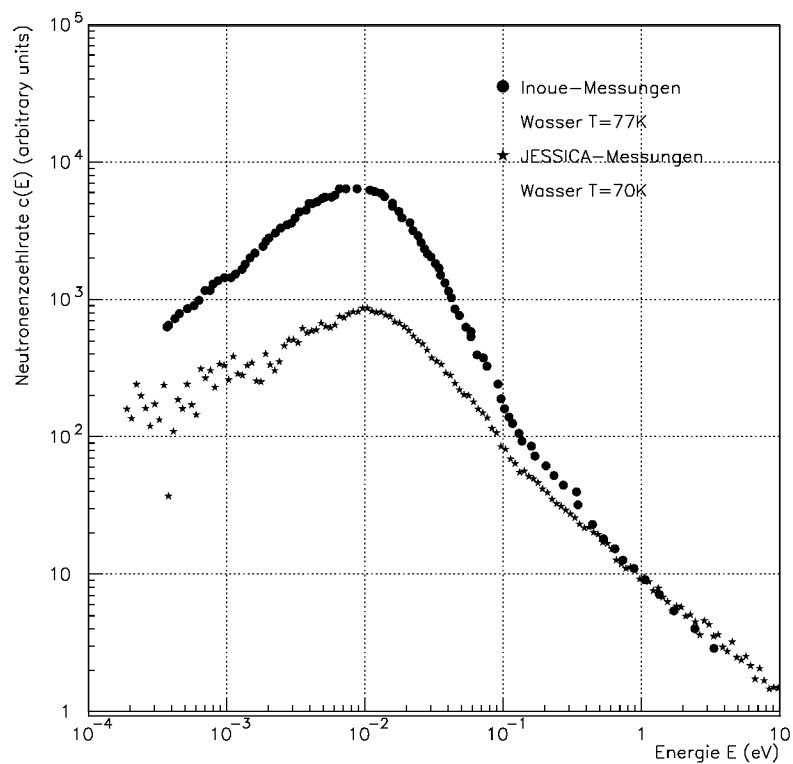


Abb. 5.16: Vergleich der Energiespektren von Inoue und JESSICA für den Wassermoderator bei $T = 70$ K

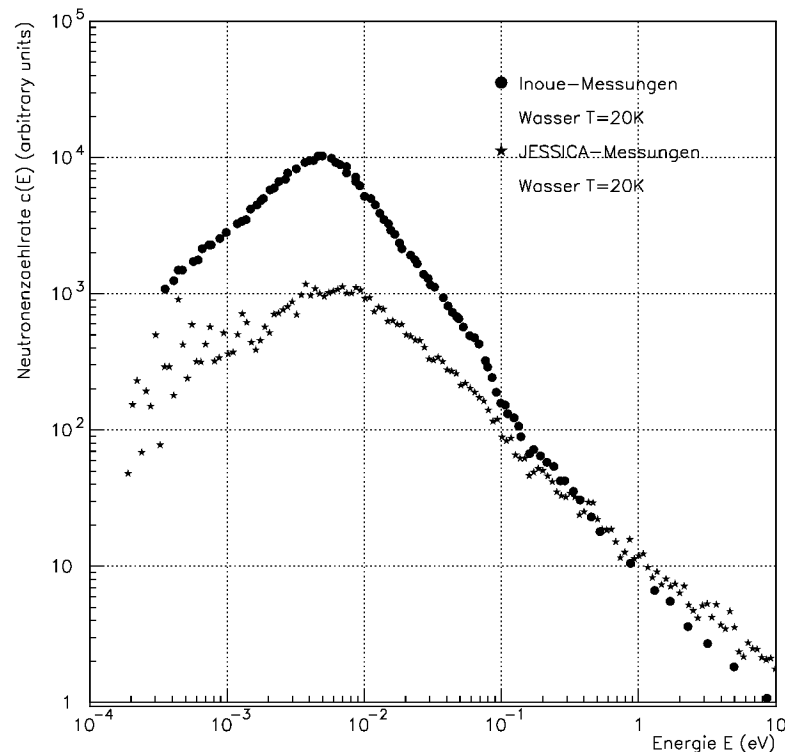


Abb. 5.17: *Vergleich der Energiespektren von Inoue und JESSICA für den Wassermoderator bei $T = 20$ K*

Auch das annähernd lineare Verhalten im höherenergetischen Thermalisierungsbereich bei 0.06 eV bis 0.01 eV findet sich bei beiden Messungen für $T = 20$ K gleichermaßen, auch wenn der Anstieg in diesem Bereich bei den Inoue – Daten höher ist.

Der Vergleich der Ergebnisse der Wasser- und Eismessungen mit entsprechenden Daten von Inoue zeigen eine recht gute Übereinstimmung der Pulsformen. Die Unterschiede im Anstiegsverhalten, in der Intensität und Lage der Maxima begründen sich in den unterschiedlichen Moderatorformen und dem dabei entstehenden unterschiedlichen Ausflußverhalten der Neutronen aus dem Modulatorsystem.

5.2.4 Die Gewinnfaktoren für kalte Neutronen

Um den eigentlichen Verwendungszweck von kalten Moderatormaterialien zu spezifizieren, ist die Bestimmung des Gewinnfaktors für kalte Neutronen notwendig. In Analogie zu /42/ wird dieser Gewinnfaktor über das Energiespektrum des kalten Moderators gegenüber dem Energiespektrum eines Wassermoderators bei $T = 300$ K bestimmt. Die in früheren Publikationen /42/ durchgeführte Normierung der Energiespektren auf ihren „Slowing Down“ – Bereich ist für die JESSICA - Daten nicht notwendig, da diese Energiespektren schon einen gleichartigen Verlauf im „Slowing Down“ – Energiebereich aufweisen (Abb. 5.28). Anhand dieser Energiespektren wurden die Gewinnfaktoren für verschiedene Energien und ihre entsprechenden Wellenlängen ermittelt und in Tab. 5.1 aufgeführt.

Tab. 5.1: Gewinnfaktoren für verschiedene Wellenlängen für einen Eismoderator bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K gegenüber einem Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$

Energie E (eV)	Wellenlänge λ (Å)	Gewinnfaktoren für Eismoderator ($T/T_{300\text{K}}$)	
		T = 20 K	T = 70 K
0.3282	0.5	1	1
0.0820	1	0.36	0.36
0.0365	1.5	0.42	0.49
0.0205	2	0.82	1.04
0.0091	3	3.07	2.84
0.0051	4	5.08	3.39
0.0033	5	5.43	3.97
0.0023	6	5.98	4.40
0.0017	7	7.71	4.39
0.0013	8	8.29	4.64
0.0010	9	8.5	4.77
0.0008	10	8.78	4.78

Die Werte aus Tabelle 5.1 werden in Abb. 5.18 graphisch dargestellt.

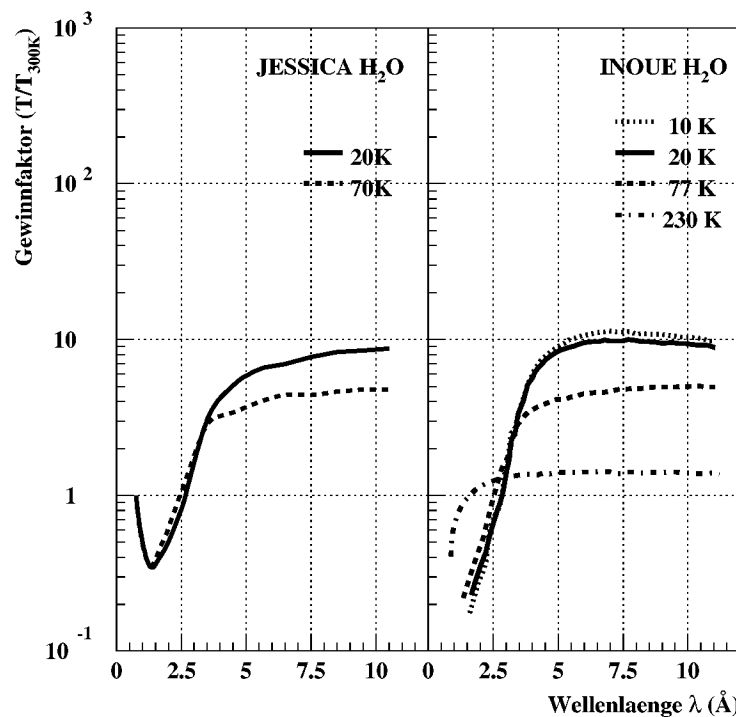


Abb. 5.18: Vergleich der wellenlängenabhängigen Gewinnfaktoren für einen Eismoderator bei 20 K und 70 K gegenüber Inoue /42/

Der Gewinnfaktor für den Eismoderator bei einer Temperatur von $T = 70\text{ K}$ zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Inoue - Daten, trotz der unterschiedlichen experimentellen Anordnung. Für eine Temperatur von $T = 20\text{ K}$ folgt der Gewinnfaktor einem stetig ansteigenden Verlauf, der sich von Inoue etwas unterscheidet. Für eine Wellenlänge von $\lambda = 10\text{ Å}$ stehen beide Gewinnfaktoren aber mit Werten von 8.78 und 8.5 (Inoue) wieder in guter Übereinstimmung. Da sich der Gewinnfaktor als ein relativer Wert für eine bestimmte Meßanordnung ergibt, wirken sich die in den Energiespektren auftretenden Unterschiede nicht aus.

5.2.5 Die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur

In einem unendlich ausgedehnten Moderator stellt sich zwischen den Atomen des Moderatormaterials und den Neutronen im Moderator ein statistisches Gleichgewicht (Wärmegleichgewicht) ein. Das bedeutet, daß sowohl das Material als auch ein Großteil der Neutronen dieselbe Temperatur besitzen und die Neutronen im Flugzeitspektrum als eine typische Verteilung erkennbar sind. Die Form dieser Verteilung wird jedoch durch die teilweise Absorption der Neutronen im Moderatormaterial verändert. Damit bildet sich der Gleichgewichtszustand des Neutronenflusses bei einer höheren Temperatur aus. Diese Temperatur wird als effektive Neutronentemperatur bezeichnet. Der sich ergebende Neutronenfluß im Moderatorkern wird als ungestört bezeichnet. Bei der gemessenen Neutronenzählrate wird dieser ungestörte Neutronenfluß allerdings von nicht vollständig moderierten Neutronen aus dem oberflächennahen Bereich des Moderators überlagert. Gerade diese Neutronen haben aber einen hohen Anteil an der gesamten Zählrate. In Abb. 5.19 zeigt sich dieses Verhältnis als Vergleich des Neutronenzählrate aus einem Wassermoderator mit einer Dicke von 2.5 cm und 5 cm.

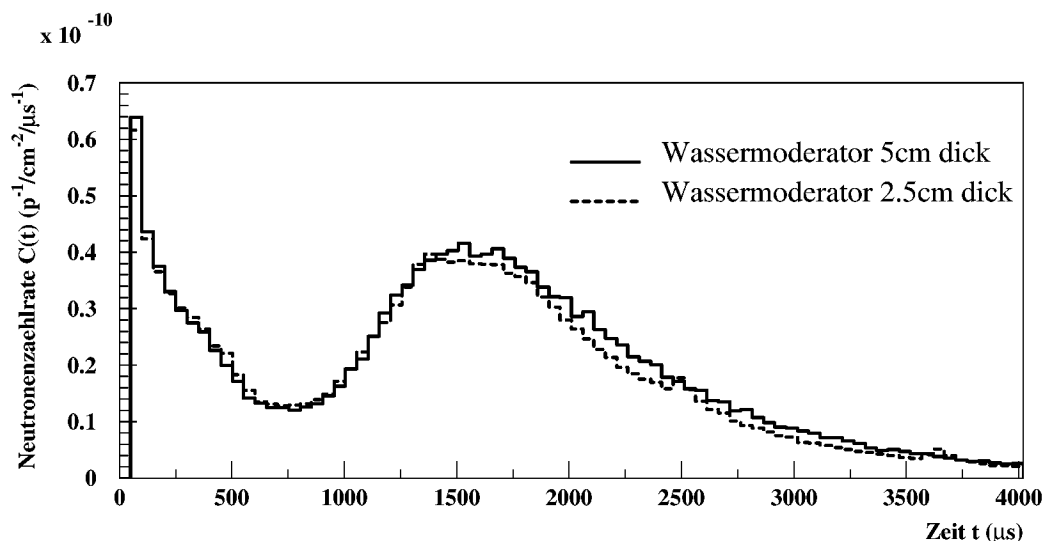


Abb. 5.19: Simulierte Flugzeitspektren für Wassermoderatoren mit unterschiedlicher Dicke

Die Intensität im Maximum beider Zeitspektren ist nahezu gleich. Das zeigt, daß die Neutronenzählrate hauptsächlich von den Neutronen aus der oberflächennahen Schicht des Moderators bestimmt wird. Die Überlagerung der Neutronen aus der oberflächennahen Schicht durch Neutronen aus den tieferen Bereichen des Moderators führt aufgrund der längeren Flugstrecken hauptsächlich zu einer Verbreiterung der Verteilung im Flugzeitspektrum (Abb. 5.19). Für die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur in einem wenig gestörten Modulatorsystem wäre die Messung der Neutronenzählrate aus dem Mittelpunkt des Moderators notwendig.

Anhand einer einfachen Geometrie kann dieser Effekt durch eine Monte-Carlo – Simulation verdeutlicht werden. Dazu wurde ein Wassermoderator in Zylinderform ($r = 10$ cm, $h = 20$ cm) bei $T = 300$ K mit einer zylindrischen Öffnung ($r = 1.25$ cm) bis zum Mittelpunkt simuliert und mit Neutronen eines Verdampfungsspektrums bestrahlt. Nun wurden die Energiespektren des Neutronenstroms ermittelt, die sich in der Öffnung und an der Oberfläche einstellen.

Die Energiespektren sind in Abb. 5.20 dargestellt und zeigen, daß sich das Maximum des Energiespektrums aus der Öffnung bei der Moderatortemperatur von ca. 300 K (0.026 eV) einstellt, während sich das Maximum des Energiespektrums an der Oberfläche bei einer höheren Temperatur von ca. 350 K (0.03 eV) einstellt. Die Temperatur ergibt sich aus der Neutronenenergie mit:

$$E = k \cdot T \quad (11)$$

E	-	kinetische Energie der Neutronen im Maximum des Energiespektrums
k	-	Boltzmann-Konstante ($1.38 \cdot 10^{-23}$ Nm/K)
T	-	Temperatur der Neutronen im Maximum des Energiespektrums

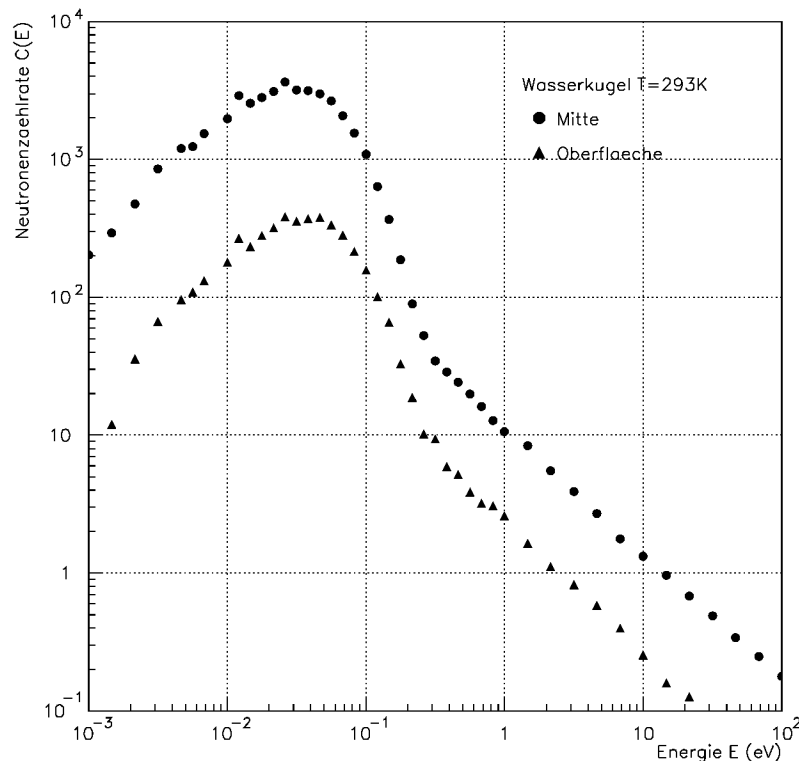


Abb. 5.20: Simulation der Neutronenzählraten aus der Oberfläche und der Mitte eines Wassermoderators bei $T = 293$ K

Für einen Wassermoderator bei Raumtemperatur ($T = 300$ K) kann der Thermalisierungsbereich des Energiespektrums näherungsweise mit einer Maxwellverteilung beschrieben werden. Dabei geht als Parameter auch die Temperatur ein. Für andere Moderatormaterialien und auch Eis bei tiefen Temperaturen ist, bedingt durch andere Wirkungsquerschnitte (Abb. 4.2), die Näherung mit einer Maxwellverteilung nur in unmittelbarer Umgebung des Maximums des Energiespektrums zulässig.

Für die Näherung mit einer Maxwellverteilung werden die Flugzeitspektren in ihre Energiespektren umgerechnet (Kapitel 5.2.2).

Durch Umformen der Maxwellfunktion (Anhang A) wird ein linearer Zusammenhang erreicht, wobei der Anstieg der Geraden von der Temperatur bestimmt wird. Da die anderen Anstiegsparameter bekannt sind, kann aus dem Anstieg der linearen Funktion die effektive Neutronentemperatur bestimmt werden. Diese Umformung wird auf die Meßwerte angewandt und der Anstieg der linearen Funktion wird über eine lineare Regression der umgeformten Meßwerte bestimmt. Entscheidend für dieses Verfahren ist die Verwendung der gemessenen Neutronen des Energiespektrums, die durch eine Maxwellverteilung beschrieben werden

können und somit annähernd einen statistischen Gleichgewichtszustand erreicht haben. Der Regressionskoeffizient gibt dabei Auskunft über die Qualität der linearen Näherung und damit auch über die Übereinstimmung der Meßwerte mit der verwendeten Maxwellverteilung.

Die Korrektur der Meßdaten mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des verwendeten Detektors ist für den Vergleich mit anderen Messungen notwendig. Wegen der variierenden Aufenthaltszeit der Neutronen im Moderator werden ihnen bei der Transformation des Flugzeitspektrums in das Energiespektrum jedoch um diese Aufenthaltszeit verschobene Energien zugeordnet. Diese Abweichung der Energiebestimmung wirkt sich bei der Korrektur mit einer energieunabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit auf den Vergleich der Intensitäten von verschiedenen Energiebereichen nicht aus. Bei einer energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit führt das jedoch zu einer fehlerbehafteten Korrektur. Durch die Bildung eines Mittelwertes für mehrere Zeitgruppen ($3 \cdot 10^2$ Mittelwerte aus $3 \cdot 10^5$ Meßwerten) und der daraus resultierenden Standardabweichung ist dieser Korrekturf Fehler jedoch vernachlässigbar. Damit ist der Vergleich mit anderen Messungen (Inoue /40, 41, 42/, McReynolds /39/) möglich. Bei dem Vergleich von Messung und Simulation kann dieser Korrekturf Fehler gänzlich verhindert werden, da die Simulationsergebnisse auch die Energieverteilung der Flugzeitspektren beinhaltet. Dadurch ist die Wichtung des Flugzeit- bzw. Energiespektrums mit der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit möglich. Für die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur ist diese Methode jedoch nicht geeignet (Abb. 5.21). Im linken Bild wurden die Ergebnisse der Simulation mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gewichtet und gegenüber den unkorrigierten Meßwerten dargestellt. Im rechten Bild sind die Simulationsergebnisse nicht gewichtet und gegenüber den korrigierten Meßwerten dargestellt. In beiden Darstellungen zeigen sich zwar ähnliche Relationen zwischen den beiden Kurvenformen, jedoch weicht die Pulsform, die Lage des Maximums und die Intensität zwischen dem linken und dem rechten Bild deutlich voneinander ab. Die Auswirkungen auf die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur sind in Tab. 5.2 dargestellt. Die effektive Neutronentemperatur wird aus diesem Grund aus den korrigierten Meßwerten und den ungewichteten Simulationsergebnissen bestimmt.

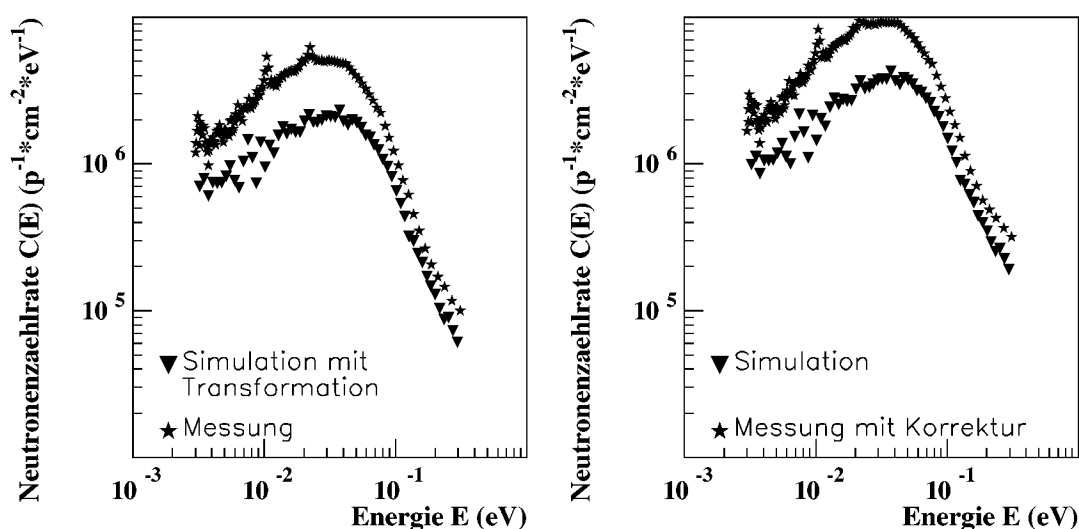


Abb. 5.21: Auswirkung von Korrektur der Messung und Wichtung der Simulation mit der Nachweiswahrscheinlichkeit am Beispiel des Wassermoderators bei $T = 300 \text{ K}$

Der Wassermoderator bei Raumtemperatur ($T=300\text{K}$)

Das Neutronenflugzeitspektrum eines Wassermoderators bei Raumtemperatur von $T = 300\text{ K}$ wurde experimentell und durch eine entsprechende MCNPX - Simulation bestimmt. Die bei der Simulation verwendeten, zusätzlichen $S(\alpha,\beta)$ -Daten [25], definieren das Moderationsverhalten für Neutronen mit einer Energie kleiner als 4 eV mit Berücksichtigung der molekularen Bindungskräfte. Sie ersetzen ab dieser Energie die ursprünglichen Wirkungsquerschnitte.

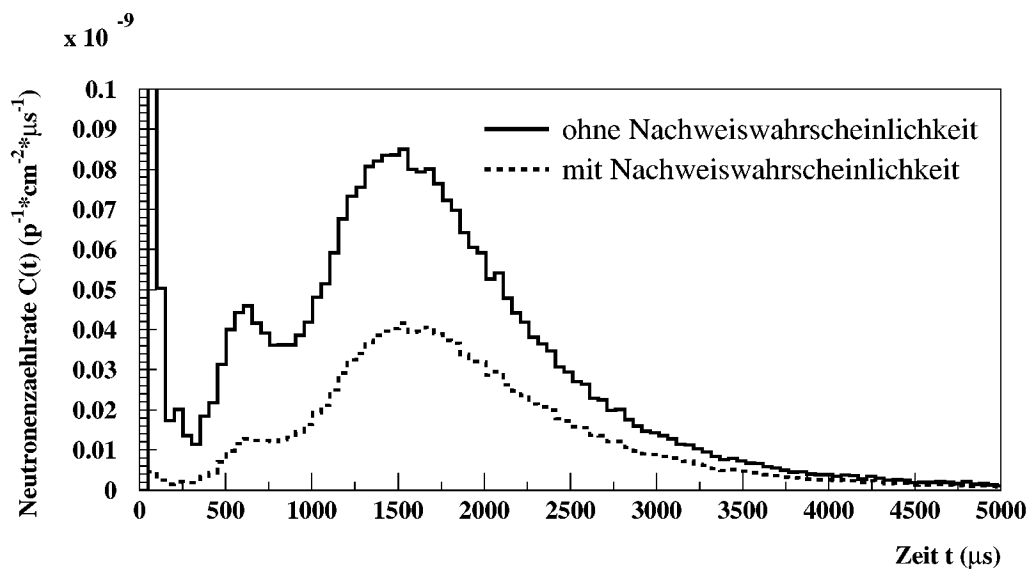


Abb. 5.22 Monte-Carlo – Simulation des Flugzeitspektrums mit und ohne Wichtung mit der Nachweiswahrscheinlichkeit für einen Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$

Die simulierten Ergebnisse wurden für die Verdeutlichung des Einflusses mit der in Abschnitt 3.6 ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeit des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{OB}_3)_3$ - Detektor gewichtet (Abb. 5.22). Man erkennt die aus der Wichtung resultierende Verringerung der Intensität und die Veränderung der Kurvenform im Flugzeitspektrum.

Für den Vergleich zwischen Messung und Simulation wurde die Temperaturbestimmung über die Methode der linearisierten Maxwellverteilung mit und ohne Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit durchgeführt. Als erstes wurde die Temperatur für die Messung von Wasser bei 300 K ohne Korrektur mit der Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt. In Abb. 5.23 ist im Bild links oben der Bereich des gemessenen Zeitspektrums markiert, der für die lineare Regression verwendet wurde. Dieser Bereich wurde anhand der Lage des Maximums in der Energiedarstellung gewählt (Bild rechts oben). Zusätzlich wurde das Zeitspektrum in seiner umgewandelten linearisierten Form dargestellt, mit einer Markierung des für die Temperaturbestimmung relevanten Bereiches (Bild links unten). Der Regressionskoeffizient $r = 0.9989$ bescheinigt der Regressionsgeraden eine recht gute Übereinstimmung mit den Meßwerten. Die Temperatur errechnet sich damit zu $T = 313\text{ K}$. Als Überprüfung für die mit der Regression ermittelten Temperatur wurde die aus dieser Temperatur folgende Maxwellverteilung im Vergleich zu dem aus dem Flugzeitspektrum resultierenden Energiespektrum dargestellt (Abb. 5.23 Bild rechts oben). Dabei zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Kurvenformen sowohl in der Position des Maximums als auch der Pulsform. Die absolute Höhe der Maxwellverteilung wurde dabei mit einem zusätzlichen Faktor angepaßt.

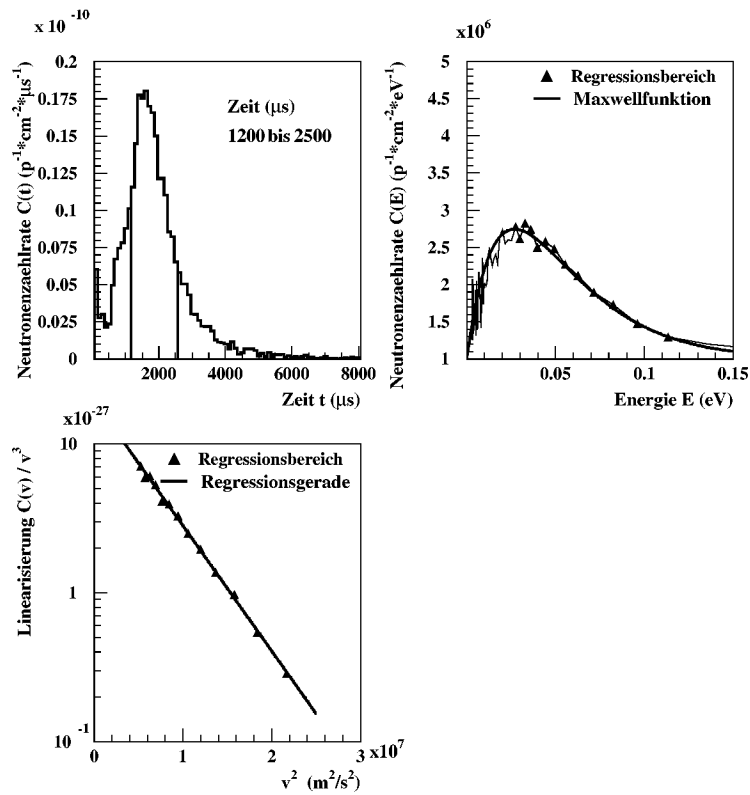


Abb. 5.23: Temperaturbestimmung für die Messung eines Wassermoderators bei $T = 300 \text{ K}$ mittels Linearisierung ohne Korrektur mit der Nachweiswahrscheinlichkeit

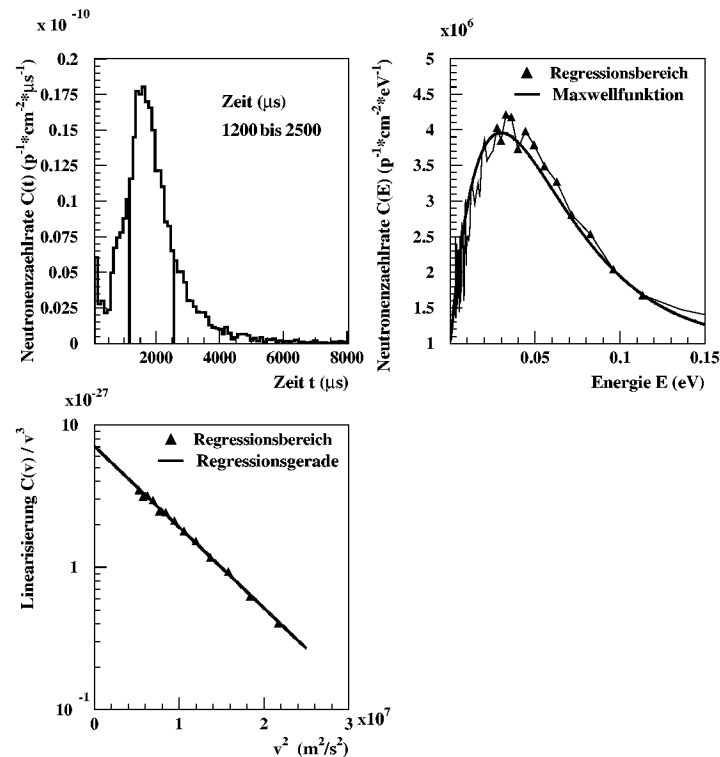


Abb. 5.24: Temperaturbestimmung für die Messung eines Wassermoderators bei $T = 300 \text{ K}$ mittels Linearisierung mit Korrektur mit der Nachweiswahrscheinlichkeit (Zeitspektrum unkorrigiert)

Für die Messung des Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ wurde die Temperatur nach Anwendung der Korrektur mit der Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt (Abb. 5.24). Dabei ergibt sich eine um 30 K höhere effektive Neutronentemperatur von $T = 343\text{ K}$. Auch hier zeigt der Regressionskoeffizient mit $r = 0.9985$ eine gute Übereinstimmung der Regressionsgeraden mit den Meßwerten.

Die der Wassermessung bei 300 K entsprechende Simulation wurde ebenfalls für die Temperaturbestimmung verwendet. Dabei dient die Simulation mit Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 5.25) dem direkten Vergleich mit der Messung, während die Simulation ohne Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 5.26) bei der Bestimmung der tatsächlichen effektiven Neutronentemperatur Verwendung findet. In beiden Abbildungen wurde die Maxwellverteilung für die ermittelte Temperatur als Vergleich dargestellt.

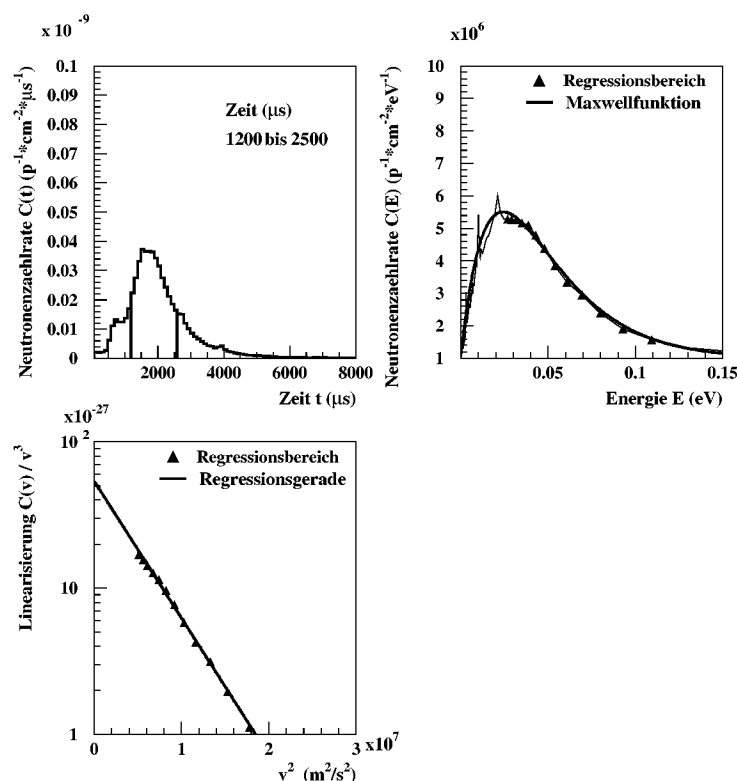


Abb. 5.25 Temperaturbestimmung für die MCNPX - Simulation eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ mit Wichtung durch die Nachweisempfindlichkeit

Die ermittelte Temperatur für die Simulation mit Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt $T = 279\text{ K}$ bei einem Regressionskoeffizienten von $r = 0.9993$.

Bei der Temperaturbestimmung ohne die Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich eine um 30 K höhere Temperatur von $T = 309\text{ K}$ bei einem Regressionskoeffizienten von $r = 0.9992$. Der Temperaturunterschied bewegt sich damit in derselben Höhe wie bei der Messung.

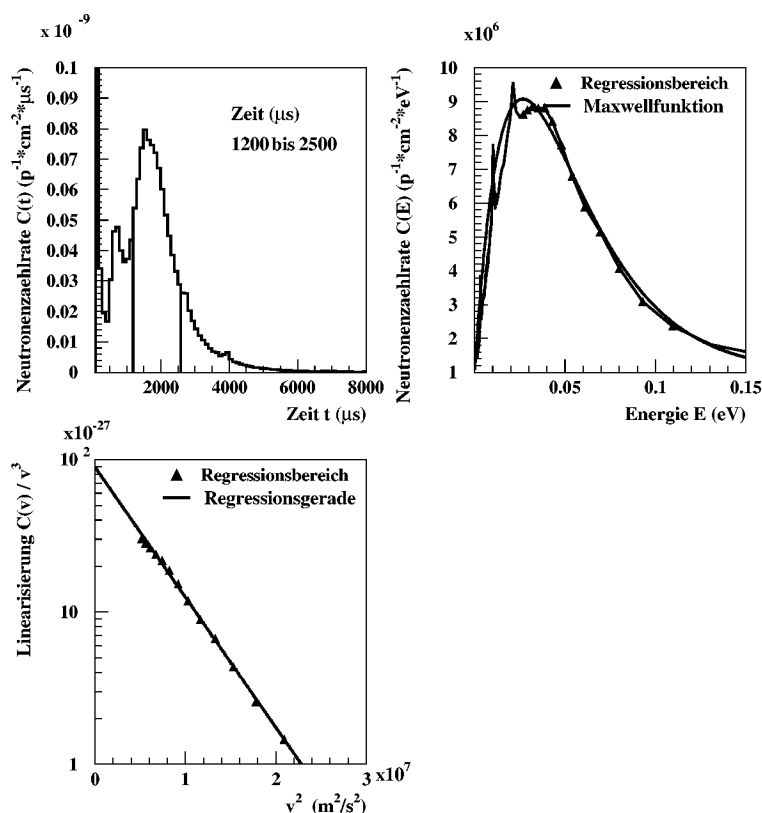


Abb. 5.26 Temperaturbestimmung für die MCNPX - Simulation eines Wassermoderators bei $T = 300 \text{ K}$ ohne Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit

Die ermittelte effektive Neutronentemperatur zeigt nach der Korrektur mit der Nachweiswahrscheinlichkeit die schon vorhergesagte, höhere Temperatur gegenüber der Moderatortemperatur. In Tab. 5.2 sind die ermittelten Temperaturen noch einmal gegenübergestellt.

Tab. 5.2: Effektive Neutronentemperatur für Wassermoderator bei $T = 300 \text{ K}$

	effektive Neutronentemperatur $T [\text{K}]$	Standardabweichung $\pm s[\%]$
Messung mit Korrektur	343	4.3
Simulation ohne Wichtung	309	3.3
Messung ohne Korrektur	313	3.5
Simulation mit Wichtung	279	3.1

Die Standardabweichung bezieht sich auf die Abweichung der transformierten Daten von der Regressionsgeraden (Abb. 5.23-26, Bild links unten)

Die Unterschiede in der ermittelten Temperatur zwischen Simulation und Messung zeigen, daß auch die sehr gute Übereinstimmung der Kurvenformen der Flugzeitspektren nicht automatisch zu derselben Temperatur führt. Trotzdem läßt sich sagen, daß die Messung durch die Simulation recht gut widergespiegelt wird.

Der Eismoderator bei tiefen Temperaturen ($T = 70\text{ K}$ und 20 K)

Um eine Aussage über die Veränderung des Energiespektrums und damit der effektiven Neutronentemperatur mit sinkender Moderatortemperatur treffen zu können, wurden die Flugzeitspektren des Eismoderators bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K gemessen. Sie sind in Abb. 5.27 gegenüber dem Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$ dargestellt.

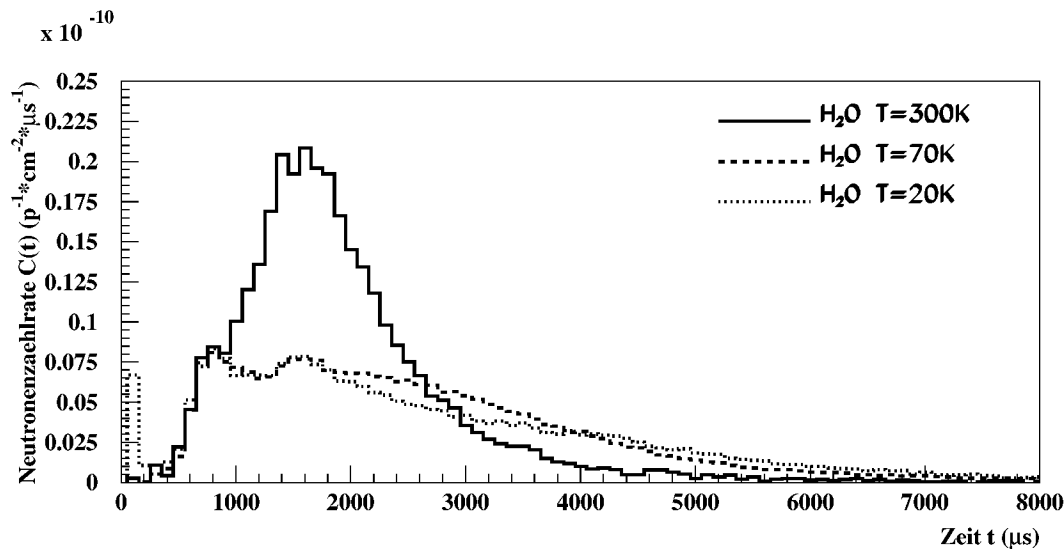


Abb. 5.27: Gemessene Flugzeitspektren für Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K

Da die Neutronen in Eis zu geringeren Energien moderiert werden als in Wasser bei $T = 300\text{ K}$ erhöht sich für diese kalten Neutronen die Flugzeit. Das zeigt sich in der Verschiebung des Maximums im Flugzeitspektrum. Außerdem werden diejenigen Neutronen, die sich bei $T = 300\text{ K}$ in einem relativ engen Energiebereich ansammeln, bei 70 K und 20 K in einem breiteren Energiebereich gestreut. Damit wird die Pulsform des Maximums breiter. Zusätzlich sinkt die Gesamtzahl der Neutronen durch die höhere Absorption zum einen durch die längere Moderationszeit der Neutronen und zum anderen durch den höheren Absorptionswirkungsquerschnitt in Eis gegenüber Wasser bei 300 K .

Ein Vergleich der daraus folgenden Energiespektren ist in Abb. 5.28 dargestellt und verdeutlicht sowohl das unterschiedliche Moderationsverhalten als auch die Veränderung des Energiespektrums bei unterschiedlichen Temperaturen. Die dargestellten Energiespektren ergeben sich aus der Differenz der Effektmessung und der entsprechenden Leermessung (Untergrundmessung ohne Moderator). Sie wurden mit der errechneten Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors korrigiert. Die Normierung auf einen gleich verlaufenden $1/E$ - „Slowing Down“-Bereich war nicht notwendig.

In der Darstellung der Energiespektren in Abb. 5.28 erkennt man sehr gut die beiden dominierenden Kurvenverläufe. Das Energiespektrum der meisten Materialien wird in einem Energiebereich bis zu ca. 1 eV vom $1/E$ - Verhalten, dem sogenannten „Slowing Down“, bestimmt und äußert sich bei einer logarithmischen Darstellung der Energieskala in einem linearen Verlauf. Die Ursache dafür liegt in einem sehr geringen Absorptionswirkungsquerschnitt gegenüber dem totalen Wirkungsquerschnitt sowie energieunabhängigen elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitten /43/

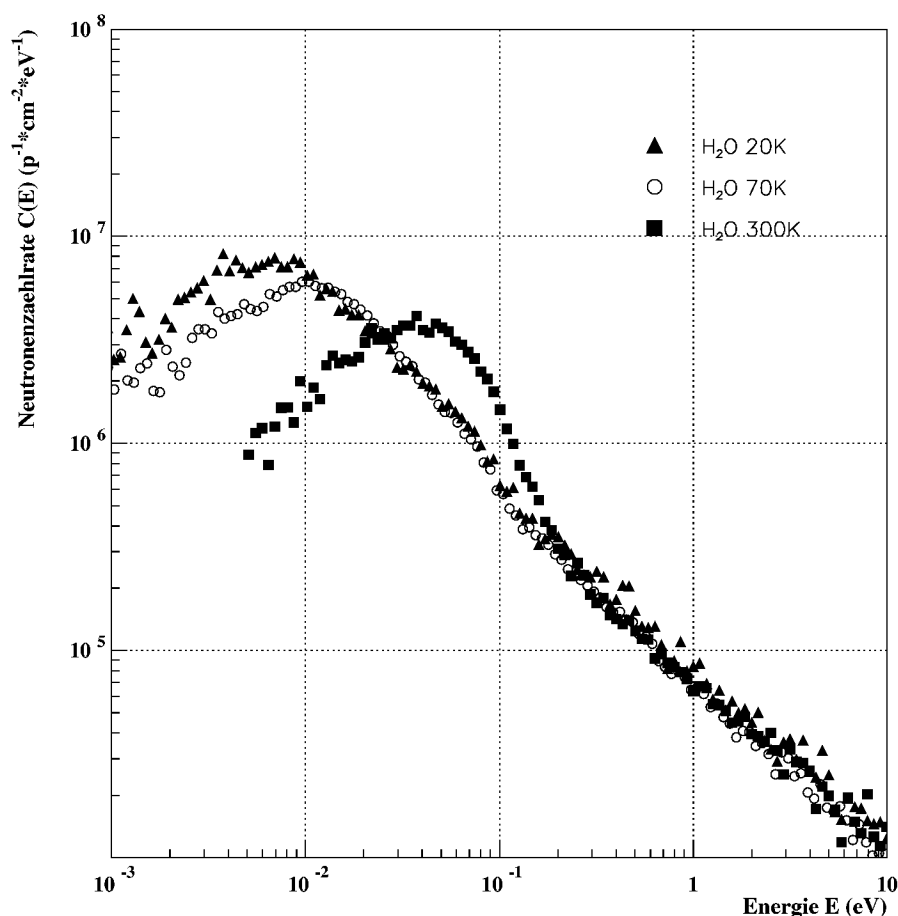


Abb. 5.28: Energiespektren der Flugzeitmessungen für Wasser bei $T = 300\text{ K}$, 70 K und 20 K

Unterhalb einer Energie von 1 eV dominiert die Thermalisierung der Neutronen das Energiespektrum. Im Idealfall erreichen die Neutronen ein thermisches Gleichgewicht mit den Molekülen des Moderatormaterials. Ihre Verteilung kann damit durch eine Maxwellfunktion beschrieben werden [44]. Obwohl die Neutronen in der Realität dieses thermische Gleichgewicht nicht vollständig erreichen, wird diese Maxwellfunktion trotzdem verwendet, um die sogenannte „effektive“ Neutronentemperatur zu bestimmen. Dieses Vorgehen kann nur für die Neutronen im Bereich des Maximums der Energieverteilung angewandt werden. Trotz dieser Näherung und den daraus resultierenden ungenauen Werten hilft dieses Verfahren, qualitative Aussagen zu den unterschiedlichen Moderationseigenschaften kalter Materialien zu erhalten. Aus diesem Grund wurde auch in der vorliegenden Arbeit auf diese Methode zurückgegriffen.

Im direkten Vergleich der Neutronenspektren des Wassermoderators bei 300 K , 70 K und 20 K zeigen sich die erwarteten Veränderungen im Energiespektrum (Abb. 5.28).

Zum einen können die Neutronen durch inelastische Streuung und Anregung verschiedener Schwingungsmoden bei kalten Materialmolekülen eine geringere Energie erreichen als bei wärmeren Molekülen. Das äußert sich im Energiespektrum in der Verschiebung des Maximums hin zu kleineren Energien. Zum anderen zeigt sich bei Messungen für $T = 70\text{ K}$ und 20 K eine deutliche Abweichung des Thermalisierungsbereichs von einer Maxwellfunktion. Die Funktion beschreibt das Energiespektrum nur noch in einem kleinen Bereich in der Umgebung des Maximums. Die Ursache dafür ist in dem Verhältnis zwischen inelastischer Streuung und Absorption des Neutrons zu suchen (Kapitel 4.6).

Da das Energiespektrum in dieser Form keine flächentreue Darstellung ist, bleibt anzumerken, daß das Verhältnis zwischen den Intensitäten von zwei verschiedenen Energiegruppen nicht zwangsläufig dem Verhältnis der wirklich gemessenen Neutronenzahl entspricht, da die Neutronenzählrate in der Energiedarstellung auf die Breite der Energiegruppen normiert wird. Es können jedoch relative Vergleiche zwischen den Neutronenzählraten verschiedener Moderatormaterialien innerhalb einer einzelnen Energiegruppe vorgenommen werden

Messungen für Eis bei $T = 77\text{ K}$ und 20 K nach Inoue /41/ zeigten, daß der Thermalisierungsbereich nicht vollständig mit einer Maxwellfunktion beschrieben werden kann. Die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur wurde aus diesem Grund nur unter Berücksichtigung des Maximums des Energiespektrums und seiner unmittelbaren Umgebung vorgenommen. Dazu wurde die Differenz zwischen dem Flugzeitspektrum der Effektmessung und der entsprechenden Cadmiumdifferenzmessung gebildet. Das resultierende Flugzeitspektrum der thermischen Neutronen wurde in ein Energiespektrum transformiert und mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors korrigiert. Anhand dieses Energiespektrums wurde der Bereich für die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur ermittelt. Die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur erfolgte wie schon für Wasser bei $T = 300\text{ K}$ mittels Linearisierungstransformation und linearer Regression. In Abb. 5.29 sind diese drei Spektren für Eis bei $T = 70\text{ K}$ dargestellt. Als Überprüfung für die ermittelte effektive Neutronentemperatur wurde wiederum die aus dieser Temperatur resultierende Maxwellfunktion berechnet und als Vergleich zum Energiespektrum dargestellt.

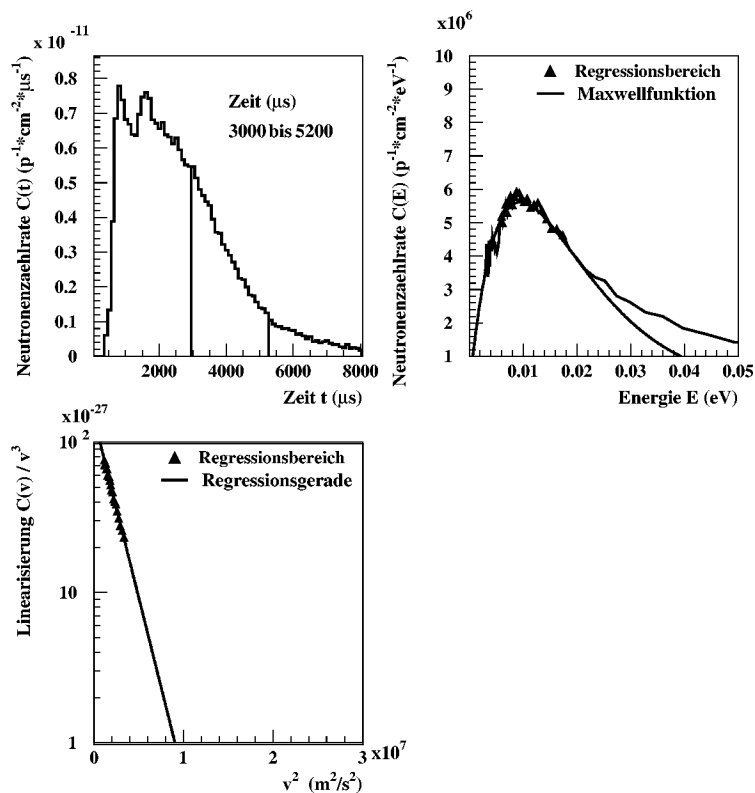


Abb. 5.29: Temperaturbestimmung für die Messung eines Eismoderators bei $T = 70\text{ K}$ mittels Linearisierung mit Korrektur mit der Nachweisempfindlichkeit

Der Vergleich des Energiespektrums mit der entsprechenden Maxwellfunktion zeigt eine gute Übereinstimmung für die Lage des Maximums, aber eine deutliche Abweichung für höhere Neutronenenergien.

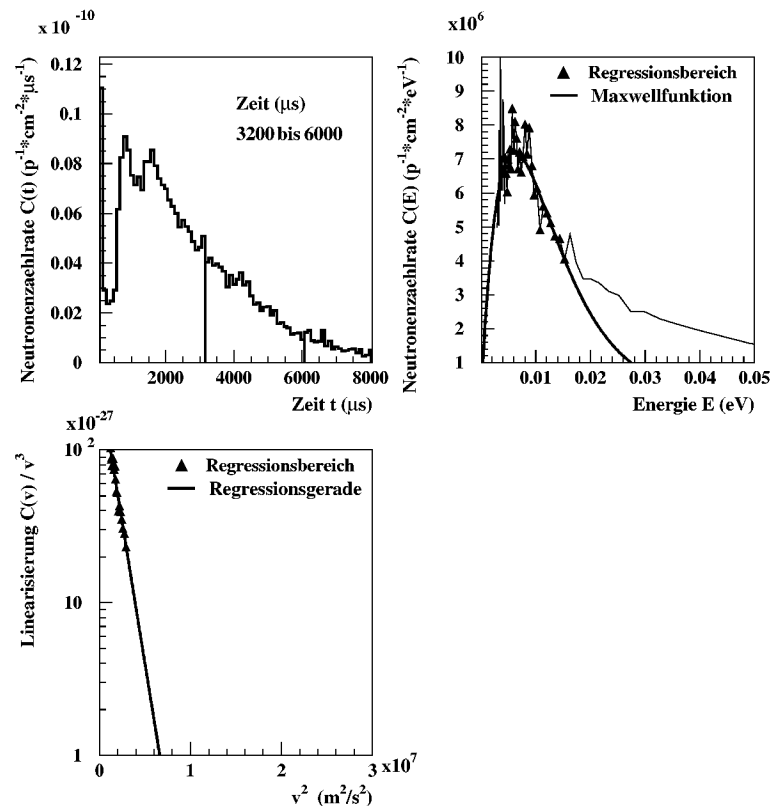


Abb. 5.30: Temperaturbestimmung für die Messung eines Eismoderators bei $T = 20 \text{ K}$ mittels Linearisierung mit Korrektur mit der Nachweisempfindlichkeit

Die selbe Analyse wurde für Eis bei $T = 20 \text{ K}$ durchgeführt. In Abb. 5.30 sind die resultierenden Spektren dargestellt. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Energiespektrum und Maxwellfunktion bezüglich der Lage des Maximums und eine klare Abweichung für höhere Neutronenenergien. Für die Ergebnisse der Monte-Carlo - Simulationen wurde ebenfalls die Temperatur bestimmt, um zu überprüfen, inwiefern sich die Unterschiede in den Flugzeitspektren auch in der effektiven Neutronenenergie zeigen. In Abb. 5.31 und 5.32 sind jeweils die drei entsprechenden Spektren mit den resultierenden Maxwellfunktionen dargestellt.

Auch bei den Simulationen zeigt sich nur für den unmittelbaren Bereich um das Maximum herum ein Verlauf, der durch eine Maxwellfunktion angenähert werden kann. Der höherenergetische Teil bei der Simulation mit $T = 20 \text{ K}$ weicht deutlich gegenüber der entsprechenden Maxwellfunktion ab. Für die Simulation von 70 K zeigt sich jedoch, daß die ermittelte Maxwellfunktion das Energiespektrum auch über den Fit - Bereich hinaus recht gut widerspiegelt.

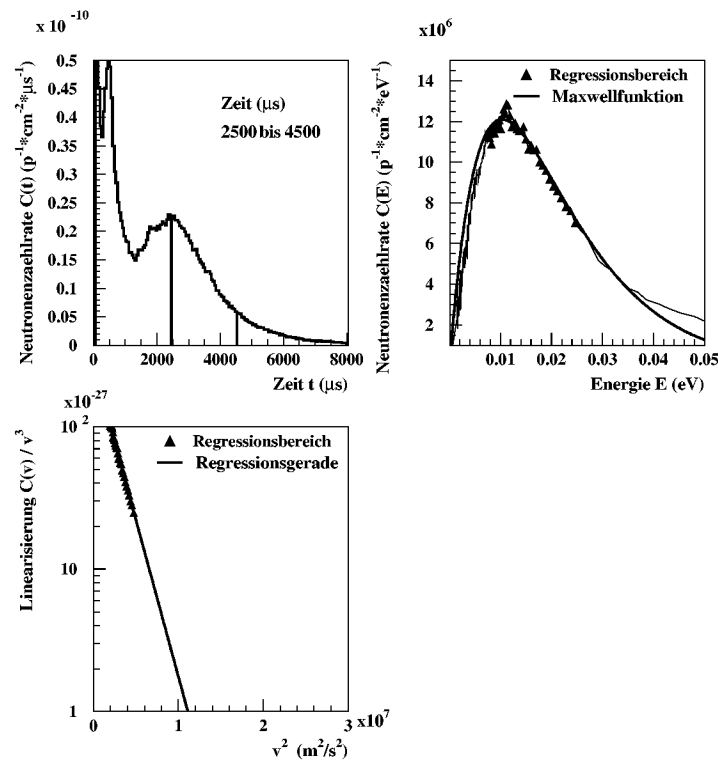


Abb. 5.31: Temperaturbestimmung für die MCNPX - Simulation eines Eismoderators bei $T = 70$ K ohne Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit

Für die Simulation des Eismoderators bei $T = 70$ K ergab sich eine Temperatur von 119.9 K bei einem Regressionskoeffizienten von $r = 0.9982$.

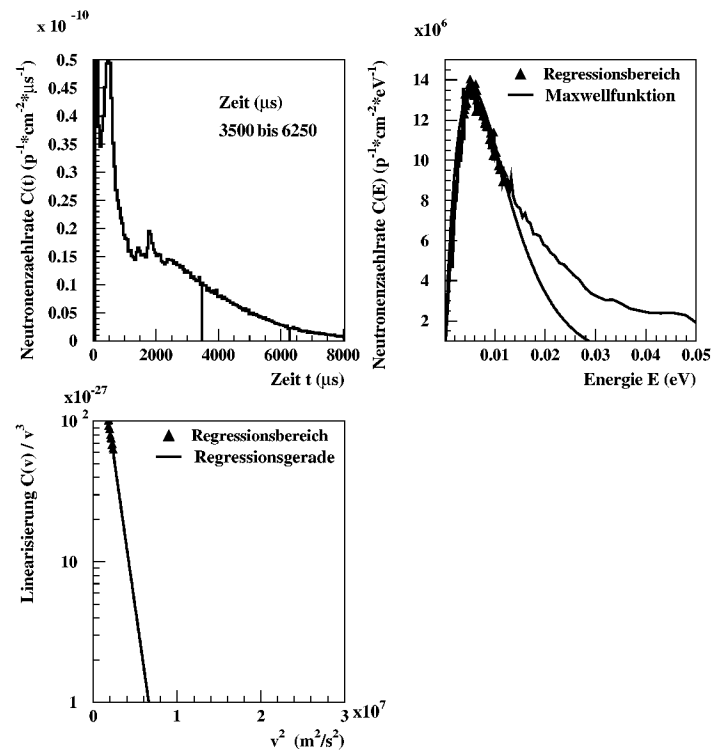


Abb. 5.32: Temperaturbestimmung für die MCNPX - Simulation eines Eismoderators bei $T = 20$ K ohne Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit

Aus der Simulation des Eismoderators bei T = 20 K wurde die Temperatur zu 63 K bei einem Regressionskoeffizienten von $r = 0.9975$ ermittelt. Die effektiven Neutronentemperaturen der Simulationen und Messungen sind in Tab. 5.3 und 5.4 zusammengestellt. Sowohl Messung als auch Simulation weisen die gleiche Systematik in der Pulsform der Energiespektren auf. Für beide Arten von Spektren ist die Beschreibung des Maximums in einem engen Bereich durch eine Maxwellfunktion möglich. Mit dieser Voraussetzung läßt sich die effektive Neutronentemperatur bestimmen. Allerdings differieren die ermittelten Temperaturen zwischen Messung und Simulation wie auch schon bei dem Vergleich des Wassermoderators bei Raumtemperatur. Da der ermittelte Temperaturwert sehr sensitiv für die Veränderung des Linearisierungsbereiches ist, bleiben die Temperaturwerte einer Schwankung von ca. 4 K unterworfen, zusätzlich zu der Standardabweichung. Dieser mittlere Wert ergab sich aus den Schwankungen des Temperaturwertes bei einer minimalen Verkleinerung und Vergrößerung des Linearisierungsbereiches. Daraus folgen für Simulation und Messung Gesamtfehlerbereiche, die sich gegenseitig überlagern. Der Unterschied der ermittelten Temperaturen zwischen Simulation und Messung ist damit noch innerhalb des Fehlerbereiches. Für einen Wassermoderator bei T = 300 K und einen Eismoderator bei T = 20 K liefert die Simulation eine geringere, für einen Eismoderator bei T = 70 K jedoch eine höhere Temperatur als die jeweilige Messung. Es ist somit keine eindeutige Systematik zwischen den Unterschieden der ermittelten Temperaturen von Simulation und Messung erkennbar.

Tab. 5.3 *Energie und entsprechende Temperatur der Neutronen im Maximum des Energiespektrums der Messung*

Modertatortemperatur			Energie im Maximum [eV]	Temperatur	
T [K]	ΔT [K]	E (eV)		T [K]	$\pm 1\sigma$ [K]
300	± 1.0	0.0259	0.030	343	14.7
70	± 2.0	0.0060	0.009	110	2.2
20	± 1.5	0.0017	0.006	71	4.0

Tab. 5.4 *Energie und entsprechende Temperatur der Neutronen im Maximum des Energiespektrums der Simulation*

Temperatur der MCNPX-Daten		Energie im Maximum [eV]	Temperatur	
in T [K]	in E (eV)		T [K]	$\pm 1\sigma$ [K]
300	0.0259	0.0267	309	10.2
77	0.0066	0.0103	119.9	2.5
20	0.0017	0.0054	63	1.6

Das Maximum der Energiespektren liegt bei allen Moderatortemperaturen bei einer höheren Energie, als die Temperatur des Moderatormaterials vermuten läßt. Eine Ursache dafür ist der schon in Kapitel 4.6 erläuterte Verlauf der Wirkungsquerschnitte für Eis bei T = 20 K und 70 K. Die zweite Ursache für die höhere Temperatur der Neutronen im Maximum des Energiespektrums liegt darin begründet, daß sowohl bei der Messung als auch bei der Simulation die Temperatur- bzw. Energieverteilung des Neutronenstrom durch das Ausflußspektrum aus der Moderatoroberfläche bestimmt wird. Die Auswirkungen wurden zu Beginn von Kapitel 5.2.4 dargelegt.

5.2.6 Die Ergebnisse der Messungen von Methanhydrat bei T = 20 K

Als erstes Moderatormaterial, daß für einen sogenannten „Advanced Cold Moderator“ in Betracht gezogen wird, wurde an JESSICA weltweit erstmalig das Flugzeitspektrum von

Methanhydrat bei $T = 20\text{ K}$ gemessen. Das Material setzt sich aus Wassereismolekülen zusammen, die einen „Käfig“ um ein Methanmolekül bilden. Dabei stellt sich ein Verhältnis von Eismolekülen zu Methanmolekülen von 6:1 ein. Die Herstellung dieses Materials ist relativ aufwendig, da das Methan unter hohem Druck in das gefrierende Eis hinein gepreßt werden muß. Das resultierende Methanhydrat ist bis zu einer Temperatur von ca. 160 K stabil, die Methanmoleküle entweichen also nicht aus den Eiskäfigen. Aus der Herstellungsmethode ergibt sich Methanhydrat in Form von Schneekristallen mit einer Dichte von 0.9 g/cm^3 /45/. Diese ist damit um 3 % geringer als die Dichte von Eis bei 20 K von 0.92 g/cm^3 . Das hier verwendete Methanhydrat wurde von mineralischen Institut Göttingen hergestellt /45/.

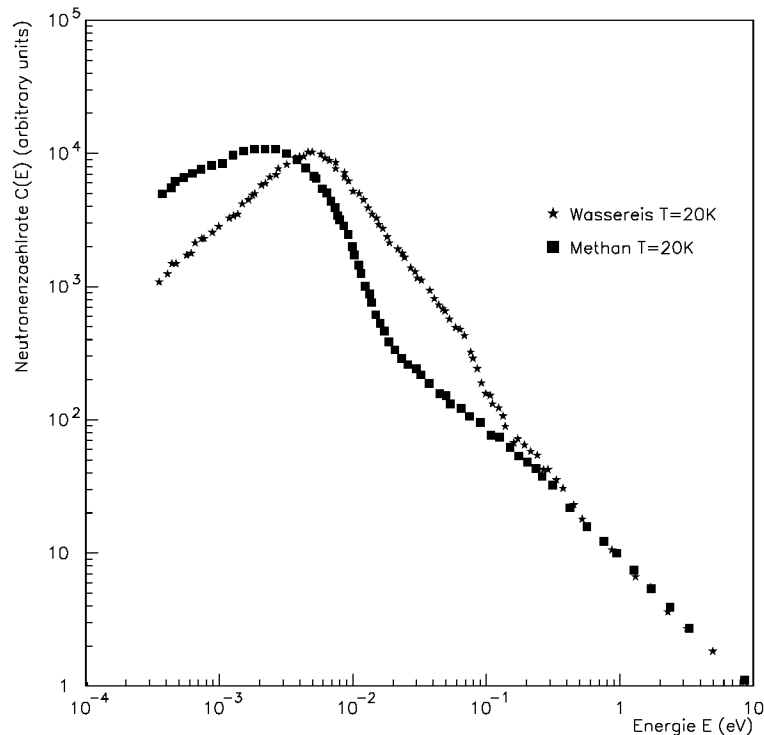


Abb. 5.33: Gemessene Energiespektren von Eis und Methan bei $T = 20\text{ K}$, Inoue /41/

Mit der Verwendung von Methanhydrat als Moderatormaterial bei einer Temperatur von $T = 20\text{ K}$ soll überprüft werden, ob sich die Eigenschaften von Eis und Methan bei $T = 20\text{ K}$ ergänzen und dadurch eine hohe Intensität kalter Neutronen in einem breiten Energiebereich erreicht werden kann. Frühere Messungen von Inoue /41/ zeigen die Energiespektren für Eis und Methan bei $T = 20\text{ K}$ (Abb. 5.33). Für die Messungen bei JESSICA wurde das Methanhydrat als Schnee verwendet und in einen gekühlten Moderatorbehälter eingefüllt. Die Neutronenspektren des Methanhydrats konnten in zwei COSY Strahlzeiten, im weiteren als erste und zweite Messung bezeichnet, vermessen werden. Bei der ersten Strahlzeit wurde zwischen Oberkante und Unterkante des Moderatorbehälters eine Temperaturdifferenz von 17 K gemessen. Diese Differenz ließ sich leider nicht verringern. Bei der zweiten Strahlzeit konnte die Differenz auf 4 K gesenkt werden. Bei beiden Strahlzeiten betrug die mittlere Moderatortemperatur jedoch $T = 20\text{ K}$. Die eingefüllte Methanhydratmenge belief sich bei der ersten Messung auf 799 g. Die Füllstandshöhe im Moderator konnte nur näherungsweise ermittelt werden. Sie bewegte sich zwischen der maximalen Höhe des Moderators von 14.2 cm und der Höhe der Unterkante des Ablaufkanals von 12 cm. Damit ergab sich mit der Moderatorbodenfläche von 79.76 cm^2 eine mögliche Dichte von 0.705 g/cm^3 bis 0.835 g/cm^3 . Da beim Einfüllen des Methanhydratschnees die korrekte Füllung der Ecken nicht

gewährleistet werden konnte, wurde für die erste Messung eine mittlere Dichte von 0.77 g/cm^3 für Methanhydrat angenommen.

Für die Untergrundkorrektur der Meßergebnisse wurde eine Cadmiumdifferenzmessung durchgeführt. Das resultierende Differenzflugzeitspektrum ist in Abb. 5.34 dargestellt.

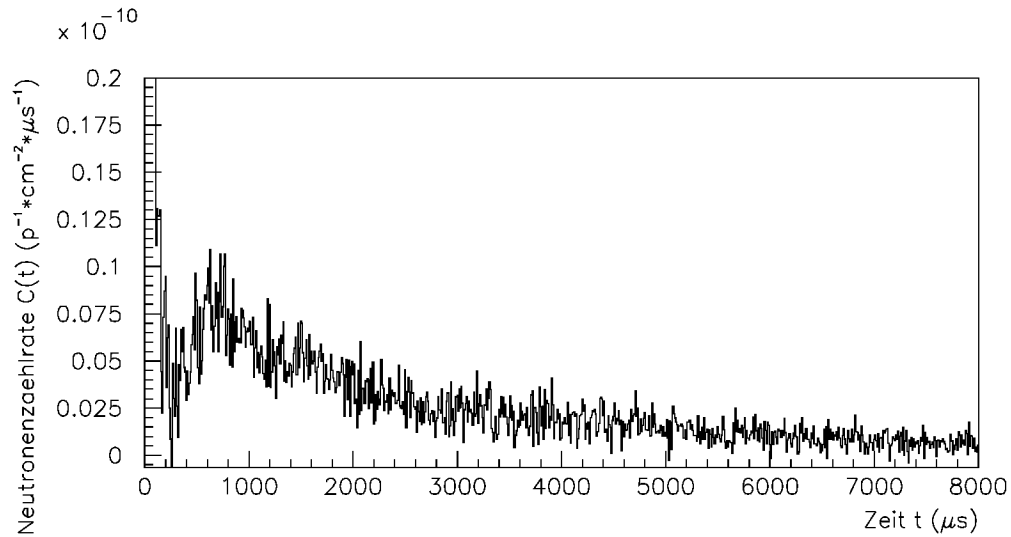


Abb. 5.34: Gemessenes thermisches Flugzeitspektrum für Methanhydrat bei $T = 20\text{ K}$

Für die Bestimmung der effektiven Neutronentemperatur wurde das Differenzflugzeitspektrum in ein Energiespektrum transformiert und mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors korrigiert. In Abb. 5.35 ist das Energiespektrum der ersten Messung von Methanhydrat bis zu einer Energie von 0.4 eV im Vergleich zu Eis bei $T = 20\text{ K}$ dargestellt.

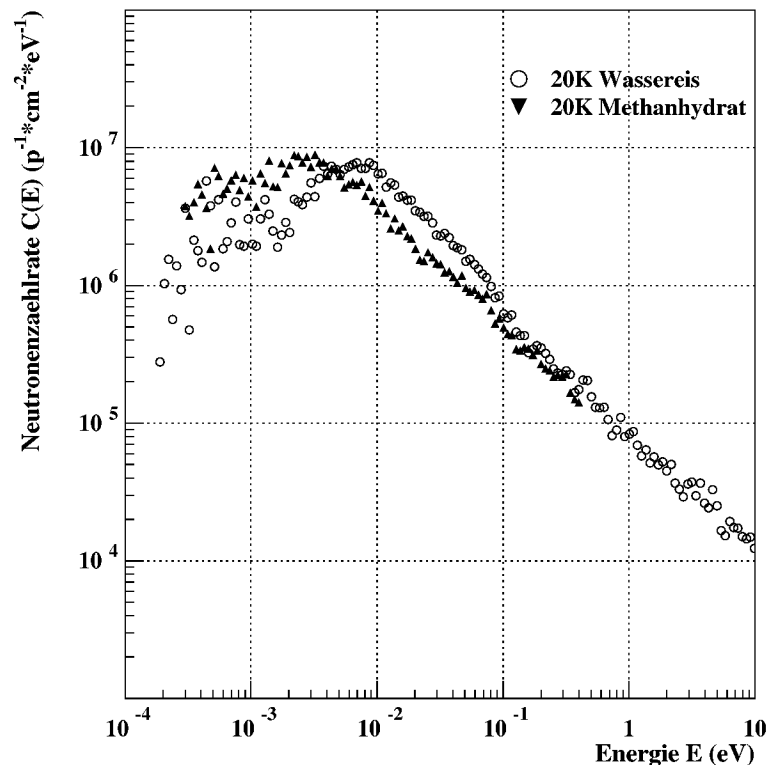


Abb. 5.35: Vergleich der gemessene Energiespektren für Methanhydrat und Eis bei $T = 20\text{ K}$

Im Gegensatz zum Energiespektrum von reinem Methan (Abb. 5.33) zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Neutronenzählrate im Bereich von 0.1 bis 0.01 eV. Allerdings erreicht sie nur 57 % der Zählrate von Eis bei $E = 20$ meV. Da Eis bei $T = 20$ K eine Dichte von 0.92 g/cm^3 besitzt, die damit 18 % höher ist als die ermittelte Dichte des Methanhydrats von 0.77 g/cm^3 , kann die Neutronenzählrate von Methanhydrat rechnerisch um diesen Faktor erhöht werden. Die Normierung auf gleiche Dichte ist zulässig, da Eis vollständig und Methanhydrat hauptsächlich (86%) aus Wassermolekülen besteht. Das resultierende Energiespektrum ist damit dichtegleich mit Eis. Nun können die Moderationseigenschaften von Eis und Methanhydrat dichteunabhängig verglichen werden (Abb. 5.36). Die Korrektur mit der Massendichte hebt die Neutronenzählrate von Methanhydrat auf 62 % der Zählrate von Eis (ermittelt für $E = 20$ meV). Die Intensität von Methanhydrat für Neutronenenergien > 7 meV liegt damit weiter unter der Intensität von Eis. Für geringere Energien wird die Intensität von Eis wieder deutlich übertroffen.

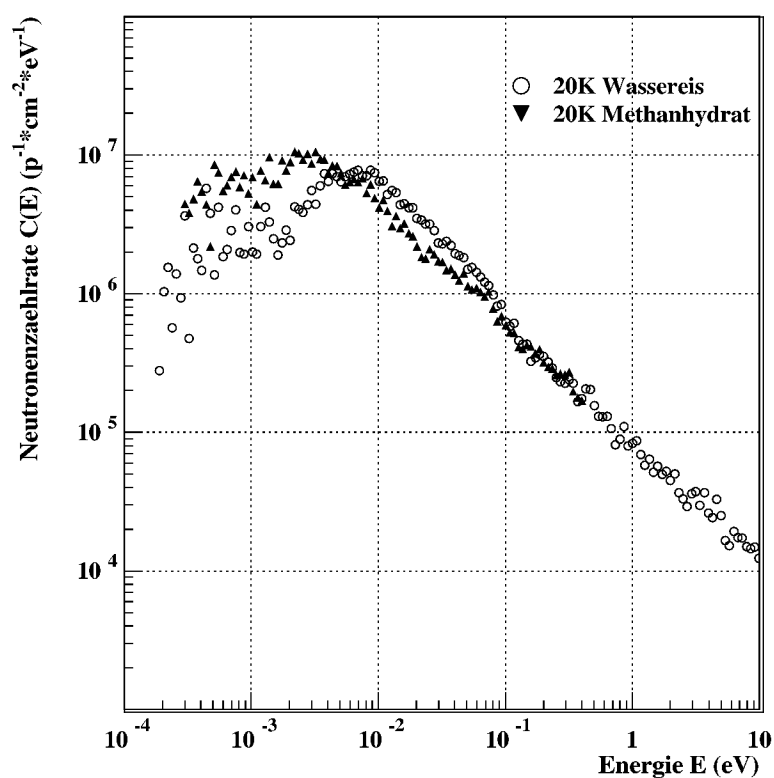


Abb. 5.36: Vergleich der gemessenen Energiespektren von Eis und Methanhydrat (auf die Massendichte von Eis korrigiert) bei $T = 20$ K

Neben dem Unterschied in der Massendichte von Eis und Methanhydrat unterscheidet sich auch die Anzahl der Wasserstoffatome beider Materialien. Bei gleicher Anzahl von Eismolekülen ergibt sich damit eine um 33 % höhere Dichte an Wasserstoffatomen bei Methanhydrat. Das Energiespektrum von Methanhydrat kann so mit einem Faktor von 0.9 sowohl auf die Massendichte als auch auf die Wasserstoffdichte von Eis normiert werden. Damit ergibt sich das in Abb. 5.37 dargestellte Spektrum. Die Neutronenzählrate von Methanhydrat wird dabei auf 46 % der Zählrate von Eis gesenkt (ermittelt für $E = 20$ meV). Unterhalb des Slowing-Down - Bereich von 0.1 eV mit dem gleich hohen Kurvenverlauf erreicht die Neutronenzählrate von Methanhydrat im Energiebereich von 0.1 eV bis 0.005 eV nur 2/3 der Intensität von Eis. Für Energien unterhalb 5 meV hingegen übertrifft die Intensität von Methanhydrat die von Eis wieder deutlich.

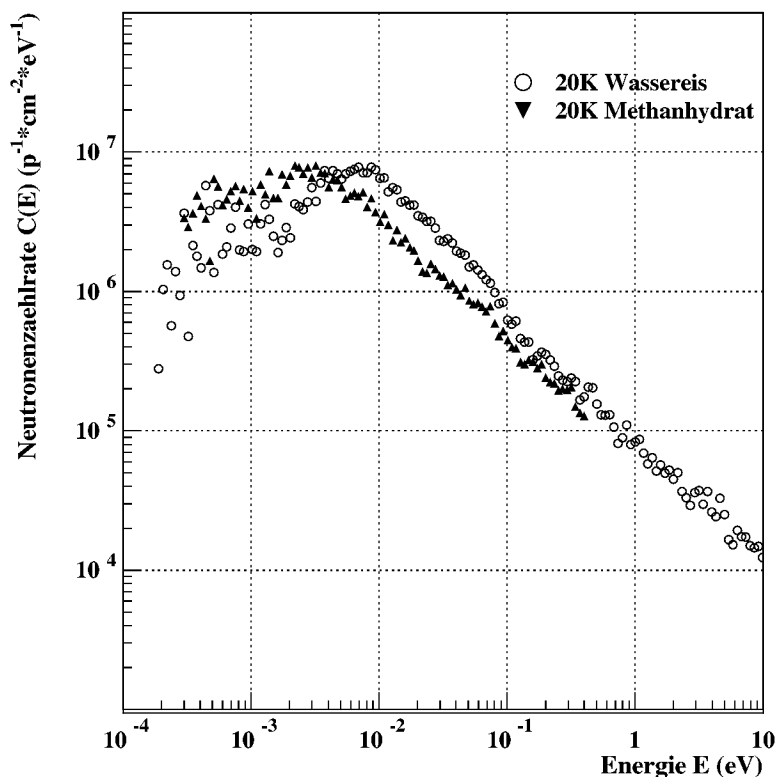


Abb. 5.37: Vergleich der Energiespektren von Eis und Methanhydrat (auf die Massendichte und die Wasserstoffdichte von Eis korrigiert) bei $T = 20\text{ K}$

Die Vergleiche mit den jeweiligen Dichtekorrekturen sind allerdings nur insofern zulässig, als sie die reinen Moderationseigenschaften darstellen. Die Bereitstellung von Methanhydrat ist aber nach dem derzeitigen Stand der Technik nur in Form von Schneekristallen und somit mit einer maximalen Dichte von 0.9 g/cm^3 möglich. Aus technischer Sicht ist der Vergleich der massendichtekorrigierten Energiespektren dennoch sinnvoll, da er die Vorteile eines höher verdichteten Methanhydratmoderators beschreibt. Für die theoretische Betrachtung der Moderationseigenschaften ist wiederum die Normierung auf die Dichte der Wasserstoffatome sinnvoll, da sie den Hauptanteil an der Moderation der Neutronen tragen.

Bei der zweiten Messung von Methanhydrat befand sich nur eine Menge von 532 g im Moderator. Der Methanhydratschnee wurde zusammen mit flüssigem Stickstoff als Fluß- und Kühlmittel bis zur maximalen Füllhöhe in den Moderator eingefüllt. Für das Entweichen des Stickstoff wurde der geöffnete Moderator 20 h lang auf $T = 90\text{ K}$ erwärmt.

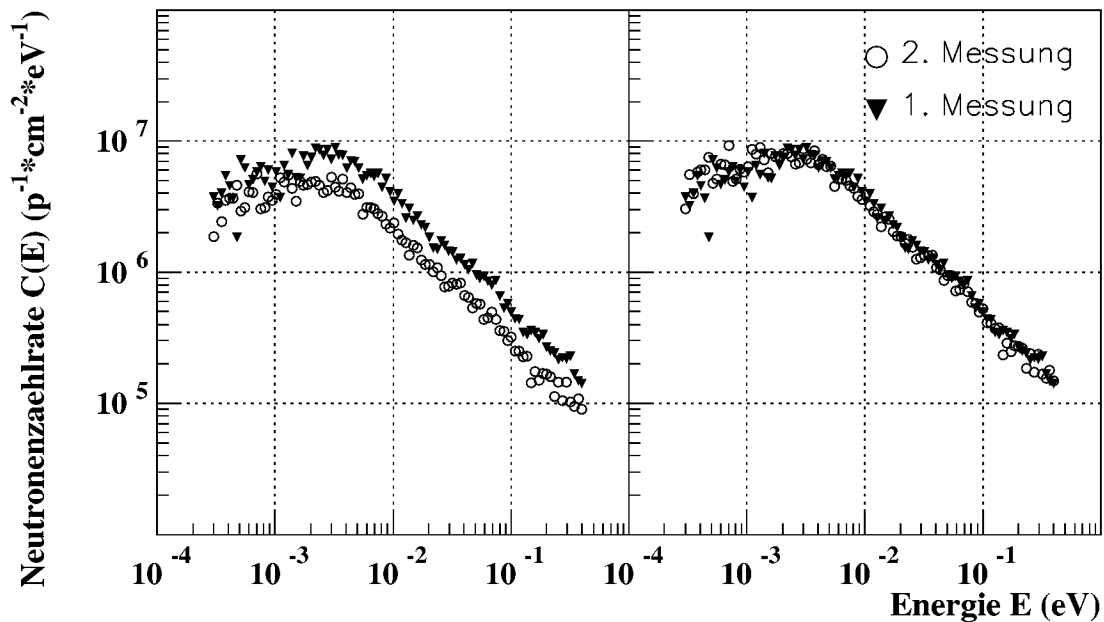


Abb. 5.38: Gemessene Energiespektren für Methanhydrat ohne (links) und mit (rechts) Massendichtekorrektur der zweiten Methanhydratmessung

Mit der maximalen Füllhöhe von 14.2 cm ergab sich eine Dichte von 0.47 g/cm^3 . In Abb. 5.38 sind die Messungen für Methanhydrat absolut (linkes Bild) und mit einer Massendichtekorrektur auf 0.77 g/cm^3 der zweiten Messung (rechtes Bild) dargestellt. Mit der durchgeführten Massendichtekorrektur für die zweite Methanhydratmessung können die Ergebnisse beider Messungen näherungsweise in Übereinstimmung gebracht werden. Eine weitere, noch zu untersuchende Einflußgröße auf die verringerte Intensität der zweiten Messung kann ein im Moderator verbliebener Rest an flüssigem Stickstoff sein.

5.3 Die Ergebnisse der Messungen der wellenlängenabhängigen Neutronenflugzeitspektren

Für diese Experimente wurde ein Graphitkristall in einem Abstand von 3.87 m von der Moderatoroberfläche in der Neutronenflugbahn positioniert (Abb. 3.1). Bei einem Streuwinkel des Kristalls von 45° befand sich eine Detektorposition sowohl in direkter Flugrichtung als auch in 90° Streurichtung jeweils 1.50 m vom Streukristall entfernt. Die gleiche Entfernung für beide Positionen erlaubt einen relativen Vergleich der wellenlängen- und zeitabhängigen Neutronenflugzeitspektren. Für einen absoluten Vergleich wären zwei baugleiche Neutronendetektoren notwendig, mit denen gleichzeitig sowohl die gestreuten als auch die direkten Neutronen gemessen werden könnten. Da nur ein Detektor zur Verfügung stand, wurden die Messungen in zwei aufeinanderfolgenden Meßzyklen durchgeführt, wobei die Detektorposition ausgetauscht wurde. Die Neutronenzählraten pro Protonenpuls wurden mit der jeweiligen Protonenzahl normiert, wobei die Protonenzahlen der Messungen mittels BCM bestimmt wurden. Diese Methode wird im weiteren als Einzelpulsanalyse bezeichnet. Sie erlaubt die Aussonderung von extrem von der mittleren Protonenzahl abweichenden Protonenpulsen sowie detaillierte Untersuchungen von anderen Effekten, wie Schwankungen des Neutronenuntergrunds.

5.3.1 Der absolute Vergleich der Flugzeitspektren von gestreuten und direkt gemessenen Neutronen

Durch den Streukristall wird das Neutronenflugzeitspektrum in gerader Flugrichtung auf zwei Arten beeinflusst. Zum einen können Neutronen mit der geeigneten Wellenlänge an den Gitterebenen des Kristalls in eine andere Richtung gestreut werden und als deutlich erkennbare Maxima, im weiteren als „Peaks“ bezeichnet, in der Streumessung auftreten. Zusätzlich erfahren die restlichen Neutronen teilweise eine Streuung in andere Richtungen. Ein Teil der Neutronen wird außerdem absorbiert. Die Wellenlängen lassen sich mittels der Braggschen Gleichung (Gl. 7) berechnen. Aus dem bekannten Gitterabstand des Streukristalls von $d = 3.35 \text{ \AA}$, dem Streuwinkel von $\Theta = 45^\circ$ und der Flugstrecke von $s = 5.37 \text{ m}$ ergaben sich die in Tab. 5.5 dargestellten, minimalen Flugzeiten.

Tab. 5.5 Einige Wellenlängen, welche die Streubedingungen des pyrolytischen Graphitstreukristalls mit $d = 3.35 \text{ \AA}$ und $\Theta = 45^\circ$ erfüllen

Ordnung n der Wellenlänge	Wellenlänge [Å]	Energie [eV]	Geschwindigkeit [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	theoretische Flugzeit für 5.37 m [ms]
1. $\lambda / 1$	4.74	0.00365	835.2	6.466 ± 0.012
2. $\lambda / 2$	2.37	0.01461	1671.0	3.232 ± 0.006
3. $\lambda / 3$	1.58	0.03286	2506.0	2.155 ± 0.004
4. $\lambda / 4$	1.19	0.05793	3327.3	1.623 ± 0.003
5. $\lambda / 5$	0.95	0.09090	4168.0	1.296 ± 0.002
6. $\lambda / 6$	0.79	0.13145	5012.2	1.077 ± 0.002

Für die Identifizierung von Wellenlängen höherer Ordnung wäre eine längere Flugstrecke oder eine Zeitkanalbreite kleiner $1 \mu\text{s}$ notwendig gewesen. Der Fehler der theoretischen Flugzeit ergab sich aus der Meßungenauigkeit der Distanz Moderator – Detektor von 1 cm und der Standardabweichung 1σ der jeweiligen mittleren Neutronenenergie in den Energiegruppen, die für die Simulation verwendet wurden. Zu der sich aus der Neutronenenergie ergebenden Flugzeit addiert sich zusätzlich die Zeit der Moderation sowie

die Aufenthaltszeit der Neutronen im Moderator. Die Moderationszeit in Wasser beträgt z.B. für eine Neutronenenergie von $E_N = 1$ eV ca. $1.6 \mu\text{s}$ /44/. Die Thermalisierungszeit, das heißt die Zeit für die Ausbildung eines thermischen Gleichgewichts, ergibt sich aus dem Anstieg des gemessenen Peaks /44/. Sie ist abhängig von der Temperatur des Moderatormaterials und der jeweiligen Wellenlänge. Mit sinkender Moderatortemperatur steigt die Anzahl der Wechselwirkungen der Neutronen, um den Thermalisierungsbereich zu erreichen, und damit die Thermalisierungszeit. Das Maximum der Neutronen dieser Wellenlänge stellt sich damit gegenüber dem Beginn des Peaks später ein.

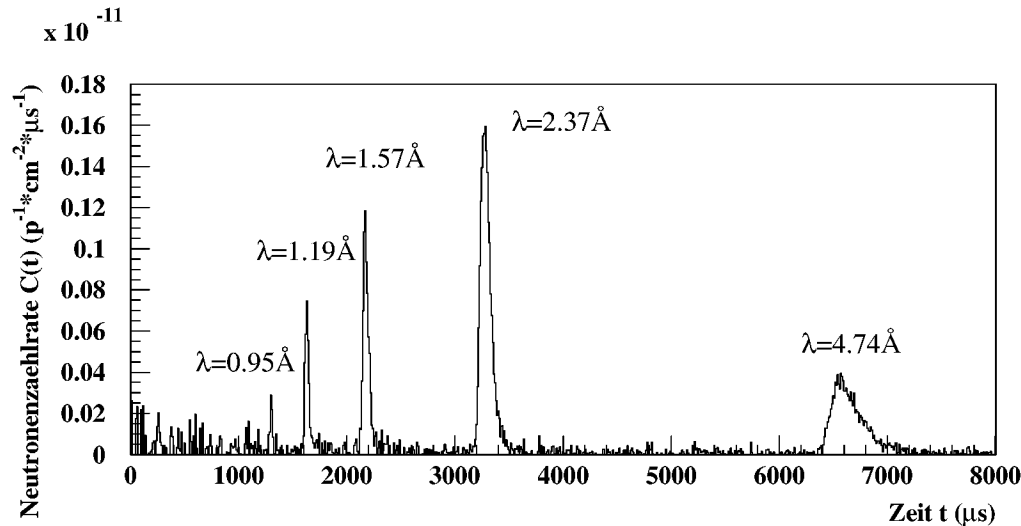


Abb. 5.39 Gemessenes wellenlängenabhängiges Flugzeitspektrum der gestreut gemessenen Neutronen für den Eismoderator bei $T = 20$ K

Die zeitliche Lage der Peaks des Flugzeitspektrums der gestreuten Neutronen des Eismoderators bei $T = 20$ K in Abb. 5.39 entsprechen den theoretischen Erwartungen (Tab. 5.5). Es sind Wellenlängen bis zur 5. Ordnung zu beobachten. Weiterhin erkennt man deutliche Unterschiede in der Intensität, der Peakbreite und dem Anstiegs- und Abklingverhalten der einzelnen Peaks untereinander.

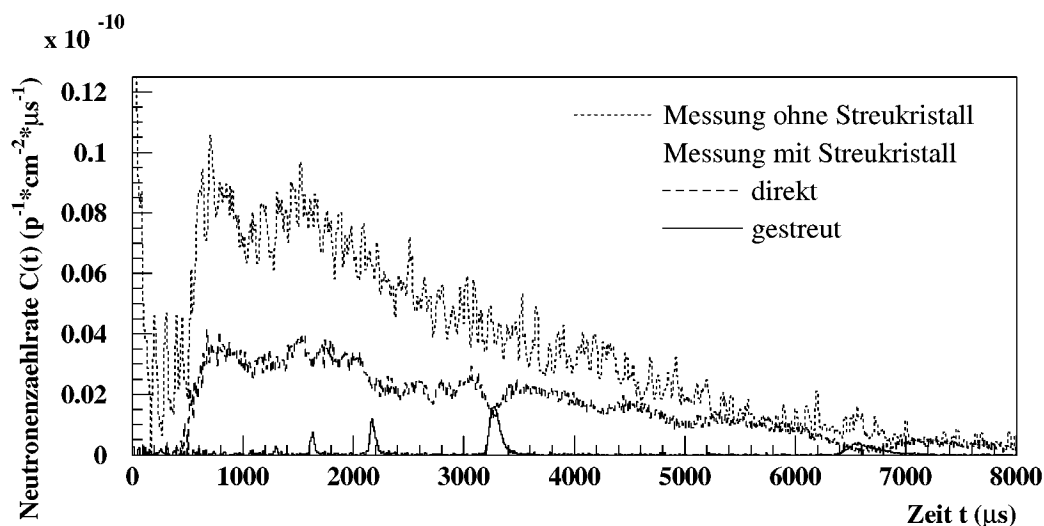


Abb. 5.40 Flugzeitspektren der gemessenen Neutronen in direkter und gestreuter Richtung mit und ohne Streukristall für den Eismoderator bei $T = 20$ K

In Abb. 5.40 erkennt man gegenüber der Messung ohne Streukristall die Einbrüche im Flugzeitspektrum der in direkter Richtung gemessenen Neutronen, die durch das Fehlen der gestreuten Neutronen verursacht werden. Allerdings erreichen die mit dem Streukristall in gestreuter und in direkter Richtung gemessenen Neutronen nicht die Intensität der Messung ohne Streukristall. Ein Vergleich der Summe der gemessenen Neutronen mit und ohne Streukristall verdeutlicht diese Feststellung (Abb. 5.41)

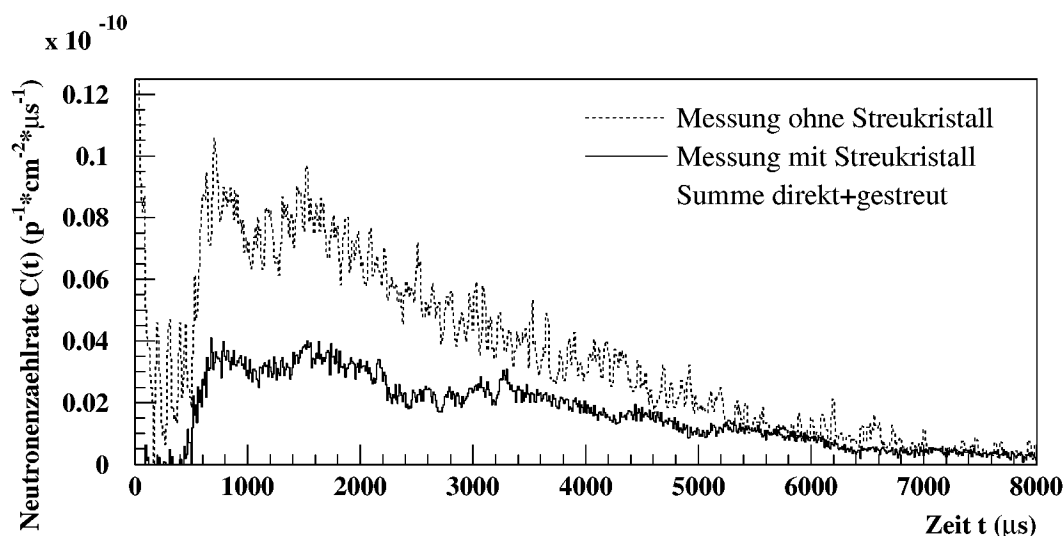


Abb. 5.41: Gemessene Flugzeitspektren der ohne Streukristall direkt gemessenen Neutronen und der Summe der direkt und gestreut gemessenen Neutronen mit Streukristall für den Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$

Die geringere Intensität der Summe aus direkt und gestreut gemessenen Neutronen bei der Verwendung des Streukristalls beruht zum einen auf der Streuung von Neutronen in andere, nicht erfaßte Richtungen und zum anderen auf der Absorption eines Teils der Neutronen im Streukristall selbst. Eine Monte-Carlo – Simulation zum Absorptionsverhalten des Kristalls (effektive Dicke = 8 mm bei 45°) zeigt jedoch für Neutronenenergien von 14.3 meV ($\lambda = 2.37\text{ \AA}$) nur eine Absorption von weniger als 1 %. Der Absorptionsanteil steigt für eine noch geringere Neutronenenergie von 3 meV ($\lambda = 5.2\text{ \AA}$) auf 1.3 % und hat damit nur einen geringen Einfluß. Das läßt den Schluß zu, daß die Hauptverluste bei der Verwendung eines Streukristalls in der Streuung der Neutronen in nicht erfaßte Richtungen liegen. Die Ursache dafür ist in dem mehrere Größenordnungen niedrigeren Absorptionswirkungsquerschnitt gegenüber dem totalen Wirkungsquerschnitt von Kohlenstoff zu finden. Ein weiteres Problem bei dem absoluten Vergleich zwischen direkt und gestreut gemessenen Neutronenflugzeitspektren bestand in der Tatsache, daß in direkter Richtung mehr Neutronen pro Zeiteinheit gemessen wurden und somit der Einfluß der Totzeit höher war.

Trotzdem erlaubt der Vergleich der mit Streukristall direkt und gestreut gemessenen Neutronenzählraten eine qualitative Beurteilung. So erkennt man in Abb. 5.42 gut die zeitliche Korrelation zwischen den Einbrüchen bei dem direkt gemessenen Spektrum und den Peaks bei dem gestreut gemessenen Neutronenspektrum. Deutlich sind weitere Einbrüche im Spektrum der direkt gemessenen Neutronen sichtbar, denen keine Peaks im Spektrum der gestreut gemessenen Neutronen zuzuordnen sind. Das weist wiederum auf Neutronen hin, die unter einem anderen Winkel gestreut wurden und somit den Detektor nicht erreichen.

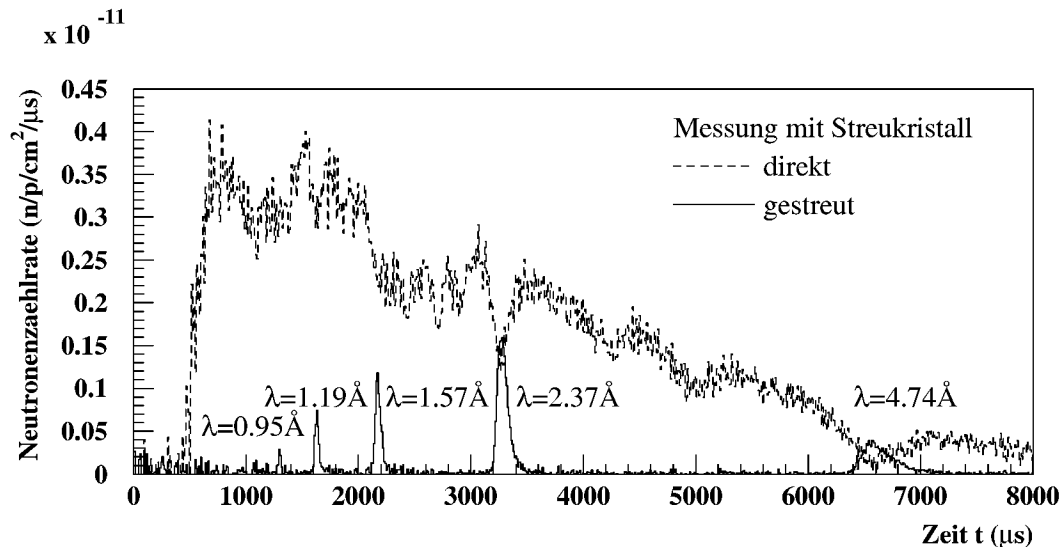


Abb. 5.42: Flugzeitspektren der in direkter und gestreuter Richtung gemessenen Neutronen für den Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$

Weiterhin erkennt man, daß bei einer Wellenlänge von $\lambda = 2.37\text{ \AA}$ und $4.74\text{ \AA}$ ein Großteil der gestreuten Neutronen gemessen wurde, da das Absinken der Zählrate bei der Messung in direkter Richtung annähernd die Höhe der Zählrate der Messung in gestreuter Richtung erreicht. Unter Vernachlässigung der Absorption durch den Streukristall ergibt sich ein Anteil der gestreuten Neutronen an der Gesamtzahl der Neutronen dieser Wellenlänge bei $\lambda = 2.37\text{ \AA}$ von ca. 56 % und bei $\lambda = 4.74\text{ \AA}$ von ca. 80 %. Da die Summe der gestreuten und der direkt gemessenen Neutronen annähernd die Intensität der Messung ohne Streukristall (Abb. 5.40) erreicht, kann davon ausgegangen werden, daß der Großteil der produzierten Neutronen dieser Wellenlänge berücksichtigt wurde. Die prozentualen Werte bestätigen die in Kapitel 3.6 angeführte Energieabhängigkeit der Streuung der Neutronen.

Bei kleineren Wellenlängen zeigt sich, daß die Summe der gestreuten und der direkt gemessenen Neutronen nicht annähernd die Intensität der Messung ohne Streukristall erreicht. Neben der schon erwähnten Streuung der Neutronen an anderen Gitterebenen unter einem anderen Streuwinkel besteht eine weitere Ursache darin, daß mit den Mehrfachstreuungen an den verschiedenen Gitterebenen innerhalb des Kristalls der Intensitätsverlust der gestreuten Neutronen mit sinkender Wellenlänge zunimmt. /13/

5.3.2 Der relative Vergleich der Flugzeitspektren von gestreuten und direkt gemessenen Neutronen mit Monte-Carlo - Simulationen

Der Vergleich der Flugzeitspektren der gestreuten Neutronen mit entsprechenden Monte-Carlo – Simulationen soll die zeitliche Position der Neutronen mit entsprechender Wellenlänge bestätigen. Des weiteren soll untersucht werden, ob Intensität, Peakform und Abklingverhalten der Peaks mit MCNPX – Simulationen beschrieben werden können. Da mit MCNPX die Streuung von Neutronen in Abhängigkeit von den Gitterebenen eines Materials nicht simuliert werden kann, wurde für die Simulation der Neutronen mit entsprechender Wellenlänge ein anderes Verfahren verwendet. Aus der geometrischen Betrachtung der Streuung von Neutronen an einem Material unter einem gegebenen Winkel (Abb. 3.18) ergibt sich ein Wellenlängenbereich, der diesen Streubedingungen genügt. Anhand der Anordnung des JESSICA - Experiments wurde die Breite der Wellenlängenbänder bestimmt (Tab. 5.6).

Tab. 5.6 Wellenlängenbandbreite für verschiedene Wellenlängen in [Å] und [meV]

	Wellenlänge λ [Å]		Energie E [meV]		
	Mittelwert	Bandbreite	Mittelwert	Bandbreite	
Mittelwert	4.74	± 0.118	3.65	+0.19	-0.17
obere Grenze		4.858		3.48	
untere Grenze		4.622		3.84	
Mittelwert	2.37	± 0.059	14.61	+0.75	-0.7
obere Grenze		2.429		13.91	
untere Grenze		2.311		15.36	
Mittelwert	1.58	± 0.039	32.86	+1.69	-1.56
obere Grenze		1.619		31.30	
untere Grenze		1.541		34.55	
Mittelwert	1.19	± 0.03	57.93	+3.04	-2.81
obere Grenze		1.22		55.12	
untere Grenze		1.16		60.97	
Mittelwert	0.95	± 0.024	90.90	+4.78	-4.42
obere Grenze		0.974		86.48	
untere Grenze		0.926		95.68	
Mittelwert	0.79	± 0.02	145.85	+8.1	-7.48
obere Grenze		0.77		138.37	
untere Grenze		0.73		153.95	

Die aus den Wellenlängengrenzen folgenden Energiegrenzen bestimmen die Einteilung der Energiegruppen in den Simulationen. Die Wellenlängenbereiche wurden in 11 weitere Untergruppen unterteilt und dann für die Energiegruppeneinteilung verwendet. Um dem Beitrag der entsprechenden Wellenlängenuntergruppen zu der Neutronenzählrate in dem jeweiligen Wellenlängenband Rechnung zu tragen, wurde eine Gaußverteilung als Wichtungsfunktion für die Zählraten der Untergruppen angenommen. Die zeitabhängige Neutronenzählrate eines Wellenlängenbandes ergibt sich damit als Summe der gewichteten Beiträge der Energieuntergruppen der Simulation. Der Einfluß der Wichtung auf die Lage des Maximums und die Peakform ist für das Flugzeitspektrum der gestreuten Neutronen des Wellenlängenbandes mit einer mittleren Wellenlänge von $\lambda = 2.74$ Å beispielhaft in Abb. 5.43 dargestellt.

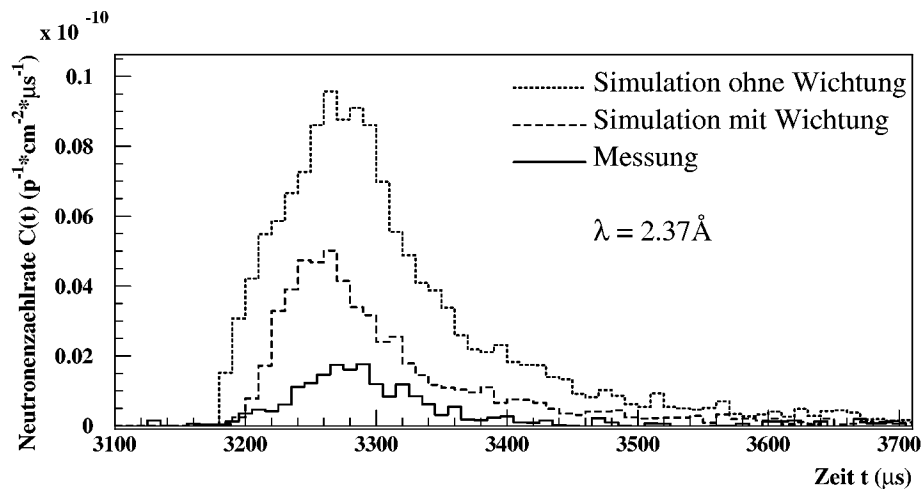


Abb. 5.43 Vergleich der zeitabhängigen Peakformen der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenspektren für eine mittlere Wellenlänge von $\lambda = 2.37 \text{ \AA}$ eines Wassermoderators bei $T = 300 \text{ K}$

Man erkennt, daß sich das Maximum der Messung und der ungewichteten Simulation annähernd zur selben Zeit ausbildet, wobei die Simulation jedoch eine andere Peakform zeigt. Die Peakform wird durch die Wichtung deutlich verändert, beschreibt jedoch die Form und die Lage des Maximums der gemessenen Peaks nur bedingt. Die Verschiebung zwischen dem Beginn der gemessenen und der simulierten wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren der gestreuten Neutronen sowie die Zeit bis zur Ausprägung der Maxima sind in Tab. 5.7 dargestellt.

Tab. 5.7 Verschiebung der wellenlängenabhängigen Neutronenzählraten gegenüber der theoretischen Flugzeit und relative Lage der Maxima

Wellenlänge λ [$\text{\AA}$]	Beginn des Peaks in der Messung [μs]	Beginn des Peaks in der Simulation [μs]	Zeitdifferenz Peakbeginn - Maximum [μs]
4.74	6440 ± 40	6430 ± 12	120 ± 52
2.37	3205 ± 10	3214 ± 6	60 ± 16
1.58	2125 ± 10	2143 ± 4	40 ± 14
1.19	1600 ± 10	1614 ± 3	20 ± 13

Neben der Moderationszeit und der Aufenthaltszeit der Neutronen im Moderator existiert eine weitere Ursache für die Verschiebung. Die Neutronen können in unterschiedlicher Tiefe der Gitterebene des Streukristall gestreut werden. Das entspricht bei einer effektiven Dicke des Streukristalls von $d = 8 \text{ mm}$ bei $\lambda = 2.37 \text{ \AA}$ einer Zeitunschärfe von $8.5 \mu\text{s}$.

Für die Analyse der Wellenlängen $\lambda = 4.74 \text{ \AA}$, $2.73 \text{ \AA}$, $1.58 \text{ \AA}$ und $1.19 \text{ \AA}$ wurden die Simulationsergebnisse mit geeigneten Normierungsfaktoren dividiert und in Abb. B2 bis B5 dargestellt. Die Normierungsfaktoren wurden so gewählt, daß die Simulation das Abklingverhalten der gemessenen Peaks für die verschiedenen Wellenlängen gut widerspiegelt. In Anbetracht der schlechten Statistik wurde auf die detaillierte Auswertung der Peaks bei $\lambda = 0.95 \text{ \AA}$ und $0.79 \text{ \AA}$ verzichtet. Der zeitliche Beginn der simulierten Peaks gegenüber dem der gemessenen Peaks ist zu längeren Flugzeiten hin verschoben. Die Differenz erhöht sich noch bei der Berücksichtigung der Moderationszeit und Aufenthaltszeit der Neutronen im Moderator. Der Vergleich von Messung und Simulation zeigt, das sowohl die näherungsweise Wichtung mit einer Gaußfunktion als auch die Berechnung der Breite der gestreuten

Wellenlängenbänder eine Näherung zu den gemessenen Peaks darstellt, aber keine exakte Beschreibung ermöglicht.

5.3.3 Die Bestimmung des Abklingverhaltens der gestreut gemessenen Neutronen

Bei Neutronenstreuexperimente an einer Spallationsquelle ist die Nutzung der Neutronen bestimmter Wellenlängen, mit einem schnellen Ansteigen und Abfallen eines Peaks, von entscheidender Bedeutung. Das wird zum einen durch die Absorption niederenergetischer Neutronen aus dem Reflektor durch sogenannte Entkoppler außerhalb des Moderators erreicht. Zum anderen kann eine Absorptionsschicht innerhalb des Moderators die Neutronen aus dem rückwärtigen Teil des Moderators absorbieren. Diese Methode bezeichnet man als Vergiften. Die Peakform der gestreuten Neutronen wird von der Art der Enkopplung oder Vergiftung, von den verwendeten Moderatormaterialien, dem Reflektormaterial und der Moderatortemperatur bestimmt. Die Peaks können anhand ihrer maximalen Intensität, ihrer Halbwertsbreite und ihrer Abklingkonstante(n) κ unterschieden werden. Besonderes Augenmerk ist dabei auf die statistische Genauigkeit der Bestimmung der Abklingkonstanten zu legen, da die meisten Moderatormodifikationen auf eine Erhöhung dieser Konstante und damit ein schnelles Abklingen des Peaks abzielen. Der abfallende Teil des Peaks folgt einem von mehreren exponentiellen Funktionen bestimmten Abklingverhalten. In erster Näherung kann die abfallende Flanke des Peaks mit nur einer Abklingkonstante κ beschrieben werden.

$$I(t) = a_0 \cdot e^{-\kappa \cdot t} \quad (11)$$

$I(t)$	-	Intensität
κ	-	Abklingkonstante
t	-	Zeit
a_0	-	Konstante

Äquivalent zu der Abklingkonstante kann auch die Abklingzeit mit $\tau = 1 / \kappa$ verwendet werden. Die Bestimmung der jeweiligen Abklingkonstante des abklingenden Peaks wurde mittels exponentieller Regression durchgeführt. Aus der Standardabweichung der Meßwerte im Bereich des abklingenden Peaks gegenüber der funktionalen Beschreibung ergibt sich ein Maß für die statistische Genauigkeit der ermittelten Abklingkonstante. In Abb. 5.44 bis 5.48 ist die Lage der exponentiellen Abklingfunktionen gegenüber den Meßwerten für verschiedene Wellenlängen und verschiedene Moderatoren verdeutlicht.

Bei den Moderatoren handelte es sich um einen Wassermoderator bei $T = 300$ K, einen Eis- und einen Methanhydratmoderator bei $T = 20$ K, sowie einen gekoppelten und einen entkoppelten und vergifteten Polyethylenmoderator bei $T = 300$ K. Die Enkopplung des Polyethylens wurde durch die Kapselung mit 1 mm Cadmiumblech realisiert. Für die Vergiftung sorgte eine Schicht des Cadmiumblechs in der Mitte des Moderators. Die Messungen der Moderatoren bei $T = 300$ K erfolgten mit einer auf 5.31 m verkürzten Neutronenflugstrecke, damit ist zeitliche Verschiebung der wellenlängenabhängigen Peaks gegenüber dem Eismoderator bei $T = 20$ K gegeben. Im Falle des Eismoderators und des Methanhydratmoderators bei $T = 20$ K wurde die Regressionsfunktion für die Wellenlänge $\lambda = 0.95$ Å wegen der nicht ausreichenden Zählstatistik nicht mit angegeben und ist auch für die Moderatoren bei $T = 300$ K nur noch bedingt gültig. Im Gegensatz zu den Moderatoren bei $T = 300$ K kann für die Moderatoren bei $T = 20$ K dank der höheren Zählrate die Regression für $\lambda = 4.74$ Å durchgeführt werden. Für die Wellenlänge $\lambda = 0.79$ Å konnte wegen der ungenügenden Zählstatistik für keinen Moderator eine Regression für vorgenommen werden.

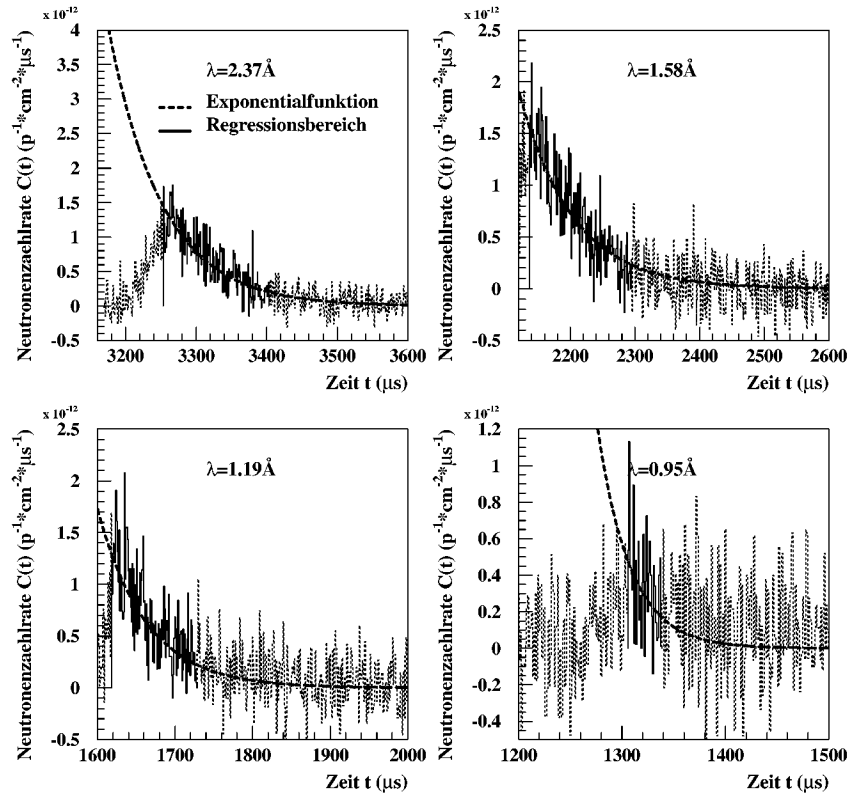


Abb. 5.44 Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$

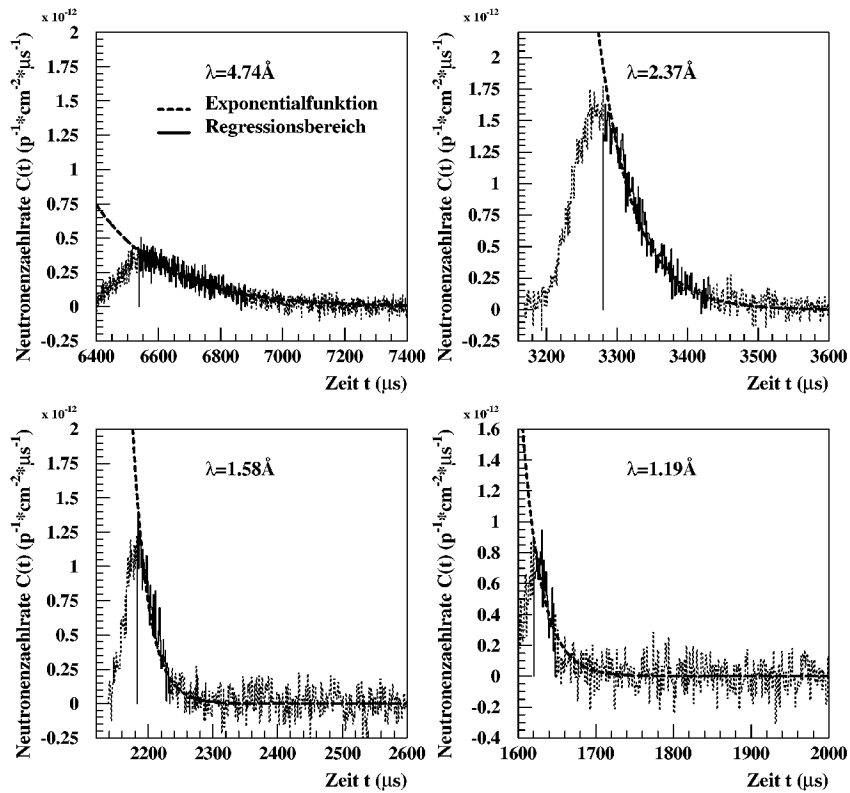


Abb. 5.45 Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$

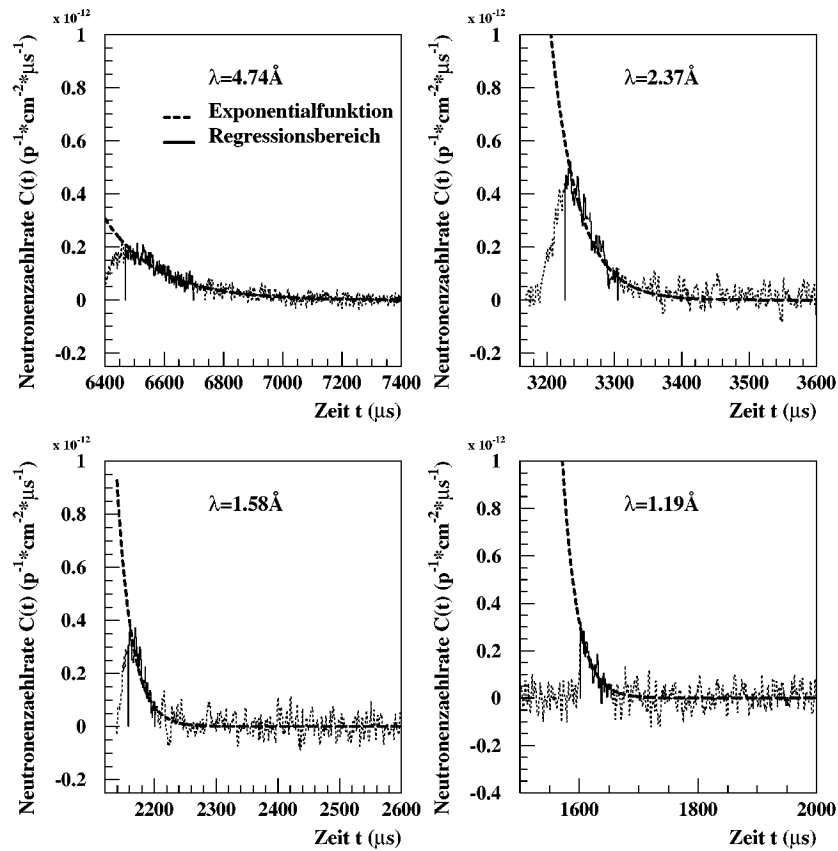


Abb. 5.46 Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Methanhydratmoderator bei $T = 20$ K

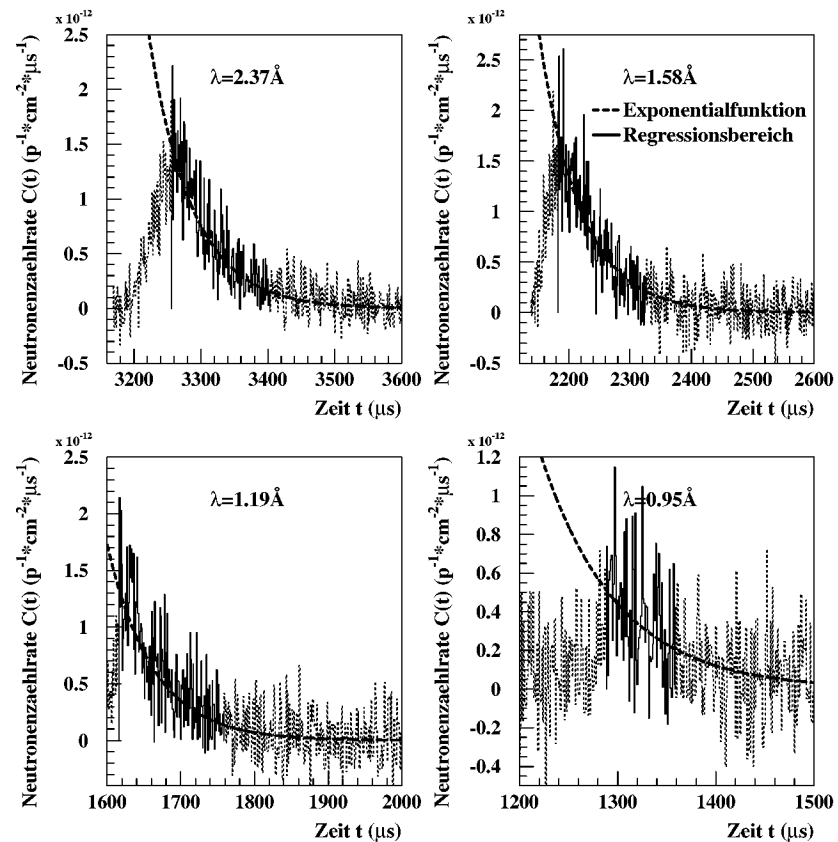


Abb. 5.47 Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Polyethylenmoderator bei $T = 300$ K

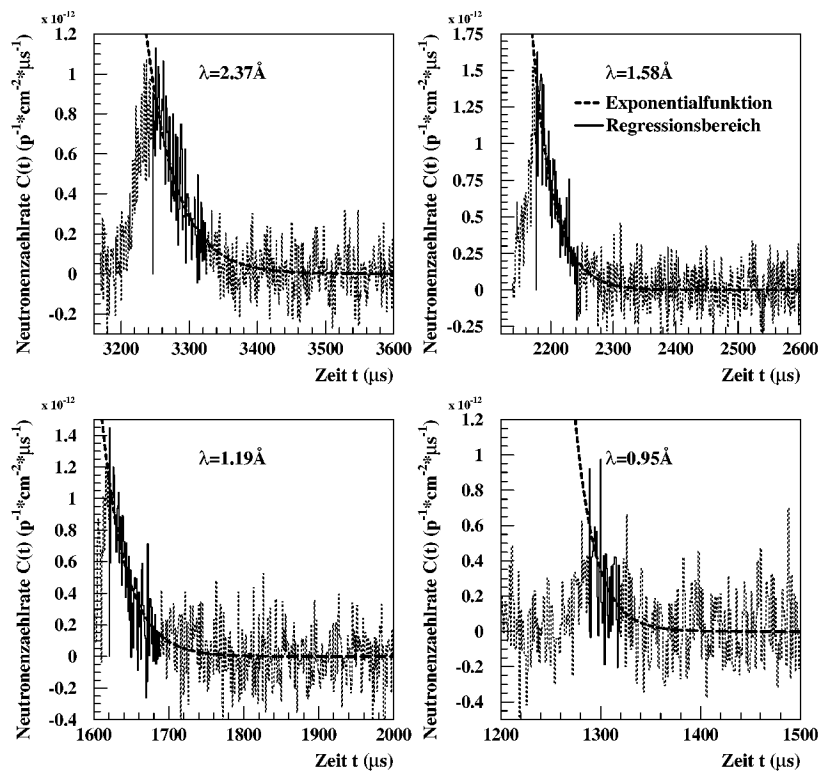


Abb. 5.48 Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen entkoppelten und vergifteten Polyethylenmoderator bei $T = 300 \text{ K}$

Tab. 5.8 Abklingzeiten der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren gestreut gemessener Neutronen für verschiedene Moderatorsysteme

Moderatortyp	Wellenlänge λ [Å]	Bandbreite $\pm$ [Å]	Abklingzeit τ [μs]	Standardabw. $\pm 1\sigma$ [%]
Wasser $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	78	39
	1.59	0.039	78	35
	1.19	0.030	63	47
	0.95	0.024	32	73
Eis $T = 20 \text{ K}$	4.74	0.118	227	24
	2.37	0.059	51	24
	1.59	0.039	25	22
	1.19	0.030	24	24
Methanhydrat $T = 20 \text{ K}$	4.74	0.118	180	17
	2.37	0.059	41	18
	1.59	0.039	25	21
	1.19	0.030	25	30
Polyethylen $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	67	42
	1.59	0.039	70	39
	1.19	0.030	63	62
	0.95	0.024	78	70
Polyethylen entkoppelt und vergiftet $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	45	36
	1.59	0.039	35	27
	1.19	0.030	32	50
	0.95	0.024	20	78

Anhand der Regressionsfunktionen wurde die Abklingkonstante κ für alle gemessenen Moderatormaterialien und -konfigurationen ermittelt und in Tab. 5.8 als Abklingzeiten $\tau = 1 / \kappa$ dargestellt. Die Flugzeitspektren der gestreuten Neutronen der Moderatoren bei $T = 300$ K wurden während relativ kurzer Messungen ermittelt. Daraus folgt eine deutlich schlechtere Statistik gegenüber den Messungen an den Moderatoren bei $T = 20$ K. Für die Bestimmung der Halbwertsbreite der Neutronenpeaks wurden die FWHM - Werte (Full Width at Half Maximum) anhand einer komprimierten Darstellung der Meßergebnisse ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tab. 5.9 dargestellt. Für die Bestimmung der FWHM - Werte wurden die Mittelwerte der Meßwerte für einen Zeitraum von $10 \mu\text{s}$ aufgetragen. Als funktionale Beschreibung der Peaks wurde ein linearer Anstieg und der vorher ermittelte exponentielle Abfall der Peaks zugrunde gelegt.

Tab. 5.9 Halbwertsbreiten als FWHM der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren gestreut gemessener Neutronen für verschiedene Moderatorsysteme

Moderatortyp	Wellenlänge λ [Å]	Bandbreite $\pm$ [Å]	FWHM [μs]	Zeitgruppenbreite $\pm$ [μs]
Wasser $T = 300$ K	2.37	0.059	100	10
	1.59	0.039	90	10
	1.19	0.030	60	10
	0.95	0.024	50	10
Eis $T = 20$ K	4.74	0.118	280	10
	2.37	0.059	90	10
	1.59	0.039	50	10
	1.19	0.030	30	10
Methanhydrat $T = 20$ K	4.74	0.118	219	10
	2.37	0.059	64	10
	1.59	0.039	45	10
	1.19	0.030	28	10
Polyethylen $T = 300$ K	2.37	0.059	90	10
	1.59	0.039	80	10
	1.19	0.030	60	10
	0.95	0.024	50	10
Polyethylen entkoppelt und vergiftet $T = 300$ K	2.37	0.059	70	10
	1.59	0.039	50	10
	1.19	0.030	30	10
	0.95	0.024	20	10

Aus den Ergebnissen zum Polyethylenmoderator in gekoppelter Konfiguration gegenüber der entkoppelten und vergifteten Konfiguration ist die Verringerung der Halbwertsbreite um 29 % ($\lambda = 2.37$ Å) und der Abklingzeit um 49 % ($\lambda = 2.37$ Å) deutlich erkennbar. Der Effekt der Entkopplung und der Vergiftung ergibt sich daraus, daß nur noch höherenergetische und damit schnellere Neutronen die Entkopplungs- und Vergiftungsbereiche überwinden können und erst in dem zum Detektor gerichteten, oberflächennahen Moderatorbereich moderiert werden. Daraus folgt, daß die für die Intensität im Maximum des Peaks verantwortlichen Neutronen hauptsächlich im oberflächennahen Bereich moderiert werden. Die Tiefe dieses Bereiches ist abhängig vom Moderatormaterial. Dieser Effekt wurde anhand von entsprechenden Simulationen für einen Wassermoderator in Kapitel 5.2.4 ausführlich erläutert.

Um eindeutige Aussagen bezüglich der unterschiedlichen Abklingzeiten verschiedener Moderatoren treffen zu können, ist eine ausreichende statistische Genauigkeit notwendig. Für die Bestimmung der Abklingkonstante wurde eine Standardabweichung s der Meßwerte zu der exponentiellen Funktion von maximal 10 % angestrebt. Um dieses Ziel zu erreichen, wurde aus experimentellen Daten zu den Moderatoren mit $T = 300$ K die notwendige Meßzeit extrapoliert, auf die sich auch der weitere Bedarf an Meßzeit bezieht. Dabei wurden die Standardabweichungen der Abklingkonstanten für die Wellenlängen $\lambda = 2.37$ Å und 1.58 Å zugrunde gelegt.

$$t_{\text{exp}} = t_{\text{meas}} \cdot \left(\frac{\sigma_{\text{meas}}}{\sigma_{0.1}} \right)^2$$

t_{exp} : notwendige Meßdauer in h

t_{meas} : Meßdauer der letzten Messung in h

$\sigma_{0.1}$: Standardabweichung für einen relativen Fehler von 10%

σ_{meas} : Standardabweichung der letzten Messung

Mit einer Standardabweichung von ca. 39 % bei einer Meßdauer von 9 h wurde unter Annahme einer Protonenstrahlintensität von 10^9 Protonen pro Puls für das Erreichen einer Standardabweichung von maximal 10 % eine notwendige Meßdauer von 137 Stunden ermittelt. Die Zeit für die Untergrundmessungen wurde dabei berücksichtigt.

Für den Eismoderator bei $T = 20$ K standen nur 51.3 Stunden für direkte Neutronenflugzeitmessungen und 25.1 Stunden für zugehörige Cadmiumdifferenzmessungen zur Verfügung. Aus dieser Meßdauer ließ sich eine erwartete Standardabweichung von 13.3 % berechnen. Diese Genauigkeit wurde mit der Verwendung der Rohdaten der Neutronenzählraten des Eismoderators bei $T = 20$ K nicht ganz erreicht. Für eine Verringerung der Standardabweichung wurden 4 Methode parallel getestet.

1. Gleitender Mittelwert für jeweils 3 Zeitkanäle
2. Reduzierung der Zeitauflösung
3. Fast – Fourier - Transformation (FFT) /46/
4. Verringerung der Streuung der gemessenen n/p – Verhältnisse

Die aus diesen Methoden resultierenden Abklingzeiten τ und Standardabweichungen s sind in Tab. 5.10 dargestellt.

Tab. 5.10: Abklingzeiten und Standardabweichung für den Eismoderator bei $T = 20$ K für verschiedene Methoden zur Fehlerreduzierung

	Wellenlänge λ [Å]							
	4.74		2.37		1.58		1.19	
	τ [µs]	$\pm 1\sigma$ [%]	τ [µs]	$\pm 1\sigma$ [%]	τ [µs]	$\pm 1\sigma$ [%]	τ [µs]	$\pm 1\sigma$ [%]
Rohdaten	227	24	51	24	25	22	24	24
Methode 1	227	14	52	14	27	14	27	16
Methode 2	263	8	56	11	32	11	18	12
Methode 3 (30 Koeffz.)	208	7	54	8	26	9	18	12
Methode 2 und 4	238	10	55	11	29	16	16	19

Bei der Methode 1 wurde für jeden Zeitkanal der Mittelwert für den aktuellen Zeitkanal sowie für den Zeitkanal davor und danach gebildet. Diese Methode hat den Vorteil, daß die prinzipielle Struktur des Peaks in seiner hohen Auflösung erhalten bleibt. Im Ergebnis zeigte sich eine deutliche Verringerung der Standardabweichung.

Mit der Methode 2 wurde der Mittelwert für 10 Zeitkanäle ermittelt, wobei sich jedoch die zeitliche Auflösung des Peaks von 1 μs auf 10 μs verringerte. Auch diese Methode erreichte eine deutliche Senkung der Standardabweichung.

Bei Methode 3 wurde eine Fourierreihenentwicklung angewandt. Das Ziel der Methode 3 war die Reduzierung des mehr oder weniger periodisch auftretenden Untergrundrauschens. Mathematisch wird dabei eine Fast – Fourier - Transformation (FFT) angewandt. Dieses wird mittels Sinus- und Kosinusfunktionen beschrieben. Für die korrigierte Funktion wurden dann nur noch diejenigen Anteile der periodischen Funktionen addiert, die eine Mindestamplitude aufwiesen und damit einen relevanten Beitrag lieferten. Diese Begrenzung der Reihenentwicklung führte zu einer Verringerung des Untergrundrauschens bei einer minimalen Beeinflussung der Peakform.

Die Methode 4 zielte auf die Senkung der Schwankungsbreite der gemessenen n/p - Verhältnisse ab. Der Mittelwert ergab sich aus dem Integral der gemessenen Neutronen zu der gemessenen Protonenzahl für einen Protonenpuls. Die Streuung des Mittelwertes gründet sich damit auf die Streubreite der Protonenmessung und der Neutronenmessung. Da das n/p – Verhältnis für eine bestimmte Meßanordnung konstant ist, konnte die Streubreite auf die Standardabweichung von $\pm 1 \sigma$ reduziert werden. Damit wurden in der weiteren Auswertung nur noch Protonenpulse berücksichtigt, die ein n/p – Verhältnis nahe dem Mittelwert der gesamten Verteilung liefern. Die Methode 4 kann mit den vorherigen Methoden kombiniert werden. Für die Kombination von Methode 2 und 4 sind die Standardabweichungen in Tab. 5.10 beispielhaft aufgeführt.

Der aus Methode 1 resultierende Kurvenverlauf wird in Abb. 5.49 für verschiedene Wellenlängen dargestellt. Im Vergleich mit den ursprünglichen Meßdaten in Abb. 5.43 zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung beider Pulsformen, was eine Voraussetzung für die Anwendung aller dieser Methode war. Mit Hilfe dieser Methode wurde eine Genauigkeit der Meßwerte von 22 % bis 25 % erreicht.

Die Anwendung der Methode 2 lieferte für die verschiedenen Wellenlängen Standardabweichungen von 14 % bis 16 %. Allerdings war diese Methode nur bei Wellenlängen mit einer wesentlich größeren Pulsbreite gegenüber der Breite der Zeitgruppen anwendbar und war damit für $\lambda = 1.58 \text{ \AA}$ und kleinere Wellenlängen nicht geeignet (Abb. B6). Die Kombination von Methode 2 und 4 zeigte gegenüber Methode 2 höhere Standardabweichungen von 10 % bis 19 % für $\lambda = 4.74 \text{ \AA}$, $1.59 \text{ \AA}$ und $1.19 \text{ \AA}$. Da die größeren Abweichungen allerdings für Wellenlängen auftraten, für welche die Methode 2 ungeeignet war, sind die Unterschiede auf die zu geringe Anzahl der Werte für die Bestimmung der Abklingfunktion zurückzuführen. Es bleibt allerdings die Feststellung, daß die Kombination von Methode 2 und 4 die Standardabweichung nicht weiter verringerte.

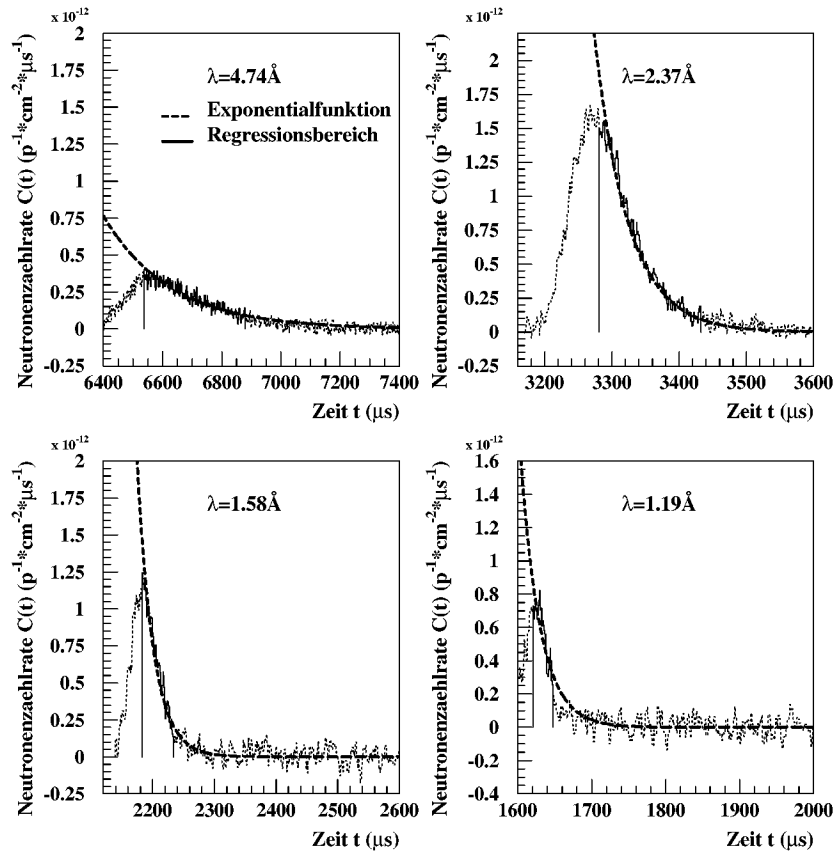


Abb. 5.49: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$ mit verringerter Streuung (Methode 1)

Die Methode 3 reduziert die Standardabweichungen mit 7% bis 12 % annähernd auf den gewünschten Wert von 10%, zum Teil wurden sogar geringere Werte erreicht. In Abb. 5.50 zeigte sich zudem, daß die Pulsform nach Anwendung dieser Methode sehr gut erhalten blieb. Da die Methode direkt auf die Reduzierung des Untergrundrauschens abzielt, wurden die Meßpulse nur minimal beeinflusst. Da Methode 3 bei Beibehaltung der ursprünglichen Zeitauflösung und Peakform die geringste Standardabweichung lieferte, wurde sie für die weitere Analyse der Streumessungen ausgewählt. Für die aus Methode 3 resultierenden Neutronenzählraten konnten nun die Abklingkonstanten und Standardabweichungen ermittelt werden (Abb. 5.51). Die Definition der Abbruchbedingung für die Fourierreihenentwicklung bestimmte in starkem Maße die Qualität der resultierenden Funktion. Aus diesem Grund wurde für verschiedene Abbruchbedingungen eine Reihenentwicklung durchgeführt. Die sich daraus ergebenden Funktionen wurden in Abb. B8 bis B11 dargestellt. Man erkennt deutlich, daß bei geringerer Anzahl von Koeffizienten in der Reihenentwicklung die Funktion nur noch bedingt der ursprünglichen Pulsform folgt.

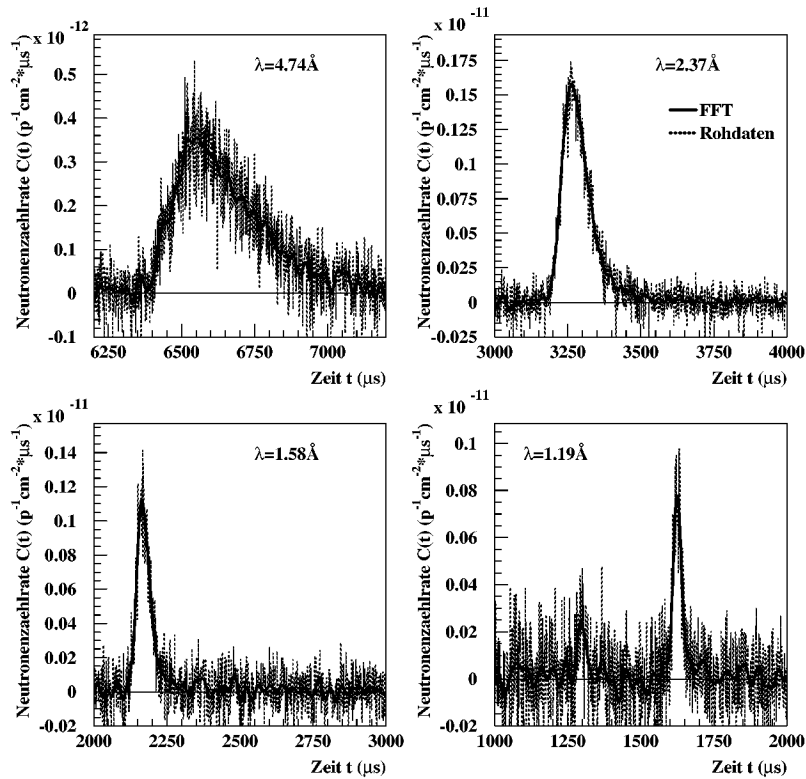


Abb. 5.50: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20$ K nach Anwendung der Fast – Fourier - Transformation mit 30 Koeffizienten

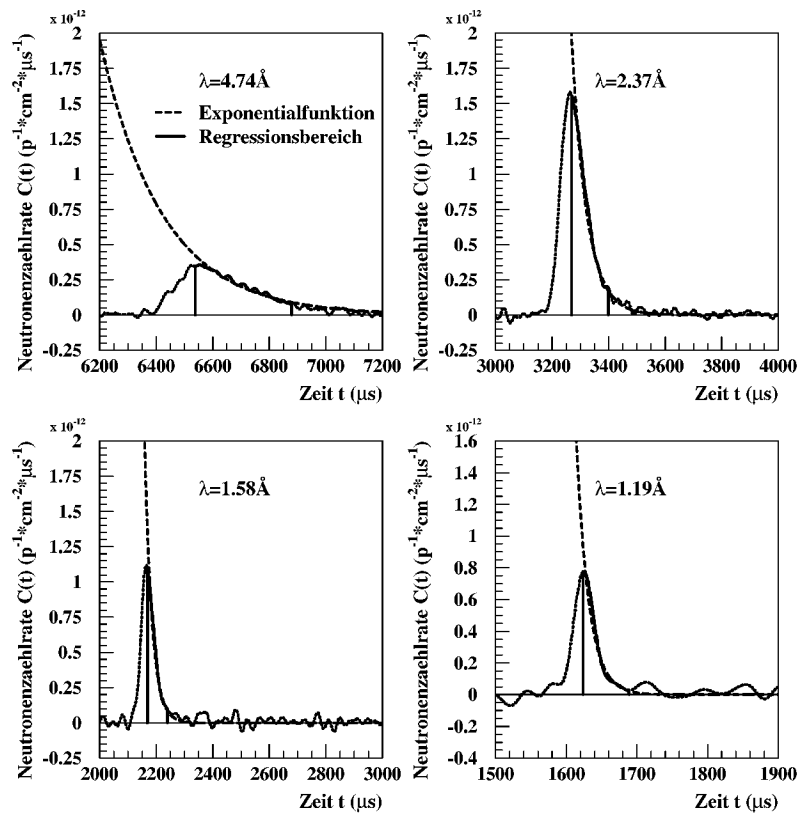


Abb. 5.51: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20$ K (mit FFT, 30 Koeffizienten) mit Ermittlung der abklingkonstanten

Die sich aus der unterschiedlichen Anzahl von Koeffizienten ergebenden Abklingzeiten und Standardabweichungen sind in Tab. B1 dargestellt. Dabei zeigte sich, daß eine Verringerung der Koeffizientenanzahl die Statistik zum Teil wieder verschlechterte. Da sich das Untergrundrauschen bei allen Wellenlängen gleich darstellt, sollte die Wahl der Abbruchbedingung für alle Wellenlängen ebenfalls gleich sein. Unter dieser Voraussetzung wurde für die Reihenentwicklung eine Abbruchbedingung von 30 Koeffizienten gewählt. Als Nachweis für die Zulässigkeit der Reihenentwicklung wurde in Abb. B11 die resultierende Funktion für eine Wellenlänge von $\lambda = 2.37 \text{ \AA}$ unter Verwendung der maximalen Anzahl von Koeffizienten dargestellt. Wie erwartet, zeigt sich dabei wieder die Originalfunktion.

Tab. 5.11 Abklingzeiten nach Anwendung der „Fast Fourier Transformation“ der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren gestreut gemessener Neutronen für verschiedene Moderatorsysteme

Moderatortyp	Wellenlänge λ [$\text{\AA}$]	Bandbreite $\pm$ [$\text{\AA}$]	Abklingzeit τ [μs]	Standardabw. $\pm 1\sigma$ [%]
Wasser $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	67	10
	1.59	0.039	74	7.5
	1.19	0.030	61	6
	0.95	0.024	55	12
Eis $T = 20 \text{ K}$	4.74	0.118	208	7
	2.37	0.059	54	8
	1.59	0.039	26	9
	1.19	0.030	18	12
Methanhydrat $T = 20 \text{ K}$	4.74	0.118	185	10
	2.37	0.059	38	8
	1.59	0.039	21	8
	1.19	0.030	22	8
Polyethylen $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	77	7
	1.59	0.039	65	13
	1.19	0.030	70	14
	0.95	0.024	62	12
Polyethylen entkoppelt und vergiftet $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	39	7
	1.59	0.039	32	9
	1.19	0.030	26	7
	0.95	0.024	27	28

Die sich aus der Anwendung der Reihenentwicklung ergebenden Abklingzeiten wurden in Tab. 5.11 für die gemessenen Moderatormaterialien zusammengefaßt und in Abb. 5.52 dargestellt. Bei den kalten Moderatoren Eis und Methanhydrat bei $T = 20 \text{ K}$ zeigt sich eine wesentlich geringere Abklingzeit und damit ein schnelleres Abklingen als bei Wasser bei $T = 300 \text{ K}$. Dieses Verhalten ergibt sich daraus, daß die Neutronen in den kalten Moderatoren einen geringeren Streuwirkungsquerschnitt haben (Abb. 4.2) und damit den Moderator schneller verlassen können. Im Gegensatz dazu ist die Abklingzeit für $\lambda = 4.74 \text{ \AA}$ bei Wasser mit $T = 300 \text{ K}$ kleiner als bei den kalten Moderatoren. Das liegt daran, daß Neutronen dieser Wellenlänge nur in sehr geringer Anzahl innerhalb des Wassermoderators bei 300 K erzeugt werden. Denn ihre Energie liegt deutlich unter der Energie des thermischen Gleichgewichts. So können Neutronen dieser Wellenlänge nur aus dem oberflächenahen Bereich ohne weitere Wechselwirkung aus dem Moderator austreten. Durch die geringe Differenz der Flugwege ergibt sich damit auch eine kürzere Abklingzeit gegenüber den kalten Moderatoren.

Die diesen Daten zugrunde liegenden Kurven wurden in Abb. B12 bis B14, Abb. B16 und Abb. 5.51 dargestellt. Aus den mit der Reihenentwicklung korrigierten Meßdaten ergaben sich weiterhin Halbwertsbreiten mit einem geringeren Fehler. Sie sind in Tab 5.12 zusammengefaßt und in Abb. 5.53 dargestellt.

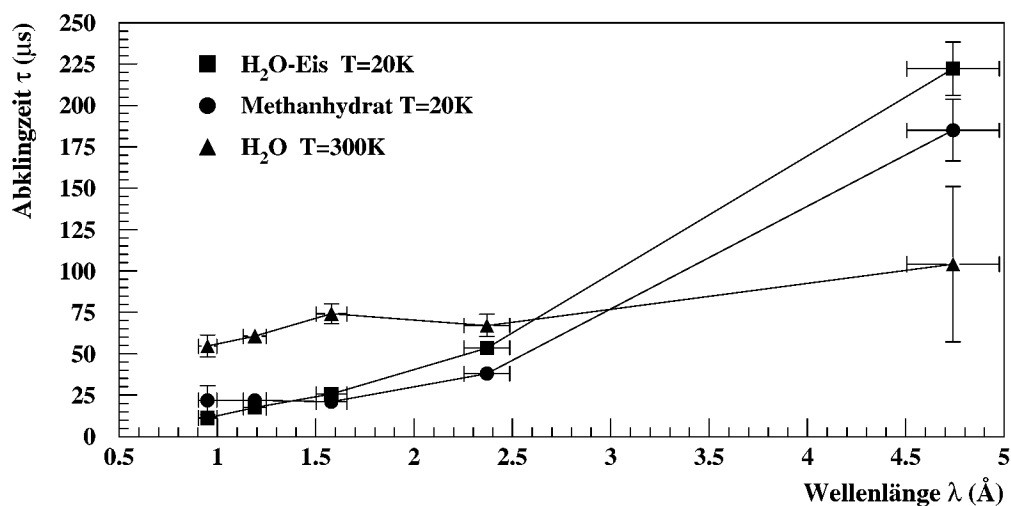


Abb. 5.52: Wellenlängenabhängige Abklingzeiten für die mit Fast – Fourier - Transformation analysierte Flugzeitspektren der gestreut gemessene Neutronen für Wasser bei $T = 300 \text{ K}$ und Eis und Methanhydrat bei $T = 20 \text{ K}$

Tab. 5.12 Halbwertsbreiten als FWHM nach Anwendung der Fast – Fourier - Transformation der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren gestreut gemessener Neutronen für verschiedene Moderatorsysteme

Moderatortyp	Wellenlänge λ [Å]	Bandbreite $\pm$ [Å]	FWHM [μs]	Zeitgruppenbreite $\pm$ [μs]
Wasser $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	89	1
	1.59	0.039	82	1
	1.19	0.030	59	1
	0.95	0.024	60	5
Eis $T = 20 \text{ K}$	4.74	0.118	266	1
	2.37	0.059	94	1
	1.59	0.039	48	1
	1.19	0.030	31	1
Methanhydrat $T = 20 \text{ K}$	4.74	0.118	220	1
	2.37	0.059	62	1
	1.59	0.039	34	1
	1.19	0.030	30	1
Polyethylen $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	81	1
	1.59	0.039	83	1
	1.19	0.030	62	1
	0.95	0.024	58	1
Polyethylen entkoppelt und vergiftet $T = 300 \text{ K}$	2.37	0.059	70	1
	1.59	0.039	48	1
	1.19	0.030	37	1
	0.95	0.024	33	1

Das Prinzip der Bestimmung der Halbwertsbreite wurde in Abb. B6 dargestellt.

Sowohl die Abklingzeiten als auch die Halbwertsbreiten weisen gegenüber den aus den ursprünglichen Meßdaten ermittelten Werten eine deutlich verringerte Standardabweichung bzw. einen deutlich verringerten absoluten Fehler auf. Die Unterschiede zwischen den Abklingzeiten und den Halbwertsbreiten bewegen sich jedoch innerhalb der Fehlerbereiche.

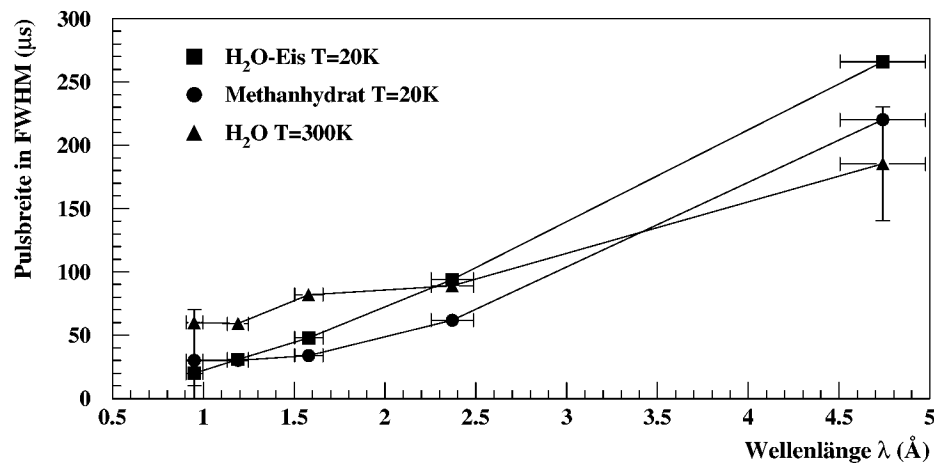


Abb. 5.53: Wellenlängenabhängige Halbwertsbreiten für die mit Fast – Fourier - Transformation analysierte Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für Wasser bei 300 K sowie Eis und Methanhydrat bei 20 K

Bei dem Vergleich der Ergebnisse von Eis und Methanhydrat bei $T = 20$ K zeigt sich deutlich, daß die Peaks der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren der gestreuten Neutronen bei Methanhydrat sowohl eine kleinere Halbwertsbreite als auch eine kleinere Abklingzeit τ aufweisen. Da die Messung von Eis jedoch nicht in zeitfokussierter Anordnung erfolgte wurde, kann nicht eindeutig bestimmt werden, ob das Vorhandensein von Methan in Eis auch die Pulsbreite beeinflußt. Die wellenlängenabhängigen Neutronenspektren für Methanhydrat wurden bei der zweiten Messung und damit für ein Methanhydratdichte von 0.47 g/cm^3 ermittelt (siehe Kapitel 5.2.5).

5.3.4 Eine analytische Beschreibung der wellenlängeabhängigen Flugzeitspektren von gestreuten Neutronen

Die Ermittlung der Halbwertsbreiten als FWHM kann auch unter Verwendung folgender analytischer Beschreibung des Flugzeitspektrums erfolgen /44/:

$$\Phi(E, t) = \Phi_0(E) \cdot e^{-\alpha_0 \cdot t} + \Phi_1(E) \cdot e^{(\alpha_0 \cdot 1/t_{th}) \cdot t} + \text{höhere Ordnungen}$$

$\Phi_0(E), \Phi_1(E)$: Eigenfunktionen der zeitabhängigen Thermalisierungsgleichung

α_0 : Eigenwert der Grundmode

t_{th} : Thermalisierungszeitkonstante

Mit Hilfe dieser Funktion wurden beispielhaft die mittels FFT analysierten Meßdaten des Eismoderators bei $T = 20$ K für die Wellenlängen $\lambda = 4.74$ Å, 2.37 Å und 1.58 Å angenähert und in Abb. 5.54 dargestellt. Die ermittelten FWHM - Werte sind im Vergleich zu den Halbwertsbreiten, die durch einen linearen Anstieg und einen exponentiellen Abfall ermittelt wurden, in Tab. 5.13 angegeben.

Tab. 5.13: Halbwertsbreiten als FWHM für verschiedene Wellenlängen eines Eismoderators bei 20 K mit unterschiedlichen Näherungen

	Wellenlänge λ [Å]	Bandbreite $\pm$ [Å]	FWHM [μs]
Näherung mit lin. Anstieg und exp. Abfall (aus Tab. 5.12)	4.74	0.118	266
	2.37	0.059	94
	1.58	0.039	48
	1.19	0.030	30
Näherung mit Thermalisierungs- funktion	4.74	0.118	251
	2.37	0.059	92
	1.58	0.039	56

Die Näherung mit der Thermalisierungsfunktion wurde unter Verwendung der Methode des kleinsten Abweichungsquadrates (least square fit) vorgenommen. Der in Abb. 5.54 dargestellte Vergleich zwischen gemessenen Peaks und gefitteten Funktionen zeigt jeweils eine geringe Abweichung in der Lage der Maxima, jedoch eine gute Übereinstimmung bei der Beschreibung der Höhe der Maxima. Da die Peakform ebenfalls gut wiedergegeben wird, stimmen diejenigen Werte, welche die Halbwertsbreite bestimmen, gut mit den Peaks der Messung überein. Dies ist das Resultat der guten Übereinstimmung beider Näherungsmethoden. Allerdings zeigte die Näherung mittels der Thermalisierungsfunktion Probleme bei der Behandlung von schmalen Halbwertsbreiten im Zusammenhang mit einem deutlichen Untergrund. So konnte z.B. keine passende funktionale Beschreibung der Messung für $\lambda = 1.19$ Å gefunden werden.

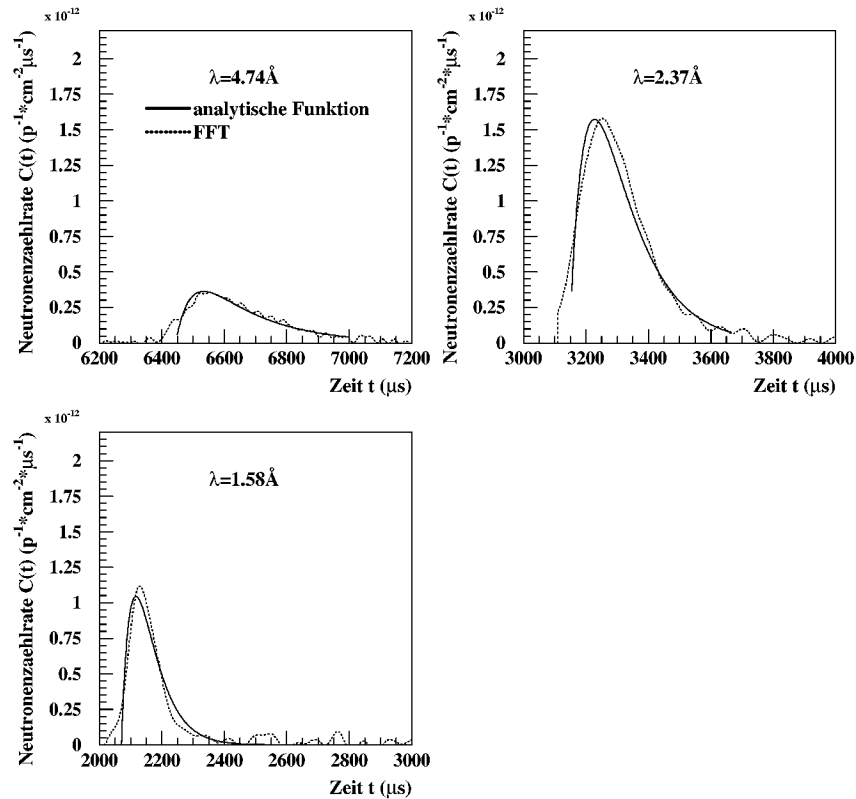


Abb. 5.54: Analytische Beschreibung der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20 \text{ K}$ mittels der Methode „least square fit“

5.3.5 Ein Vergleich der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen eines Wassermoderators bei $T = 300 \text{ K}$ und eines Eismoderators bei $T = 70 \text{ K}$ und 20 K

Unter Verwendung eines Moderatormaterials bei verschiedenen Temperaturen wird nun Änderung der Peakintensität bei verschiedenen Wellenlängen bezüglich der Moderatortemperatur verdeutlicht. Als Grundlage dient die Messung der gestreuten Neutronen an einem Wassermoderator bei $T = 300 \text{ K}$ und an einem Eismoderator bei $T = 20 \text{ K}$ und 70 K . Die Peaks in den wellenlängenabhängigen Neutronenspektren dieser Moderatoren sind für $\lambda = 4.74 \text{ \AA}$, $2.37 \text{ \AA}$, $1.58 \text{ \AA}$ und $1.19 \text{ \AA}$ in Abb. 5.55 dargestellt.

Die Messungen an diesen Wassermoderatoren bei unterschiedlichen Temperaturen erlaubten einen quantitativen Vergleich der gestreuten Neutronen bei verschiedenen Wellenlängen. Trotz der relativ schlechten Zählstatistik der Neutronenzählrate – die von COSY zur Verfügung gestellten Strahlzeit war begrenzt – erkennt man deutliche Unterschiede in den Intensitäten der Neutronenzählraten bei den entsprechenden Wellenlängen. So weist bei $\lambda = 1.19 \text{ \AA}$ der Wassermoderator bei $T = 300 \text{ K}$ die höchste und bei $\lambda = 4.74 \text{ \AA}$ die geringste Zählrate auf. In den kälteren Moderatoren werden die Neutronen stärker zu niedrigeren Energien hin gestreut. Das bewirkt eine Abnahme der Zählrate bei höheren und eine Zunahme bei niedrigeren Neutronenenergien. Die gleiche Systematik ist, wenn auch nicht so stark ausgeprägt, für die Neutronenzählraten des Eismoderators bei $T = 70 \text{ K}$ und 20 K zu beobachten.

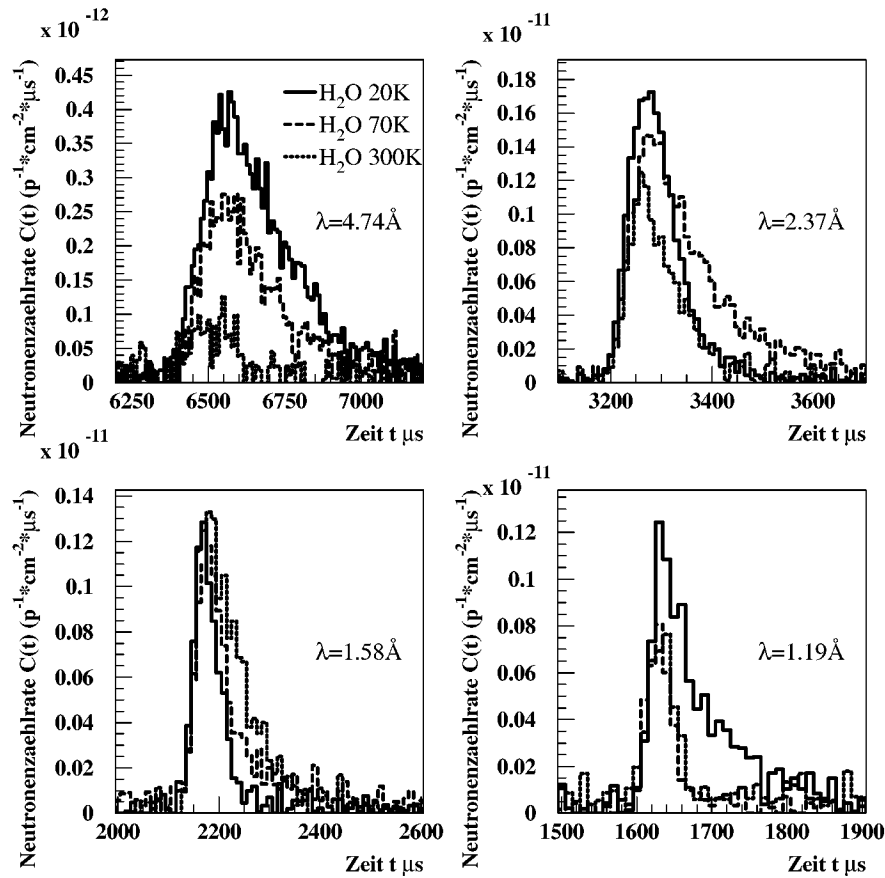


Abb. 5.55: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Wassermoderator bei $T = 300 \text{ K}$ und einen Eismoderator bei $T = 70 \text{ K}$ und 20 K

Weiterhin reduziert sich die Halbwertsbreite der Peaks (Tab. 5.12) bei höheren Neutronenenergien oder kleinerer Wellenlänge in den beiden kalten Moderatoren. Die Ursache für diesen Effekt wurde in Zusammenhang mit Abb. 5.52 dargelegt.

6 Der Vergleich der zeitabhängigen Neutronenflugzeitspektren von Wasser und Polyethylen bei $T = 300\text{ K}$ mit absoluter Normierung

Die Messung der zeitabhängigen Neutronenflugzeitspektren eines Polyethylenmoderators und eines Wassermoderators jeweils gleicher Größe ($5 \times 12 \times 15\text{ cm}^3$) bei einer Flugstrecke von 5.12 m und die absolute Normierung ermöglichte den Vergleich zweier unterschiedlicher Moderatormaterialien. Die Stärke der Aluminiumhülle des Wassermoderators betrug 3 mm . Für den Polyethylenmoderator wurde keine Aluminiumhülle verwendet. In Abb. 6.1 sind die thermischen Flugzeitspektren der beiden Moderatoren dargestellt.

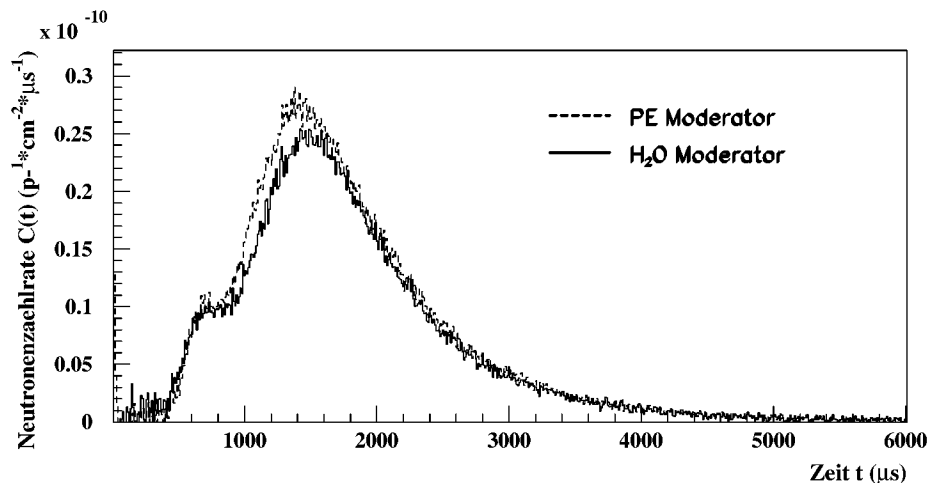


Abb. 6.1: Gemessene thermische Flugzeitspektren für einen Wasser- und einen Polyethylenmoderator ($15 \times 12 \times 5\text{ cm}^3$)

Man erkennt in Abb. 6.1 die mit 93 % etwas geringere die Intensität im Maximum der Neutronenzahlrate von Wasser gegenüber Polyethylen. Die Ursache liegt in der höheren Wasserstoffdichte von Polyethylen ($\rho_{(\text{PE})} = 0.95\text{ g/cm}^3$, $\rho_{(\text{H in PE})} = 0.136\text{ g/cm}^3$, $N_A = 8.2 \cdot 10^{22}\text{ H-Atome/cm}^3$) gegenüber Wasser ($\rho_{(\text{H}_2\text{O})} = 1\text{ g/cm}^3$, $\rho_{(\text{H in H}_2\text{O})} = 0.111\text{ g/cm}^3$, $N_A = 6.7 \cdot 10^{22}\text{ H-Atome/cm}^3$), zusätzlich ist ein weiterer Moderationseffekt von den Kohlenstoffatomen in Polyethylen vorhanden. Da die Wasserstoffatome hauptsächlich für die Moderation der Neutronen verantwortlich sind, besitzt das Material mit der höheren Wasserstoffdichte das höhere Moderationsvermögen. Weiterhin ist bei Polyethylen ein schnellerer Anstieg zum Maximum und eine zeitlich frühere Ausprägung des Maximums von 100 µs erkennbar. Der abfallende Teil des Polyethylenspektrums nach dem Maximum deckt sich jedoch wieder mit dem von Wasser.

Der Vergleich der MCNPX – Simulationen des Wasser- und des Polyethylenmoderators bei $T = 300\text{ K}$ in Abb. 6.2 zeigt das gleiche Verhalten bei der Intensität wie die Meßergebnisse, wobei der Wassermoderator hier nur 86 % des Maximums der Zählrate des Polyethylenmoderators erreicht. Die Zählraten wurden nicht mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gewichtet. Eine Verschiebung des Maximums von Polyethylen ist bei der Simulation nicht erkennbar.

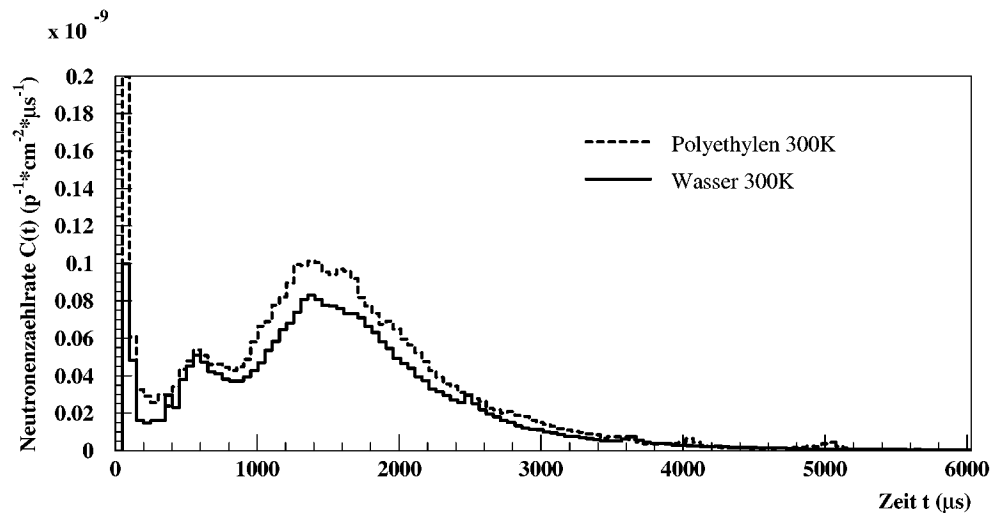


Abb. 6.2: Simulierte thermische Flugzeitspektren für einen Wasser- und einen Polyethylenmoderator ($15 \times 12 \times 5\text{ cm}^3$)

7 Gekoppelte, entkoppelte und vergiftete Moderatorkonfigurationen

Die Messung der Neutronenflugzeitspektren eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ und der gestreuten Neutronen eines Polyethylenmoderators in unterschiedlichen Konfigurationen sollte Aufschluß über die Auswirkungen dieser Konfigurationen auf die absolute Intensität geben. Die Distanz zwischen Moderatoroberfläche und Detektor betrug bei der Messung in direkter Richtung 5,12 m. Die thermischen Flugzeitspektren des gekoppelten und des entkoppelten Wassermoderators sind in Abb. 7.1 dargestellt. Die Neutronenzählrate erreicht für den entkoppelten Moderator eine höhere Intensität als für den gekoppelten Moderator. Das deutet darauf hin, daß die Neutronenmessung von deutlichen Totzeiteffekten beeinflusst wurde. Um diesen Effekt zu vermeiden, wurde die Zählrate des Neutronendetektors mittels querschnittsverengenden Blenden begrenzt. Eine Reduzierung der Pulslänge durch die Entkopplung des Moderator ist bei der Messung in direkter Richtung wegen der zu geringen Statistik nicht eindeutig erkennbar.

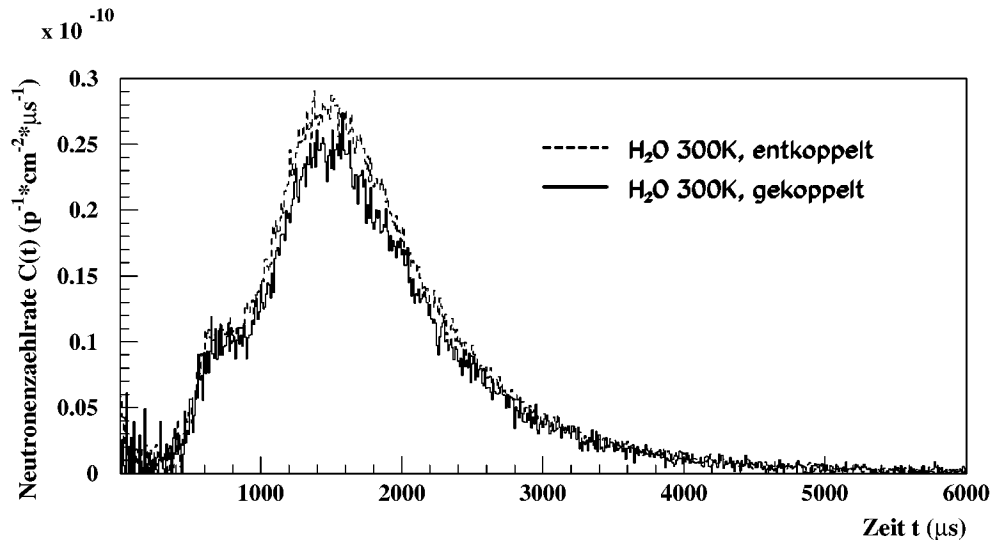


Abb. 7.1: Gemessene thermische Flugzeitspektren für einen Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$ in gekoppelter und entkoppelter Konfiguration

Dieser Effekt ist jedoch deutlich bei dem Vergleich der gemessenen wellenlängenabhängigen, thermischen Flugzeitspektren der gestreuten Neutronen eines Polyethylenmoderators zum einen in gekoppelter und zum anderen in entkoppelter und vergifteter Konfiguration erkennbar. Nach Anwendung der Fast – Fourier - Transformation (Kapitel 5.3) ergaben sich für die entkoppelte und vergiftete Moderatorkonfiguration deutlich geringere Halbwertsbreiten (Tab. 5.12) und kleinere Abklingzeiten (Tab. 5.11). Diese Verbesserung der Zeitstruktur wird aber mit einem deutlichen Verlust an Intensität bezahlt. In Abb. 7.2 wird das durch den absoluten normierten Vergleich beider Konfigurationen verdeutlicht.

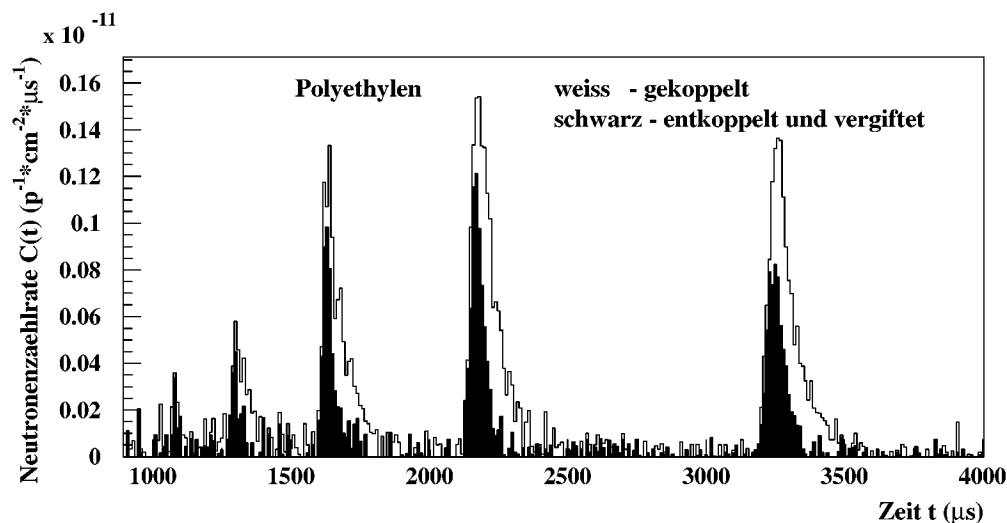


Abb. 7.2: Gemessene thermische Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Polyethylenmoderator bei $T = 300\text{ K}$ in gekoppelter und in entkoppelter und vergifteter Konfiguration

Bei der Verwendung von entkoppelten und vergifteten Moderatorkonzepten muß immer ein Kompromiß zwischen erreichbarer Intensität und optimaler Zeitstruktur gefunden werden.

8 Der Einfluß der Targetposition auf das Neutronenflugzeitspektrum

Durch die Verschiebung des Targets in Richtung der Protonenstrahlachse tritt eine Verschiebung der Moderatorposition gegenüber der räumlichen Verteilung des Neutronenflusses aus der Targetoberfläche auf. Im Rahmen der Möglichkeiten des JESSICA – Experiments wurde der Einfluß der Positionsänderung auf das Neutronenflugzeitspektrum eines Wassermoderators bei Raumtemperatur ($T = 300\text{ K}$) studiert. Da die Personensicherheitsanlage des Experimentes mittels Endschalter die Position des Quecksilbertargets auf der Protonenstrahlachse überwacht, ist nur eine maximale Verschiebung des Targets relativ zum Moderator von 10 cm (in Flugrichtung der Protonen) möglich. Damit war der Mittelpunkt des Moderators 5 cm beziehungsweise 0 cm von der Targetspitze entfernt (Abb. 3.3). Die Auswertung zeigt, daß eine Verschiebung von 5 cm keinen Einfluß auf die Intensität der Neutronenzählrate hat, während bei einer Verschiebung von 10 cm eine Verminderung der Intensität im Bereich des Maximums der thermischen Neutronen erkennbar ist. In Abb. 8.1 sind gemessenen Neutronenflugzeitspektren für beide Verschiebungen gegeneinander dargestellt.

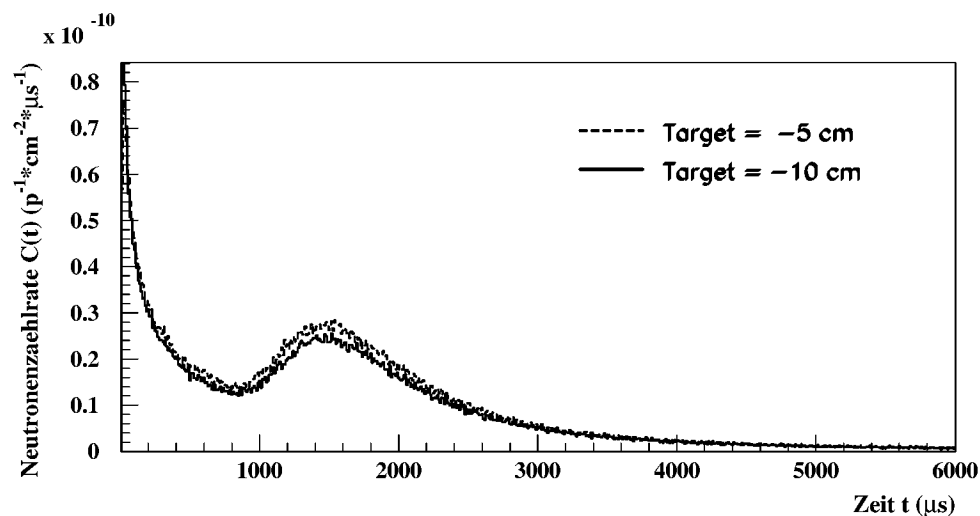


Abb. 8.1: Gemessene Neutronenflugzeitspektren eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ für eine Targetverschiebung von -5 cm und -10 cm

Bei einer relativen Änderung der Moderatorposition gegenüber dem Target von weniger als -5 cm ist die Ankopplung des Moderators an die Quellverteilung der Neutronen aus dem Quecksilbertarget nicht geschwächt. Die Ursache liegt in der relativ breiten Neutronenstromausflußverteilung für die vorgesehenen Moderatorpositionen im Referenzkonzept des ESS Targets /48/ dafür liegt in der relativ großen Ausbreitung der Quellverteilung im Target. Bei einer relativen Änderung der Moderatorposition zum Target von 10 cm zeigt sich allerdings eine Verringerung der gemessenen Neutronenzählrate. Das deutet darauf hin, daß sich der Moderator außerhalb der maximalen Quellverteilung des Targets befindet und somit einem geringeren Neutronenfluß aus dem Target ausgesetzt ist.

9 Zusammenfassung

Mit der Verwirklichung des JESSICA – Experiments konnten verschiedene Moderatorkonzepte für eine gepulste Spallationsneutronenquelle hinsichtlich ihres neutronischen Verhaltens in einer realistischen Target – Moderator – Reflektor – Anordnung untersucht werden. In dieser Arbeit wurde der Aufbau und die Wirkungsweise des JESSICA – Experiment erläutert. Die Geometrie des Target – Moderator – Reflektorsystems mit Quecksilber als Targetmaterial und Blei als Reflektormaterial basiert auf dem ESS – Referenzdesign von 1996 /6/. Alle Experimente und Untersuchungen des JESSICA – Experiments bezogen sich auf die optimale Moderatorposition unterhalb des Targets. Es wurden die zeit- und wellenlängenabhängigen Neutronenflugzeitspektren für verschiedene Moderatormaterialien und -konfigurationen bestimmt. Weiterhin konnten die Neutronenflugzeitspektren dieser Moderatormaterialien und -konfigurationen mit detaillierten Monte Carlo Simulationen unter Verwendung des Monte Carlo Systems MCNPX ermittelt und mit den Meßergebnissen verglichen werden. Als Moderatormaterialien kamen Wasser bei $T = 300\text{ K}$, Polyethylen bei $T = 300\text{ K}$, Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K für die zeitabhängigen und wellenlängenabhängigen Untersuchungen zur Anwendung. Zusätzliche Messungen von Wasser und Polyethylen bei $T = 300\text{ K}$ wurden in gekoppelten bzw. entkoppelten und vergifteten Konfigurationen vorgenommen. Erstmalig konnte an JESSICA ein kaltes Methanhydrat – Moderatorssystem bei $T = 20\text{ K}$ auf seine Moderationseigenschaften und hinsichtlich seiner Neutronausbeute untersucht werden. Für Methanhydrat konnte die kombinierte Wirkung von Eis und Methan im energieabhängigen Neutronenspektrum mit Messungen nachgewiesen werden. Dabei ergänzen sich die Anregungsmoden von Eis im höheren und von Methan im tieferen Energiebereich. Für alle wellenlängenabhängigen Neutronenflugzeitspektren wurde die Zeitstruktur der gestreuten Neutronen, abhängig von der Temperatur des Moderatormaterials und seiner Konfigurationen, bis zur 5. Wellenlängenordnung durch die Ermittlung der Halbwertsbreite als FWHM und der Abklingzeit bestimmt. Durch geeignete Analyseverfahren konnte dabei eine statistische Genauigkeit für zwei Referenzwellenlängen ($\lambda = 2.37\text{ \AA}$ und $1.58\text{ \AA}$) von min. 10 % erreicht werden. Diese Genauigkeit ermöglichte einen signifikanten Vergleich der Abklingzeiten und Halbwertsbreiten für Wasser und Polyethylen bei $T = 300\text{ K}$ sowie Eis und Methanhydrat bei $T = 20\text{ K}$. Dabei zeigt sich bei Methanhydrat die kleinste Abklingzeit und Halbwertsbreite. Der Eismoderator wies bei $T = 20\text{ K}$ gegenüber Wasser bei $T = 300\text{ K}$ eine geringere Abklingzeit und Halbwertsbreite für $\lambda = 1.19\text{ \AA}$, $1.58\text{ \AA}$ und $2.37\text{ \AA}$ auf. Für Wasser bei $T = 300\text{ K}$ und Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K wurden die gemessenen zeitabhängigen Neutronenflugzeitspektren mit Monte Carlo Simulationen unter Verwendung von MCNPX verglichen. Die Monte Carlo Simulationen für Eis basierten dabei auf neuen Wirkungsquerschnitten. Für Wasser wurden die Wirkungsquerschnitte von MCNPX verwendet. Ein relativer Vergleich der simulierten und gemessenen Neutronenspektren für den Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$ zeigte eine gute Übereinstimmung, während ein absoluter Vergleich zwischen Simulation und Experiment eine um 42 % höhere Neutronenzählrate der Simulation ergab. Die Verläufe der Neutronenspektren für Eis bei 70 K bzw. 20 K zeigen deutliche Abweichungen im Vergleich von Simulation und Messung. Der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ mit Daten von McReynolds /39/ zeigte gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen des JESSICA - Experiments. Während die experimentellen Ergebnisse eines Wassermoderators durch die Monte Carlo Simulationen bestätigt werden konnten, war keine vollständige Beschreibung der Ergebnisse von Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten möglich.

Die Unterschiede waren deutlicher bei tieferen Moderatortemperaturen. Dies deutet darauf hin, daß die derzeitigen Streumodelle für tiefe Moderatortemperaturen überarbeitet und weiterentwickelt werden müssen. Dies trifft auch auf andere diskutierte fortschrittliche Moderatormaterialien zu.

Die Zeitstruktur der gemessenen wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren für Wasser bei $T = 300 \text{ K}$ wurde für eine typischen Wellenlänge thermischer Neutronen von $\lambda = 2.37 \text{ \AA}$ mit Simulationen unter Verwendung verschiedener Näherungen relativ miteinander verglichen. Das Ergebnis zeigt, daß mit MCNPX die relative Zeitstruktur der gestreuten Neutronen prinzipiell beschrieben werden kann, jedoch keine ausreichende Genauigkeit zur Bestimmung von Abklingzeit oder Halbwertsbreite erreicht wurde.

Für die vollständige Verifizierung der vorhandenen Wirkungsquerschnitte von MCNPX ist zusätzlich die Ermittlung der Neutronenspektren von Methan und Wasserstoff notwendig. Allerdings sind diese Messungen nur unter aufwendigern Sicherheitstechniken möglich. Als ein weiteres interessantes Material mit guten Moderationseigenschaften, d.h. mit hohem Wasserstoffanteil, sollte Mesitylen ($1,3,5\text{-(CH}_3\text{)}_3\text{C}_6\text{H}_3$) untersucht werden. Auch für dieses Material liegen keine Wirkungsquerschnitte für Simulationen vor.

Die Experimente an JESSICA haben deutlich gezeigt, daß die Bestimmung des energieabhängigen Neutronenspektrums mit geeigneter Genauigkeit bis zu einer minimalen Neutronenergie von 1 meV möglich ist. Das erlaubt die Untersuchung des Moderationsverhaltens verschiedener Materialien und Moderatorkonzepte mit Entwicklungsmöglichkeiten zur Effizienzsteigerung des thermischen Neutronenflusses aus den Moderatoren und gleichzeitiger Absenkung der höherenergetischen Anteile des Neutronenspektrums und damit einer Reduzierung der Strahlenbelastung in Experimentierbereichen. Diese Reduzierung wirkt sich auch kostengünstig auf die Abschirmung der Experimente an einer hochintensiven Spallationsneutronenquelle aus.

Mit den Ergebnissen des JESSICA - Experiments können kerntechnische und strahlenschutztechnische Fragestellungen sowohl für die Auslegung eines Target - Moderator - Reflektorsystems einer Hochleistungsspallationsneutronenquelle wie der ESS wie auch für den Betrieb der an dieser Quelle vorgesehenen Experimente sicher beantwortet werden.

Anhang A

Gewichtsanteile des $\text{Li}_6\text{GdB}_3\text{O}_9$ / BC490 Neutronendetektor für die MCNPX – Simulation (Isotopenangaben vom Hersteller)

BC490 (63.1%):

- H/C Verhältnis 1.107 $\Rightarrow$ H=52.54 Atom %, C=47.46%
- > $1.107 \cdot 1\text{g} + 1 \cdot 12.011\text{g} = 13.118\text{g}$
- > C-Gewichtsanteil: $12.011\text{g} / 13.118\text{g} = 0.9156$
- > C-Anteil = $0.9156 \cdot 1 \cdot 0.631 = 0.5777$
- $\Sigma = 0.5777$
- > H-Gewichtsanteil: $1.107\text{g} / 13.118\text{g} = 0.0844$
- > H-Anteil = $0.0844 \cdot 1 \cdot 0.631 = 0.0533$
- $\Sigma = 0.0533$

$\text{Li}_6\text{GdB}_3\text{O}_9$ (36.9%)

- $6 \cdot 6\text{g Li} + 1 \cdot 157\text{g Gd} + 3 \cdot 11\text{g B} + 9 \cdot 16\text{g O} = 370\text{g}$
- > Li = $36\text{g} / 370\text{g} = 0.0973$
- > ${}^6\text{Li} = 0.0973 \cdot 0.96 \cdot 0.369 = 0.0345$
- > ${}^7\text{Li} = 0.0973 \cdot 0.04 \cdot 0.369 = 0.0014$
- $\Sigma = 0.0359$
- > Gd = $157\text{g} / 370\text{g} = 0.424$
- > ${}^{152}\text{Gd} = 0.424 \cdot 1.0 \cdot 10^{-4} \cdot 0.369 = 2.00 \cdot 10^{-5}$
- > ${}^{154}\text{Gd} = 0.424 \cdot 2.0 \cdot 10^{-4} \cdot 0.369 = 3.00 \cdot 10^{-5}$
- > ${}^{155}\text{Gd} = 0.424 \cdot 1.8 \cdot 10^{-3} \cdot 0.369 = 2.80 \cdot 10^{-4}$
- > ${}^{156}\text{Gd} = 0.424 \cdot 4.0 \cdot 10^{-3} \cdot 0.369 = 6.30 \cdot 10^{-4}$
- > ${}^{157}\text{Gd} = 0.424 \cdot 8.0 \cdot 10^{-3} \cdot 0.369 = 1.25 \cdot 10^{-3}$
- > ${}^{158}\text{Gd} = 0.424 \cdot 0.97 \cdot 0.369 = 0.15184$
- > ${}^{160}\text{Gd} = 0.424 \cdot 1.5 \cdot 10^{-2} \cdot 0.369 = 2.35 \cdot 10^{-3}$
- $\Sigma = 0.1564$
- > B = $33\text{g} / 370\text{g} = 0.089$
- > ${}^{10}\text{B} = 0.089 \cdot 0.0073 \cdot 0.369 = 2.00 \cdot 10^{-4}$
- > ${}^{11}\text{B} = 0.089 \cdot 0.9927 \cdot 0.369 = 3.27 \cdot 10^{-2}$
- $\Sigma = 3.29 \cdot 10^{-2}$
- > O = $144\text{g} / 370\text{g} = 0.389$
- > ${}^{16}\text{O} = 0.389 \cdot 1 \cdot 0.369 = 0.1438$
- $\Sigma = 0.1438$

Herleitung der Maxwell-Gleichung

$$dn = n(E) dE = 2\pi \cdot \frac{n_0}{(\pi \cdot E_T)^{\frac{3}{2}}} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp\left(\frac{-E}{E_T}\right) dE \quad | \text{ dn - Zählrate}$$

(“Neutron Physics“ Beckerts/Wirtz)

$$\Rightarrow \frac{n(E) dE}{n_0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{E_T} \cdot \sqrt{\frac{E}{E_T}} \cdot \exp\left(\frac{-E}{E_T}\right) dE \quad (\text{I})$$

$$\text{mit } \Phi(E) dE = v \cdot n(E) dE \text{ und } \Phi_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot n_0 \cdot v_T \quad /46/$$

$$\frac{\Phi(E) dE}{\Phi_0} = \frac{n(E) dE}{n_0} \cdot \frac{v}{v_T \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}}}$$

mit (I)

$$\Rightarrow \frac{\Phi(E) dE \cdot v_T \cdot 2}{\Phi_0 \cdot v \cdot \sqrt{\pi}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{E}{E_T}} \cdot \frac{1}{E_T} \cdot \exp\left(\frac{-E}{E_T}\right) dE$$

$$\Rightarrow \frac{\Phi(E) dE}{\Phi_0} = \frac{v}{v_T} \cdot \sqrt{\frac{E}{E_T}} \cdot \frac{1}{E_T} \cdot \exp\left(\frac{-E}{E_T}\right) dE$$

$$\text{mit } v = \sqrt{\frac{2 \cdot E}{m}}$$

$$\Rightarrow \frac{\Phi(E) dE}{\Phi_0} = \frac{E}{E_T^2} \cdot \exp\left(\frac{-E}{E_T}\right) dE$$

Umrechnung $\Phi(E)$ nach $\Phi(t)$

$$\Phi(E) dE / \Phi_0 = E / E_T^2 \cdot \exp(-E/E_T) dE$$

$$\text{mit } \Phi(E) dE = \Phi(t) dt, \quad E = \frac{m \cdot s^2}{2 \cdot t^2} \text{ und } \frac{dE}{dt} = \frac{m \cdot s^2 \cdot (-2)}{2 \cdot t^3}$$

$$\Rightarrow \Phi(t) dt = \Phi_0 \cdot \exp\left(\frac{t_T^2}{t^2}\right) \cdot \frac{v^2}{\frac{m}{2} \cdot v_T^4} \cdot \frac{m \cdot s^2 \cdot (-2)}{2 \cdot t^3} dt$$

$$\Rightarrow \Phi(t) dt = \Phi_0 \cdot \exp\left(\frac{t_T^2}{t^2}\right) \cdot \frac{t_T^4}{t^2} \cdot \frac{(-2)}{t^3} dt$$

$$\Rightarrow \Phi(t) dt = \Phi_0 \cdot \exp\left(\frac{t_T^2}{t^2}\right) \cdot \frac{t_T^4}{t^5} \cdot (-2) dt$$

Umrechnung $\Phi(t)$ nach $\Phi(v)$ für die Geradengleichung

$\Phi(t)$ = Flugzeitspektrum aus der Messung

mit $\Phi(v) dv = \Phi(t) dt$, $t = s / V$ und $dt/dv = -s / v^2$

$$\Phi(v)dv = \Phi(t) \cdot \left(\frac{-s}{v^2} \right)$$

Herleitung $\Phi(v)$ aus $\Phi(E)$

mit $\Phi(E) dE = \Phi(v) dv$, $E = m/2 \cdot v^2$ und $dE/dv = m \cdot v$

$$\Phi(v)dv = \Phi_0 \cdot \exp\left(\frac{v^2}{v_T^2}\right) \cdot \frac{v^2}{v_T^4} \cdot m \cdot v dv$$

$$\frac{\Phi(v)dv}{v^3} = \frac{\Phi_0 \cdot m}{v_T^4} \cdot \exp\left(\frac{v^2}{v_T^2}\right) dv \quad | /dv$$

$$\ln\left(\frac{\Phi(v)}{v^3}\right) = \ln\left(\frac{\Phi_0 \cdot m}{v_T^4}\right) + \frac{v^2}{v_T^2}$$

mit $E = kT = m/2 \cdot v^2 \rightarrow v^2 = 2 \cdot k \cdot T / m$

$$\ln\left(\frac{\Phi(v)}{v^3}\right) = \ln\left(\frac{\Phi_0 \cdot m}{v_T^4}\right) + \frac{m}{2 \cdot k \cdot T} \cdot v^2$$

Herleitung der Maxwelltemperatur aus der Maxwellgleichung des Differenzspektrums

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{k \cdot T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot \exp\left(\frac{-\frac{m}{2} \cdot v^2}{k \cdot T}\right)$$

$$\text{mit } v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \text{ und } \frac{dv}{dE} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{2}{m \cdot E}}$$

$$\Rightarrow f(E)dE = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{k \cdot T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot \exp\left(\frac{-\frac{m}{2} \cdot v^2}{k \cdot T}\right) \cdot \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{2}{m \cdot E}} dE$$

$$\Rightarrow f(E)dE = \sqrt{\frac{2 \cdot m}{\pi \cdot k \cdot T}} \cdot \frac{1}{k \cdot T} \cdot \frac{m \cdot v^2}{2} \cdot \sqrt{\frac{2}{m \cdot E}} \exp\left(\frac{-\frac{m}{2} \cdot v^2}{k \cdot T}\right) dE$$

$$\Rightarrow f(E)dE = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \cdot \left(\frac{1}{E_T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp\left(\frac{-E}{E_T}\right) dE$$

Umrechnung von $f(v)$ nach $f(t)$

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{k \cdot T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot \exp\left(\frac{-\frac{m}{2} \cdot v^2}{k \cdot T}\right)$$

mit $f(v)dv=f(t)dt$ und $\frac{dv}{dt} = \frac{-s}{t^2}$

$$\Rightarrow f(t)dt = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{\frac{m \cdot s^2}{2 \cdot t_T^2}}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{s}{t}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{-\frac{m}{2} \cdot \left(\frac{s}{t}\right)^2}{\frac{m \cdot s^2}{2 \cdot t_T^2}}\right) \cdot \frac{-s}{t^2} dt$$

$$\Rightarrow f(t)dt = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{2 \cdot t_T^2}{s^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{-s^3}{t^4} \cdot \exp\left(\frac{-t_T^2}{t^2}\right) dt$$

$$\Rightarrow f(t)dt = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{-t_T^3}{t^4} \cdot \exp\left(\frac{-t_T^2}{t^2}\right) dt$$

(Vorzeichen kann ignoriert werden, da Funktion symmetrisch zur x-Achse)

Ableitung von $\Phi(t)$ und Ermittlung des Maximums

$$f(t)dt = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{-t_T^3}{t^4} \cdot \exp\left(\frac{-t_T^2}{t^2}\right) dt$$

$$\Rightarrow f'(t) = \frac{-4 \cdot t_T^3}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{-4}{t^5} \cdot \exp\left(\frac{-t_T^2}{t^2}\right) + \frac{1}{t^4} \cdot \frac{-2 \cdot (-t_T^2)}{t^3} \cdot \exp\left(\frac{-t_T^2}{t^2}\right) \right)$$

$$\Rightarrow f'(t) = \frac{-4 \cdot t_T^3}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{(-4 \cdot t^2) + (2 \cdot t_T^2)}{t^7} \right) \cdot \exp\left(\frac{-t_T^2}{t^2}\right) = 0$$

$$\Rightarrow 0 = \frac{(-4 \cdot t^2) + (2 \cdot t_T^2)}{t^7}$$

$$\Rightarrow 4 \cdot t^2 = 2 \cdot t_T^2$$

$$\Rightarrow \sqrt{2} \cdot t = t_T$$

Anhang B

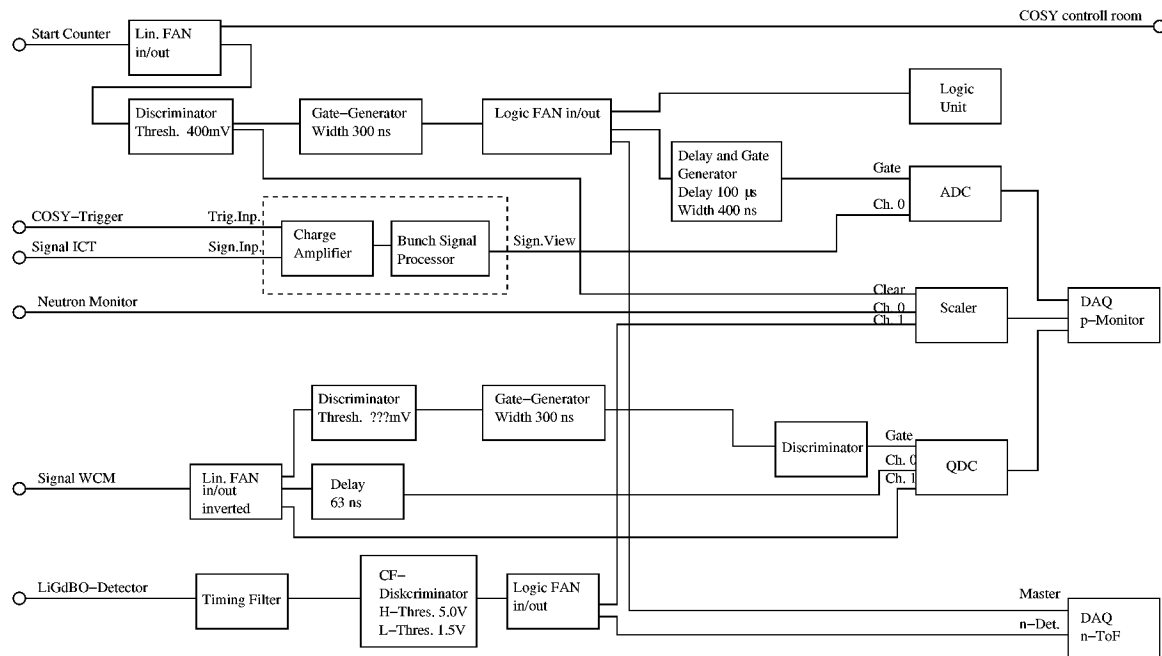


Abb. B1: Schaltplan für Elektronik der Datenaufnahme des JESSICA Experiments

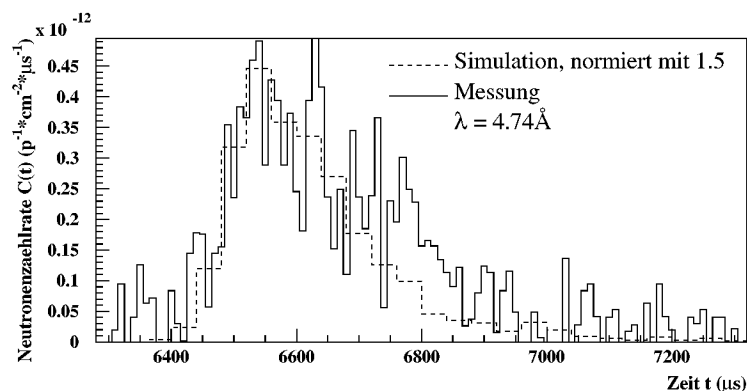


Abb. B2: Relativer Vergleich der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenzählraten eines Eismoderators bei $T = 20 \text{ K}$ für $\lambda = 4.74 \text{ \AA}$

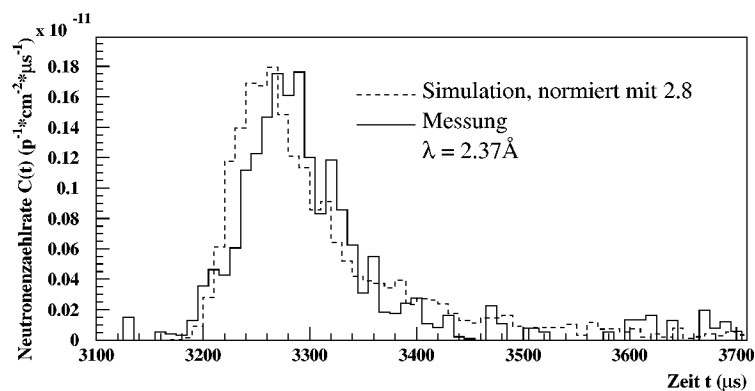


Abb. B3: Relativer Vergleich der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenzählraten eines Eismoderators bei $T = 20 \text{ K}$ für $\lambda = 2.37 \text{ \AA}$

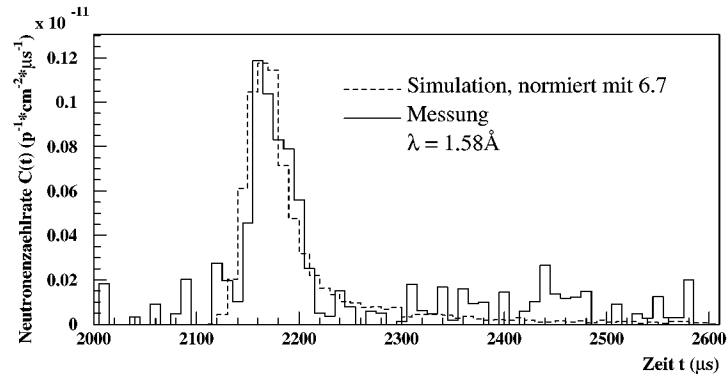


Abb. B4: Relativer Vergleich der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenzählraten eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ für $\lambda = 1.58\text{ \AA}$

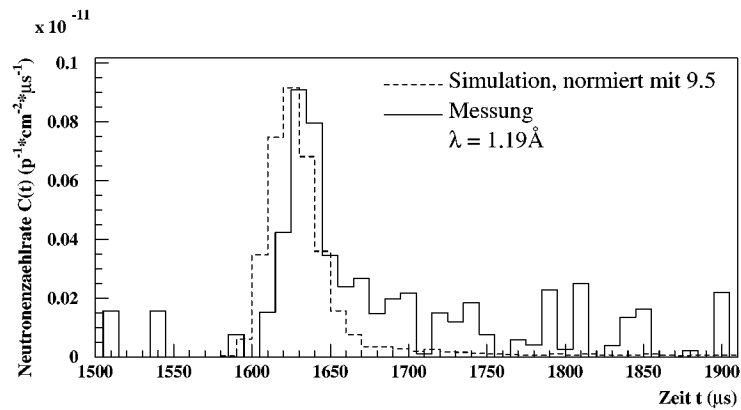


Abb. B5: Relativer Vergleich der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenzählraten eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ für $\lambda = 1.19\text{ \AA}$

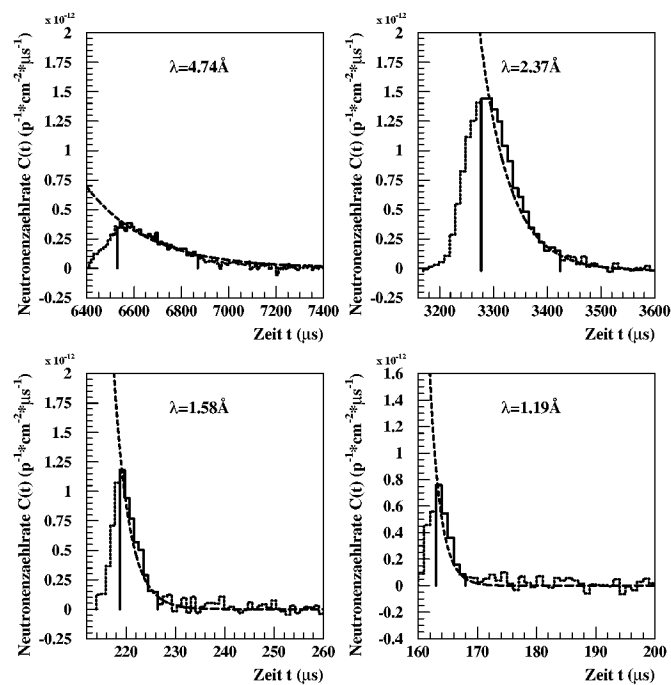


Abb. B6: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit Kompressionen der Zeitanäle auf $10\text{ }\mu\text{s}$ eines Eismoderators mit $T = 20\text{ K}$

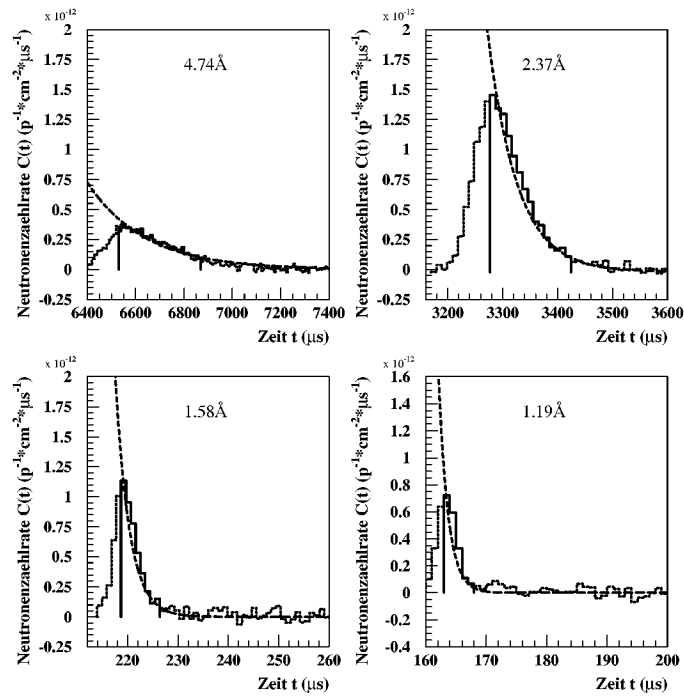


Abb. B7: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit Einschränkung des n/p – Verhältnisses und Kompressionen der Zeitkanäle auf $10\ \mu\text{s}$ eines Eismoderators mit $T = 20\ \text{K}$

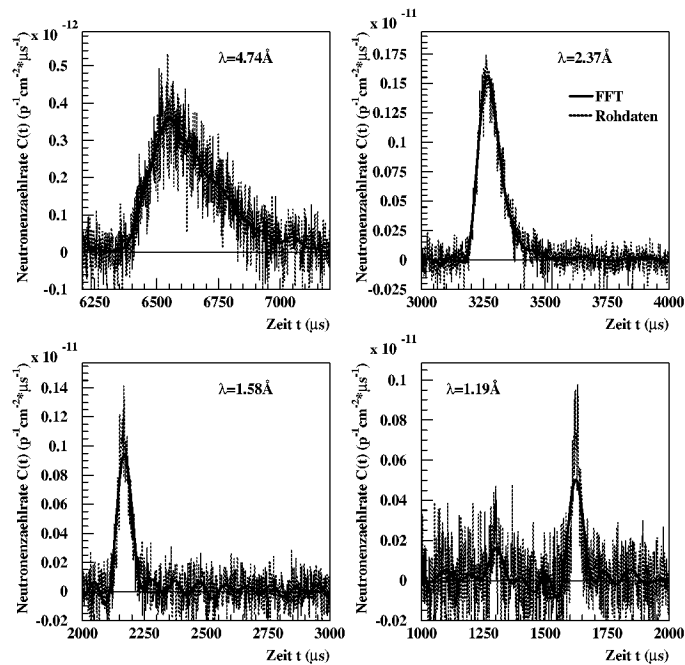


Abb. B8: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit „Fast Fourier Transformation“ (FFT) und 10 Koeffizienten für einen Eismoderator mit $T = 20\ \text{K}$

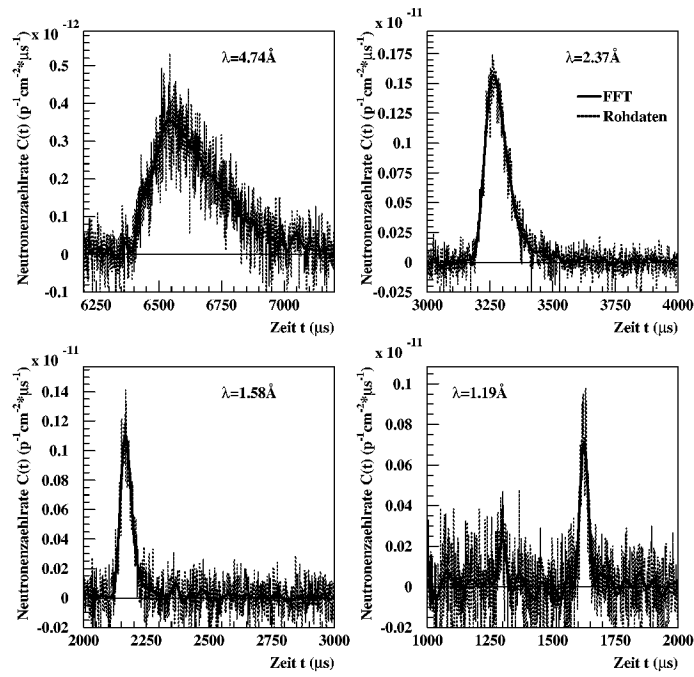


Abb. B9: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit „Fast Fourier Transformation“ (FFT) und 20 Koeffizienten für einen Eismoderator mit $T = 20 \text{ K}$

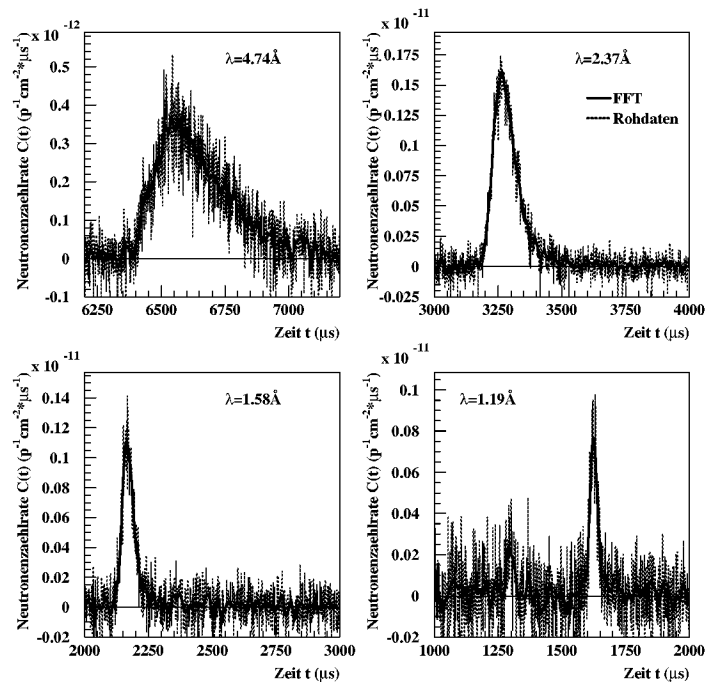


Abb. B10: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit „Fast Fourier Transformation“ (FFT) und 40 Koeffizienten für einen Eismoderator mit $T = 20 \text{ K}$

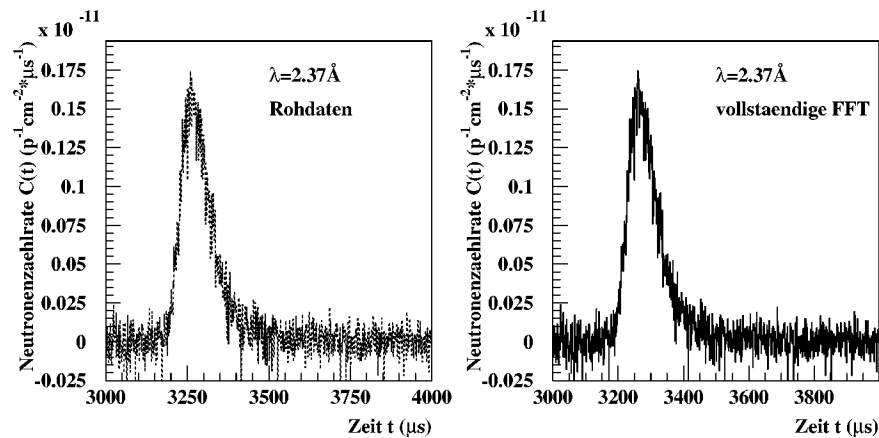


Abb. B11: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit „Fast Fourier Transformation“ (FFT) und maximaler Koeffizientenanzahl (1000) für einen Eismoderator mit $T = 20\text{ K}$

Tab.B1: Abklingzeiten und Standardabweichung für "Fast Fourier Transformation" mit verschiedener Anzahl von Koeffizienten als Abbruchbedingung für einen Eismoderator mit $T = 20\text{ K}$

„FFT“ Abbruchbedingung (Anzahl der Koeffizienten)	Wellenlänge λ [Å]							
	4.74		2.37		1.58		1.19	
	τ [μs]	σ [%]	τ [μs]	σ [%]	τ [μs]	σ [%]	τ [μs]	σ [%]
10	222	6	54	5	21	28	20	32
20	222	6	53	7	25	5	17	42
30	208	7	54	8	26	9	18	12
40	222	8	54	9	26	12	17	12

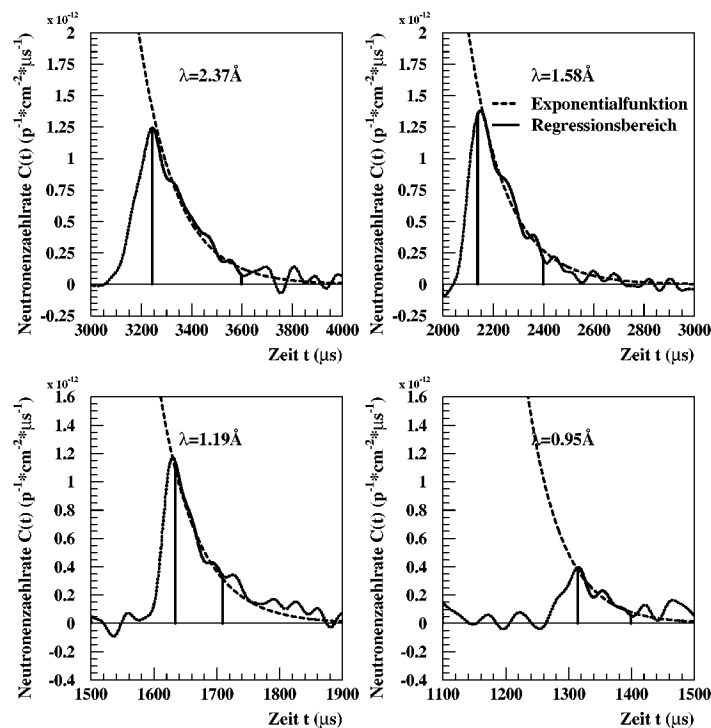


Abb. B12: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen nach Anwendung der FFT (30 Koeffizienten) für einen Wassermoderator mit $T = 300\text{ K}$

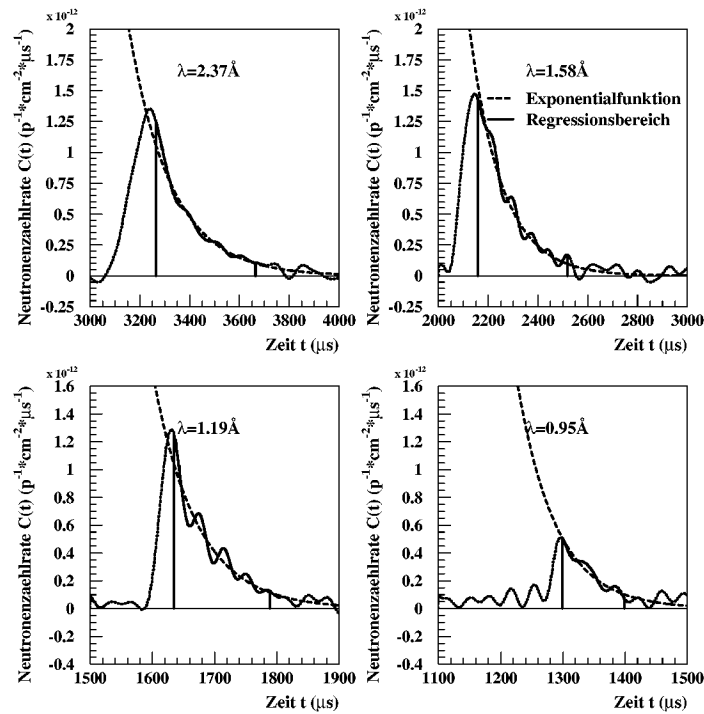


Abb. B13: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen nach Anwendung der FFT (30 Koeffizienten) für einen Polyethylenmoderator mit $T = 300\text{ K}$

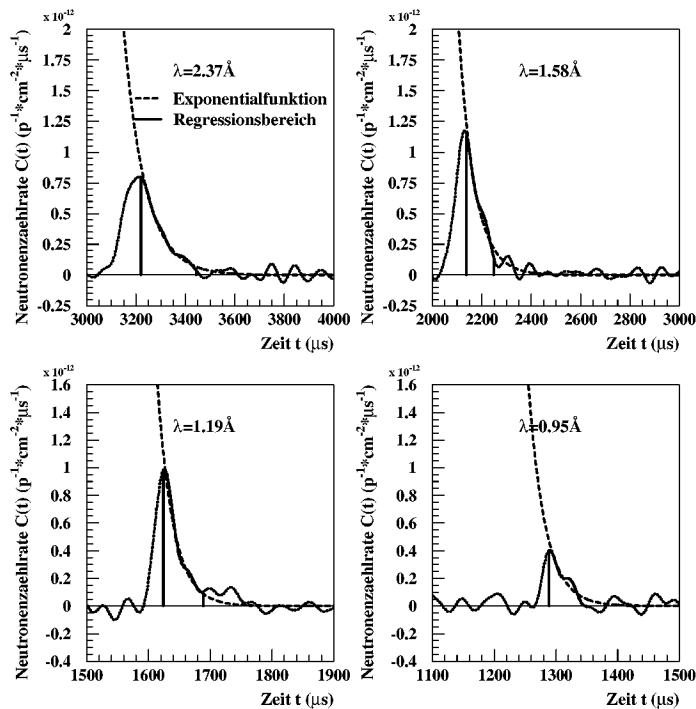


Abb. B14: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen nach Anwendung der FFT (30 Koeffizienten) für einen entkoppelt und vergifteten Polyethylenmoderator mit $T = 300\text{ K}$

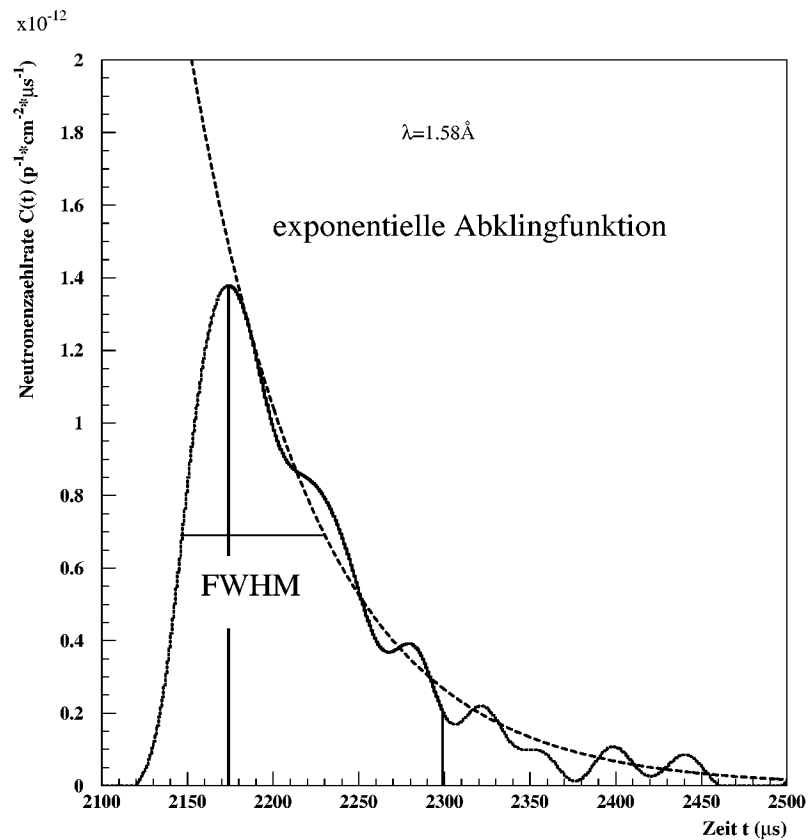


Abb. B15: Prinzip der Bestimmung der Halbwertsbreite als FWHM

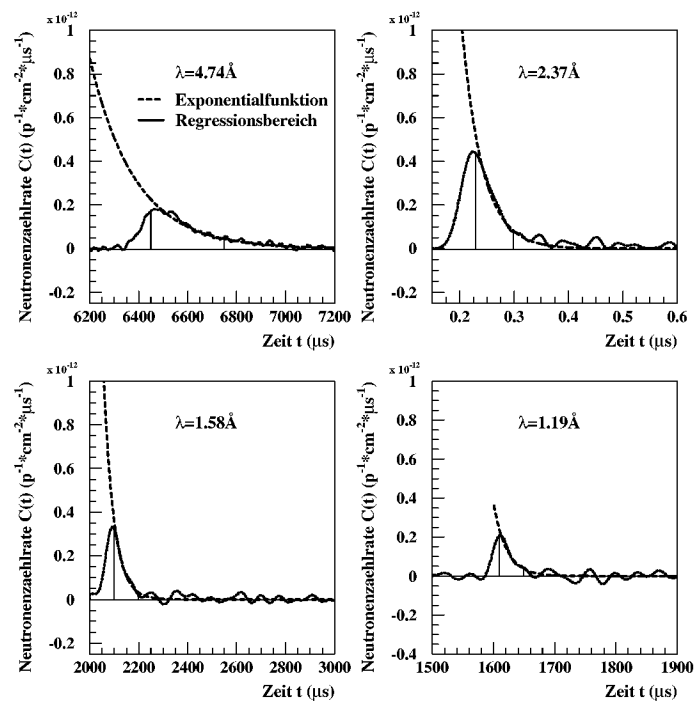


Abb. B16: Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen nach Anwendung der FFT (30 Koeffizienten) für einen Methanhydratmoderator mit $T = 20\text{ K}$

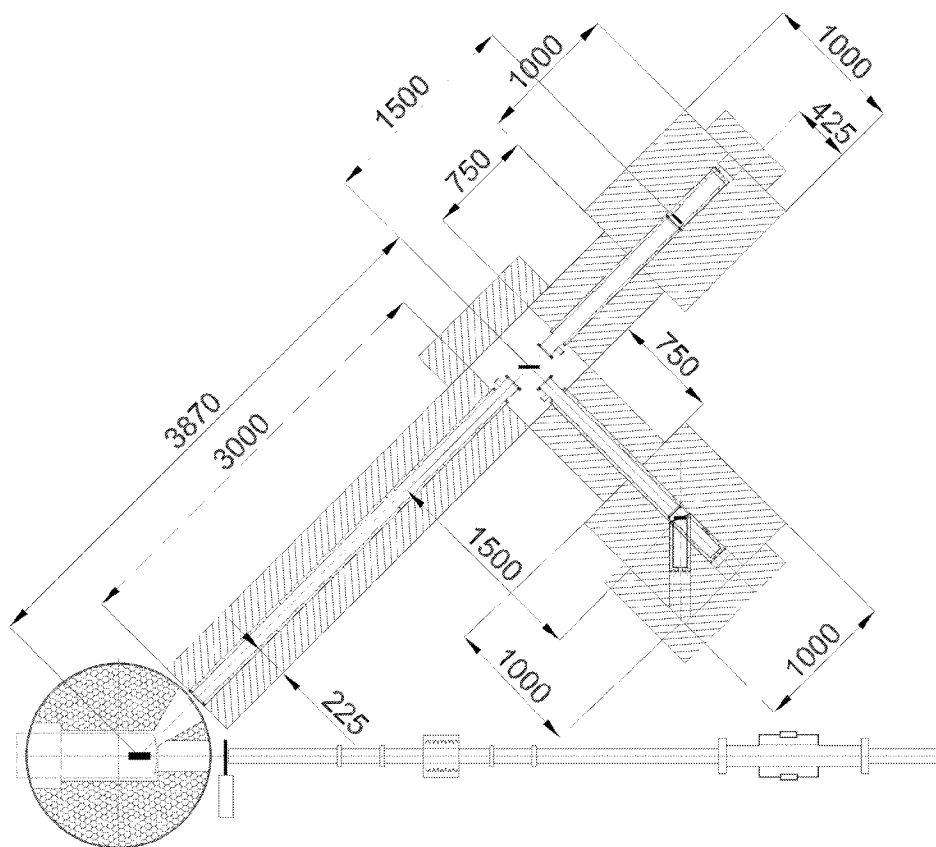


Abb. B17: Der experimentelle Aufbau von JESSICA mit Bemaßung

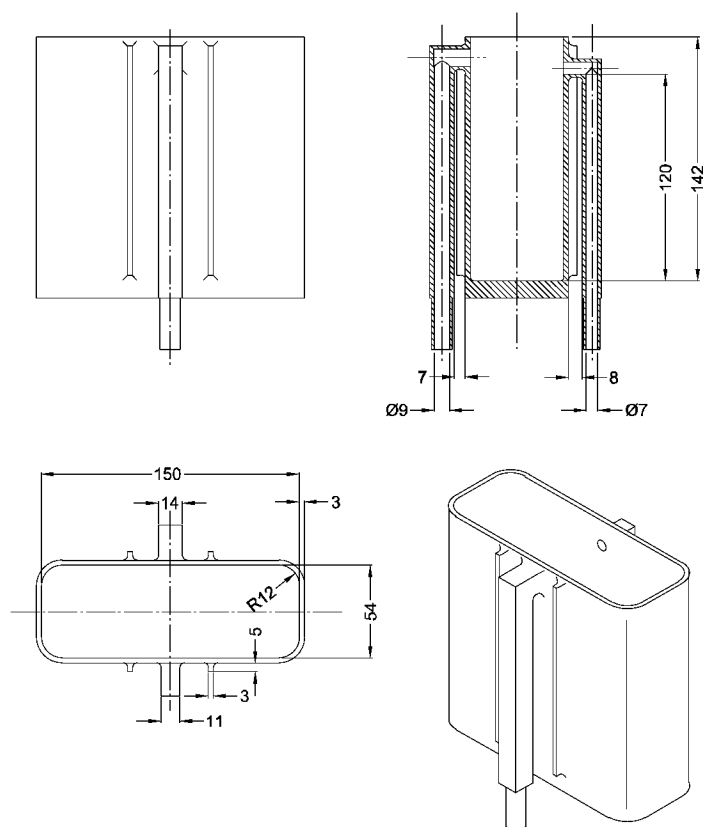


Abb. B18: Der Moderator für kalte Materialien mit Bemaßung

Literaturverzeichnis

- /1/ International Commission on Radiological Protection, „Recommendations of the International Commission on Radiation Protection“, Report Nr. 60 (1991)
- /2/ „The ESS Technical Study, Volume III, Technical Report“, ISBN 090-237-6-659 (Nov. 1996)
- /3/ Megascience Forum, „Neutron beams and synchrotron radiation source“, ISBN 92-64-14294-5 (Paris 1994)
- /4/ B. Keimer, E. Sackmann, P. J. Withers, „The Case of Neutron Sources“, Science (Okt. 2002)
- /5/ J. M. Carpenter, „Pulsed Spallation Neutron Sources for slow Neutron Scattering“, Nucl. Inst. & Meth. 145, 91 (1971)
- /6/ ESF, „Framework Studies into Large Facilities: Scientific prospects for neutron scattering with present and future sources“, ISBN 2-903148-90-2 (Strasbourg 1996)
- /7/ „National Spallation Neutron Source. Executive Summary“, Oak Ridge National Laboratory (May 1997)
- /8/ S. Nagamiya, „JAERI-KEK Joint Project on high Intensity Proton Accelerator, 9th Int. Conf. on radiation shielding“, Oct.17-22nd, Tsukuba, Int.Congress Center (Japan 1999)
- /9/ „The ESS Project, Volume III, Technical Report“, ISBN 3-89336-303-3 (May 2002)
- /10/ H. A. Bethe, „Zeitschrift für Physik“, 76, 293 (1932)
- /11/ J. Dietrich et. al., „Fast Kicker Extraktion at COSY“, Annual Report FZ Jülich, 149, ISSN 0944-2952 (1999)
- /12/ BERGOZ Instrumentation „Beam Charge Monitor (BCM), Integrate-Hold-Reset“, User Manual Rev. 1.8.1, France
- /13/ Egelstaff and Poole, „Experimental Neutron Thermalisation“, Pergamon Press (1969)
- /14/ J. M. Carpenter et. al., „Electronic time-focusing of pulsed-source neutron chopper data: binning to minimize effects of proton pulse and chopper opening time variations“, Nucl. Instr. & Meth. 459, 221-228 (2001)
- /15/ M. Carpenter, „Time focusing of pulsed-source crystal analyzer spectrometer. Part I: general analysis“, Nucl. Instr. & Meth. 483, 774-783 (2002)
- /16/ M. Carpenter et. al., „Time focusing of pulsed-source crystal analyzer spectrometer. Part II: practical expressions“, Nucl. Instr. & Meth. 483, 784-806 (2002)
- /17/ K. Kleinknecht, „Detektoren für Teilchenstrahlung“, Teubner Studienbücher, ISBN 3-519-23058-5 (1992)
- /18/ Informationen für BC490-Neutronendetektor, www.bicron.com
- /19/ J. B. Czirr et. al., „Performance and characteristics of a new scintillator“, Nucl. Instr. & Meth. 424, 15-19 (1999)
- /20/ J. B. Czirr et. al., „Capture-gated neutron spectrometry“, Nucl. Instr. & Meth. 476, 309-312 (2002)
- /21/ J. Schelten, R. Engels, G. Kemmerling, „Transmission Experiments at QUIP of IPNS of ANL“, interner Bericht FZ Jülich (Sep. 2001)
- /22/ „Thermal Neutron Detection with the Lithium Borate Scintillator“, interner Bericht Zentralinstitut für Elektronik (ZEL) FZ Jülich (2001)
- /23/ R. Engels, „LiJ - Detektorbeschreibung“, interner Bericht FZ Jülich (2001)
- /24/ B. Reuk, „Meßdatenerfassung in der Kern- und Teilchenphysik“, Teubner Studienbücher, ISBN 3-519-03091-8 (1993)
- /25/ H. G. Hughes, R.E. Preal, R. C. Little, „MCNPX – The LAHET/MCNP Code Merger“, X-Division Research Note XTM-RN(U)97-012, LA-UR-97-4891, Los Alamos National Laboratory
- /26/ H.W. Bertini, Phys. Rev. 188, 1711 (1969)

- /27/ R. Hofstaedter, Rev. Mod. Phys. 28, 214 (1956)
- /28/ Radiation Shielding Information Center, „HETC Monte-Carlo High-Energy Nucleon-Meson Transport Code“, Oak Ridge National Laboratory, Report CCC-178 (August 1977)
- /29/ J. F. Briesmeister, editor, „MCNPTM – A General Monte Carlo N-Particle Transport
- /30/ Y. Yariv, Z. Fraenkel, Phys. Rev. C 24, 488 (1981)
- /31/ S. G. Mashnik, V. D. Tonev, „MODEX – the Program for Calculation of the Energy Spectra of Particles Emitted in the Reactions of Pre-equilibrium and Equilibrium Statistical Decays“ [Russland], Kommunikation JINR P4.8417, Dubna, 25 (1974)
- /32/ F. Atchison, „Spallation and Fission in Heavy Metal Nuclei under Medium Energy Proton Bombardment“ in „Targets for Neutron Beam Spallation Source“, Jul-Conf-34, Kernforschungsanlage Jülich GmbH (January 1980)
- /33/ J. Barish, T. A. Gabriel, F. S. Alsmiller, R.G. Alsmiller Jr., „HETFIS High-Energy Nucleon-Meson Transport Code with Fission“, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-TM-7882 (July 1981)
- /34/ L. Dresner, „EVAP-A Fortran Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei“, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-TM-7882 (July 1981)
- /35/ G. L. Squires, „Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering“, Cambridge University Press (1978)
- /36/ D. Filges, „Moderne Monte Carlo Teilchentransport-Simulationsverfahren für sicherheitstechnische Anwendungen und Fragestellungen in der Beschleunigertechnik und in der Raumfahrt“, ISSN 0366-0885, Report Jül-2609, FZ Jülich (1992)
- /37/ W. Bernnat, „Wirkungsquerschnitte für MCNPX“, IKE Stuttgart Report 6-198 (Okt. 2002)
- /38/ ASTE Collaboration, „Measurement of Spectrum for Thermal Neutrons Produced from H₂O Moderator coupled with Mercury target“, ICANS 15, 20.1
- /39/ A.W. McReynolds et. al., „Inelastic Scattering of Neutrons from very cold Materials“, IAEA, 421 (1962)
- /40/ K. Inoue, „Slow Neutron Spectra in the Liquid and Solid Methane“, Journal of Nuclear Science and Technology, 9(6), 374-375 (June 1972)
- /41/ K. Inoue, „Slow Neutron Spectra in Cold Moderators“, Journal of Nuclear Science and Technology, 11(5), 228-229 (June 1975)/
- /42/ K. Inoue, „Pulsed Cold Neutron Source“, Journal of Nuclear Science and Technology, 13[7], 389-393 (July 1976)
- /43/ G.L. Squires; „Introduction to the Theory of ‘Thermal Neutron Scattering’“, Cambridge University Press (1978)
- /44/ K.H. Beckurts et. al., „Neutron Physics“, Springer-Verlag (1969)
- /45/ W.F. Kuhs et. al., „The formation of meso- and macroporous gas hydrates“, Geophysical Research Letters Vol. 27, 2929-2932 (September 15, 2000)
- /46/ „Numerical Recipes“, lib-www.lanl.gov/numerical/bookf90pdf.html
- /47/ Lawind, Dietrich, „Kalibrierung der WCM - Signale“, interner Bericht FZ Jülich
- /48/ D. Filges et. al., „Nuclear Simulation and Radiation Physics Investigations of the Target Station of the European Spallation Neutron Source“, Nuclear Technology Vol. 132 (Oktober 2000)

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1:	Moderationsvermögen eines "guten" und eines "schlechten" Wassermoderators	1
Abb. 2.1:	Referenzdesign (2002) des ESS /9/ mit Linearbeschleuniger, Kompressorringen und jeweils einer Kurzpuls- und einer Langpulstargetstation	6
Abb. 3.1:	Experimenteller Aufbau des JESSICA - Experimentes	8
Abb. 3.2:	Die Experimentieranordnung von JESSICA am COSY Beschleuniger	9
Abb. 3.3:	Schema des Target - Moderotor - Reflektorsystems der Kurzpulstargetstation nach ESS - Referenzdesign 1996 /2/	10
Abb. 3.4:	Energieabhängige Reichweite von Protonen in Quecksilber	11
Abb. 3.5:	Schematische Darstellung der Beschleunigeranlage COSY mit Synchrotron, Zyklotron und weiteren internen und externen Experimentiereinrichtungen	13
Abb. 3.6:	Protonenstrahlposition- und querschnitt im Flugrohr ($\varnothing=10\text{cm}$) in Strahlrichtung gesehen (Maßstab 1:1)	14
Abb. 3.7:	Messung der Untergrundneutronen bei JESSICA an zwei unterschiedlichen Positionen	15
Abb. 3.8:	Abschirmungsrechnungen für unterschiedliche Schichtdicken von Polyethylen (PE) und Borsäure (B-AC)	17
Abb. 3.9:	Meßanordnung für die Protonenmessung mittels BCM /12/	18
Abb. 3.10:	Technischer Aufbau des Protonenmessung mittels BCM /13/	19
Abb. 3.11:	Zeitfenster für die Protonenmessung mittels BCM	19
Abb. 3.12:	Kalibrierungsgeraden für BCM - Verstärkung von 26 dB und 32 dB	21
Abb. 3.13:	Meßaufbau für die Kalibrierung des ADC	21
Abb. 3.14:	Kalibrierungsgerade für ADC	22
Abb. 3.15:	Prinzip der Korrektur der Nullpunktlage der Signale des WCM	24
Abb. 3.16:	Kalibrierungsgerade für den QDC	24
Abb. 3.17:	Meßaufbau für die Kalibrierung des QDC	25
Abb. 3.18:	Schematische Zeichnung für die Bestimmung des Wellenlängenbandes	27
Abb. 3.19:	Messung der gestreuten Neutronen in nicht zeitfokussierter (links) und zeitfokussierter Anordnung (rechts)	28
Abb. 3.20:	Schematischer Aufbau eines Sekundärelektronenvervielfachers (Photomultiplier) mit Szintillatorkristall /19/	30
Abb. 3.21:	Die inhomogene Verteilung des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Kristall im Plastiksintillator	31
Abb. 3.22:	Nachweiswahrscheinlichkeiten für Neutronen des LiJ und des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ - Detektors	32
Abb. 3.23:	Transmissionsmessung für den Litium-Glas-Detektor (LiG) unter Verwendung des LiJ - und des $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ (LiB) - Detektors /23/	33
Abb. 3.24:	Gemessene, thermische Neutronenflugzeitspektren des gekoppelten Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ mit dem LiJ - und dem $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ (LiB) - Detektor	33
Abb. 3.25:	Impulshöhenspektrum für verschiedene Detektormaterialien	34
Abb. 3.26:	Der Einfluß verschiedener Blenden auf die gemessenen Neutronenspektren von Methanhydrat	36

Abb. 4.1:	Schnitt durch die MCNPX - Geometrie für JESSICA	42
Abb. 4.2:	Inelastische Wirkungsquerschnitte von niederenergetische Neutronen für verschiedene Moderatormaterialien und unterschiedliche Temperaturen	45
Abb. 5.1:	Häufigkeitsverteilung der Protonenzahl pro Protonenpuls für die Messungen mit BCM und WCM	47
Abb. 5.2:	Neutron zu Proton Korrelation für die Messung mit BCM und WCM	47
Abb. 5.3:	n/p - Verhältnisse mit und ohne 1σ (Cut) der Protonenhäufigkeitsverteilung für die Messung mit dem BCM und dem WCM	48
Abb. 5.4:	n/p – Verhältnis ohne (linkes Bild) und mit (rechtes Bild) Begrenzung der Streubreite für die Messung mit BCM	49
Abb. 5.5:	Effektspektrum des Wassermoderators im Vergleich zur Cadmiumdifferenzmessung und zur Leermessung	50
Abb. 5.6:	Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten, thermischen Neutronenflugzeitspektren eines Wassermoderators bei T = 300 K	50
Abb. 5.7:	Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten, thermischen Neutronenflugzeitspektren eines Eismoderators bei T = 70 K	51
Abb. 5.8:	Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten, thermischen Neutronenflugzeitspektren eines Eismoderators bei T = 20 K	52
Abb. 5.9:	Gemessene und simulierte, thermische Neutronenflugzeitspektren eines Wassermoderators bei T = 300 K, relativ normiert	53
Abb. 5.10:	Gemessene Neutronenflugzeitspektren von McReynolds /41/	53
Abb. 5.11:	Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten Energiespektren für den Wassermoderator bei T = 300 K	55
Abb. 5.12:	Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten Energiespektren für den Wassermoderator bei T = 70 K	56
Abb. 5.13:	Absoluter Vergleich der gemessenen und simulierten Energiespektren für den Wassermoderator bei T = 20 K	56
Abb. 5.14:	Energiespektren für Wasser bei verschiedenen Temperaturen und für Methan bei T = 20 K (Inoue /43/.)	57
Abb. 5.15:	Vergleich der Energiespektren von Inoue und JESSICA für den Wassermoderator bei T = 300 K	58
Abb. 5.16:	Vergleich der Energiespektren von Inoue und JESSICA für den Wassermoderator bei T = 70 K	58
Abb. 5.17:	Vergleich der Energiespektren von Inoue und JESSICA für den Wassermoderator bei T = 20 K	59
Abb. 5.18:	Vergleich der wellenlängenabhängigen Gewinnfaktoren für einen Eismoderator bei 20 K und 70 K gegenüber Inoue /44/	60
Abb. 5.19:	Simulierte Flugzeitspektren für Wassermoderatoren mit unterschiedlicher Dicke	61
Abb. 5.20:	Simulation der Neutronenzählraten aus der Oberfläche und der Mitte eines Wassermoderators bei T = 293 K	62
Abb. 5.21:	Auswirkung von Korrektur der Messung und Wichtung der Simulation mit der Nachweiswahrscheinlichkeit am Beispiel des Wassermoderators bei T = 300 K	63
Abb. 5.22:	Monte-Carlo – Simulation des Flugzeitspektrums mit und ohne Wichtung mit der Nachweiswahrscheinlichkeit für einen Wassermoderator bei T = 300 K	64

Abb. 5.23:	Temperaturbestimmung für die Messung eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ mittels Linearisierung ohne Korrektur mit der Nachweiswahrscheinlichkeit	65
Abb. 5.24:	Temperaturbestimmung für die Messung eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ mittels Linearisierung mit Korrektur mit der Nachweiswahrscheinlichkeit (Zeitspektrum unkorrigiert)	65
Abb. 5.25	Temperaturbestimmung für die MCNPX - Simulation eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ mit Wichtung durch die Nachweisempfindlichkeit	66
Abb. 5.26	Temperaturbestimmung für die MCNPX - Simulation eines Wassermoderators bei $T = 300\text{ K}$ ohne Wichtung durch die Nachweisempfindlichkeit	67
Abb. 5.27:	Gemessene Flugzeitspektren für Eis bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K	68
Abb. 5.28:	Energiespektren der Flugzeitmessungen für Wasser bei $T = 300\text{ K}$, 70 K und 20 K	69
Abb. 5.29:	Temperaturbestimmung für die Messung eines Eismoderators bei $T = 70\text{ K}$ mittels Linearisierung mit Korrektur mit der Nachweisempfindlichkeit	70
Abb. 5.30:	Temperaturbestimmung für die Messung eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ mittels Linearisierung mit Korrektur mit der Nachweisempfindlichkeit	71
Abb. 5.31:	Temperaturbestimmung für die MCNPX - Simulation eines Eismoderators bei $T = 70\text{ K}$ ohne Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit	72
Abb. 5.32:	Temperaturbestimmung für die MCNPX - Simulation eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ ohne Wichtung durch die Nachweiswahrscheinlichkeit	72
Abb. 5.33:	Gemessenes Energiespektren von Eis und Methan bei $T = 20\text{ K}$, Inoue /27/	74
Abb. 5.34:	Gemessenes, thermisches Flugzeitspektrum für Methanhydrat bei $T = 20\text{ K}$	75
Abb. 5.35:	Vergleich der gemessene Energiespektren für Methanhydrat und Eis bei $T = 20\text{ K}$	75
Abb. 5.36:	Vergleich der gemessenen Energiespektren von Eis und Methanhydrat (auf die Massendichte von Eis korrigiert) bei $T = 20\text{ K}$	76
Abb. 5.37:	Vergleich der Energiespektren von Eis und Methanhydrat (auf die Massendichte und die Wasserstoffdichte von Eis korrigiert) bei $T = 20\text{ K}$	77
Abb. 5.38:	Gemessenen, wellenlängenabhängiges Energiespektren für Methanhydrat ohne (links) und mit (rechts) Massendichtekorrektur der zweiten Methanhydratmessung	78
Abb. 5.39	Gemessenes Flugzeitspektrum der gestreut gemessenen Neutronen für den Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$	80
Abb. 5.40	Flugzeitspektren der gemessenen Neutronen in direkter und gestreuter Richtung mit und ohne Streukristall gemessenen Neutronen für den Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$	80
Abb. 5.41:	Gemessene Flugzeitspektren der ohne Streukristall direkt gemessenen Neutronen und der Summe der direkt und gestreut gemessenen Neutronen mit Streukristall für den Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$	81
Abb. 5.42:	Flugzeitspektren der in direkter und gestreuter Richtung gemessenen Neutronen für den Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$	82

Abb. 5.43	Vergleich der zeitabhängigen Peakformen der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenspektren für eine mittlere Wellenlänge von $\lambda = 2.37 \text{ \AA}$ eines Wassermoderators bei $T = 300 \text{ K}$	84
Abb. 5.44	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Wassermoderator bei $T = 300 \text{ K}$	86
Abb. 5.45	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20 \text{ K}$	86
Abb. 5.46	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Methanhydratmoderator bei $T = 20 \text{ K}$	87
Abb. 5.47	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Polyethylenmoderator bei $T = 300 \text{ K}$	87
Abb. 5.48	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen entkoppelten und vergifteten Polyethylenmoderator bei $T = 300 \text{ K}$	88
Abb. 5.49:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20 \text{ K}$ mit verringerter Streuung (Methode 1)	92
Abb. 5.50	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20 \text{ K}$ nach Anwendung der "Fast Fourier Transformation" mit 30 Koeffizienten	93
Abb. 5.51:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20 \text{ K}$ (mit FFT, 30 Koeffizienten) mit Ermittlung der Abklingkonstanten	93
Abb. 5.52:	Wellenlängenabhängige Abklingzeiten für die mit "Fast Fourier Transformation" analysierte Flugzeitspektren der gestreut gemessene Neutronen für Wasser bei $T = 300 \text{ K}$ und Eis und Methanhydrat bei $T = 20 \text{ K}$	95
Abb. 5.53:	Wellenlängenabhängige Halbwertsbreiten für die mit "Fast Fourier Transformation" analysierte Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für Wasser bei 300 K und Eis und Methanhydrat bei $T = 20 \text{ K}$	96
Abb. 5.54:	Analytische Beschreibung der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Eismoderator bei $T = 20 \text{ K}$ mittels der Methode "least square fit"	98
Abb. 5.55:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Wassermoderator bei $T = 300 \text{ K}$ und einen Eismoderator bei $T = 70 \text{ K}$ und 20 K	99
Abb. 6.1:	Gemessene thermische Flugzeitspektren für einen Wasser- und einen Polyethylenmoderator ($15 \times 12 \times 5 \text{ cm}^3$)	100
Abb. 6.2:	Simulierte thermische Flugzeitspektren für einen Wasser- und einen Polyethylenmoderator ($15 \times 12 \times 5 \text{ cm}^3$)	101
Abb. 7.1:	Gemessene thermische Flugzeitspektren für einen Wassermoderator bei $T = 300 \text{ K}$ in gekoppelter und entkoppelter Konfiguration	102
Abb. 7.2:	Gemessene thermische Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen für einen Polyethylenmoderator bei $T = 300 \text{ K}$ in gekoppelter und in entkoppelt und vergifteter Konfiguration	102
Abb. 8.1:	Gemessene Neutronenflugzeitspektren eines Wassermoderators bei $T = 300 \text{ K}$ für eine Targetverschiebung von -5 cm und -10 cm	103

Abb. B1:	Schaltplan für Elektronik der Datenaufnahme des JESSICA Experiments	112
Abb. B2:	Relativer Vergleich der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenzählraten eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ für $\lambda = 4.74\text{ \AA}$	112
Abb. B3:	Relativer Vergleich der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenzählraten eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ für $\lambda = 2.37\text{ \AA}$	112
Abb. B4:	Relativer Vergleich der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenzählraten eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ für $\lambda = 1.58\text{ \AA}$	113
Abb. B5:	Relativer Vergleich der gestreut gemessenen und simulierten Neutronenzählraten eines Eismoderators bei $T = 20\text{ K}$ für $\lambda = 1.19\text{ \AA}$	113
Abb. B6:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit Kompressionen der Zeitkanäle auf $10\text{ }\mu\text{s}$ eines Eismoderators mit $T = 20\text{ K}$	113
Abb. B7:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit Einschränkung des n/p - Verhältnisses und Kompressionen der Zeitkanäle auf $10\text{ }\mu\text{s}$ eines Eismoderators mit $T = 20\text{ K}$	114
Abb. B8:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit „Fast Fourier Transformation“ (FFT) und 10 Koeffizienten für einen Eismoderator mit $T = 20\text{ K}$	114
Abb. B9:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit „Fast Fourier Transformation“ (FFT) und 20 Koeffizienten für einen Eismoderator mit $T = 20\text{ K}$	115
Abb. B10:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit "Fast Fourier Transformation" (FFT) und 40 Koeffizienten für einen Eismoderator mit $T = 20\text{ K}$	115
Abb. B11:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen mit „Fast Fourier Transformation“ (FFT) und maximaler Koeffizientenanzahl (1000) für einen Eismoderator mit $T = 20\text{ K}$	116
Abb. B12:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen nach Anwendung der FFT (30 Koeffizienten) für einen Wassermoderator mit $T = 300\text{ K}$	116
Abb. B13:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen nach Anwendung der FFT (30 Koeffizienten) für einen Polyethylenmoderator mit $T = 300\text{ K}$	117
Abb. B14:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen nach Anwendung der FFT (30 Koeffizienten) für einen entkoppelt und vergifteten Polyethylenmoderator mit $T = 300\text{ K}$	117
Abb. B15:	Prinzip der Bestimmung der Halbwertsbreite als FWHM	118
Abb. B16:	Wellenlängenabhängige Flugzeitspektren der gestreut gemessenen Neutronen nach Anwendung der FFT (30 Koeffizienten) für einen Methanhydratmoderator mit $T = 20\text{ K}$	118
Abb. B17:	Der experimentelle Aufbau von JESSICA mit Bemaßung	119
Abb. B18:	Der Moderator für kalte Materialien mit Bemaßung	119

Tab. 1.1:	Wichtungsfaktoren für verschiedene Strahlungsarten, basierend auf einem Vorschlag der ICRP	2
Tab. 2.1:	Verschiedene Möglichkeiten der Neutronenproduktion /5/	4
Tab. 2.2:	Spezifikationen der ESS für die Kurzpuls – und Langpuls Targetstation	6
Tab. 3.1:	Verstärkungsstufen und Kalibrierungsfaktoren für BCM	20
Tab. 3.2:	Verstärkungsfaktoren für WCM	23
Tab. 3.3:	Vor- und Nachteile verschiedener Neutronennachweismethoden	29
Tab. 3.4:	Neutronenzählraten für den LiJ – und den $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ – Detektor	35
Tab. 3.5:	Innendurchmesser der Absorptionsblenden der Detektoren	37
Tab. 3.6:	Wellenlängenbandbreiten der gestreuten Neutronen bis zur 6. Ordnung	37
Tab. 3.7:	Einstellungen der Elektronik für die Neutronenmessung	38
Tab. 4.1:	Einige verfügbare Detektoren in MCNPX /27/	43
Tab. 4.2:	Moderatormaterial, Temperatur und Konfiguration	44
Tab. 4.3:	Datenbasis für die Bindungskräfte der Moleküle	45
Tab. 5.1:	Gewinnfaktoren für verschiedene Wellenlängen für einen Eismoderator bei $T = 70\text{ K}$ und 20 K gegenüber einem Wassermoderator bei 300 K	60
Tab. 5.2:	Effektive Neutronentemperatur für Wassermoderator bei $T = 300\text{ K}$	67
Tab. 5.3	Energie und entsprechende Temperatur der Neutronen im Maximum des Energiespektrums der Messung	73
Tab. 5.4	Energie und entsprechende Temperatur der Neutronen im Maximum des Energiespektrums der Simulation	73
Tab. 5.5	Einige Wellenlängen, welche die Streubedingungen des pyrolytischen Graphitstreukristalls mit $d = 3.35\text{ \AA}$ und $T = 45^\circ$ erfüllen	79
Tab. 5.6	Wellenlängenbandbreite für verschiedene Wellenlängen in $[\text{\AA}]$ und $[\text{meV}]$	83
Tab. 5.7	Verschiebung der wellenlängenabhängigen Neutronenzählraten gegenüber der theoretischen Flugzeit und relative Lage der Maxima	84
Tab. 5.8	Abklingzeiten der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren gestreut gemessener Neutronen für verschiedene Moderatorsysteme	88
Tab. 5.9	Halbwertsbreiten als FWHM der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren gestreut gemessener Neutronen für verschiedene Moderatorsysteme	89
Tab. 5.10:	Abklingzeiten und Standardabweichung für den Eismoderator bei $T = 20\text{ K}$ für verschiedene Methoden zur Fehlerreduzierung	90
Tab. 5.11	Abklingzeiten nach Anwendung der "Fast Fourier Transformation" der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren gestreut gemessener Neutronen für verschiedene Moderatorsysteme	94
Tab. 5.12	Halbwertsbreiten als FWHM nach Anwendung der "Fast Fourier Transformation" der wellenlängenabhängigen Flugzeitspektren gestreut gemessener Neutronen für verschiedene Moderatorsysteme	95
Tab. 5.13:	Halbwertsbreiten als FWHM für verschiedene Wellenlängen eines Eismoderators bei 20 K mit unterschiedlichen Näherungen	97
Tab. B1:	Abklingzeiten und Standardabweichung für "Fast Fourier Transformation" mit verschiedener Anzahl von Koeffizienten als Abbruchbedingung für einen Eismoderator mit $T = 20\text{ K}$	116

Danksagung

Ich möchte am Ende dieser Arbeit die Gelegenheit ergreifen und all jenen Dank sagen, die diese Arbeit mit auf den Weg gebracht und begleitet haben.

Mein erster Dank gilt Herrn. Prof. Dr. D. Filges für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Kernphysik der Forschungszentrum Jülich GmbH durchführen zu können. Seine Unterstützung ebnete den Weg und ermöglichte ein zügiges Vorrankommen dieser Arbeit.

Mein weiterer Dank gilt Herrn Dr. K. Nünighoff für die hervorragende Zusammenarbeit an dem JESSICA – Experiment und die ausgiebigen Gespräche und Anregungen. Ihm ebenso wie Herrn Dr. F. Goldenbaum danke ich für die wertvollen Hinweise zu dieser Arbeit und den Ansporn auf der „Zielgeraden“.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Ing. N. Paul für die umfassenden praktischen Hinweise, Ratschläge und Ideen danken, die einen entscheidenden Teil zum Erfolg des JESSICA – Experiments beitrugen.

Ich danke der gesamten Arbeitsgruppe „Strahlungstransport“ des Instituts für Kernphysik für die höchst angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielen, fruchtbaren Diskussionen, die immer wieder neue Aspekte und Ansichten hervorbrachten.

Ich möchte allen Mitgliedern der JESSICA – Kollaboration danken, die dieses Experiment ins Leben gerufen und damit diese Arbeit grundsätzlich ermöglicht haben.

Zum Schluß möchte ich meiner Freundin, meinen Eltern und meinen Schwestern für ihre Unterstützung und Rücksichtnahme während dieser Arbeit und vor allem in der Endphase danken.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4071
Juli 2003
ISSN 0944-2952