

FZR-222

Mai 1998

H.-U. Barz, B. Böhmer, J. Konheiser, I. Stephan

**Entwicklung einer fortgeschrittenen Methodik
zur Bestimmung der Neutronenbelastung des
Druckbehältermaterials vom Reaktor
des Typs WWER-1000**

Archiv-Ex.:

Herausgeber:
FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF
Postfach 51 01 19
D-01314 Dresden
Telefon (03 51) 26 00
Telefax (03 51) 2 69 04 61

Als Manuskript gedruckt
Alle Rechte beim Herausgeber

Forschungsvorhaben 1501022

Entwicklung einer fortgeschrittenen Methodik zur Bestimmung der Neutronenbelastung des Druckbehältermaterials vom Reaktor des Typs WWER-1000

Abschlußbericht

12/1997

Forschungszentrum Rossendorf e.V.

Direktor: Prof. Dr. rer. nat. habil. F. Pobell

Hinweis:

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministers für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) unter dem Förderkennzeichen 1501022 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieses Abschlußberichtes liegt bei den Autoren.

Das Forschungszentrum Rossendorf e.V. und die Berichtsteller übernehmen keine Haftung für Schäden, die aufgrund von weiterführenden oder fehlerhaften Anwendungen der in diesem Bericht dargestellten Ergebnisse entstehen.

FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF **FZR**

Forschungsvorhaben 1501022

Entwicklung einer fortgeschrittenen Methodik zur Bestimmung der Neutronenbelastung des Druckbehältermaterials vom Reaktor des Typs
WWER-1000

Development of an improved methodology for the determination of the neutron load of the pressure vessel steel of WWER-1000 type reactors

Durchgeführt mit Mitteln des Bundesministers für Bildung, Wissenschaft Forschung und Technologie.

Abschlußbericht

Final Report

Projektleiter: Dr. H.-U. Barz

unter Mitarbeit von: B. Böhmer
J. Konheiser
Dr. I. Stephan

Rossendorf, Dezember 1997

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	6
Kurzfassung/Abstract	7
1. Einleitung und Zielstellung	11
2. Der Reaktor	12
2.1 Allgemeine Angaben	12
2.2 Geometrische Daten und Materialzusammensetzungen	12
2.3 Aufarbeitung der Information aus der Bestrahlungsgeschichte	12
2.3.1 Hilfsprogramme zur Extraktion von relevanten Daten aus der Bestrahlungsgeschichte	13
2.3.2 Berechnungen effektiver Wasserdichten aus der Reaktorgeschichte	14
3. Rückführung des zeitabhängigen Berechnungsproblems auf die Berechnung mit einer integralen Quelle	14
4. Gewinnung der höhenabhängigen integralen Quellverteilungen für die Fluenzberechnung für alle Brennstäbe der relevanten Brennelemente	16
4.1 Grundsätzliches Vorgehen	16
4.2 Modifizierung für die praktische Realisierung	17
4.3 Berechnung effektiver, die Abklingzeit der Detektoren berücksichtigender Quellverteilungen	18
5. Berechnungsmodelle	20
5.1 Berechnungsmodelle für Rovno-3 und Balakovo-3	20
5.2 Vereinfachtes Modell zur Untersuchung des Einflusses der Gruppenzahl, des Gruppensatzes bzw. zum Vergleich mit MCNP	20
6. Berechnungsmethode und Gruppendaten	21
6.1 Programmsystem TRAMO	21
6.2 Gewichtsberechnungsprogramm TRAWEL	22
6.3 Neutronengruppendaten	22
6.3.1 ABBN-78	23
6.3.2 Gruppendatenberechnung mit Hilfe von NJOY (Jeff-2, ENDF/B6)	23
7. Die Bestrahlung der Aktivierungsdetektoren in den Reaktoren Rovno-3 und Balakovo-3	24
8. Auswertung der Reaktionsraten der Neutronenfluenzdetektoren	25
8.1 Bestimmung der Aktivitäten und Reaktionsraten	26
9. Spektrumsjustierung	28
9.1 Zur Methode der Justierung	28
9.2 Die Berechnung von Reaktionsraten unter Berücksichtigung	

	der Ort- und Energieabhängigkeit der Neutronenquellen	29
10.	Ergebnisse von Monte-Carlo Transportberechnungen zu Rovno-3 und Balakovo-3	30
11.	Vergleich Berechnung / Experiment	32
12.	Genauigkeitsuntersuchungen	33
12.1	Allgemeines	33
12.2	Untersuchungen des Dateneinflusses und der Gruppenzahl an einem vereinfachten Modell	35
12.3	Fehlerbetrachtung zur Reaktionsratenbestimmung	38
12.4	Berechnung einer Kovarianzmatrix	39
12.5	Gesamteinschätzung der Fehler	41
13.	Ergebnisse der Datenjustierung für Rovno-3 und Balakovo-3	42
14.	Schlußfolgerungen	42
15.	Literatur	44
16.	Anhänge	
	Anhang 1: Horizontaler Schnitt in der Kernmittelebene durch den Reaktor WWER-1000	A1
	Anhang 2: Vertikaler Schnitt durch den WWER-1000	A2
	Anhang 3: Brennelement des WWER1000 mit angedeuteter Teilung für die Berechnung	A3
	Anhang 4: Vertikaler Schnitt des Berechnungsmodells	A4
	Anhang 5: Ergebnisse von Rovno-3 an den Meßpunkten	A5
	Anhang 6: Ergebnisse von Balakovo-3	A13
	Anhang 7: Ergebnisdarstellung für den gesamten Druckbehälterbereich von Balakovo-3	A20

Vorwort

Die Neutronenfluenzen im Druckbehältermaterial sind beim WWER-1000 wegen des höheren Abstandes der Druckbehälterwand vom Reaktorkernrand zwar geringer als beim WWER-440, jedoch liegt die für die Versprödung besonders empfindliche Schweißnaht im Bereich des axialen Maximum der Neutronenflußdichte. Außerdem ist der verwendete Stahl zur besseren Durchvergütbarkeit mit einem hohen Nickelanteil versehen. Als Folge ist eine höhere Strahlungsversprödung zu erwarten, da laut neuerer Literatur bei diesen Stählen die Ni-beeinflußte Strahlungsversprödung dominiert. Die bisherigen Angaben der Hersteller der WWER-1000 Reaktoren zur Neutronenversprödung während des Betriebes genügen in Umfang und Genauigkeit nicht den Anforderungen internationaler Normen und bieten keine ausreichende Grundlage für den Spröbruchausschluß. Zusätzliche theoretische und experimentelle Untersuchungen sind erforderlich, um eine verlässliche Sicherheitsbewertung zu ermöglichen.

Ziel der Arbeiten war es dieses real vorhandene Sicherheitsrisiko speziell für den Reaktortyp WWER-1000 durch Beiträge zur genaueren und zuverlässigeren Untersuchung der Neutronenbelastung der Reaktordruckbehälter (RDB) verringern zu helfen. Die komplizierten geometrischen Verhältnisse am Rand des Reaktorkerns und die Position der Voreilproben oberhalb der Spaltzone lassen die Monte-Carlo Methode für die Berechnungen als besonders geeignet erscheinen. Der noch unbefriedigende internationale Stand der rechnerischen Bestimmung der Neutronenbelastung kann durch genauere Berechnungen mit den Rossendorfer Monte-Carlo-Programmen verbessert werden. Verbleibende Unsicherheiten in den Neutronendaten sollen durch Untersuchung verschiedener Gruppensätze und Vergleichsrechnungen mit MCNP eingeschätzt werden.

Die Berechnungen wurden durch Messungen mit Aktivierungsdetektoren und Anwendung der Spektrumsjustierungsmethode abgesichert. Dadurch kann insgesamt das mit der Versprödung verbundene Gefährdungspotential realistischer bewertet werden. Die Arbeiten waren inhaltlich eng mit dem Förderprojekt für russische Wissenschaftler mit der Fördernummer 150 1021 verbunden [12].

Herrn Prof. Dr. F.-P. Weiß danken wir für die Unterstützung der Arbeiten und die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Die Autoren bedanken sich bei den Herren Dmitry Sokolov und Anatoly Berezovets vom Kernkraftwerk Rovno für ihre Hilfe bei der Durchführung des Experiments und für die Bereitstellung der wesentlichen benötigten neutronenphysikalischer Daten. Herrn G. Borodkin vom SEC-Moskau sind wir für die Klärung aller benötigten Einzelheiten zu den Reaktoren Balakovo und Rovno zu Dank verpflichtet. Den Kollegen vom IKE (Universität Stuttgart), insbesondere Herrn Dr. W. Bernnat, sind wir für die Durchführung von Vergleichsrechnungen mit dem Programm MCNP und Ratschlägen zur Nutzung des Programms NJOY zu Dank verpflichtet.

Die Förderung des Projektes erfolgte im Rahmen des Förderkonzeptes Reaktorsicherheitsforschung im 4. Programm Energieforschung und Energietechnologien durch den Bundesminister für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF), Bonn. Die Forschungsbetreuung oblag der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit mbH (GRS), Köln. Für die finanzielle Unterstützung des BMBF und die ideelle Hilfe durch die Forschungsbetreuung der GRS sei allen Beteiligten an dieser Stelle gedankt.

Kurzfassung

In diesem Projekt wurden für die WWER-1000 Reaktoren Balakovo-3 und Rovno-3 die Parameter der Neutronenbelastung experimentell und theoretisch bestimmt.

Der vorliegende Bericht beschreibt das methodische Vorgehen, welches aus dem reinen Berechnungsteil, der gammaspektrometrischen Analyse der Aktivierungsdetektoren und dem Vergleich der gemessenen und berechneten Werte einschließlich der Spektrumsjustierung besteht. Dieses Instrumentarium, welches allgemein bei der Bestimmung der Neutronenfluenz anwendbar ist, wurde im Projektzeitraum weiter verbessert.

Um die Eingangsdaten für die Fluenzberechnungen zu gewinnen, benötigt man detaillierte Daten für die Reaktoren einschließlich der 3-dimensionalen zeitabhängigen Leistungsverteilung und des Abbrandes für jeden Brennstab. Mit einem speziell entwickelten Aufbereitungsprogramm wurden die benötigten Daten für die Monte-Carlo Berechnung aus diesen Angaben, insbesondere die brennstabweise benötigten integralen Quellen von Spaltneutronen, bestimmt. Es wurden alle Details des geometrischen Aufbaus und der Materialzusammensetzungen berücksichtigt.

Die Fluenzen wurden für jedes Spaltisotop gesondert berechnet und die Ergebnisse anschließend überlagert.

Für die Berechnung der Fluenz wurde nicht der zeitabhängige Fluß, sondern eine zeitlich integrierte Quellverteilung der Spaltneutronen genutzt. Außerdem erfolgte eine Aufspaltung der Quellanteile für die verschiedenen Spaltisotope. Die Fluenzen aus den einzelnen spaltbaren Isotope wurden zu einer Gesamtfluenz zusammengefaßt.

Um den Vergleich zwischen Rechnung und Messung zu verbessern, wurde eine Methode entwickelt, welche 'effektive' Quellen für den entsprechenden Aktivierungsdetektor erzeugt. Die effektiven Quellen berücksichtigen über die standardmäßige reine Leistungskorrektur hinaus bereits die Veränderung der örtlichen und energetischen Verteilung der Quellen im Bestrahlungszeitraum.

Auf der Grundlage dieser Quellen wurden "Detektorfluenzen" für die Detektoren mit kurzen Halbwertzeiten berechnet, die man für den Vergleich mit der gemessenen Aktivität am Ende der Bestrahlungsperiode benutzen kann.

Grundlage der transporttheoretischen Berechnungen war die Monte-Carlo Methode in einer dem Problem angepaßten Form. Während der Bearbeitung wurden die Monte-Carlo Methoden auch über eine Anpassung an die spezielle Problemstellung hinausgehend verallgemeinert und verbessert. Insbesondere kamen spezielle Verfahren zur Minimierung der Varianz zur Anwendung. Mit dem eigenen Monte-Carlo Programm TRAWEL wurden Einflußfunktionen unter Anwendung rekursiver Verfahren berechnet. Diese Einflußfunktionen waren dann die Grundlage für die Festlegung der Gewichte im Rahmen der "Weight-Window" Methode. Dadurch und durch Verwendung anderer varianzmindernder Verfahren gelang es, für die Detektororte und den ganzen RDB-Bereich detaillierte Ergebnisse mit kleinem statistischen Fehler in vernünftigen Zeiten zu berechnen.

Um die Unsicherheiten einzuschätzen, die durch Verwendung von Gruppendaten entstehen, wurden für ein etwas vereinfachtes System Vergleichsrechnungen durchgeführt. Bei Anwendung des ABBN-78 Gruppensatzes (10 Energiegruppen im relevanten Energiegebiet), JEF-2 Gruppendaten (123 Energiegruppen im relevanten Gebiet) sowie ENDF-B6 wurde eine relativ gute Übereinstimmung festgestellt.

Auch bei erheblicher Veränderung der Gruppenzahl für die ENDF-B6 Daten nach oben und unten blieben die Veränderungen der Ergebnisse im oberen Energiegebiet in

einem engen Rahmen. Darüber hinaus lieferten Rechnungen mit dem Programm MCNP und ebenfalls unabhängigen Daten (kontinuierliche Daten über die Energie), welche im IKE-Stuttgart durchgeführt wurden, im statistischen Fehlerbereich ebenfalls ähnliche Werte. Deutlichere Abweichungen für verschiedene Gruppennzahlen ergaben sich jedoch für die Energiebereiche, für welche insbesondere Eisenresonanzen wichtig werden. Der modernste russische Gruppensatz MULTIK-90 wurde vom Physikalischen Energetischen Institut Obninsk übernommen und getestet jedoch wegen noch bestehender offensichtlicher Mängel nicht in die Betrachtungen einbezogen.

Die Berechnungen wurden durch Aktivierungsmessungen verifiziert und justiert.

Die experimentelle Bestimmung der Neutronenfluenz an der RDB-Außenwand erfolgte am Reaktor Balakovo-3, Betriebszyklus 5 und am ukrainischen Reaktor Rovno-3, Betriebszyklus 7, durch gammaspektrometrische Analyse der Aktivierungsdetektoren $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$, $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ und $^{93}\text{Nb}(n,n')^{93\text{m}}\text{Nb}$.

Die Detektoren wurden in Rossendorf durch moderne gammaspektrometrische Methoden analysiert. Für den Reaktor Rovno-3 wurden auch Messungen von russischer Seite genutzt.

Der Vergleich der Aktivität am Ende der Bestrahlung mit den entsprechend berechneten Werten ergab in Anbetracht der doch erheblichen Fehlermöglichkeiten eine überraschend gute Übereinstimmung.

Für die experimentelle Bestimmung verschiedener Reaktionsraten mußten deren Fehler und die Korrelation der Detektorempfindlichkeiten abgeschätzt werden. Außerdem mußten die Berechnungsfehler durch Unsicherheiten der Reaktorkonstruktion und durch Neutronendaten eingeschätzt werden. Ein großer Fortschritt auf diesem Gebiet wurde durch die erstmalige Berechnung von Korrelationsmatrizen für diese Fehler speziell für ein vereinfachtes Modell des WWER-1000 Reaktors erzielt.

Unter Berücksichtigung dieser Resultate wurden die berechneten Werte und die Meßergebnisse als Eingangsgrößen für eine Spektrumsjustierung genutzt. Zu diesem Zweck wurde das Programm COSA-2 eingesetzt, welches auf der Grundlage der verallgemeinerten Methode der kleinsten Quadrate wahrscheinlichste Fluenzspektren zusammen mit deren Unsicherheiten ermittelt.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß unter der Voraussetzung genauer Ausgangsdaten insbesondere für die Reaktorgeschichte die theoretische Vorhersage der Neutronenbelastung bei Verwendung genauer 3-dimensionaler Monte-Carlo Verfahren sehr gut möglich ist und im Bereich der Meßgenauigkeit liegt.

Da jedoch die Einschätzung des gesamten Fehlers deutlich höher liegt, verbleibt eine schwer abzuschätzende Unsicherheit. Diese hängt nicht nur mit Fertigungstoleranzen und mit den Wirkungsquerschnitten für Neutronen, sondern auch damit zusammen, wie genau die Beschreibung der Reaktorgeschichte in der Bestrahlungszeit ist.

Abstract

The investigations, reported on here, are aimed at the theoretical and experimental determination of the neutron exposure of the VVER-1000 reactors Balakovo-3 and Rovno-3.

The overall approach, partially developed and at least improved in the frame of this project, comprises the pure calculational part, the gamma spectrometric analysis of neutron activation detectors and the comparison of experimental and theoretical results using the spectrum adjustment procedure. The approach is not restricted to neutron embrittlement but can be applied to neutron fluence problems in general.

To derive input data for fluence calculation, the time and 3D-space dependent power density and burn up distributions over the concerned fuel cycles are needed. Starting from that, a preprocessing programme then calculates the time integrated distributions of neutron sources with a three-dimensional pin-wise representation of the sources for all relevant fissionable isotopes. For the realistic representation of fission sources the burnup and the power history for each fuel pin and height layer was considered.

The resulting fluences can be calculated separately for each type of the fissionable isotope. Finally the isotope specific fluences are superimposed providing the total fluence.

Further, to improve the comparison of experimental and theoretical results, integral "effective detector sources" were calculated which take into account the decay of detectors activity according to the used detector material.

On this base "detector fluences" were calculated for the detectors with the shortest half-lives which can be compared to the measured activities at the end of irradiation.

Monte-Carlo methods based on a three-dimensional pin-wise representation of the sources and considering all known geometrical and composition details were generally used to perform the transport calculations. Special procedures mainly on the base of the "Weight Window Method" had to be developed drastically to reduce the statistical errors of the fluence values of small detector regions, without unacceptable increasing calculation time. So, not only the fluences at the detector positions but also for the whole pressure vessel region could be calculated in reasonable time.

The uncertainties of the results due to the input neutron data were assessed by testing different group sets and different number of groups (58, 123 and 246 groups on the base of ENDF/B6-data) with a slightly simplified calculation model. In that way, it could be shown that the 123 groups are sufficient. The most modern data set based on ENDF/B6-library is used with this number of groups for all calculations.

is used for all calculations.

The differences of the results obtained by the Russian ABBN-78 data set (10 groups in the relevant energy range) and by JEF-2 data (123 energy groups) were greater (in the order of 10%, for some positions even more). Even the application of an independent Monte-Carlo code (MCNP calculations, performed in IKE-Stuttgart) with independent nuclear cross section data provided results within the statistical error limits.

The calculations were verified and adjusted by activation measurements. $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$, $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ and $^{93}\text{Nb}(n,n')\text{Nb}^{93\text{m}}$ detectors were irradiated in the ex-vessel cavity of the Russian VVER-1000 type reactor Balakovo-3, fuel cycle 5, and of the Ukrainian VVER-1000 reactor Rovno-3, fuel cycle 7. The activated detectors were analysed afterwards in Rossendorf by advanced

gamma spectrometric methods. For the reactor Rovno-3 also results of Russian detectors were used.

The calculated end of irradiation activities were compared with those measured. The agreement was found to be better than expected in consequence of uncertainty considerations described below.

The experimental and analytical methods had to be qualified. Basically this concerned the estimation of the errors and correlation of errors of the different reaction rates, detector sensitivities and calculated spectra. The analytical errors mainly arise from the reactor measures and from the neutron data. In this context firstly such spectrum errors and covariances were calculated for a simplified VVER-1000 model.

Using these results, the theoretical spectra were taken as inputs of the spectrum adjustment procedure. The calculated fluence spectra were adjusted to the experimental activities taking into account the variances and covariances of calculated input spectra, detector sensitivities and measurements. Using the adjustment code COSA2 based on the generalized least squares method, best estimate fluence spectra and fluence integrals together with the uncertainties were obtained.

Finally it can be concluded that the neutron fluences can be accurately determined using 3-dimensional Monte Carlo methods if reliable reactor data are available particularly for the reactor power history.

As the general estimation of errors mentioned above is remarkable higher than found for the special investigated reactors some questions remain. The general estimation of uncertainties of cross sections and the data of the reactor history has not the meaning that these data have indeed such errors.

1. Einleitung und Zielstellung

Insgesamt ist für das Problem der Bestimmung von Neutronenfluenzen ein breites Instrumentarium von Methoden erforderlich. Dieses erstreckt sich von der Auswahl geeigneter Neutronenaktivierungsdetektoren, ihrer Bestrahlung an der RDB-Außenwand, ihrer Wiedergewinnung, Auswertung und Durchführung von Korrekturen bis zur geeigneten Aufarbeitung der vorhandenen Information über die Reaktorgeschichte und die Entwicklung transporttheoretischer Berechnungsmethoden einschließlich der Methoden zur Spektrumsjustierung.

Ein wesentliches Ergebnis dieses Projektes ist die Weiterentwicklung und weitere Vervollkommnung des notwendigen Instrumentariums. An diesem konkreten Beispiel wird ein Überblick über den erreichten methodischen Stand zum allgemeinen Problem der Bestimmung von Neutronenfluenzen gegeben. Zu den Berechnungsmethoden ist zu sagen, daß für den Reaktor WWER-1000 der Abstand bis zur Außenwand des Druckbehälters so groß ist, daß man praktisch ein Abschirmproblem zu lösen hat, welches besondere Schwierigkeiten bereiten kann, da insbesondere die Empfindlichkeit der Ergebnisse in bezug auf Gruppendaten und geometrische Details größer ist, als wenn man Ergebnisse für Gebiete nahe der Quellregion benötigt. Deshalb bestand die Zielstellung zum einen darin, eine besonders genaue Modellierung aller bekannten Details des Systems Reaktor-Druckbehälter (z.B. die Berücksichtigung der Quellstruktur für jeden Brennstab) zu erreichen und zum anderen darin die Empfindlichkeit im Hinblick auf verschiedene moderne Neutronendaten und die Anzahl der verwendeten Energiegruppen zu untersuchen. Besondere Vorteile bei der Realisierung dieser Zielstellung waren die aus russischen Quellen erhaltene sehr detaillierte Beschreibung des Systems und die brennstabweise dreidimensionale Beschreibung der Reaktorgeschichte. Voraussetzung der Nutzung aller diesbezüglichen Information war durch die Nutzung des an die spezielle Zielstellung angepaßten dreidimensionalen Monte-Carlo Programms TRAMO gegeben.

Inhalt der hier dargestellten Arbeiten sind die durchgeführten Berechnungen auf der Grundlage der zur Verfügung stehenden Angaben zum allgemeinen Aufbau, zur Materialzusammensetzung und zum Reaktorbetrieb für den betreffenden Betriebszyklus sowie die Bestimmung von Reaktionsraten auf der Basis eines experimentellen Programms. Mit Hilfe von theoretisch ermittelten Eingangsspektren und Methoden der Spektrumsjustierung können dann noch experimentell justierte Fluenzen und dpa-Werte bereitgestellt werden.

Weder das bei den Bearbeitern [1-6], noch das über internationale Programmbibliotheken verfügbare methodische Instrumentarium waren für die verfolgte Zielstellung ausreichend. Softwareentwicklung war sowohl für die Berechnungen, als auch für die Spektrumsjustierung und die Auswertung und Korrektur der Meßergebnisse nötig.

Die komplizierten geometrischen Verhältnisse insbesondere am Rand des Reaktorkerns erschwerten die Berechnungen zusätzlich. Mit Hilfe speziell entwickelter Monte-Carlo-Verfahren konnten diese Strukturen aber exakt modelliert und der statistische Fehler in den Fluenzangaben sehr niedrig gehalten werden. Verglichen mit anderen international üblichen Berechnungsverfahren muß man die hier entwickelte Methodik als sehr vorteilhaft einschätzen.

Im Zusammenhang mit solchen Berechnungen zur Neutronenbelastung von Reaktor-druckbehältern wurden Monte-Carlo Verfahren in diesem Umfang international in Rossendorf erstmalig verwendet. Inzwischen setzt sich diese Methode auch weltweit immer mehr durch.

2. Der Reaktor

2.1 Allgemeine Angaben

Bei den Reaktoren von Balakovo-3 und Rovno-3 handelt es sich um WWER-1000 der Baureihe 320. Die Nominalleistung P_{nomimal} des Reaktors beträgt $3000\text{MW}_{\text{th}}$. Der Reaktorkern besteht aus 163 mantellosen hexagonalen Brennelementen. Die Anzahl der Brennstäbe pro Brennelement beträgt 312. Für die Leistungsregelung werden 61 sogenannte Fingerregelelemente eingesetzt. Dafür gibt es in jedem Brennelement 18 Führungsrohre. Zum Abbau der Überschußreaktivität am Zyklusbeginn werden die äußeren frischen Brennelemente mit je 54 abbrennbaren Absorberstäben bestückt.

Die Länge des aktiven Teils der Brennstäbe beträgt 3530 mm. Die Besonderheit dieser Baureihe liegt in dem Eisenreflektor, der den Raum zwischen Reaktorkern und Kernbehälter nahezu vollständig ausfüllt und die Abschirmung der Neutronen bis zum Druckbehälter wesentlich verstärkt. In azimuthaler Richtung hat die Anordnung eine 30° Spiegelsymmetrie. In den Abbildungen A1 und A2 im Anhang wird ein horizontaler bzw. vertikaler Schnitt durch den Reaktor gezeigt. Abbildung A3 zeigt einen Schnitt durch ein Brennelement.

2.2 Geometrische Daten und Materialzusammensetzungen

Es standen ausführliche geometrische Angaben eines Standardmodells des WWER-1000 zur Verfügung (Abbildungen im Anhang 1-4), so daß die Rechnung für ein genaues Modell realisiert werden konnte. Angaben über die Abweichungen von den Sollmaßen bedingt durch Fertigungstoleranzen der einzelnen Kraftwerksblöcke lagen nicht vor und müssen als mögliche Fehlerquelle diskutiert werden.

Über die Materialzusammensetzung der Brennelemente, der Reaktoreinbauten, des Druckbehälters und der Betonabschirmung lag nur ein sehr grobes zweidimensionales Schema aus dem "Loviiza" Projekt (Vorstudie zum geplanten WWER-1000 in Finnland) vor, so daß zu den meisten Angaben zusätzliche Literaturrecherchen notwendig waren. Als zulässige Vereinfachung für die Materialzusammensetzung in der Spaltzone wurde eine mittlere Anreicherung von 1.6 % ^{235}U für alle Brennelemente angenommen und die entstehenden Spaltprodukte bzw. Isotope durch Neutroneneinfang vernachlässigt. Lediglich die durch die Aufheizung unterschiedlichen Wasserdichten in den einzelnen Höhen des Brennelementes wurden berücksichtigt. So entstanden in der Spaltzone 10, im unteren Einströmbereich 3 und im Bereich über dem Kern 5 verschiedene Materialzusammensetzungen. Insgesamt mußten 24 verschiedene Materialkompositionen berechnet werden.

2.3 Aufarbeitung der Information aus der Bestrahlungsgeschichte

Von den russischen Partnern wurden folgende Daten in einem Netz von Volleleistungszeitpunkten (Effektivzeitpunkten $t_{\text{eff},i} = t_{\text{eff},i-1} + (t_i - t_{i-1}) * P_i / P_{\text{nomimal}}$) und für den relevanten 60° Sektor zur Verfügung gestellt.

1. Realzeitabhängige totale Leistung des Reaktors (in MW) und die entsprechende Kühlmittelintrittstemperatur.

2. Die Verhältnisse $kw_{j,i}$ der totalen Leistung (i der Zeitschritt, j die Brennelementnummer) der Brennelemente zur mittleren Brennelementleistung im Reaktor. Bei völlig gleichmäßiger Leistungsverteilung über den Reaktorkern wären diese Werte gleich 1.
3. Die mittleren Abbrandwerte $ab_{j,h,i}$ in MWd/t für 10 Höhenabschnitte von jedem Brennelement (h bezeichnet den Höhenabschnitt).
4. Höhenabschnitts- und brennstabweiseweise gegebene Abweichungsfaktoren $vl_{n,j,h,i}$ von der mittleren Brennstableistung und vom mittleren Brennstababbrand $ab_{n,j,h,i}$ für die zwei äußeren Brennelementreihen (n=Brennstabnummernummer)
5. Kennzeichnung der Eigenschaften der Brennelemente und jedes einzelnen Brennstabes. (Anfangsanreicherung, Position der Fingerregelemente, Ausstattung der Brennelemente mit abbrennbaren Absorbieren).

Diese Angaben standen für beide Reaktoren in unterschiedlicher Form und Vollständigkeit zur Verfügung, wobei für Balakovo-3 die vollständigere Datenbasis geliefert wurde. Außerdem wurden von russischer Seite die geometrischen Sollabmessungen bzw. groben Materialzusammensetzungen der Brennelemente, der Reaktoreinbauten und des Druckbehälters bis zur Betonabschirmung übergeben. Die Spaltisotopenkonzentration $\rho_{\text{isotop}}(\mathbf{a}, \mathbf{f})$ und Spaltneutronenausbeute $\text{source}(\mathbf{a}, \mathbf{f})$ in Abhängigkeit vom Abbrand \mathbf{a} und der Eigenschaften des Brennstabes (Anfangsanreicherung, Absorber in der Umgebung oder nicht) \mathbf{f} lagen als Tabelle bzw. als Polynomentwicklung vor.

2.3.1 Hilfsprogramme zur Extraktion von relevanten Daten aus der Bestrahlungsgeschichte

Es mußte ein umfangreiches Programmpaket zur Extraktion und Aufbereitung der benötigten Daten geschaffen werden. Randbedingungen bildeten dabei einerseits die Art und Form der bereitgestellten Daten vom russischen Partner und andererseits die benötigten Eingangsdaten und Formate der bereits vorhandenen Programme für die Berechnung der Quellverteilungen der Neutronen bzw. der makroskopischen Querschnitte. Probleme bei der Aufbereitung traten durch unvollständige Ausgangsdaten, unterschiedliche Bezugsgrößen und Zeitintervalle auf. So war z.B. nur der Abbrand und nicht die Leistung höhenabhängig für die Brennelemente gegeben und die Brennstabdaten für die oberste und unterste Schicht fehlten ganz.

Die meisten Daten lagen als aufbereitete ASCII-Dateien vor und konnten über einen formatgebunden Readbefehl in die Programme eingelesen werden. Die Brennstabdaten waren aber im Originalzustand, wie der Kraftwerksbetreiber sie unserem russischen Partner zur Verfügung gestellt hatte. Das bedeutete, daß die Daten mit kyrillischen Buchstaben und Sonderzeichen durchsetzt waren und erst durch eine spezielle Prozedur lesbar bzw. verarbeitbar wurden. Bei den fehlenden Daten wurde versucht, über andere zur Verfügung stehenden Quellen diese Größen zu bestimmen oder sie durch Interpolation zu ergänzen. Zusätzlich wurden Ausgangsdaten, wenn es möglich war, auf Richtigkeit und Konsistenz zu anderen Daten überprüft.

Das Programmpaket umfaßt 10 Fortranprogramme. Es mußten, da sich die Ausgangsdaten für die beiden zu berechneten Reaktoren erheblich unterschieden, für jeden gesondert Programme geschrieben werden, wobei aber einzelne Programmteile gemeinsam benutzt werden konnten.

2.3.2 Berechnungen effektiver Wasserdichten aus der Reaktorgeschichte

Die Berechnung der Wasserdichten erfolgte unter folgenden Annahmen:

1. Es gibt keinen Austausch von Wasser im Kern zwischen den Brennelementen.
2. Die totale Temperaturerhöhung $\Delta T_{j,i}$ (alle Temperaturangaben beziehen sich auf das Kühlmittel) im Brennelement j zum Effektivzeitpunkt i ist nach russischen Angaben durch

$$\Delta T_{j,i} = 30^\circ \cdot k w_{j,i} \quad (1)$$

gegeben.

Die Bestimmung einer mittleren Eintrittstemperatur T_{input} über die Bestrahlungsperiode wurde an Hand der Reaktorgeschichte durchgeführt. Zur Gewinnung dieser mittleren Eintrittstemperatur wurden die gegebenen Eintrittstemperaturen $T_{i,input}$ innerhalb eines Zeitintervalls $i,i+1$ mit Hilfe der zeitabhängigen Gesamtleistung P_i gewichtet.

$$T_{input} = \frac{\sum_{i=1}^n T_{i,input} \cdot \Delta t_i \cdot P_i}{t_{ges} \cdot P_{nominal}} \quad (2)$$

Für der Berechnung der totalen mittleren Aufheiztemperatur in den verschiedenen Brennelementen j ergibt sich:

$$\Delta T_j = \frac{1}{t_{eff,ges}} \sum_{i=1}^n \Delta T_{j,i} \cdot \Delta t_{eff,i} \quad (3)$$

Mit Hilfe des höhenabhängigen Leistungsanteils $vb_{j,h,i}$ der Brennelemente (Formel 10, Abschnitt 4.2) wurde eine Temperaturerhöhung $\Delta T_{j,h}$ für jeden Höhenabschnitt h im Brennelement j berechnet.

$$\Delta T_{j,h} = \frac{\Delta T_j}{t_{eff,ges}} \cdot \sum_{i=1}^n (vb_{j,h,i} \cdot \Delta t_{eff,i}) \quad (4)$$

Aus $\Delta T_{j,h}$ und T_{input} läßt sich dann leicht die mittlere Temperatur im Höhenabschnitt h bestimmen.

Die so erzeugten Temperaturwerte wurden in Temperaturgruppen zusammengefaßt. Der maximale Temperaturunterschied innerhalb einer Gruppe betrug dabei für Balakovo-3 2.5°C (bei Rovno-3 3.0°C). Die entsprechenden Kerndichten wurden dann mit Hilfe einer Wasser-Dampf-Tafel bestimmt.

3. Rückführung des zeitabhängigen Berechnungsproblems auf die Berechnung mit einer integralen Quelle

Zur Berechnung der Fluenz benötigt man ein Flußintegral über die Bestrahlungszeit. Für jeden Zeitpunkt ist der Fluß über die zeitabhängigen Spaltquellen $S(x,E,t)$ durch die

Transportgleichung gegeben, welche man mit dem Transportoperator TR in Kurzschreibweise in der Form

$$\mathbf{TR} \phi(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t) = \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t) \quad (5)$$

(Transportgleichung für Neutronen bei gegebener äußerer Quelle) schreiben kann. Als formale Lösung von (5) erhält man

$$\phi(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t) = \mathbf{TR}^{-1}(\mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t)) \quad (6)$$

Die zur Erhaltung der Fluenz $F(\mathbf{x}, \mathbf{E})$ benötigte Zeitintegration des Flusses ergibt

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{E}) = \int \mathbf{TR}^{-1}(\mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t)) dt \quad (7)$$

Man kann jedoch für den relevanten Energiebereich annehmen, daß sich die für die Neutronentransportrechnung wichtigen Eigenschaften des Systems zeitlich nicht ändern. Dies wurde durch Untersuchung der sehr kleinen Änderungen der Neutronenwirkungsquerschnitte im relevanten Energiebereich während des Reaktorzyklus verifiziert.

Deshalb erhält man aus (7) dann

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{E}) = \mathbf{TR}^{-1} \int \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t) dt \quad (8)$$

Zur Berechnung der Neutronenfluenz benötigt man daher die zeitlich integrierten Quellen.

Für die Berechnung der Fluenz, die ein spezieller Detektor mit einer Abklingkonstante λ_{det} fühlt, braucht man den scheinbaren zeitabhängigen Fluß

$$\phi_{\text{det}}(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t) = \mathbf{TR}^{-1}(\mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t) \exp(\lambda_{\text{det}}^*(t - t_b)))$$

bzw. die Fluenz

$$\mathbf{F}_{\text{det}}(\mathbf{x}, \mathbf{E}) = \int \mathbf{TR}^{-1}(\mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{E}, t) \exp(\lambda_{\text{det}}^*(t - t_b))) dt \quad (9)$$

t_b ist die Bestrahlungszeit. Das Integral erstreckt sich von 0 bis t_b . Hier ist berücksichtigt, daß der Detektor Quellen, die am Anfang der Bestrahlung lagen durch das Abklingen seiner Aktivität wieder vergißt und diejenigen, die in der zeitlichen Nähe des Endes der Bestrahlungszeit liegen noch als vorhanden registriert sind. Der Weg über die Bestimmung dieser effektiven Quellen ist exakt. Andere in der Literatur verwendete Verfahren sind wesentlich gröber. Meistens wird nur die Leistungsgeschichte korrigiert, d.h. es wird von einer konstanten Verteilung des Neutronenflusses über Energie und Ort ausgegangen. Andere korrigieren die Ortsverteilung unter Benutzung 2-dimensionaler Programme bzw. der Synthesemethode. Da jedoch die Quellverteilung sich in sehr komplizierter Weise 3-dimensional ändert, können solche Methoden sehr ungenau sein. Zu den Einzelheiten siehe 4.3.

4. Gewinnung der höhenabhängigen integralen Quellverteilungen für die Fluenzberechnung für alle Brennstäbe der relevanten Brennelemente

4.1 Grundsätzliches Vorgehen

Ziel ist die Berechnung der kumulativen Quellstärke über die Bestrahlungszeit und der Aufteilung dieser Quellstärke auf verschiedene Spaltisotope für jeden Höhenabschnitt aller Brennstäbe.

Benötigt wird u.a. auch die Ungleichmäßigkeit der Leistung über die verschiedenen Höhenabschnitte. Diese wurde wie bereits oben erwähnt von russischer Seite nicht geliefert. Deshalb wurde in guter Näherung diese Verteilung aus der vorliegenden Abbrandverteilung (abgekürzt mit ab) berechnet.

Das Verhältnis der Brennelementleistung im Brennelement j in der Höhenschicht h zur mittleren Brennelementleistung $vb(j,h,i)$ in dem Zeitintervall $i = (i+1,i)$ wird durch die Beziehung

$$vb_{j,h,i} = \frac{ab_{j,h,i+1} - ab_{j,h,i}}{\sum_{h^*=1}^n (ab_{j,h^*,i+1} - ab_{j,h^*,i})} \quad (10)$$

bestimmt.

Zur Berechnung der Neutronenzahl aus der leistungsabhängigen Zahl der Spaltungen muß man die von der Anfangsanreicherung und dem Abbrand abhängige mittlere Zahl von Spaltneutronen bei einer Spaltung kennen. Außerdem benötigt man für die Aufteilung der Spaltneutronen auf verschiedene Spaltisotope die von der Art des Brennstabes und dem Abbrand abhängige Isotopenzusammensetzung des Brennstoffs. Zur Bestimmung dieser Größen wurden aus von russischer Seite gegebenen Tabellenwerten die Funktionen $\rho_{U5}(a,f)$, $\rho_{U8}(a,f)$ und $\rho_{Pu9}(a,f)$ (Isotopenkonzentration von ^{235}U , ^{238}U bzw. ^{239}Pu) durch Polynomdarstellung angepaßt, deren Koeffizienten sich für verschiedene Abbrandintervalle ändern. Die Funktion $source(a,f)$ gibt das mittlere ν (Anzahl der Spaltneutronen pro Spaltung) beim Abbrand a und einer durch f gekennzeichneten Eigenschaft des Brennstabes. Alle diese Größen reichen nun aus, das Zeitintegral (8) bzw. (9) zu bestimmen. Grundsätzlich wird angenommen, daß man zwischen den Größen für bestimmte Zeitpunkte linear interpolieren kann.

Mit P_i als mittlere Leistung eines Brennelements im i . Zeitintervall und $pinz$ als Anzahl der Brennstäbe in einem Brennelement ergibt sich mit den oben (siehe 2.3) definierten Größen für die integrale Leistung LI im i . Zeitabschnitt für den Brennstab n in dem Brennelement j und der Höhenschicht h der Wert:

$$LI_{n,j,h,i} = P_i * \Delta t_i * vb_{j,h,i} * \frac{(kw_{j,i} * \nu_{n,j,h,i}) + (kw_{j,i+1} * \nu_{n,j,h,i+1})}{2.0 * pinz} \quad (11)$$

Mit $a = (ab_{n,j,h,i+1} + ab_{n,j,h,i}) / 2.0$ (12)

als mittleren Abbrand ergibt sich aus LI der erzeugte Quellanteil im i . Zeitintervall (wenn

die Eigenschaften des Brennstabes durch f gekennzeichnet werden und esp die Anzahl der Spaltungen pro integraler Leistungseinheit bedeutet) zu

$$S_{n,j,h,i} = L_{n,j,h,i} * source(a,f) / esp \quad (13)$$

Zur Bestimmung der Quellanteile für die verschiedenen Spaltisotope wurde von einem mittleren Neutronenspektrum $\phi(g)$ im Reaktor ausgegangen (g ist die Energiegruppe), welches durch eine Monte-Carlo Rechnung mit dem eigenen Programm TRAMOC bestimmt wurde. Mit Hilfe dieses Spektrums werden effektive Neutronenerzeugungsquerschnitte für verschiedene Spaltisotope folgendermaßen berechnet.

$$\frac{V_{isotop} \sigma_{f,isotop}}{V_{isotop} \sigma_{f,isotop}} = \frac{\sum_g v_{isotop}(g) * \sigma_{f,isotop}(g) * \phi(g)}{\sum_g \phi(g)} \quad (14)$$

Nach einem schon in [1] beschriebenen Verfahren werden dann aus der erzeugten Gesamtquelle S des Brennstababschnittes mit

$$S_{isotop} = \frac{V_{isotop} \sigma_{f,isotop} * \rho_{isotop} * S}{\sum_{isotop^*=1}^m V_{isotop} * \sigma_{f,isotop} * \rho_{isotop}} \quad (15)$$

(m = Anzahl der Spaltisotope)

die verschiedenen Teilquellen bestimmt. Die Dichte ρ_{isotop} berechnet man aus den Funktionen ρ_{U5} , ρ_{U8} bzw. ρ_{Pu9} . Damit ist in aller Kürze skizziert, wie die benötigten integralen Quellverteilungen bestimmt werden.

4.2 Modifizierung für die praktische Realisierung

Für die Berechnung wurde aus Varianzgründen jeder Brennelementquerschnitt in 2 Teile geteilt. Dies bedeutet jedoch, daß einige Brennstäbe genau auf der Grenze dieser Teile liegen. Diese Brennstäbe wurden so behandelt, daß sie für beide Gebiete jeweils mit der Hälfte ihres Einflusses in Rechnung gestellt werden. Außerdem mußte beachtet werden, daß ein Teil der "Brennstäbe" aus nicht spaltbarem Material besteht und keine Quellen liefert. Durch die Teilung der Brennelemente entstehen verschiedene Strukturen der Anordnung der Brennstäbe in diesen Teilen, welche berücksichtigt werden müssen. So muß die genaue örtliche Lage jedes einzelnen Brennstabes der entsprechenden Quellstärke zugeordnet werden.

Zur Realisierung der für die Fluenzberechnung benötigten kumulativen Quellen wurde das Berechnungsprogramm SOURCE entwickelt.

4.3 Berechnung effektiver, die Abklingzeit der Aktivierungsdetektoren berücksichtigender Quellverteilungen

Nach der Bestrahlung ist die Gesamtaktivität des Detektors am Bestrahlungsende als Meßwert vorhanden. Diese Größe muß auch theoretisch berechnet und mit dem Meßwert verglichen werden. Zu berücksichtigen sind dabei die Empfindlichkeit der Messung, die Meßzeit und die Zeit zwischen Bestrahlungsende und Beginn der Messung. Im Folgenden sollen die allgemeinen Zusammenhänge der Meßgröße mit der theoretischen Berechnung noch einmal kurz diskutiert werden. In der üblichen Formel ist die Reaktionsrate R pro Detektoratom für einen (konstanten) Fluß gegeben.

$$R = \sigma \cdot \phi \quad (16)$$

σ ist der mikroskopische Querschnitt des Detektormaterials.

Gemessen wird jedoch die Aktivität am Ende der Bestrahlung bzw. auf diesen Zeitpunkt wird korrigiert, d.h. mit C als der Anzahl der aktivierten Kerne/Kern und der Aktivität $A = \lambda \cdot C$ hat man für konstanten Fluß und für den Grenzfall von vernachlässigbarem Abklingen in der Bestrahlungszeit t_b :

$$A = \lambda \int \sigma \cdot \phi dt = \lambda \cdot \sigma \cdot \phi \cdot t_b \quad (17)$$

Bei der Bestrahlung klingt jedoch die Aktivität des Detektors ab, d.h. man mißt (für konstanten Fluß):

$$A_1 = \lambda \int \sigma \cdot \phi \cdot e^{(\lambda \cdot (t - t_b))} dt = \sigma \cdot \phi (1 - e^{(-\lambda \cdot t_b)}) \quad (18)$$

Wenn wir also die gemessene Aktivität durch den Wert $(1 - e^{(-\lambda \cdot t_b)})$ teilen, erhalten wir für diesen Grenzfall konstanten Flusses die gewünschte Reaktionsrate.

In Wirklichkeit mißt man jedoch den Ausdruck A_2 (der Fluß am Detektorort ist zeitabhängig, $\phi(t)$ soll den zeitabhängigen Fluß am Detektorort bezeichnen, V ist das Detektorvolumen)

$$A_2 = \lambda \int V \cdot \sum \phi(t) \cdot \exp(\lambda \cdot (t - t_b)) \cdot dt \quad (19)$$

Für Fälle, wo man annehmen kann, daß der ortsunabhängige Fluß nur über die Leistung P_i zeitabhängig ist, kann man alles mit entsprechenden Korrekturfaktoren für die Reaktorgesichte wieder auf eine Reaktionsrate umrechnen (Formel 29, Abschn. 8.1). Die Ortskoordinaten werden in den nächsten Formeln weggelassen.

Die gemessene Aktivität bezieht sich auf eine bestimmte Menge Detektormaterial. Wenn diese Menge M (in Gramm) ist, muß man diese Menge in der Formel berücksichtigen. Die Aktivität ist dann

$$A_2 = K \cdot \lambda \int \sigma(E) \phi(E, t) \cdot \exp(\lambda \cdot (t - t_b)) dt dE = K \cdot \lambda \cdot \int \sigma(E) I_D(E) dE \quad (20)$$

Mit

$$I_D(E) = \int \phi(E, t) \cdot \exp(\lambda \cdot (t - t_b)) dt \quad (21)$$

K ergibt sich aus $V \cdot \Sigma = V \cdot N \cdot \sigma$ (N ist die Kerndichte) für M Gramm zu

$$K = M \cdot N_L / A_D \quad (22)$$

A_D ist das Atomgewicht des Detektorisotops und N_L ist die Loschmidtzahl. Für den Vergleich mit dem Experiment muß also das Zeitintegral

$$I_D(E) = \int \phi(E, t) \cdot \exp(\lambda \cdot (t - t_b)) dt \quad (23)$$

berechnet werden. Als Zwischenschritt für diese Berechnung wird zunächst eine effektive Spaltquelle (vergleiche auch (8))

$$S_{\text{eff}}(x, E) = \int S(x, E, t) \cdot \exp(\lambda \cdot (t - t_b)) dt \quad (24)$$

für alle Ortspunkte x im Reaktorkern berechnet. Mit dieser effektiven Quelle wird mit Hilfe einer Neutronentransportrechnung eine Fluenzberechnung für den Detektorort durchgeführt. Da die verschiedenen Quellenteile überlagert werden können, wenn man annimmt, daß sich die für die Neutronentransportrechnung wichtigen Eigenschaften des Systems zeitlich nicht ändern, ist die mit $S_{\text{eff}}(x, E)$ berechnete "Detektorfluenz" die gesuchte Größe $I_D(E)$.

$$I_D(E) = \int T^{-1}(S(x, E, t)) \cdot \exp(\lambda \cdot (t - t_b)) dt = T^{-1} \int S(x, E, t) \cdot \exp(\lambda \cdot (t - t_b)) dt \quad (25)$$

$$I_D(E) = T^{-1}(S_{\text{eff}}(x, E)) \quad (26)$$

Mit Hilfe des berechneten $I_D(E)$ kann man dann unter Berücksichtigung von (20) Messung und Experiment vergleichen.

Im Unterschied zur Berechnung der Fluenz (4.1) ergibt sich jetzt mit $S(t_i)$ als Quelle zum Zeitpunkt t_i und T als gesamte Meßzeit bei linearer Interpolation in den Zeitintervallen t_i, t_{i+1} folgende Beziehung für die effektive Quelle S_{eff} .

$$S_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^I e^{-\lambda(T-t_i)} \int_0^{t_{i+1}-t_i} d\tau e^{\lambda\tau} * S_i \quad (27)$$

$$S_i = S(t_i) + \frac{S(t_{i+1}) - S(t_i)}{t_{i+1} - t_i} * T \quad (28)$$

Für vernachlässigbare kleine Abklingkonstanten λ geht die Formel in die normale integrale Quellbeziehung über, die für die Berechnung der Fluenz benötigt wird und welche für die Brennstabdarstellung in 4.1 angeführt wurde. In diesem Fall bleibt nur das Integral über die eckige Klammer, welches sich für jedes Zeitintervall Δt_i auf den Mittelwert von $S(t_{i+1})$ und $S(t_i)$ multipliziert mit Δt_i reduziert. Alles zur Aufteilung der Quellen unter 4.1 gesagte ist für die effektiven Quellen analog gültig. Zur Realisierung der Berechnung der in (24) allgemein gegebenen effektiven Quellverteilung für ver-

schiedene Abklingkonstanten in der notwendigen numerischen Näherung wurde das Berechnungsprogramm MONSOURCE entwickelt.

5. Berechnungsmodell

5.1 Berechnungsmodelle für Rovno-3 und Balakovo-3

Für die Berechnung der Fluenzen mußte ein 60° Zylindersektor betrachtet werden, da nur für diesen Sektor sowohl die Quellverteilung als auch die Temperaturverteilung symmetrisch ist. Auch die Fluenzdetektoren waren über einen 60° Sektor verteilt.

In das Berechnungsmodell eingeschlossen wurde je ein Reflektor unterhalb und oberhalb der Spaltzone. Die Gesamthöhe des Systems beträgt dadurch 400.7 cm. In radialer Richtung wurde das Ende des Systems in 20 cm Tiefe der Betonabschirmung angenommen. Es wurden alle bekannten Details berücksichtigt, so wurde z.B. die Rippenstruktur des Eisenreflektors exakt aufgelöst und die Druckbehälterverdickung im Bereich der Einlaufstützen korrekt modelliert.

Da die betrachteten Reaktoren geometrisch keine Unterschiede besitzen, konnte für beide das gleiche geometrische Modell benutzt werden. Probleme ergaben sich durch die Tatsache, daß beim Rovno-Reaktor für die Quellverteilung nur Werte über einen 30° Sektor zur Verfügung standen. Aus diesem Grunde wurden die Werte vom 30° Sektor von Rovno so gespiegelt, so daß auch hier wieder das 60° Berechnungsmodell verwendet werden konnte. Die Abbildung A4 im Anhang zeigt einen vertikalen Schnitt des geometrischen Modells.

Für die Berechnung von Fluenzen an der Außenwand des Druckbehälters ist es bei der Größe der WWER-1000 Brennelemente völlig ausreichend, nur Quellen der äußeren zwei Reihen Brennelemente zu berücksichtigen. Die dritte Reihe diente als Reflektor und wurde entsprechend in der Rechnung berücksichtigt. Alle anderen Brennelemente spielen keine Rolle und wurden als total absorbierende Körper betrachtet.

Zusätzlich zu den bestehenden natürlichen Bauteilgrenzen wurden große Bauteile radial, azimutal und horizontal weiter unterteilt, um durch den Einsatz von Gewichten in diesen Teilvolumina die Varianz zu verbessern. Diese Unterteilung wurde an Hand der Ergebnisgebiete vorgenommen, so daß verschiedene, dem Problem angepaßte Datensätze für die entsprechenden Detektorpositionen entstanden. Deshalb wurden für die horizontalen und vertikalen Detektororte an der RDB-Außenwand getrennte Rechnungen durchgeführt.

Aus diesem Grund wurden generell die Brennelemente mit Quellen analog der Abbildung A3 (siehe Anhang) geteilt um die Gewichtsunterschiede bei der Monte-Carlo Rechnung nicht zu groß werden zu lassen.

5.2 Vereinfachtes Modell zur Untersuchung des Einflusses der Gruppenszahl, des Gruppensatzes und zum Vergleich mit MCNP

Um den Umfang der Berechnungen zu vermindern wurde für den Variantenvergleich ein vereinfachtes Modell zugrunde gelegt. Die Vereinfachungen umfassen folgende Punkte:

1. Keine Berücksichtigung der Rippenstruktur im Eisenreflektor (Vollkörper)
2. Konstante Druckbehälterwandstärke
3. Ausschließliche Berücksichtigung der durch Spaltungen an U-235 entstandenen Quellen.

3. Keine Berücksichtigung der brennstabweisen Struktur der Quellen sondern homogene Verteilung über jeden Halbkörper des Brennelementes (siehe Abb. A3, Anhang) in der entsprechenden Höhenschicht.
4. gleichmäßige azimutale Unterteilung des Ergebnisgebietes in 20 äquidistante Zonen.

6. Berechnungsmethode und Gruppendaten

6.1 Programmsystem TRAMO

Auf der Grundlage, des bereits in den achtziger Jahren entwickelten Monte-Carlo Programms SMO [6] wurde systematisch durch Verallgemeinerung und Verbesserung das neue Programmsystem TRAMO geschaffen. Das System besteht, neben den verschiedenen Datenaufbereitungsprogrammen, aus drei eigenständigen Monte-Carlo Routinen. Das Standardprogramm wurde speziell in letzter Zeit auf die Probleme der Reaktordosimetrie erweitert bzw. zugeschnitten und an vielen Aufgaben erfolgreich getestet. Zusätzlich steht ein Programm zur Berechnung von Sollgewichten im Rahmen der "Weight Window Method" und ein Kritikalitätsprogramm zur Verfügung.

Die geometrische Grundstruktur bilden in sich willkürlich geschachtelte aber sich nicht schneidende achsenparallele Körper, wobei Zylinder und Hexagone durch spezielle Routinen unterstützt werden. Alle Körper können beliebig in unterschiedlicher Höhe parallel zur Grundebene unterteilt werden. Darüber hinaus kann sich auch die Grundstruktur höhenabhängig ändern. Für Zylinder existieren Optionen zur Berücksichtigung schräger Höhenschichten und von Sektoren.

Damit ist es möglich alle geometrischen Einzelheiten des Systems Reaktor und Umgebung, einschließlich Meßanordnungen bzw. verschiedener Bestrahlungsproben in den Rechnungen abzubilden.

Neben der bereits seit vielen Jahren benutzten Neutronendatenbibliothek FL-27 auf der Basis von ABBN-78 wurden in letzter Zeit neue Bibliotheken auf der Grundlage von ENDF/B6 und JEF-2 erzeugt und ein 175 Gruppensatz (davon 123 oberhalb von 21.5 keV) auf der Basis von ENDF/B6 mit Streumatrizen mit P5-Legendrescher Entwicklung als Standard ausgebaut.

Das wesentliche Problem bei der Monte-Carlo-Methode stellt die Varianz des Ergebnisses dar. Deshalb wurde bei der Programmierung der Routinen konsequent der Einsatz von varianzverbessernden Methoden vorgesehen. Das beginnt bei der Quelle durch die Verwendung eines Quellbiasings, welches in Abhängigkeit von Energie und Ort genutzt wird. Weiter wird bei Ortstransport und Streuprozessen die "Weight Window Method" durchgängig mit durch das Monte Carlo Programm TRAWEL berechneten Gewichten eingesetzt. Absorption bzw. n_2n -Prozesse werden durch Faktoren für das Teilchengewicht berücksichtigt.

Mit all diesen Methoden ist es unter zusätzlicher Parallelrechnung möglich bei vertretbarer Rechenzeit die Fehler der Fluenzspektren auch außerhalb des RDB unter 1% zu drücken.

Frühere Abschätzungen am WWER-440 Reaktor haben gezeigt, daß durch die Benutzung einer homogenen Quellverteilung in den Randbrennelementen die Fluenzwerte im RDB etwa um 10% überschätzt werden. Durch die relativ großen Brennelemente des WWER-1000 würde dieser Effekt deutlich größer werden und deshalb ist es hier zwingend erforderlich eine detaillierte Quellverteilung im Brennelement zu berücksichtigen.

Für diese detaillierte Quellverteilung mußten im Programm TRAMO verschiedene Modifizierungen vorgenommen werden.

6.2 Gewichtsberechnungsprogramm TRAWEL

Eine Anwendung der Monte-Carlo Methode für die Berechnung der Gewichtsfunktionen bzw. der Einflußfunktionen erscheint zunächst aussichtslos, da man für jede der Gewichtsfunktionen im Prinzip eine unabhängige Monte-Carlo Rechnung benötigt. In TRAWEL sind deshalb eine Reihe von speziellen Maßnahmen ergriffen worden, welche die Monte-Carlo Methode trotzdem attraktiv machen.

Es wird eine spezielle rekursive Monte-Carlo Methode benutzt, d.h. zuerst werden beginnend mit der untersten Energiegruppe die Einflußfunktionen der Ortsgebiete in der unmittelbaren Nähe des Ergebnisgebietes berechnet. Diese mittleren Ergebnisse können dann bereits genutzt werden, wenn ein Teilchen aus einem entfernteren Gebiet auf eine schon berechnete Zone stößt. Entsprechend wird dieselbe Prozedur für die nächst höhere Energiegruppe wiederholt und bei einem Stoß, der in eine untere Energiegruppe führt, kann das Teilchenschicksal beendet werden, da das Ergebnis schon existiert. Dadurch werden alle Teilchengeschichten sehr kurz.

Jeder Stoßort eines Teilchens wird wieder als Quelle für die Berechnung der Einflußfunktion für dieses entsprechende Ortsgebiet und die Energiegruppe betrachtet. Dadurch hat man für jede Neutronenhistorie Beiträge zu einer ganzen Reihe von benötigten Ergebnissen.

Trotz der beschriebenen Maßnahmen bleibt die Bestimmung der Einflußfunktionen und damit der benötigten Gewichte ein sehr rechenzeitaufwendiges Problem, welches den Aufwand für die eigentliche Berechnung deutlich übersteigt. Jedoch ist der einmal bestimmte Gewichtssatz nicht nur für das speziell formulierte Problem gültig, sondern für eine ganze Reihe ähnlicher Konfigurationen anwendbar.

Im Projekt wurden aus den schon erwähnten Gründen für die horizontale und vertikale Detektoranordnung entsprechend der konzipierten zwei Rechnungen auch zwei Gewichtssätze erzeugt. Durch leichte Modifizierung konnten die entsprechenden Sätze für beide Reaktoren verwendet werden.

Im Rahmen des Projektes wurde das Programm TRAWEL in verschiedener Hinsicht erweitert bzw. verbessert. So war bisher die Eingabe der Zonenreihenfolge per Hand notwendig. Jetzt kann eine optimale Reihenfolge berechnet werden.

6.3 Neutronendaten

Für das Monte-Carlo Programm TRAMO können Neutronendaten verschiedener Formate genutzt werden. Neben der Nutzung des älteren eingesetzten ABBN-78 Gruppensatzes ist es jetzt auch möglich, mit Hilfe des Programms NJOY Gruppensätze beliebiger Gruppenzahl aus modernen Neutronendatenbibliotheken zu nutzen. Zusätzlich steht das neue russische Datensystem MULTIK zur Verfügung, das aber wegen der noch zu großen Unsicherheiten nicht eingesetzt wurde.

Zur Gewinnung der für TRAMO bzw. TRAWEL benötigten makroskopischen Querschnitte mit Berücksichtigung der Selbstabschirmung der Resonanzen und abgeleiteter Größen wurde das Programm MODAJ entwickelt. Dies Programm ist allgemein gestaltet und auf alle oben erwähnten Gruppensätze anwendbar.

Dieser in Obninsk entwickelte Gruppensatz mit f-Faktoren liefert trotz seiner geringen Gruppenszahl (26, davon 10 oberhalb von 21.5 KeV) und seines Alters verblüffend gute Ergebnisse und stimmt mit Rechnungen, die mit modernen Vielgruppendaten durchgeführt wurden sind, häufig gut überein. Eine Ursache dafür ist seine umfangreiche Justierung an sehr vielen Experimenten und sein Zuschnitt auf schnelle Reaktoren (oberer Energiebereich). Dieser Energiebereich ist auch für Probleme der Fluenzberechnung am Druckbehälter wichtig.

In Rossendorf wurde speziell für die Nutzung von Monte-Carlo Programmen durch eigene Entwicklungen dieser Gruppensatz dadurch verbessert, daß für die elastische Streuung die Anisotropie im Schwerpunktsystem durch Berechnung von Winkelgruppen (20 isotopenabhängige Winkelgruppen für jede Energiegruppe) im Schwerpunktsystem [7] berücksichtigt werden kann.

Durch Nutzung der isotopenabhängigen Energieverlust-Streuwinkel-Beziehung bei Anwendung der durch die Winkelgruppen gegebenen Anisotropie wird die Korrelation zwischen Streuwinkel und Energie über die Gruppennäherung hinaus exakt berücksichtigt.

6.3.2 Gruppensdatenberechnung mit Hilfe von NJOY (ENDF/B6, JEF-2)

Die Basis dieser Datenaufbereitung bildet das international verwendete Neutronengruppenprogramm NJOY. Mit diesem Programm werden mikroskopische Gruppenquerschnitte für einen Satz von Verdünnungsquerschnitten (Bondarenko Konzept) berechnet bei freier Wahl der Gruppenanzahl. Neben den notwendigen Querschnitten werden der mittlere elastische Streukosinus μ_0 , die mittlere Anzahl der Spaltneutronen ν , die elastischen und inelastischen Streumatrizen sowie die Spaltspektren bestimmt. Bei den Streumatrizen wird dabei die Anisotropie im Laborsystem durch Legendresche Entwicklung dargestellt.

Abweichend von dem üblichen Vorgehen wurde im Programm TRAMO für Wasserstoff die elastische Streuung an Wasserstoff exakt behandelt, da man für Wasserstoff von einer Isotropie im Schwerpunktsystem ausgehen kann. Mit Hilfe der Stoßgesetze kann man dann die Korrelation von Energieverlust und Streuwinkel im Laborsystem exakt bestimmen. Dies ist auch deshalb bedeutsam, weil die P_L -Entwicklung wegen der bei Wasserstoff starken Anisotropie im Laborsystem sehr ungünstig ist.

Um eine Verarbeitung der Größen mit dem vorhandenen Programm MODAJ zu ermöglichen, wurden aus einem Netz von abgeschirmten mikroskopischen Querschnitte dazugehörige f-Faktoren bestimmt, die Daten in ein geeignetes Format transformiert und in einer Gesamtbibliothek abgespeichert.

Für die Berechnung der beiden Reaktoren wurde auf der Basis der Vitamin-J Struktur ein umfangreicher 175 Gruppensatz (die oberen 123 Gruppen wurden für die Rechnung benutzt) aus der Neutronendatenbibliothek ENDF/B6 erzeugt. Die Streumatrizen wurden bis P_5 entwickelt.

Zusätzlich wurde für die Vergleichsrechnungen auf derselben Datenbasis ein entsprechender 60 Gruppensatz (benutzt wurden 58) sowie ein 248 Gruppensatz (benutzt wurden 246) im Energiebereich oberhalb von 20 keV hergestellt, was ungefähr einer Halbierung bzw. Verdopplung der Gruppenanzahl entspricht. Außerdem wurde ein 175 Gruppensatz auf der Grundlage von JEF-2 erstellt. Diese zusätzlichen Datensätze wurden nur für die benötigten 12 Isotope aufgebaut, dagegen umfaßt die Standardbibliothek (175 Gruppen ENDF/B6) 36 Isotope.

7. Die Bestrahlung der Aktivierungsdetektoren in den Reaktoren Rovno-3 und Balakovo-3

Für das Experiment an der Druckbehälteraußenwand des Reaktorblockes Balakovo-3 wurde der 5. Zyklus mit 170.1 effektiven Volllasttagen ausgewählt.

Die Detektoren waren auf einem Aluminiumgestell in 10 Al-Kapseln angebracht. 5 Kapseln waren azimuthal auf einer Ebene (29 cm unterhalb der Reaktorkernmitte) verteilt. Die übrigen 5 waren vertikal bei einem Azimutwinkel von 97° (Abb. 7.1) zwischen +37 cm und -91 cm zur Kernmitte angeordnet.

An diesem Experiment waren 7 Institutionen mit unterschiedlichen Detektormaterialien beteiligt. Neben Materialien wie Fe, Ni, Nb, Ti, Cu, Ag, Co kamen bei einigen Teilnehmern auch Spaltdetektoren zum Einsatz. Das FZR beteiligte sich mit 9 Detektorsätzen. Das Bestrahlungsexperiment Rovno-3 wurde während des 7. Zyklus mit 294,95 effektiven Volllasttagen durchgeführt. Der Aufbau glich dem Balakovo-Experiment, wobei in der horizontalen Ebene 8 und vertikal 4 Kapseln angeordnet waren (Abb. 7.2). An diesem Experiment war neben russischen Partnern nur das FZR mit 3 Detektorsätzen beteiligt.

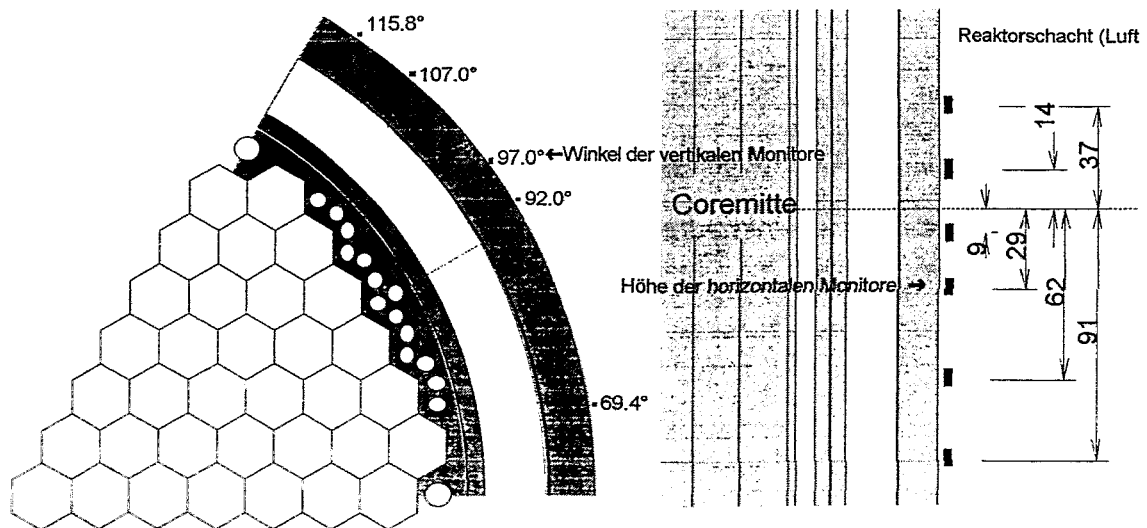


Abb. 7.1: Horizontale und vertikale Monitoranordnung bei Experiment in Balakovo-3

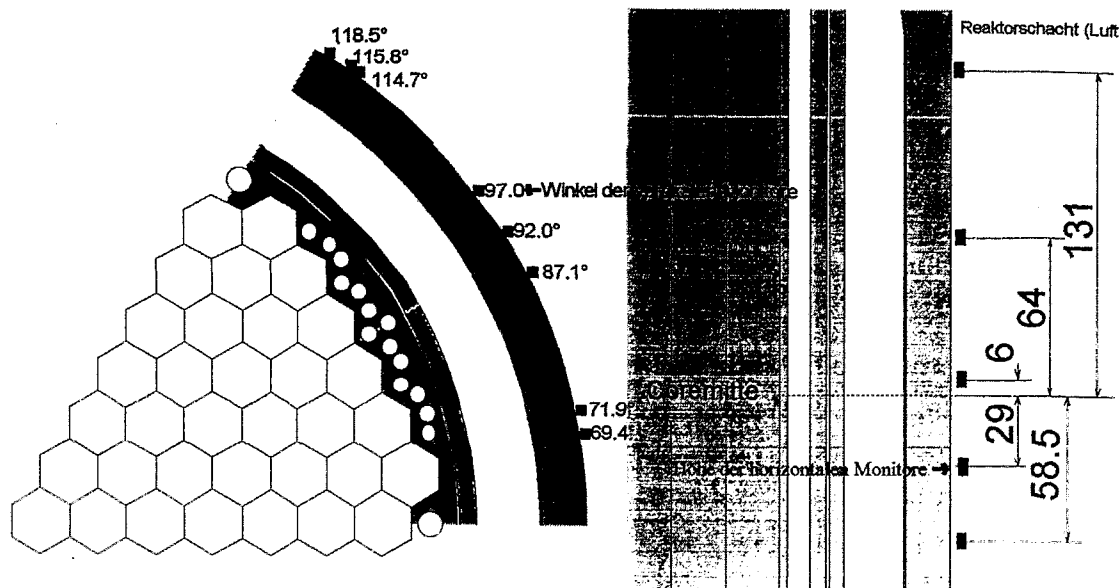


Abb. 7.2: Horizontale und vertikale Monitoranordnung bei Experiment in Rovno-3

8. Auswertung der Aktivierungsdetektoren

Jeweils 7 Aktivierungsdetektoren waren von einer Quarzglasampulle umschlossen, um speziell die Zerstörung der Niobfolien zu vermeiden. Tabelle 8.1 charakterisiert die eingesetzten Materialien.

Tabelle 8.1 Detektorcharakteristik

Kupfer	Zylinder	ø 4 x 5 mm	99,999 % aus Einkristall
Niob	Scheibe	ø 3 x 18 µm	99,999 % aus Einkristall
Eisen	Drahtspirale	ø 0,234 mm	99,999 %
SWS (Schwellwertsonde)	Scheibe	ø 2,5x1 mm	97,5 % Ti; 2,12 % Fe; 0,5 % Ni
MKS (Mehrkomponenten-sonde)	Scheibe	ø 2,5x70µm	81,63 % Ni; 15,16 % Mo; 2,62 % W; 0,31 % Au; 0,26 % Mn
Silber	Scheibe	ø 2,5x0,1mm	0,8 % Ag in Alu
Cobalt	Scheibe	ø 2,5x0,1mm	0,67 % Co in Alu

Alle Materialien waren in Kooperation mit dem Institut für Reinstmetalle Dresden entwickelt worden und besitzen entsprechende Reinheitszertifikate. Ihre Eignung konnte bei umfangreichen Experimenten an der Druckbehälteraußenwand der WWER-440 Reaktoren Greifswald nachgewiesen werden.

8.1 Bestimmung der Aktivitäten und Reaktionsraten

Die Bestimmung der Neutronenfluenzen erfolgt über die Auswertung der in Tabelle 8.2 gekennzeichneten Gammaübergänge.

Tabelle 8.2 Gammaübergänge der verwendeten Ausgangsmaterialien

Ausgangsnuklid	⁵⁴ Fe	⁵⁸ Ni*	⁴⁶ Ti	⁶³ Cu*	⁵⁹ Co	¹⁰⁹ Ag	⁹³ Nb*	⁹³ Nb
Reaktion	n, p	n, p	n, p	n, α	n, γ	n, γ	n, n'	n, n'
Meßnuklid	⁵⁴ Mn	⁵⁸ Co	⁴⁶ Sc	⁶⁰ Co	⁶⁰ Co	^{110m} Ag	^{93m} Nb	⁹⁴ Nb
γ-Übergang [keV]	834.81	810.75 1674.73	889.26 1120.52	1173.23 1332.51	1173.23 1332.51	657.75 884.67	16.6 18.6	702.5 871.1
Kalibrierung	ST	KF	KF	ST	ST	KF	ST ¹	KF

* mit Korrektur der γ-Selbstabschirmung

¹ In Lösung mit ICP/GeD

Ein GMX-2800-Detektor mit nachfolgender Elektronik und Software wurde im FZR zur Registrierung der Gammaspektren eingesetzt.

Das Spektrometer wurde mit DKD¹ zertifizierten Standardquellen kalibriert. Diese Quellen sind in der Tabelle 8.2 mit ST ausgewiesen. KF kennzeichnet die Auswertung über eine Kalibrierfunktion. Da an der Druckbehälteraußenwand nur kleine Aktivitäten zu erzielen sind, kann die geforderte statistische Genauigkeit von < 1 % nur mit entsprechend langen Meßzeiten erreicht werden.

Die Analytik der Niob-Detektoren erfordert einen größeren Aufwand. Die Aktivität wurde sowohl aus Lösungspräparaten, als auch aus Vollproben ermittelt. Für die vom FZR verwendeten 18µm dicken Niobfolien war die γ-Abschirmung für K_α zu 0.86 und für K_β zu 0.89 bestimmt worden.

Zwecks Erhöhung der Zuverlässigkeit der Ergebnisse wurde zusätzlich eine völlig unabhängige Analyseverfahren eingesetzt, welche bei der Analyse von Niobproben entwickelt worden war, die durch Strahlungs- und Temperatureinwirkungen völlig zerstört und zudem mit Eisenspänen verunreinigt waren. Bei dieser Methode wird die Probe in HF und HNO₃ aufgelöst. Dann wird von gleichen Aliquoten der Lösung die γ-Aktivität und die Niobmasse bestimmt. Die Massenbestimmung erfolgt durch ICP-Massenspektroskopie und direkten Vergleich mit Niob-Standardlösungen. Die Aktivi-

¹ Deutscher Kalibrier Dienst

tätsmessung wird bei vernachlässigbarer γ -Abschirmung an Schwarzbandfilterscheiben vorgenommen, auf denen je ein Aliquote der Lösung deponiert ist.

Die Aktivität A_{ij} eines Detektors j (in Bq) am Ende der Bestrahlungsperiode wurde aus der Beobachtung des Gammaübergangs i bestimmt :

$$A_{ij} = \frac{P_{ij}}{N_j \cdot t_{m,eff} \cdot \epsilon_{abs,ij} \cdot \gamma_{ij} \cdot S_{ij}} \cdot \frac{e^{-\lambda_j \cdot t_m}}{(1 - e^{-\lambda_j \cdot t_m})} \cdot e^{\lambda_j \cdot t_a} \quad (29)$$

mit

- P_{ij} - Linienfläche des Impulshöhenspektrums des γ -Übergangs i des Nuklids j
- N_k - Anzahl der Kerne des Ausgangsnuklids k in der Probe
- $t_{m,eff}$ - effektive Meßzeit in s
- t_m - Meßzeit (effektive Meßzeit + Totzeit)
- t_a - Abklingzeit in s
- t_b - Bestrahlungszeit (Einsatzzeit, hier gleich Zyklusdauer) in s
- $\epsilon_{abs,ij}$ - absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des Gammaübergangs i des Nuklids j
- γ_{ij} - Emissionswahrscheinlichkeit des Gammaübergangs i des Nuklids j
- S_{ij} - Faktor für die Gammaselbstabschirmung in der Probe
- λ_j - Zerfallskonstante des Detektorisotopes in s^{-1}

Außerdem wurden Reaktionsraten bei Nominalleistung nach der folgenden Gleichung bestimmt, die auch Abweichungen der Reaktorleistung von der Nominalleistung während der Bestrahlungszeit berücksichtigt.

$$R_{ij} = \frac{A_{ij}}{\sum_{k=1}^n \frac{p_k}{p_0} (1 - e^{-\lambda_j \Delta t_k}) e^{-\lambda_j (t_b - t_k)}} \quad (30)$$

Dabei bedeuten

- Δt_k - Dauer des k -ten Zeitintervalls
- t_k - Zeitpunkt am Ende des k -ten Zeitintervalls
- t_b - Bestrahlungszeit, Einteilung in n Intervalle

$$t_b = \sum_{i=1}^n \Delta t_i$$

p_k/p_0 - relative Reaktorleistung im k -ten Zeitintervall

p_0 - Nennleistung des Reaktors.

Für kleine Zerfallskonstanten λ_j vereinfacht sich (30) zu

$$R_{ij} = \frac{A_{ij}}{\lambda_j \sum_{k=1}^n \frac{p_k}{p_0} \Delta t_k} = \frac{A_{ij}}{\lambda_j t_{eff}}, \quad (31)$$

wobei t_{eff} die effektive Bestrahlungszeit in s (= effektive Vollasttage*86400) bezeichnet.

Die nach (30) bestimmten Reaktionsraten müssen bei kleinen Halbwertszeiten der Detektorisotope noch auf den in Gleichung (30) nicht berücksichtigten Effekt der Änderung der Orts- und Energieverteilung der Neutronenquellen während der Bestrahlung korrigiert werden (s. Abschnitt 9.2).

Die Vergleiche mit den Berechnungen beziehen sich bei Balakovo-3 auf die von Rossendorf und bei Rovno-3 auch auf die von russischen Partnern durchgeführten Messungen (Abschnitt 11).

9. Spektrumsjustierung

9.1 Zur Methodik der Justierung

Die Informationen aus den Aktivierungsexperimenten werden zur Justierung des berechneten absoluten Neutronenfluenzspektrums auf der Basis der verallgemeinerten Methode der kleinsten Quadrate genutzt.

Alle bei der Justierung verwendeten Daten werden als normalverteilte Zufallsgrößen angenommen, die durch Erwartungswerte und Kovarianzen charakterisiert sind:

Gruppenfluenzen oder mittlere Gruppenflüsse bei Nominalleistung $\langle \Phi_i \rangle$
und deren Kovarianzen $\langle \Delta\Phi_i \Delta\Phi_j \rangle$,

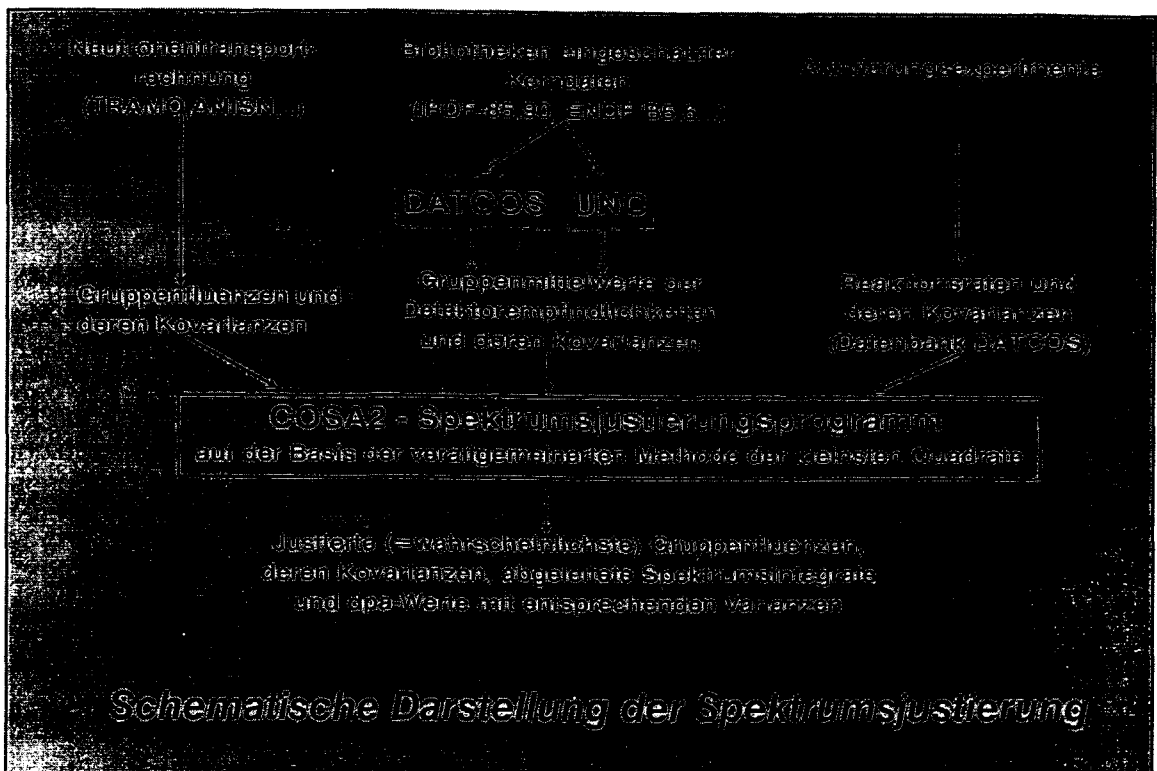
Detektorempfindlichkeiten $\langle \sigma_{ki} \rangle$
und deren Kovarianzen $\langle \Delta\sigma_{ki} \Delta\sigma_{kj} \rangle$,

Detektorreaktionsraten $\langle r_k \rangle$
und deren Kovarianzen $\langle \Delta r_k \Delta r_l \rangle$

Weitere wichtige Annahmen sind:

- Linearisierbarkeit des Funktionals für die Meßgröße (Die Funktionale sind Energieintegrale des Detektorquerschnitts mit der Fluenz)
- Keine Korrelationen zwischen Meßwerten und Fluenzen, sowie zwischen Fluenzen und Detektorempfindlichkeiten.

Alle Annahmen sind bei der gegebenen Problemstellung gerechtfertigt. Das folgende Schema zeigt die wesentlichen Zusammenhänge für die Anwendung der Justierung.



Die Bereitstellung der benötigten Kovarianzen für die Spektren und die Reaktionsraten ist in den Abschnitten 12.3 und 12.4 beschrieben. Die Kovarianzen der Detektorempfindlichkeiten wurden auf der Basis von ENDF/B-V-Daten bestimmt [1].

9.2 Die Berechnung von Reaktionsraten unter Berücksichtigung der Orts- und Energieabhängigkeit der Neutronenquellen

Die Justierung von Neutronenflusspektren mit Hilfe von Aktivierungsmessungen erfordert die Definition einer physikalischen Größe, die sich eindeutig aus dem Fluenzspektrum berechnen lässt. Die Aktivitäten lassen sich im allgemeinen Fall nicht direkt aus Fluenzen berechnen, sondern aus "Detektorfluenzen" I_d^i , die mit den in Abschnitt 4.3 beschriebenen detektorspezifischen effektiven Spaltquellenverteilungen mit TRAMO berechnet wurden. Für diese gilt

$$A^{cd} = \lambda \sum_i \sigma_i I_d^i \quad (32)$$

A^{cd} ist hier die mit Hilfe der Gruppendetektorempfindlichkeiten σ_i und den Gruppendetektorfluenzen I_d^i berechnete Aktivität in Zerfällen pro Detektoratom pro Sekunde am Detektorort zum Ende der Bestrahlung. Nur im Falle langer Detektorhalbwertszeiten sind diese Detektorfluenzen identisch mit den Fluenzen F_i , die justiert werden sollen und die allein von praktischem Interesse sind.

Deshalb werden aus den gemessenen Aktivitäten Größen abgeleitet, die sich mit Hilfe der normalen Fluenzen berechnen lassen. Aus verschiedenen Gründen ist es üblich, nicht die Gruppenfluenzen F_i selbst, sondern mittlere Gruppenflüsse bei Nominallei-

stung $\varphi_i = F_i / t_{\text{eff}}$ zu justieren. Von diesen wird eine mittlere Reaktionsrate R^c definiert durch

$$R^c = \sum_i \sigma_i \varphi_i \quad (33)$$

abgeleitet. Diese kann im Falle langer Detektorhalbwertszeiten oder konstanter Orts- und Energieverteilungen direkt mit der durch (30) bestimmten "experimentellen" Reaktionsrate R^{mg} verglichen werden. Im allgemeinen Falle müssen die aus (30) bestimmten Reaktionsraten durch den Faktor $k = A^{\text{cd}} / A^{\text{cg}}$ geteilt werden, um mit R^c vergleichbar zu sein. Dabei ist A^{cg} die aus den Fluenzen F_i unter Voraussetzung konstanter Orts- und Energieverteilungen der Quellen auf Basis der globalen Leistungsgeschichte berechnete Aktivität am Detektorort zum Ende der Bestrahlungszeit. Analog zu (30) gilt

$$A^{\text{cg}} = \left(\sum_{k=1}^n \frac{P_k}{P_0} (1 - e^{-\lambda \Delta t_k}) e^{-\lambda(t_b - t_k)} \right) \lambda \sum_i \sigma_i \varphi_i \quad (34)$$

In die Justierung gehen somit die korrigierten experimentellen Reaktionsraten

$$R^m = R^{\text{mg}} / k$$

ein, die durch Justierung der φ_i in eine bessere Übereinstimmung mit den nach (33) berechneten Reaktionsraten R^c gebracht werden.

Die k-Werte lagen für Balakovo-3 und Rovno-3 für die Detektorreaktionen $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ und $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$ mit Halbwertszeiten von 70.86d bzw. 83.81d zwischen 0.91 und 1.08. Für alle anderen Detektoren, die wesentlich größere Halbwertszeiten hatten, wurde $k=1$ gesetzt, da Abschätzungen Korrekturen von unter 1% erwarten ließen.

10. Ergebnisse von Monte-Carlo Transportberechnungen zu Rovno-3 und Balakovo-3

Entsprechend dem Berechnungsmodell wurden für die verschiedenen Spaltquellanteile, wie im Abschnitt 4 beschrieben, gesonderte Monte-Carlo Berechnungen durchgeführt und die Ergebnisse zusammengefaßt. Zusätzlich wurde die Möglichkeit von Parallelrechnungen zur Verbesserung der statistischen Genauigkeit genutzt. Darüber hinaus wurden für die oberen Energiegruppen gesonderte Berechnungen durchgeführt, weil der Anteil dieser Gruppen am Spaltspektrum sonst so klein wird, daß die statistischen Fehler für diese Gruppen zu groß werden. Die Verteilung der Quellneutronen über die Brennstäbe wurde durch zusätzliche Gewichtsfaktoren berücksichtigt, welche gleich dem Verhältnis der Quelle im Brennstab zur mittleren Quelle im entsprechenden Höhenabschnitt des Brennelementes sind. Diese wurden aus der Reaktorgeschichte berechnet (Abschnitt 4). Bei der Monte-Carlo Realisierung wird entsprechend der

globalen Quellverteilung über die Brennelementabschnitte zunächst zufällig ein Brennelementabschnitt ausgewählt. Ein Brennelementabschnitt bedeutet ein halbes Brennelement (siehe Anhang 3) in einer bestimmten Höhenzone (jeweils 35 cm). Nach dieser Auswahl werden alle Brennstäbe in diesem Brennelementabschnitt entsprechend ihrem Gewicht berücksichtigt (d.h. für jeden Brennstab wird ein Teilchen gespielt), wobei die Energie entsprechend dem Spaltspektrum für die entsprechende Quelle verteilt ist. Für jeden Detektorort werden die spektralen Beiträge mit der Fluglängenschätzung für eine genügend kleines Volumen um den Detektor bestimmt. (Zu den Untersuchungen zum Rovno-Reaktor siehe auch [8], zu Balakovo [9-10])

Die Berechnungen basieren auf einem erzeugten Standardgruppensatz von 175 Gruppen auf der Grundlage von ENDF/B6, von welchem für die Berechnung die oberen 123 Gruppen im Energiebereich oberhalb etwa 20 keV genutzt wurden. Für die Ergebnisdarstellung wurde eine gröbere Struktur benutzt, welche in der Tabelle 10.1 dargestellt ist. Alle Energiewerte sind in MeV ausgedrückt.

Tabelle 10.1: Gruppenstruktur für die Ergebnisdarstellung

Gruppe	E(oben)	E(unten)	Gruppe	E(oben)	E(unten)
1	1.96400E+01	1.45500E+01	16	9.61640E-01	8.20850E-01
2	1.45500E+01	1.22140E+01	17	8.20850E-01	6.72060E-01
3	1.22140E+01	9.51230E+00	18	6.72060E-01	5.50230E-01
4	9.51230E+00	7.78800E+00	19	5.50230E-01	4.07620E-01
5	7.78800E+00	6.59240E+00	20	4.07620E-01	3.01970E-01
6	6.59240E+00	5.76950E+00	21	3.01970E-01	2.73240E-01
7	5.76950E+00	4.96590E+00	22	2.73240E-01	2.02420E-01
8	4.96590E+00	4.06570E+00	23	2.02420E-01	1.57640E-01
9	4.06570E+00	3.01190E+00	24	1.57640E-01	1.29070E-01
10	3.01190E+00	2.46600E+00	25	1.29070E-01	9.80370E-02
11	2.46600E+00	2.30690E+00	26	9.80370E-02	7.20000E-02
12	2.30690E+00	1.82680E+00	27	7.20000E-02	4.63090E-02
13	1.82680E+00	1.42270E+00	28	4.63090E-02	2.70000E-02
14	1.42270E+00	1.16480E+00	29	2.70000E-02	2.18750E-02
15	1.16480E+00	9.61640E-01			

Im Anhang 5 sind die Ergebnisse an den Detektororten für Rovno-3 und im Anhang 6 die für Balakovo-3 angeführt. Neben der spektralen Verteilung für die in Tabelle 10.1 angegebene Gruppenstruktur sind auch die kumulativen Fluenzen für $E > 1.0$ MeV, $E > 0.5$ MeV und $E > 0.1$ MeV gegeben.

Für den Balakovo-3 Reaktor ist zusätzlich im Anhang 7 die ortsabhängige Fluenz im Druckbehälter für 5 azimutale Winkelintervalle, für 5 Höhengschichten und 5 radiale Intervalle dargestellt. Zusätzlich zu den berechneten kumulativen Fluenzen und auch für die einzelnen Gruppenflüsse sind jeweils die bei der Monte-Carlo Rechnung mitgeschätzten statistischen Fehler angegeben. Dazu muß man bemerken, daß die aus den Fehlern der Gruppenfluenzen berechneten Fehler der kumulativen Fluenzen wegen der nicht beachteten Korrelation zwischen den einzelnen Gruppen unterschätzt werden. Man kann annehmen, daß die wirklichen statistischen Fehler bis zu einem Faktor 2 größer sind, aber auch dann bleiben sie i.a. kleiner als 1%.

11. Vergleich Berechnung / Experiment

In den folgenden Tabellen sind die Verhältnisse der berechneten und gemessenen Reaktionsraten für die verschiedenen Detektoren für Rovno-3 und Balakovo-3 angegeben. Die experimentellen Ergebnisse für kurzlebige Detektorisotope wurden entsprechend den Ausführungen unter 4.3 theoretisch korrigiert.

Tabelle 11.1: C/E - Werte für Rovno-3 (* Russische Messungen (SEC))

Position		Detektorreaktion				
h	θ°	$^{93}\text{Nb}(n,n')^{93m}\text{Nb}$	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$
-29	69.4°	--	1.042	--	--	--
-29	71.9°	--	1.022	--	--	--
-29	87.1°	--	1.071	--	--	--
-29	92.0	0.944	1.055	1.047	1.040	0.914
-29	92.0°	--	1.108	1.131	--	1.043
-29	97.0°	--	1.121	--	--	--
-29	114.7	0.837	1.008	0.989	0.979	0.978
-29	114.7°	--	1.043	1.023	--	0.976
-29	115.8°	--	1.031	--	--	--
-29	118.5	0.779	0.989	0.973	1.116	0.981
-29	118.5°	--	1.029	1.012	--	--
-58.5	97.0°	--	1.161	--	--	--
+6	97.0°	--	1.084	--	--	--
+64	97.0°	--	1.082	--	--	--
+131	97.0°	--	1.017	--	--	--

Tabelle 11.2: C/E - Werte für Balakovo-3

Position		Detektorreaktion				
h	θ°	$^{93}\text{Nb}(n,n')^{93m}\text{Nb}$	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$
-29	69.4	1.012	1.018	1.080	1.002	1.021
-29	92	0.847	0.972	1.005	0.914	0.955
-29	97	0.998	1.013	1.038	0.908	0.969
-29	107	0.992	0.999	1.076	0.987	0.991
-29	115.8	0.958	0.976	1.059	0.973	0.998

Position		Detektorreaktion				
h	θ'	$^{93}\text{Nb}(n,n')^{93m}\text{Nb}$	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{C}$
+14	97	0.936	1.012	1.013	0.944	0.958
-9	97	0.939	1.007	1.050	0.979	0.949
-62	97	0.971	0.936	1.051	0.915	0.914
-91	97	0.934	0.951	0.993	0.901	0.932

Man muß insgesamt eine bemerkenswerte Übereinstimmung der Berechnungen mit den Messungen konstatieren wenn man bedenkt, daß absolute Werte ohne jede Anpassung verglichen wurden. Alle Unsicherheiten auch in der totalen Leistung des Systems sind also eingeschlossen (siehe auch Abschnitt 12).

Wenn man die Meßungenauigkeit (Abschnitt 8) beachtet und die anderen im Abschnitt 12 abgeschätzten Fehlermöglichkeiten einbezieht, muß man die Übereinstimmung als erstaunlich gut bezeichnen.

12. Genauigkeitsbetrachtungen

12.1 Allgemeines

Die Einschätzung der Genauigkeit der Berechnungen und Messungen ist ein sehr diffiziles Problem, weil sehr viele Faktoren eine Rolle spielen. Das System Reaktor, Druckbehälter bis zur Betonabschirmung ist technisch so kompliziert, daß durch Fertigungstoleranzen und Unsicherheiten in verschiedenen Angaben unvermeidliche Fehler bei der Modellierung auftreten. Weitere Quellen von Unsicherheiten sind die ungenauen Wirkungsquerschnitte der Neutronen und die Angaben zur Reaktorge-schichte, die zusammen mit den ungenauen Brennstabdaten, welche auch auf Be-rechnungen beruhen, zu einer ungenauen Quellverteilung führen.

In der folgenden Tabelle 12.1 sind einige diesbezügliche Unsicherheiten dargestellt, welche aus mündlicher Information von kompetenten russischen Kollegen der russi-schen Aufsichtsbehörde und Verantwortlichen für die Konstruktion (HYDROPRESS) stammen. Diese Informationen sind natürlich unvollständig. Um die Wirkung der Unsicherheiten etwas zu veranschaulichen: Falls der Abstand vom Reaktorkern zur Druckbehälteraußenrand sich um 1 cm verschiebt würde sich dies in der Fluenz am entsprechenden Detektorort in einer Veränderung von etwa 6.5% bemerkbar machen.

Tabelle 12.1: Unsicherheitsangaben zum WWER-1000

	Projektangaben und zugelassene Abweichungen
Brennstab	Masse 1460^{+18}_{-12} g $\text{UO}_{2.000+0.008}$ Anreicherung $4.4 \pm 0.05\%$ $3.6 \pm 0.05\%$ $2.4 \pm 0.05\%$ Hüllenabmaße $\varnothing_1 = 7.8^{+0.01}_{-0.02}$ mm $\varnothing_A = 9.1 \pm 0.05$ mm
Führungskanäle für Regelstäbe	$\varnothing = 12.6 \times 0.85 \pm 0.01$ mm
Verteilungsabstand der Brennelemente	$236^{+1.0}_{-0.5}$ mm
Außendurchmesser des Reaktorkerns (mit Eisenreflektor)	3470 ± 2 mm
Kernbehälter	$\varnothing_1 = 3490 + 2.6$ mm $\varnothing_A = 3620 - 2.6$ mm
Reaktordruckbehälter	Plattierung 8 ± 1 mm $\varnothing_1 = 4150 + 2$ mm, $\varnothing_A = 4535 - 2.4$ mm
Absolute Leistungsbestimmung	$\pm 2\%$
Temperaturmessung	$\pm 1.2^\circ$
Aufheizung im Kern	$\pm 0.6^\circ$
Zusammensetzungen	08X18HOT: 0.08% O 18-19.5 % Cr 9-11% Ni >0.5% Ti $\geq 0.35\%$ S+P 2% Mn Dichte 7.85-7.9 g/cm ³ RDB-Stahl: 2% Mn 1-0.5% V 1.2-1.5% Ni (Schweißnaht 1.9%) Cu-Spuren Beton Serpentinbeton 150 - 160 l H ₂ O /m ³ Armierungsstahl 2.35g/cm ³

Zu den Unsicherheiten bei den Aktivierungsmessungen siehe Abschnitt 12.3. Die bei der Spektrumsjustierung berücksichtigten Unsicherheiten sind in Abschnitt 12.4 beschrieben.

12.2 Untersuchungen zum Dateneinfluß und der Gruppenzahl an einem vereinfachten Modell

Für diese Untersuchungen wurde das Modell des Balakovo-Reaktors, wie in 5.2 beschrieben, vereinfacht.

Die Fluenzspektren wurden für 20 äquidistante Winkelintervalle am Außenrand des Druckbehälters für folgende Daten und Gruppenzahlen ermittelt:

-123 Energiegruppen für Daten auf der Basis von JEF-2 (spbaj123)

-ENDF/B6 (spba123).

-58 Energiegruppen mit ENDF/B6-Daten (spba58).

-246 Energiegruppen für ENDF/B6-Daten (spba246).

-Berücksichtigung von punktwisen Daten mit dem Programm MCNP (diese Berechnungen wurden im IKE-Stuttgart durchgeführt).

In Tabelle 12.2 ist der Einfluß der Gruppenzahl und der Datenbasis auf die Reaktionsraten der verschiedenen Detektormaterialien dargestellt. In Klammern ist die Bezeichnung der Berechnungsvariante in der folgenden Tabelle 12.2 gegeben. Als Referenzwert für die Abweichungen wurden die Ergebnisse für 123 Gruppen auf der Grundlage von ENDF/B6-Daten gewählt.

Tabelle 12.2: Anzahl der Reaktionen/Kern am äußeren Druckbehälterrand für das vereinfachte Modell (Abweichung in Prozent)

Reaktionen des Typs $^{93}\text{Nb}(n,n')^{93m}\text{Nb}$

Position	spba058	rel.d.	spba123	rel.d.	spba246	rel.d.	spbaj123	rel.d.
1	4.742E-09	-3.0	4.890E-09	0.0	5.000E-09	2.3	4.691E-09	-4.1
2	4.887E-09	-2.1	4.993E-09	0.0	5.127E-09	2.7	4.848E-09	-2.9
3	4.923E-09	-2.6	5.055E-09	0.0	5.172E-09	2.3	4.925E-09	-2.6
4	4.691E-09	-2.8	4.825E-09	0.0	4.942E-09	2.4	4.675E-09	-3.1
5	4.203E-09	-2.9	4.328E-09	0.0	4.388E-09	1.4	4.197E-09	-3.0
6	3.600E-09	-3.3	3.722E-09	0.0	3.737E-09	0.4	3.589E-09	-3.6
7	3.046E-09	-3.3	3.151E-09	0.0	3.208E-09	1.8	3.033E-09	-3.8
8	2.616E-09	-3.0	2.696E-09	0.0	2.785E-09	3.3	2.609E-09	-3.2
9	2.364E-09	-2.4	2.421E-09	0.0	2.495E-09	3.0	2.354E-09	-2.8
10	2.246E-09	-2.9	2.313E-09	0.0	2.354E-09	1.8	2.230E-09	-3.6
11	2.269E-09	-2.6	2.331E-09	0.0	2.373E-09	1.8	2.220E-09	-4.8
12	2.425E-09	-1.9	2.471E-09	0.0	2.540E-09	2.8	2.353E-09	-4.8
13	2.694E-09	-2.7	2.768E-09	0.0	2.823E-09	2.0	2.653E-09	-4.2
14	3.148E-09	-2.4	3.226E-09	0.0	3.317E-09	2.8	3.108E-09	-3.7
15	3.729E-09	-1.8	3.799E-09	0.0	3.912E-09	3.0	3.696E-09	-2.7
16	4.355E-09	-1.4	4.417E-09	0.0	4.580E-09	3.7	4.287E-09	-2.9
17	4.849E-09	-1.9	4.945E-09	0.0	5.166E-09	4.5	4.774E-09	-3.5
18	5.085E-09	-1.3	5.153E-09	0.0	5.408E-09	4.9	5.011E-09	-2.8
19	5.051E-09	-0.8	5.090E-09	0.0	5.345E-09	5.0	4.932E-09	-3.1
20	4.905E-09	-1.3	4.969E-09	0.0	5.134E-09	3.3	4.773E-09	-3.9
Mittelwert:	3.792E-09	-2.2	3.878E-09	0.0	3.990E-09	2.9	3.748E-09	-3.4

Reaktionen des Typs $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$

Position	spba058	rel.d.	spba123	rel.d.	spba246	rel.d.	spbaj123	rel.d.
1	1.147E-09	-4.3	1.199E-09	0.0	1.243E-09	3.6	1.149E-09	-4.2
2	1.208E-09	-1.9	1.231E-09	0.0	1.260E-09	2.4	1.187E-09	-3.5
3	1.220E-09	-3.0	1.258E-09	0.0	1.266E-09	0.7	1.228E-09	-2.3

4	1.166E-09	-3.1	1.204E-09	0.0	1.242E-09	3.1	1.146E-09	-4.8
5	1.049E-09	-3.3	1.085E-09	0.0	1.080E-09	-0.5	1.036E-09	-4.6
6	8.868E-10	-4.7	9.303E-10	0.0	9.088E-10	-2.3	8.791E-10	-5.5
7	7.396E-10	-4.7	7.761E-10	0.0	7.725E-10	-0.5	7.143E-10	-8.0
8	6.216E-10	-4.1	6.479E-10	0.0	6.552E-10	1.1	6.013E-10	-7.2
9	5.518E-10	-4.5	5.777E-10	0.0	5.914E-10	2.4	5.422E-10	-6.1
10	5.265E-10	-3.7	5.470E-10	0.0	5.668E-10	3.6	5.018E-10	-8.3
11	5.391E-10	-2.9	5.550E-10	0.0	5.690E-10	2.5	5.049E-10	-9.0
12	5.800E-10	-2.3	5.934E-10	0.0	6.142E-10	3.5	5.324E-10	-10.3
13	6.514E-10	-3.0	6.713E-10	0.0	6.818E-10	1.6	6.180E-10	-7.9
14	7.739E-10	-3.5	8.019E-10	0.0	8.024E-10	0.1	7.543E-10	-5.9
15	9.264E-10	-3.3	9.583E-10	0.0	9.716E-10	1.4	9.080E-10	-5.2
16	1.093E-09	-1.9	1.115E-09	0.0	1.145E-09	2.7	1.060E-09	-5.0
17	1.213E-09	-3.1	1.252E-09	0.0	1.300E-09	3.8	1.171E-09	-6.5
18	1.271E-09	-1.9	1.297E-09	0.0	1.351E-09	4.2	1.224E-09	-5.6
19	1.248E-09	-2.5	1.280E-09	0.0	1.319E-09	3.1	1.195E-09	-6.6
20	1.198E-09	-2.4	1.228E-09	0.0	1.257E-09	2.4	1.138E-09	-7.3
Mittelwert:	9.306E-10	-3.1	9.604E-10	0.0	9.798E-10	2.0	9.045E-10	-5.8

Reaktionen des Typs $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$

Position	spba058	rel.d.	spba123	rel.d.	spba246	rel.d.	spbaj123	rel.d.
1	1.628E-09	-4.2	1.700E-09	0.0	1.756E-09	3.3	1.636E-09	-3.8
2	1.709E-09	-1.9	1.743E-09	0.0	1.783E-09	2.3	1.692E-09	-2.9
3	1.728E-09	-3.0	1.781E-09	0.0	1.796E-09	0.8	1.748E-09	-1.9
4	1.650E-09	-3.2	1.704E-09	0.0	1.754E-09	3.0	1.635E-09	-4.0
5	1.482E-09	-3.3	1.533E-09	0.0	1.530E-09	-0.2	1.474E-09	-3.8
6	1.254E-09	-4.5	1.313E-09	0.0	1.286E-09	-2.1	1.251E-09	-4.8
7	1.046E-09	-4.7	1.098E-09	0.0	1.094E-09	-0.3	1.021E-09	-7.0
8	8.810E-10	-4.0	9.179E-10	0.0	9.304E-10	1.4	8.622E-10	-6.1
9	7.828E-10	-4.3	8.183E-10	0.0	8.371E-10	2.3	7.768E-10	-5.1
10	7.468E-10	-3.7	7.757E-10	0.0	7.999E-10	3.1	7.205E-10	-7.1
11	7.628E-10	-2.9	7.859E-10	0.0	8.050E-10	2.4	7.236E-10	-7.9
12	8.204E-10	-2.2	8.391E-10	0.0	8.661E-10	3.2	7.633E-10	-9.0
13	9.206E-10	-3.0	9.488E-10	0.0	9.633E-10	1.5	8.839E-10	-6.8
14	1.093E-09	-3.3	1.131E-09	0.0	1.134E-09	0.3	1.073E-09	-5.1
15	1.309E-09	-3.1	1.351E-09	0.0	1.370E-09	1.4	1.293E-09	-4.3
16	1.543E-09	-1.9	1.573E-09	0.0	1.616E-09	2.7	1.509E-09	-4.1
17	1.715E-09	-3.0	1.768E-09	0.0	1.834E-09	3.7	1.671E-09	-5.5
18	1.797E-09	-1.9	1.832E-09	0.0	1.908E-09	4.2	1.748E-09	-4.6
19	1.766E-09	-2.2	1.806E-09	0.0	1.867E-09	3.3	1.707E-09	-5.5
20	1.697E-09	-2.3	1.737E-09	0.0	1.776E-09	2.2	1.629E-09	-6.2
Mittelwert:	1.317E-09	-3.0	1.358E-09	0.0	1.385E-09	2.0	1.291E-09	-4.9

Reaktionen des Typs $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$

Position	spba058	rel.d.	spba123	rel.d.	spba246	rel.d.	spbaj123	rel.d.
1	2.028E-10	-3.3	2.097E-10	0.0	2.212E-10	5.5	1.846E-10	-12.0
2	2.123E-10	-0.9	2.143E-10	0.0	2.198E-10	2.6	1.905E-10	-11.1
3	2.132E-10	-3.1	2.200E-10	0.0	2.201E-10	0.0	1.960E-10	-10.9
4	2.052E-10	-3.1	2.118E-10	0.0	2.192E-10	3.5	1.820E-10	-14.1
5	1.861E-10	-3.2	1.922E-10	0.0	1.899E-10	-1.2	1.664E-10	-13.4
6	1.588E-10	-4.5	1.663E-10	0.0	1.633E-10	-1.8	1.422E-10	-14.5
7	1.327E-10	-4.4	1.388E-10	0.0	1.388E-10	-0.0	1.160E-10	-16.4
8	1.126E-10	-4.1	1.173E-10	0.0	1.186E-10	1.1	9.895E-11	-15.7
9	9.982E-11	-5.1	1.052E-10	0.0	1.045E-10	-0.6	8.929E-11	-15.1
10	9.486E-11	-3.8	9.861E-11	0.0	1.034E-10	4.8	8.128E-11	-17.6
11	9.692E-11	-1.8	9.870E-11	0.0	1.036E-10	4.9	8.280E-11	-16.1
12	1.034E-10	-2.3	1.057E-10	0.0	1.100E-10	4.0	8.694E-11	-17.8
13	1.174E-10	-3.5	1.217E-10	0.0	1.221E-10	0.3	1.017E-10	-16.4
14	1.394E-10	-3.2	1.440E-10	0.0	1.432E-10	-0.5	1.232E-10	-14.4
15	1.659E-10	-3.0	1.710E-10	0.0	1.732E-10	1.3	1.469E-10	-14.1
16	1.939E-10	-1.0	1.959E-10	0.0	2.026E-10	3.4	1.706E-10	-12.9
17	2.127E-10	-3.5	2.204E-10	0.0	2.258E-10	2.5	1.864E-10	-15.5
18	2.230E-10	-1.9	2.274E-10	0.0	2.349E-10	3.3	1.948E-10	-14.3

19	2.180E-10	-3.5	2.258E-10	0.0	2.315E-10	2.5	1.903E-10	-15.7
20	2.114E-10	-2.5	2.170E-10	0.0	2.221E-10	2.4	1.827E-10	-15.8
Mittelwert:	1.650E-10	-3.0	1.701E-10	0.0	1.734E-10	1.9	1.457E-10	-14.4

Reaktionen des Typs $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$

Position	spba058	rel.d.	spba123	rel.d.	spba246	rel.d.	spbaj123	rel.d.
1	1.475E-11	-2.1	1.506E-11	0.0	1.610E-11	6.9	1.328E-11	-11.8
2	1.526E-11	-0.4	1.532E-11	0.0	1.584E-11	3.4	1.369E-11	-10.6
3	1.529E-11	-3.5	1.585E-11	0.0	1.589E-11	0.3	1.400E-11	-11.7
4	1.475E-11	-3.5	1.528E-11	0.0	1.579E-11	3.4	1.313E-11	-14.0
5	1.340E-11	-3.5	1.389E-11	0.0	1.383E-11	-0.4	1.196E-11	-13.9
6	1.157E-11	-4.2	1.208E-11	0.0	1.192E-11	-1.3	1.031E-11	-14.6
7	9.697E-12	-5.0	1.021E-11	0.0	1.027E-11	0.6	8.557E-12	-16.2
8	8.303E-12	-4.2	8.669E-12	0.0	8.961E-12	3.4	7.397E-12	-14.7
9	7.354E-12	-5.5	7.781E-12	0.0	7.674E-12	-1.4	6.626E-12	-14.8
10	6.969E-12	-4.9	7.328E-12	0.0	7.642E-12	4.3	6.029E-12	-17.7
11	7.073E-12	-2.6	7.258E-12	0.0	7.741E-12	6.7	6.152E-12	-15.2
12	7.507E-12	-2.7	7.719E-12	0.0	8.040E-12	4.2	6.473E-12	-16.1
13	8.573E-12	-4.6	8.990E-12	0.0	8.887E-12	-1.1	7.468E-12	-16.9
14	1.016E-11	-2.9	1.046E-11	0.0	1.045E-11	-0.1	9.027E-12	-13.7
15	1.205E-11	-3.3	1.246E-11	0.0	1.252E-11	0.5	1.064E-11	-14.6
16	1.392E-11	-1.3	1.411E-11	0.0	1.454E-11	3.1	1.241E-11	-12.0
17	1.521E-11	-3.9	1.583E-11	0.0	1.607E-11	1.6	1.346E-11	-15.0
18	1.594E-11	-2.0	1.627E-11	0.0	1.674E-11	2.9	1.402E-11	-13.8
19	1.561E-11	-3.2	1.612E-11	0.0	1.648E-11	2.3	1.381E-11	-14.3
20	1.517E-11	-2.5	1.555E-11	0.0	1.589E-11	2.2	1.330E-11	-14.5
Mittelwert:	1.193E-11	-3.1	1.231E-11	0.0	1.256E-11	2.1	1.059E-11	-14.0

In den folgenden Abbildungen 12.1 und 12.2 sind die Fluenzverteilungen für Energien größer 1 MeV für die verschiedenen Gruppennäherungen und die Unterschiede

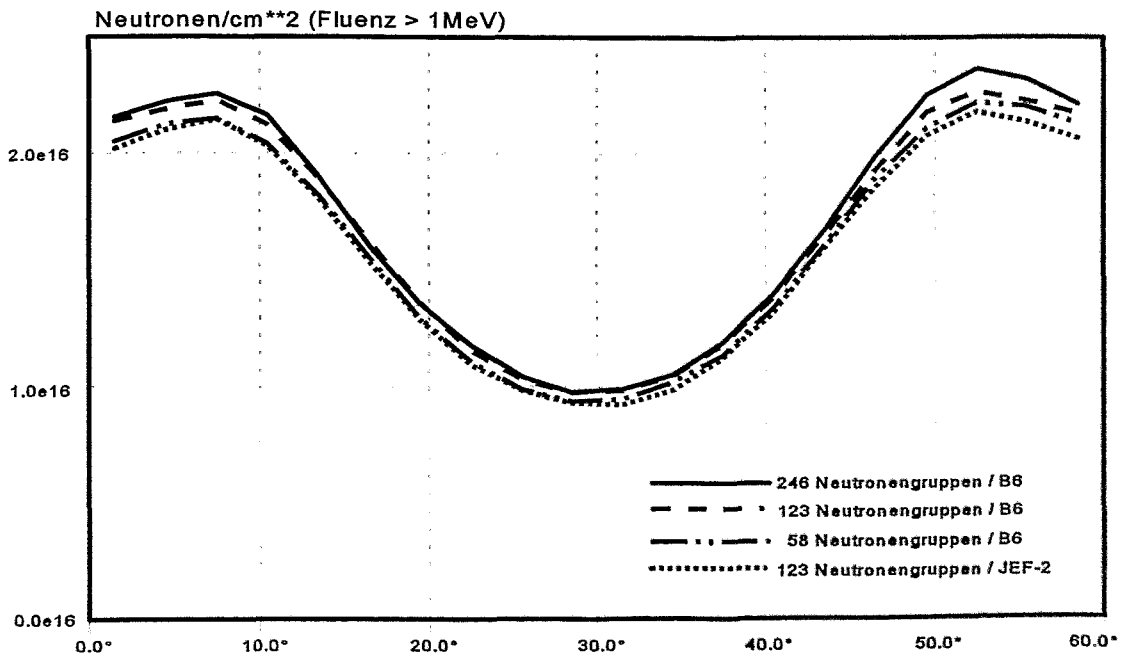


Abb.12.1: Neutronenfluenz größer 1MeV an einem vereinfachten WWER-1000 Modell bei der Verwendung verschiedener Neutronengruppenzahlen bzw. Datenbasen.

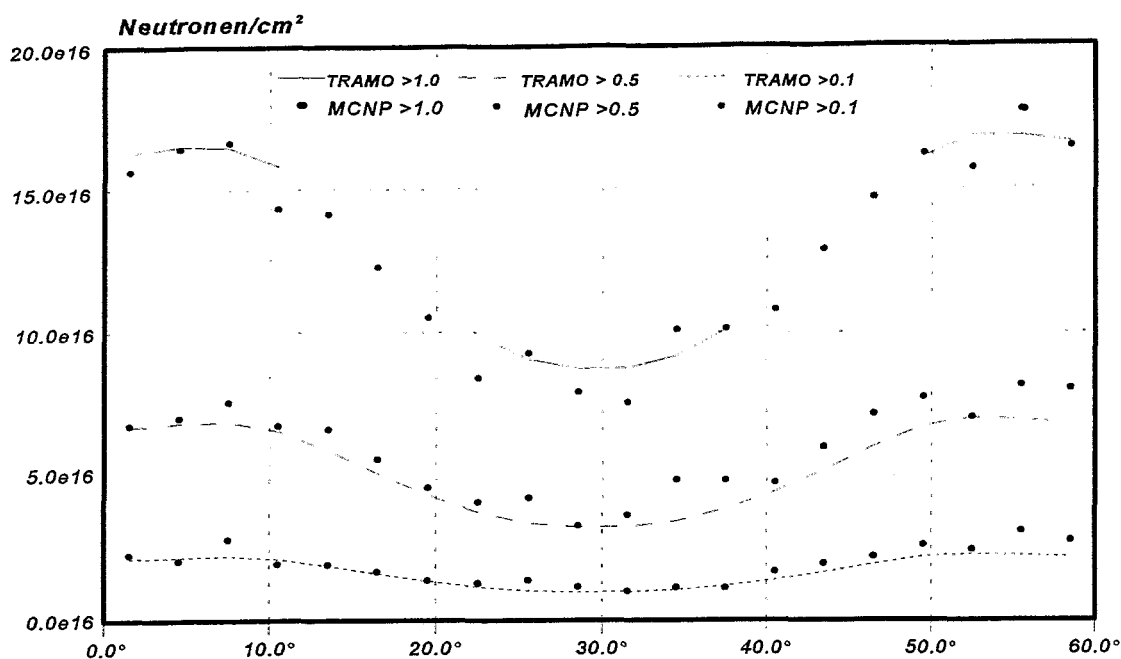


Abb. 12.2: Neutronenfluenzen größer 1.0, 0.5 und 0.1 MeV an einem vereinfachten WWER-1000 Modell bei Verwendung von TRAMO und MCNP

zwischen der Referenzvariante und den MCNP-Ergebnissen für verschiedene kumulative Flüsse dargestellt.

12.3 Fehlerbetrachtungen zur Reaktionsratenbestimmung

Zur Aufstellung der Kovarianzmatrix ist eine genaue Analyse der Einzelfehler bei der Bestimmung der Reaktionsrate erforderlich.

Durch Verbesserung der Meßtechnik können die Fehler der Linienfläche des Impulshöhenspektrums des Gammaübergangs mit $< 1\%$ angenommen werden. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung der absoluten Effektivität des Spektrometers durch Einsatz von sehr genau kalibrierten spektrometrischen Quellen (3% bei 2σ) beeinflussen das Meßergebnis sehr wenig. Weitere Fehlerquellen sind Unsicherheiten in den γ -Abschirmungsdaten, der Meßgeometrie, der Massenbestimmung, der Zerfallsdaten, der Legierungsbestandteile und deren Inhomogenitäten sowie der Korrektur der Leistungsgeschichte.

Die Gesamtfehler der Reaktionsraten wurden in Abhängigkeit von den Detektoren folgendermaßen eingeschätzt:

$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	4.6%
$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	5.4%
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	5.4%
$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$	6.0%
$^{93}\text{Nb}(n,n')^{93m}\text{Nb}$	10.0%

Die Meßfehler konnten als unkorreliert eingeschätzt werden, da für die meisten Detektoren unabhängigen Kalibrierquellen vorhanden waren und die unkorrelierten Fehlerkomponenten dominierten. Bei der Justierung wurde den Reaktionsraten zusätzlich ein

12.4 Berechnung einer Spektrumskovarianzmatrix

Für die Spektrumsjustierung werden nicht nur die Fehler sondern auch Korrelationen zwischen diesen Fehlern benötigt. Die Bestimmung der Kovarianzmatrizen, insbesondere die der berechneten Fluenzspektren ist deshalb ein Hauptproblem bei der Spektrumsjustierung.

In Zusammenarbeit mit dem IPPE Obninsk/Rußland wurde erstmalig eine Spektrumskovarianzmatrix für WWER-1000 Reaktoren bestimmt [11].

Die Lösungsmethode soll im folgenden kurz skizziert werden:

Gesucht sei das Element der Spektrumskovarianzmatrix $V_{ij} = \langle \Delta\phi_i \Delta\phi_j \rangle$, die Kovarianz der Fluenzen der Gruppen i und j .

p_k sei ein Parameter, der in die Berechnung des Gruppenfluenzspektrums wesentlich eingeht, z. B. der totale inelastische Streuquerschnitt von Eisen in der 10. Energiegruppe.

$\langle \Delta p_k \Delta p_l \rangle$ ist die Kovarianz der Parameter p_k und p_l .

V_{ij} wurde bestimmt aus:

$$\begin{aligned} V_{ij} = \langle \Delta\phi_i \Delta\phi_j \rangle &= \langle \sum_k \partial\phi_i / \partial p_k \Delta p_k \sum_l \partial\phi_j / \partial p_l \Delta p_l \rangle \\ &= \sum_{k,l} [\partial\phi_i / \partial p_k \partial\phi_j / \partial p_l] \langle \Delta p_k \Delta p_l \rangle \end{aligned} \quad (35)$$

Die Empfindlichkeitskoeffizienten $\partial\phi_i / \partial p_k$ wurden mit Hilfe eindimensionaler Transportrechnungen und einer Differenzenmethode gewonnen.

Als wichtigste Quellen von Unsicherheiten wurden berücksichtigt:

- Unsicherheiten der elastischen, inelastischen und Einfangs-Neutronenquerschnitte von Eisen, sowie der elastischen Neutronenquerschnitte von Wasserstoff und Sauerstoff
- Unsicherheiten des Neutronenspaltpektrums und der räumlichen Quellverteilung
- Unsicherheiten der geometrischen Ausmaße und der Materialdichten. (Ringspalt-dicke durch Unrundheit des Druckbehälters ± 0.5 cm, Plattierung ± 0.1 cm, Druckbehälterdicke ± 0.2 cm, Druckbehältermaterialdichte $\pm 1\%$, Kühlwasserdichte $\pm 2\%$).

Bei den Berechnungen zeigte sich, daß die Kerndaten (Wirkungsquerschnitte und Spaltpektrum) den größten Anteil an der Unsicherheit der Spektrumswerte verursachen.

Für die Berechnungen wurde für den Energiebereich der 29 Gruppen eine vergrößerte 12 Gruppenstruktur entsprechend der bekannten ABBN-Gruppendarstellung gewählt (angeführt in Tabelle 12.3). In den Tabellen 12.3 und 12.4 werden die Kovarianzmatrizen in Form von Korrelationsmatrizen und die relativen Standardabweichungen (RSD) hervorgerufen durch verschiedene angeführte Unsicherheiten und in Tabelle 12.5 die totale Kovarianzmatrix angegeben.

totale Kovarianzmatrix angegeben.

Tabelle 12.3: Fluenzkorrelationmatrix und RSD, verursacht durch Unsicherheiten von Neutronenquerschnitten und Neutronenquellverteilungen (2. Spalte: ABBN 28-Gruppenenergiegrenzen für die ersten 12 Gruppen)

GR	E _{upper} (MeV)	RSD %	Korrelationskoeffizienten multipliziert mit 100											
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	5.0	42.2	100											
2	13.98	36.7	60	100										
3	10.5	35.1	50	71	100									
4	6.5	35.1	44	61	86	100								
5	4.0	29.8	36	43	66	73	100							
6	2.5	23.2	32	39	49	59	74	100						
7	1.4	22.4	32	43	56	64	73	95	100					
8	0.8	21.4	35	45	61	69	81	93	96	100				
9	0.4	20.1	33	46	61	69	81	90	94	98	100			
10	0.2	19.7	31	45	60	68	80	88	92	96	98	100		
11	0.1	18.7	32	45	60	68	80	88	92	96	98	98	100	
12	0.0465	17.4	30	45	58	66	77	86	89	93	96	97	98	100

$E_{\text{lower}}(12\text{th Gruppe}) = 0.0215\text{MeV}$

Tabelle 12.4: Fluenzkorrelationsmatrix und RSD verursacht durch Unsicherheiten der geometrischen Dimensionen und Dichten

GR	RSD %	Korrelationskoeffizienten multipliziert mit 100												
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
1	11.4	100												
2	10.4	98	100											
3	11.4	98	98	100										
4	12.3	97	98	98	100									
5	12.4	95	97	98	98	100								
6	12.1	92	95	96	97	98	100							
7	11.1	83	88	89	91	94	96	100						
8	10.4	68	76	77	80	84	89	96	100					
9	10.4	55	64	65	69	74	81	91	97	100				
10	10.6	49	58	59	63	69	76	88	96	98	100			
11	10.7	48	58	58	62	69	76	87	95	98	98	100		
12	11.0	47	56	57	61	67	75	86	95	98	98	98	100	

Tabelle 12.5: Totale Fluenzkorrelationsmatrix und RSD der Gruppenfluenzen am Außenrand des WWER-1000 Reaktordruckbehälters

GR	RSD %	Korrelationskoeffizienten multipliziert mit 100											
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	44.1	100											
2	38.1	62	100										
3	36.9	53	73	100									
4	37.2	48	64	87	100								
5	32.3	41	48	69	76	100							
6	26.2	38	45	55	64	77	100						
7	25.0	37	47	59	67	76	95	100					
8	23.8	38	47	62	70	81	92	95	100				
9	22.6	34	47	60	68	79	88	93	97	100			
10	22.4	32	45	58	66	77	85	91	95	97	100		
11	21.5	32	45	58	65	77	85	90	95	97	97	100	
12	20.6	30	44	56	63	73	82	87	92	96	97	97	100

12.5 Gesamteinschätzung der Fehler

Wie in Abschnitt 12.2 gezeigt, ergeben die konkreten Untersuchungen mit verschiedenen Energiegruppennzahlen und mit der modernsten Datengrundlage ENDF/B6 nur relativ geringe Unterschiede in den berechneten Meßgrößen (s. Tab. 12.2). Sie haben nur wenige Prozent Abweichung zur Referenzvariante wenn man beachtet, daß nur die Mittelwerte genügend statistisch genau sind. Dies gilt in ähnlichem Maße auch für die MCNP-Ergebnisse.

Wenn man allerdings die Unterschiede der 123-Gruppenresultate auf der Grundlage der JEF-2 Daten betrachtet, hat man auch für die Mittelwerte Unterschiede bis zu 15%. Insofern erscheinen die in Tabelle 12.3 angenommenen Unsicherheiten durch ungenaue Kenntnis von Neutronendaten durchaus realistisch. Der in Tabelle 12.4 angenommene Gesamtfehler wird, hauptsächlich durch die großen Unsicherheiten der Neutronendaten, dann doch sehr beträchtlich. Die davon abgeleiteten Fehler der berechneten Aktivitäten liegen beträchtlich über den im Abschnitt 12.3 angegebenen Fehlern der Messungen für die verschiedenen Detektoren.

Die in Abschnitt 11 angegebenen C/E Verhältnisse stehen in scheinbarem Widerspruch zu den Fehlerabschätzungen. Die berechneten Ergebnisse liegen deutlich innerhalb des experimentellen Fehlerbereichs. Aus der Literatur sind ebenfalls bei moderner Datengrundlage keine großen Abweichungen bekannt. Erklären kann man diese gute Übereinstimmung damit, daß einerseits die ENDF/B6 Daten entsprechend genau sind (die Unsicherheiten bedeuten natürlich nicht, daß sie wirklich so viel vom gedachten exakten Wert abweichen müssen), und andererseits die von russischer Seite übergebenen detaillierten Ausgangsdaten den wirklichen Verhältnissen entsprechen bzw. alle Einzelheiten der Quellstruktur und der Geometrie durch 3-dimensionale Rechnungen genau erfaßt wurden.

13. Ergebnisse der Justierung für Rovno-3 und Balakovo-3

Tabelle 13.1: Fluenzintegrale in Einheiten von 10^{16} Neutronen/cm² und dpa Werte in Einheiten von 10^{-5} displacements/Atom vor und nach der Justierung für Rovno-3

exp. nr.name	Fluenz (E>0.1MeV)		Fluenz (E>0.5MeV)		Fluenz (E>1.0MeV)		dpa Reactionen/atom	
	vorher	danach	vorher	danach	vorher	danach	vorher	danach
-29 69.4**	26.09±15%	25.36±10%	10.74±15%	10.44±10%	3.51±14%	3.41± 9%	9.66±14%	9.39±10%
-29 71.9**	25.16±15%	24.79±10%	10.32±15%	10.16±10%	3.36±14%	3.31± 9%	9.29±14%	9.15±10%
-29 87.1**	17.51±15%	18.30± 8%	6.66±15%	6.95± 8%	2.07±14%	2.14± 8%	6.28±14%	6.53± 8%
-29 92°	17.30±15%	17.14± 8%	6.56±15%	6.50± 8%	2.03±14%	2.01± 7%	6.20±14%	6.13± 8%
-29 92**	17.30±15%	15.80±10%	6.56±15%	5.98±10%	2.03±14%	1.85± 9%	6.20±14%	5.66± 9%
-29 97**	18.78±15%	17.32±11%	7.28±15%	6.70±10%	2.29±14%	2.11±10%	6.79±14%	6.26±10%
-29 114.7°	26.09±15%	27.59± 8%	10.68±15%	11.29± 8%	3.47±14%	3.65± 7%	9.63±14%	10.15± 7%
-29 114.7**	26.09±15%	25.36±10%	10.68±15%	10.38± 9%	3.47±14%	3.37± 9%	9.63±14%	9.36± 9%
-29 115.8**	25.98±15%	25.43±10%	10.62±15%	10.39±10%	3.43±14%	3.36± 9%	9.58±14%	9.38±10%
-29 118.5°	25.55±15%	27.74± 8%	10.36±15%	11.25± 8%	3.35±14%	3.62± 7%	9.39±14%	10.15± 7%
-29 118.5**	25.55±15%	26.77± 8%	10.36±15%	10.84± 7%	3.35±14%	3.49± 7%	9.39±14%	9.80± 7%
-58.5 97**	18.41±15%	16.55±11%	7.14±15%	6.41±11%	2.25±14%	2.02±10%	6.66±14%	5.98±10%
+6 97**	18.97±15%	17.92±11%	7.31±15%	6.90±10%	2.27±14%	2.15±10%	6.83±14%	6.45±10%
+64 97**	18.32±15%	17.34±11%	7.07±15%	6.68±10%	2.22±14%	2.10±10%	6.61±14%	6.25±10%
+131 97**	15.42±15%	15.25±10%	5.85±15%	5.78±10%	1.81±14%	1.79± 9%	5.54±14%	5.48±10%

Tabelle 13.2: Fluenzintegrale in Einheiten von 10^{16} Neutronen/cm² und dpa Werte in Einheiten von 10^{-5} displacements/Atom vor und nach der Justierung für Balakovo-3

exp. nr.name	Fluenz (E>0.1MeV)		Fluenz (E>0.5MeV)		Fluenz (E>1.0MeV)		dpa Reactionen/atom	
	vorher	danach	vorher	danach	vorher	danach	vorher	danach
-29 69.4°	17.34±23%	16.75±10%	7.19±24%	6.92± 9%	2.35±25%	2.26± 9%	6.43±23%	6.20± 9%
-29 92.0°	9.68±23%	10.24± 9%	3.57±24%	3.78± 9%	1.08±25%	1.14± 9%	3.43±23%	3.63± 9%
-29 97.0°	10.79±23%	10.43±10%	4.09±24%	3.94± 9%	1.25±25%	1.20± 9%	3.85±23%	3.72± 9%
-29 107.0°	16.32±23%	15.90±10%	6.73±24%	6.54± 9%	2.20±25%	2.12± 9%	6.04±23%	5.88± 9%
-29 115.8°	18.17±23%	18.13±10%	7.51±24%	7.48± 9%	2.44±25%	2.42± 9%	6.71±23%	6.69± 9%
+14 97.0°	10.82±23%	10.63±10%	4.10±24%	4.01± 9%	1.26±25%	1.23± 9%	3.87±23%	3.80± 9%
-9 97.0°	10.82±23%	10.94±10%	4.11±24%	4.16± 9%	1.27±25%	1.28± 9%	3.89±23%	3.93± 9%
-62 97.0°	10.43±23%	10.45±10%	3.99±24%	3.99± 9%	1.24±25%	1.24± 9%	3.75±23%	3.75± 9%
-91 97.0°	9.89±23%	10.08± 9%	3.79±24%	3.87± 9%	1.18±25%	1.20± 9%	3.55±23%	3.63± 9%

Diese Ergebnisse widerspiegeln die relativ gute Übereinstimmung der berechneten Werte mit den Messungen und gleichzeitig die sich aus den Genauigkeitsuntersuchungen ergebende hohe Anfangsunsicherheit. Während die angepaßten Werte sich nur relativ wenig von den berechneten Werten unterscheiden, verringert sich die in Prozent angegebene Unsicherheit der Ergebnisse doch sehr stark.

14. Schlußfolgerungen

Im Verlaufe der Untersuchungen wurden wesentliche Erkenntnisse methodischer Art gewonnen.

Bei der Auswertung der Experimente traten keine Diskrepanzen auf. Die besonders bei

zusätzliche Auswertung der Proben in gelöstem Zustand und Anwendung der ICP-Spektroskopie deutlich vermindert.

Die Untersuchungen zeigen, daß bei den Berechnungen alle bekannten Einzelheiten des Systems berücksichtigt werden können, wenn man dreidimensionalen Monte-Carlo Berechnungen anwendet. Die Rechenzeiten bleiben dabei in einem vernünftigen Rahmen (etwa 30 Std. auf dem Rechner HP-SPP 2000 für eine Variante).

Voraussetzung genauer Berechnungen sind genaue Ausgangsdaten für den Reaktor mit seinen Komponenten und seiner Leistungs- bzw. Abbrandgeschichte, um eine detaillierte, auf die einzelnen Brennstäbe bezogene Struktur der integralen Quellen zu erhalten. Derartige genaue Berechnungen für diesen Reaktortyp sind bisher einmalig. Die Vergleiche Experiment-Berechnung zeigen für die beiden betrachteten WWER-1000 Reaktoren eine gute Übereinstimmung. Die umfangreichen Untersuchungen des Einflusses der Gruppenzahl und der Neutronendatenbasis offenbart für die betrachteten modernen Daten einen Effekt im Genauigkeitsbereich der Experimente.

Andererseits führten die allgemeinen (nicht direkt auf die benutzten Daten bezogenen) Genauigkeitsuntersuchungen, die für eine Spektrumsjustierung benötigt werden, zu anderen Resultaten. Die erstmals für WWER-1000 Reaktoren berechnete Korrelationsmatrix ergab eine relativ große Unsicherheit für die Bestimmung der Fluenzspektren. An diesen Unsicherheiten hatten die Neutronendaten einen wesentlichen Anteil. Dieser scheinbare Widerspruch erklärt sich wahrscheinlich dadurch, daß diese Unsicherheiten zwar realistisch eingeschätzt wurden, daß aber die konkret genutzten modernen Daten, womöglich durch Anpassung an Experimente, doch genauer sind.

Die erhaltenen Resultate sind so eine wichtige Hilfe für die Einschätzung der Neutronenbelastung der Reaktordruckbehälter für diesen Reaktortyp, zumal beide Reaktoren eine völlig unterschiedliche Beladung haben. So ist beim Rovno-3 Reaktor im Gegensatz zu Balakovo-3 eine "low leakage"-Beladung realisiert.

Allgemein kann man konstatieren, daß der erreichte methodische Fortschritt bei der Bearbeitung dieses Projektes auch für weitere Arbeiten auf diesem Gebiet von Bedeutung ist. Beispielsweise ist die genaue Bestimmung der Fluenzspektren für die Voreilproben in einer kompliziert aufgebauten Region mit starken Flußgradienten ohne die Anwendung der Monte-Carlo Methode praktisch undenkbar.

Weitere Anwendungsgebiete sind die Bestimmung von Fluenzen in besonders wichtigen Konstruktionsteilen innerhalb und außerhalb des Druckbehälter sowie die Berechnung von Abschirmungen.

15. Literaturangaben

- [1] H.-U. Barz, B. Böhmer, J. Konheiser, I. Stephan, Ermittlung der Neutronendosis von bestrahlten WWER-Reaktordruckbehältermaterialien, FZR-87, 1995
- [2] H.-C. Mehner, H.-U. Barz, B. Böhmer, U. Hagemann, I. Stephan Calculation and Measurement of Neutron Flux Distribution at the WWER-440 Pressure Vessel, Proc. 7th ASTM-EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry, August 1990, Strasbourg, France
- [3] H.-U. Barz TRAMO - a Flexible Multigroup Neutron Transport Code on the Basis of the Monte Carlo Method for Flux Calculations, ZfK- 705, Rossendorf 1990
- [4] H.-U. Barz, Problems of Weight Determination for the Multigroup Monte Carlo Code TRAMO for Neutron Flux Calculation, Progress in Nuclear Energy, Vol.24, pp. 69-75, 1990
- [5] B. Böhmer, COSA2 - Ein Spektrumsjustierungsprogramm zur Auswertung von Aktivierungsmessungen auf der Basis der verallgemeinerten Methode der kleinsten Quadrate, ZfK-735, Rossendorf 1991
- [6] H.-U. Barz, W. Bertram, Calculation of neutron fluence in the region of the pressure vessel for the history of different reactors by using the Monte-Carlo-method, Nuclear Engineering and Design 137(1992)71-75
- [7] B. Böhmer, MCANG - eine Bibliothek mit Gruppendaten kumulativer Winkelverteilungen elastisch gestreuter Neutronen für Monte-Carlo-Rechnungen, ZfK-531, Rossendorf 1984
- [8] H.-U. Barz, G. Borodkin, B. Boehmer, J. Konheiser, I. Stephan, Determination of Pressure Vessel Neutron Fluence Spectra for a Low Leakage Rovno-3 Reactor Core Using Three Dimensional Monte Carlo Neutron Transport Calculations and Ex-vessel Neutron Activation Data, Proceedings of the 9th International Symposium on Reactor Dosimetry, Prag Sept.2-6, 1996, S. 58-66
- [9] H.-U. Barz, B. Böhmer, J. Konheiser, K. Noack, I. Stephan, Monte Carlo Fluence Calculations and Spectrum Adjustment for the Pressure Vessel of thre VVER-1000 "Balakovo-3", Trans. Am.. Nucl. Soc. 77, 343 (1997)
- [10] G. Borodkin, O. Kovalevich, Interlaboratory VVER-1000 Ex-Vessel Experiment at Balakovo-3 NPP, Proceedings of the Ninth International Symposium on Reactor Dosimetry, Prag Sept. 2-6, 1996
- [11] B. Böhmer, G. Manturov, Influence of Input Neutron Spectrum Covariances on Results of Pressure Vessel Neutron Spectrum Adjustments, Proceedings of the Ninth International Symposium on Reactor Dosimetry, Prag Sept. 2-6, 1996

[12] B. Böhmer, G. Borodkin, E. Brodtkin, V. Gorbunov, G. Manturov, A. Tsiboulia, S. Zaritzly, Erhöhung der Zuverlässigkeit der Bestimmung der Neutronenbelastung von WWER-Komponenten zwecks Ableitung von Vorschlägen für eine sicherere Betriebsführung von WWER-Reaktoren, FZR-220, März 1998

A1

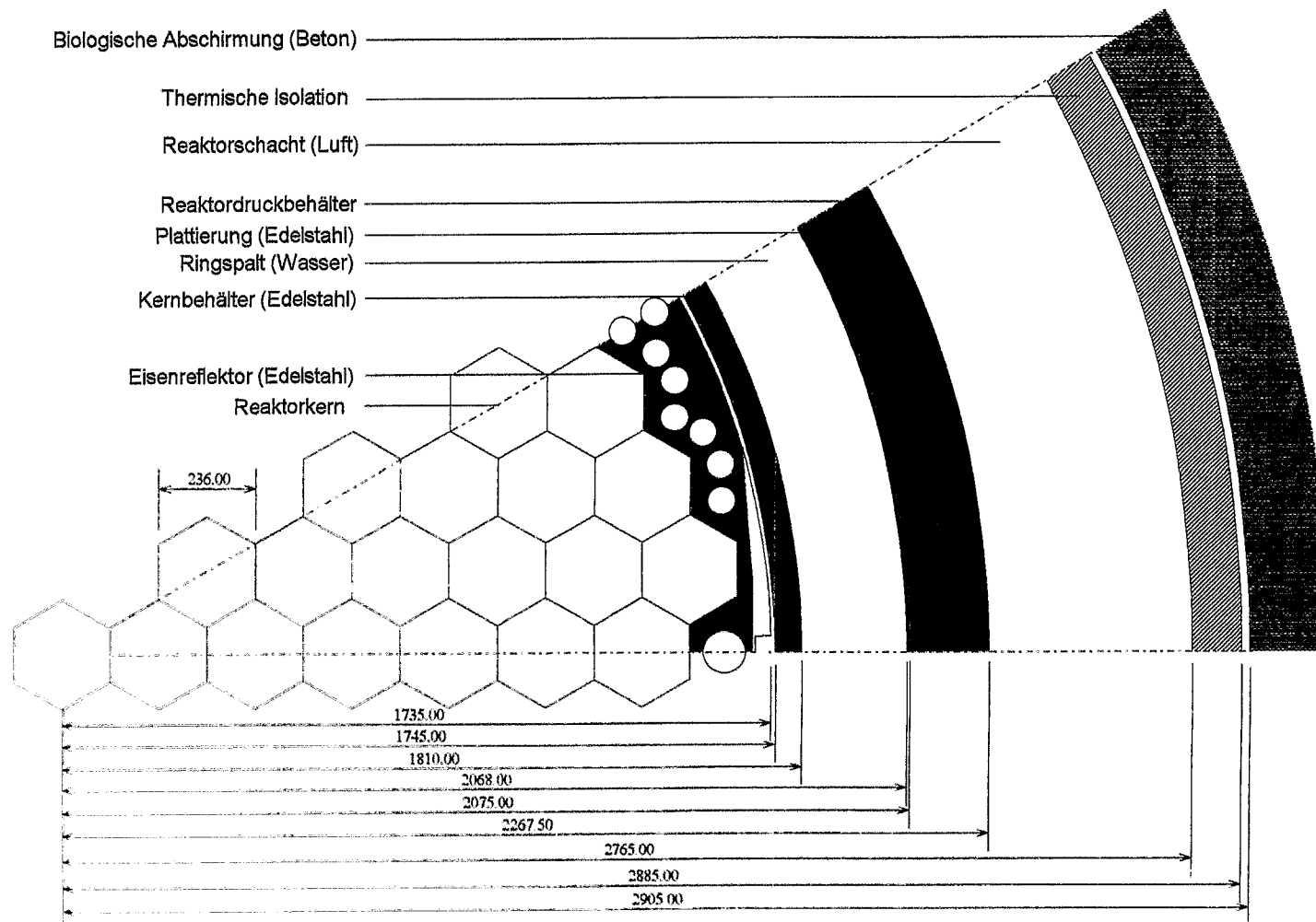


Abb. A1: Horizontaler Schnitt in der Coremittelebene durch den Reaktor WWER-1000(320)

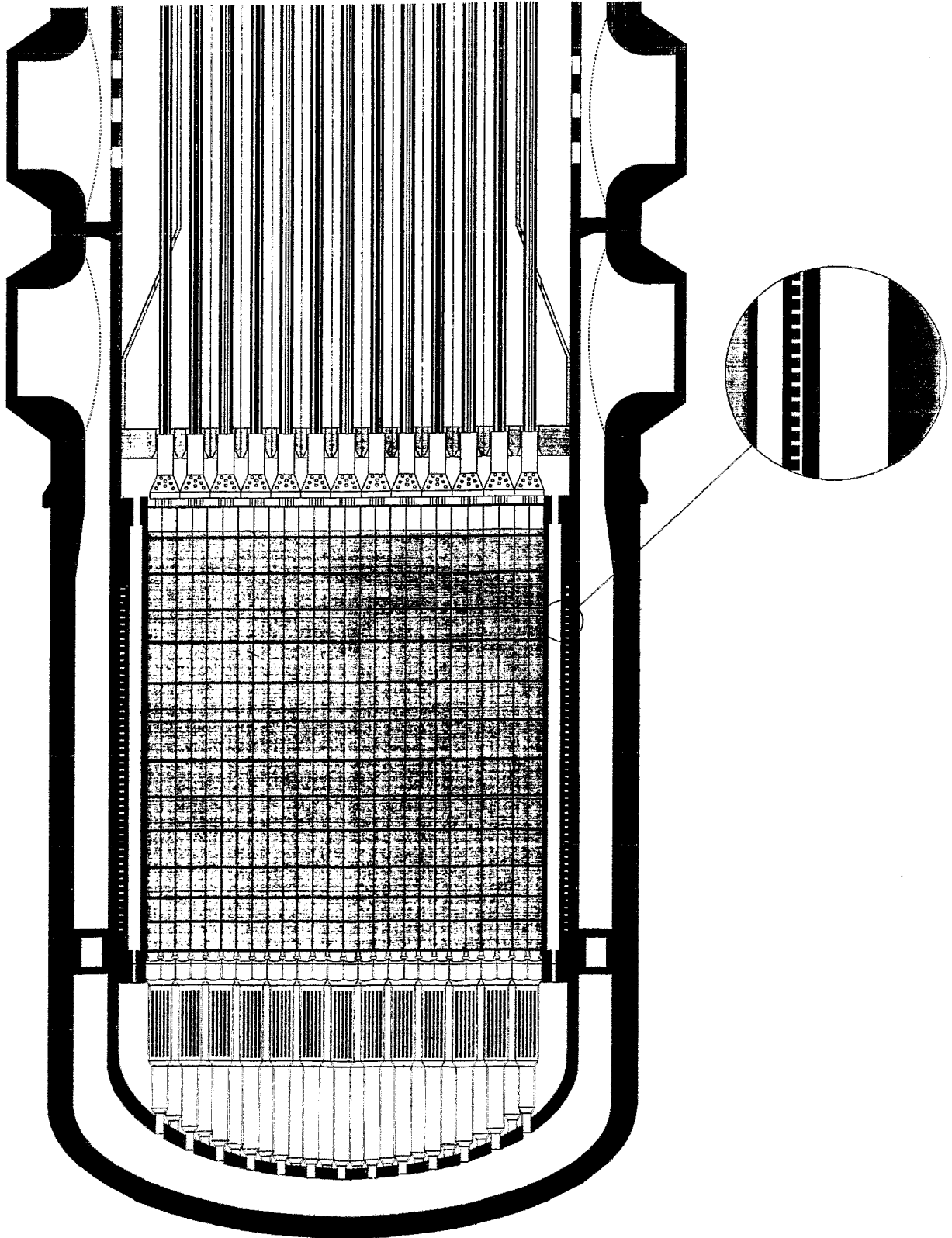


Abb. A2: Vertikaler Schnitt durch den Reaktor WWER-1000 (320)

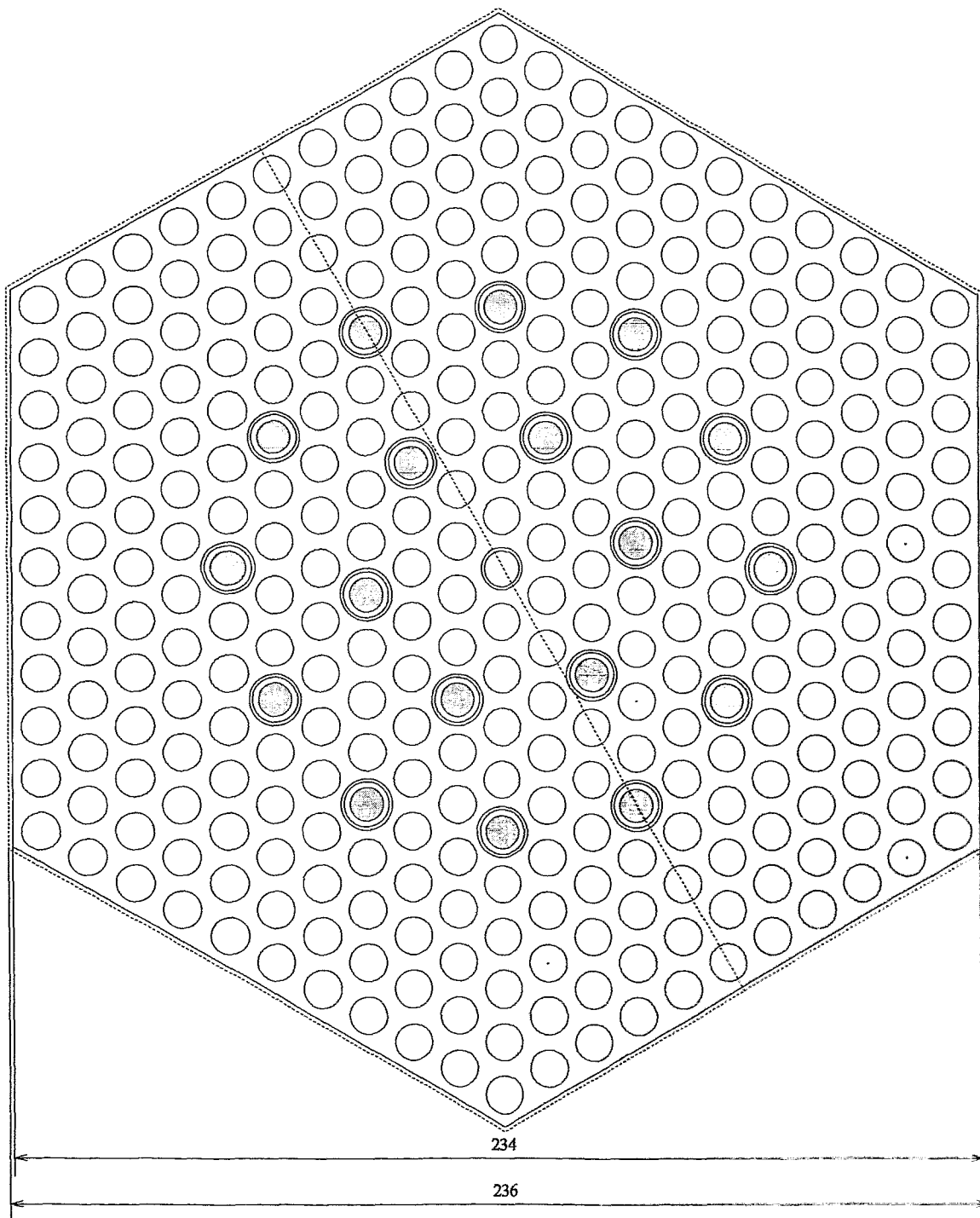


Abb. A3: WWER-1000 Brennelement mit Teilung für die Berechnung

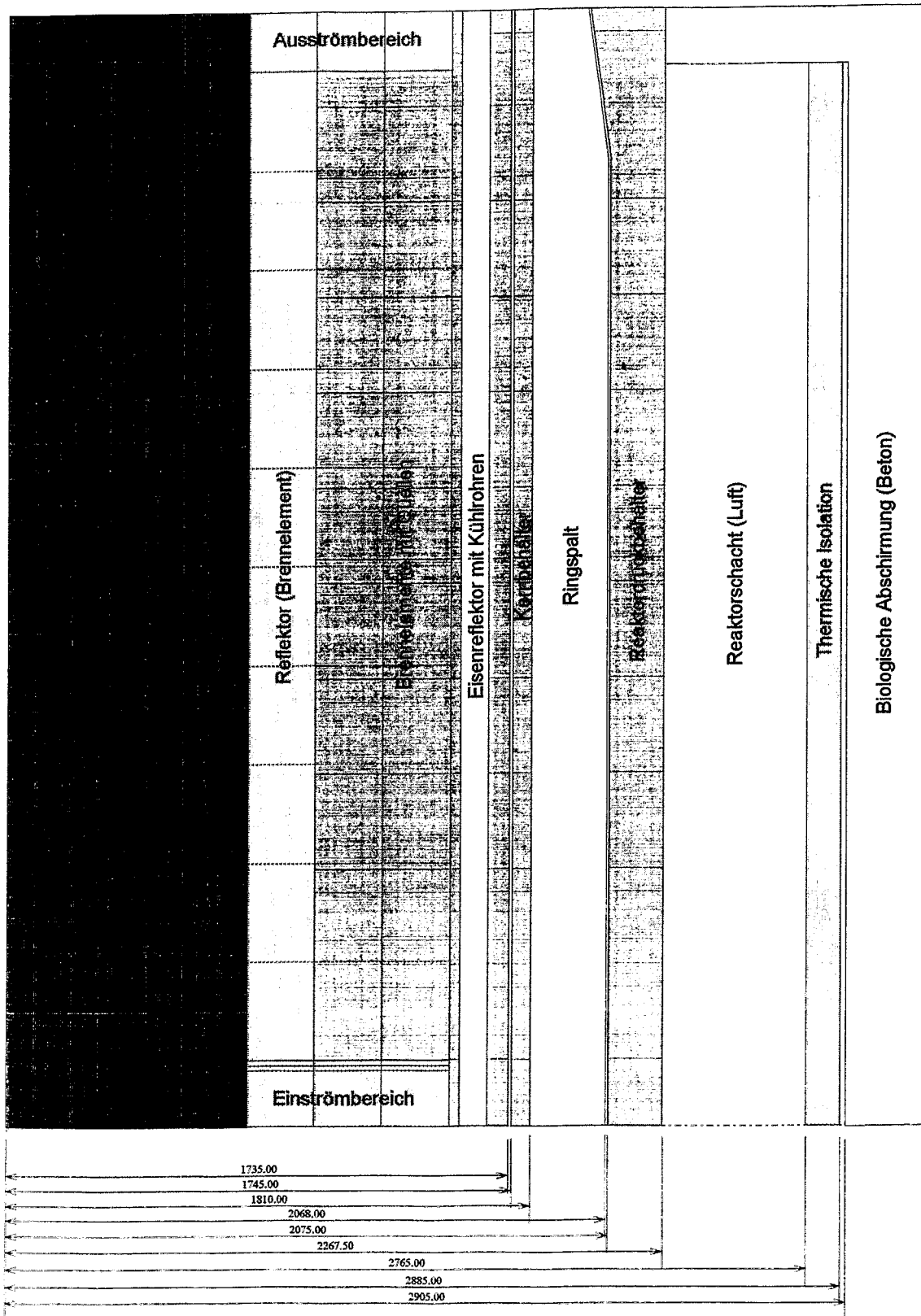


Abb. A4: Vertikaler Schnitt durch das Berechnungsmodell

Anhang 5

Berechnete Fluenzwerte der Monitororte von Rovno-3, Zyklus 7
Anzahl der Neutronengruppen = 29

Winkel/Höhe

69.4°/-29.0: t.Fluenz		= 3.1937E+17	(±0.0140E+17)	0.44%
Gruppenfluenz 1		= 1.2771E+13	(±0.1612E+13)	12.62%
Gruppenfluenz 2		= 3.6562E+13	(±0.1732E+13)	4.74%
Gruppenfluenz 3		= 1.7751E+14	(±0.0289E+14)	1.63%
Gruppenfluenz 4		= 3.5903E+14	(±0.0346E+14)	0.96%
Gruppenfluenz 5		= 4.4679E+14	(±0.0319E+14)	0.71%
Gruppenfluenz 6		= 5.3648E+14	(±0.1644E+14)	3.06%
Gruppenfluenz 7		= 6.2733E+14	(±0.1978E+14)	3.15%
Gruppenfluenz 8		= 9.6864E+14	(±0.2370E+14)	2.45%
Gruppenfluenz 9		= 1.6194E+15	(±0.0382E+15)	2.36%
Gruppenfluenz 10		= 2.0591E+15	(±0.0371E+15)	1.80%
Gruppenfluenz 11		= 1.0397E+15	(±0.0239E+15)	2.30%
Gruppenfluenz 12		= 4.1342E+15	(±0.0437E+15)	1.06%
Gruppenfluenz 13		= 6.9173E+15	(±0.0621E+15)	0.90%
Gruppenfluenz 14		= 8.2616E+15	(±0.0737E+15)	0.89%
Gruppenfluenz 15		= 9.9478E+15	(±0.0817E+15)	0.82%
Gruppenfluenz 16		= 1.1954E+16	(±0.0095E+16)	0.80%
Gruppenfluenz 17		= 1.5749E+16	(±0.0130E+16)	0.82%
Gruppenfluenz 18		= 3.3649E+16	(±0.0199E+16)	0.59%
Gruppenfluenz 19		= 2.8055E+16	(±0.0188E+16)	0.67%
Gruppenfluenz 20		= 4.6325E+16	(±0.0263E+16)	0.57%
Gruppenfluenz 21		= 1.2043E+16	(±0.0122E+16)	1.01%
Gruppenfluenz 22		= 2.5719E+16	(±0.0221E+16)	0.86%
Gruppenfluenz 23		= 1.9668E+16	(±0.0220E+16)	1.12%
Gruppenfluenz 24		= 1.3785E+16	(±0.0153E+16)	1.11%
Gruppenfluenz 25		= 1.8128E+16	(±0.0160E+16)	0.88%
Gruppenfluenz 26		= 1.3352E+16	(±0.0203E+16)	1.52%
Gruppenfluenz 27		= 1.6952E+16	(±0.0203E+16)	1.20%
Gruppenfluenz 28		= 8.7495E+15	(±0.1512E+15)	1.73%
Gruppenfluenz 29		= 1.8099E+16	(±0.0251E+16)	1.39%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		= 3.5023E+16	(±0.0148E+16)	0.42%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		= 1.0759E+17	(±0.0034E+17)	0.31%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		= 2.6104E+17	(±0.0059E+17)	0.23%

71.9°/-29.0: t.Fluenz		= 3.0901E+17	(±0.0094E+17)	0.30%
Gruppenfluenz 1		= 1.3569E+13	(±0.1125E+13)	8.29%
Gruppenfluenz 2		= 3.4047E+13	(±0.1209E+13)	3.55%
Gruppenfluenz 3		= 1.7205E+14	(±0.0194E+14)	1.13%
Gruppenfluenz 4		= 3.4644E+14	(±0.0227E+14)	0.65%
Gruppenfluenz 5		= 4.3014E+14	(±0.0211E+14)	0.49%
Gruppenfluenz 6		= 4.9764E+14	(±0.1099E+14)	2.21%
Gruppenfluenz 7		= 6.0884E+14	(±0.1359E+14)	2.23%
Gruppenfluenz 8		= 9.1889E+14	(±0.1507E+14)	1.64%
Gruppenfluenz 9		= 1.5794E+15	(±0.0238E+15)	1.51%
Gruppenfluenz 10		= 1.9837E+15	(±0.0237E+15)	1.20%
Gruppenfluenz 11		= 1.0243E+15	(±0.0169E+15)	1.65%
Gruppenfluenz 12		= 3.9588E+15	(±0.0300E+15)	0.76%
Gruppenfluenz 13		= 6.6452E+15	(±0.0434E+15)	0.65%

Gruppenfluenz	14	= 8.0259E+15	(±0.0507E+15)	0.63%
Gruppenfluenz	15	= 9.5520E+15	(±0.0557E+15)	0.58%
Gruppenfluenz	16	= 1.1532E+16	(±0.0064E+16)	0.56%
Gruppenfluenz	17	= 1.5262E+16	(±0.0087E+16)	0.57%
Gruppenfluenz	18	= 3.2514E+16	(±0.0132E+16)	0.41%
Gruppenfluenz	19	= 2.7201E+16	(±0.0124E+16)	0.45%
Gruppenfluenz	20	= 4.4726E+16	(±0.0174E+16)	0.39%
Gruppenfluenz	21	= 1.1760E+16	(±0.0090E+16)	0.77%
Gruppenfluenz	22	= 2.4970E+16	(±0.0148E+16)	0.59%
Gruppenfluenz	23	= 1.9388E+16	(±0.0154E+16)	0.79%
Gruppenfluenz	24	= 1.3367E+16	(±0.0115E+16)	0.86%
Gruppenfluenz	25	= 1.7678E+16	(±0.0120E+16)	0.68%
Gruppenfluenz	26	= 1.2725E+16	(±0.0127E+16)	1.00%
Gruppenfluenz	27	= 1.6330E+16	(±0.0142E+16)	0.87%
Gruppenfluenz	28	= 8.3634E+15	(±0.1832E+15)	2.19%
Gruppenfluenz	29	= 1.7408E+16	(±0.0166E+16)	0.95%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		= 3.3755E+16	(±0.0100E+16)	0.30%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		= 1.0391E+17	(±0.0023E+17)	0.22%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		= 2.5303E+17	(±0.0041E+17)	0.16%

81.7°/-29.0: t.Flueuz		= 2.4071E+17	(±0.0102E+17)	0.42%
Gruppenfluenz	1	= 7.3476E+12	(±1.5125E+12)	20.59%
Gruppenfluenz	2	= 2.5943E+13	(±0.1652E+13)	6.37%
Gruppenfluenz	3	= 1.2100E+14	(±0.0250E+14)	2.07%
Gruppenfluenz	4	= 2.4749E+14	(±0.0289E+14)	1.17%
Gruppenfluenz	5	= 2.9318E+14	(±0.0252E+14)	0.86%
Gruppenfluenz	6	= 3.3419E+14	(±0.1318E+14)	3.94%
Gruppenfluenz	7	= 4.2454E+14	(±0.1501E+14)	3.54%
Gruppenfluenz	8	= 6.2814E+14	(±0.1578E+14)	2.51%
Gruppenfluenz	9	= 1.0999E+15	(±0.0231E+15)	2.10%
Gruppenfluenz	10	= 1.3691E+15	(±0.0336E+15)	2.46%
Gruppenfluenz	11	= 6.9630E+14	(±0.1933E+14)	2.78%
Gruppenfluenz	12	= 2.7249E+15	(±0.0472E+15)	1.73%
Gruppenfluenz	13	= 4.7754E+15	(±0.0630E+15)	1.32%
Gruppenfluenz	14	= 5.6855E+15	(±0.0679E+15)	1.19%
Gruppenfluenz	15	= 6.8632E+15	(±0.0765E+15)	1.12%
Gruppenfluenz	16	= 8.2553E+15	(±0.0834E+15)	1.01%
Gruppenfluenz	17	= 1.1380E+16	(±0.0117E+16)	1.03%
Gruppenfluenz	18	= 2.3727E+16	(±0.0147E+16)	0.62%
Gruppenfluenz	19	= 2.0972E+16	(±0.0159E+16)	0.76%
Gruppenfluenz	20	= 3.4262E+16	(±0.0214E+16)	0.62%
Gruppenfluenz	21	= 9.3494E+15	(±0.1194E+15)	1.28%
Gruppenfluenz	22	= 2.0083E+16	(±0.0195E+16)	0.97%
Gruppenfluenz	23	= 1.5830E+16	(±0.0211E+16)	1.33%
Gruppenfluenz	24	= 1.0904E+16	(±0.0151E+16)	1.39%
Gruppenfluenz	25	= 1.4052E+16	(±0.0208E+16)	1.48%
Gruppenfluenz	26	= 1.0637E+16	(±0.0190E+16)	1.79%
Gruppenfluenz	27	= 1.3928E+16	(±0.0183E+16)	1.31%
Gruppenfluenz	28	= 7.8068E+15	(±0.2781E+15)	3.56%
Gruppenfluenz	29	= 1.4224E+16	(±0.0357E+16)	2.51%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		= 2.3830E+16	(±0.0137E+16)	0.57%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		= 7.5418E+16	(±0.0282E+16)	0.37%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		= 1.9319E+17	(±0.0054E+17)	0.28%

92.0°/-29.0: t.Fluenz		= 2.1760E+17	(±0.0086E+17)	0.39%
Gruppenfluenz	1	= 6.9375E+12	(±1.2656E+12)	18.24%
Gruppenfluenz	2	= 2.0744E+13	(±0.1523E+13)	7.34%
Gruppenfluenz	3	= 1.0717E+14	(±0.0261E+14)	2.43%
Gruppenfluenz	4	= 2.0844E+14	(±0.0256E+14)	1.23%
Gruppenfluenz	5	= 2.4852E+14	(±0.0290E+14)	1.17%
Gruppenfluenz	6	= 2.6241E+14	(±0.1480E+14)	5.64%
Gruppenfluenz	7	= 3.6202E+14	(±0.1550E+14)	4.28%
Gruppenfluenz	8	= 5.5398E+14	(±0.2079E+14)	3.75%
Gruppenfluenz	9	= 9.4250E+14	(±0.2401E+14)	2.55%
Gruppenfluenz	10	= 1.1388E+15	(±0.0234E+15)	2.06%
Gruppenfluenz	11	= 5.3397E+14	(±0.2281E+14)	4.27%
Gruppenfluenz	12	= 2.2960E+15	(±0.0395E+15)	1.72%
Gruppenfluenz	13	= 4.0248E+15	(±0.0565E+15)	1.40%
Gruppenfluenz	14	= 4.8658E+15	(±0.0605E+15)	1.24%
Gruppenfluenz	15	= 5.9622E+15	(±0.0679E+15)	1.14%
Gruppenfluenz	16	= 7.0918E+15	(±0.0751E+15)	1.06%
Gruppenfluenz	17	= 1.0139E+16	(±0.0113E+16)	1.11%
Gruppenfluenz	18	= 2.0861E+16	(±0.0152E+16)	0.73%
Gruppenfluenz	19	= 1.8709E+16	(±0.0155E+16)	0.83%
Gruppenfluenz	20	= 3.0888E+16	(±0.0206E+16)	0.67%
Gruppenfluenz	21	= 8.4473E+15	(±0.1121E+15)	1.33%
Gruppenfluenz	22	= 1.8880E+16	(±0.0201E+16)	1.06%
Gruppenfluenz	23	= 1.4145E+16	(±0.0170E+16)	1.21%
Gruppenfluenz	24	= 1.0148E+16	(±0.0168E+16)	1.66%
Gruppenfluenz	25	= 1.3078E+16	(±0.0172E+16)	1.32%
Gruppenfluenz	26	= 9.9230E+15	(±0.1535E+15)	1.55%
Gruppenfluenz	27	= 1.3099E+16	(±0.0232E+16)	1.77%
Gruppenfluenz	28	= 7.1391E+15	(±0.1397E+15)	1.96%
Gruppenfluenz	29	= 1.3513E+16	(±0.0210E+16)	1.55%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		= 2.0257E+16	(±0.0123E+16)	0.61%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		= 6.5642E+16	(±0.0272E+16)	0.41%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		= 1.7306E+17	(±0.0051E+17)	0.30%

97.0°/-29.0: t.Fluenz		= 2.3470E+17	(±0.0074E+17)	0.32%
Gruppenfluenz	1	= 7.5210E+12	(±1.0643E+12)	14.15%
Gruppenfluenz	2	= 2.5555E+13	(±0.1300E+13)	5.09%
Gruppenfluenz	3	= 1.1785E+14	(±0.0186E+14)	1.58%
Gruppenfluenz	4	= 2.3694E+14	(±0.0207E+14)	0.88%
Gruppenfluenz	5	= 2.8195E+14	(±0.0181E+14)	0.64%
Gruppenfluenz	6	= 3.1393E+14	(±0.1058E+14)	3.37%
Gruppenfluenz	7	= 4.0817E+14	(±0.1097E+14)	2.69%
Gruppenfluenz	8	= 6.1322E+14	(±0.1191E+14)	1.94%
Gruppenfluenz	9	= 1.0317E+15	(±0.0172E+15)	1.67%
Gruppenfluenz	10	= 1.3046E+15	(±0.0247E+15)	1.89%
Gruppenfluenz	11	= 6.5681E+14	(±0.1541E+14)	2.35%
Gruppenfluenz	12	= 2.6255E+15	(±0.0324E+15)	1.23%
Gruppenfluenz	13	= 4.5194E+15	(±0.0446E+15)	0.99%
Gruppenfluenz	14	= 5.4726E+15	(±0.0475E+15)	0.87%
Gruppenfluenz	15	= 6.6216E+15	(±0.0561E+15)	0.85%
Gruppenfluenz	16	= 8.0402E+15	(±0.0605E+15)	0.75%
Gruppenfluenz	17	= 1.1100E+16	(±0.0089E+16)	0.80%
Gruppenfluenz	18	= 2.2908E+16	(±0.0110E+16)	0.48%
Gruppenfluenz	19	= 2.0394E+16	(±0.0121E+16)	0.59%
Gruppenfluenz	20	= 3.3271E+16	(±0.0154E+16)	0.46%

Gruppenfluenz	21	=	9.0347E+15	(±0.0945E+15)	1.05%
Gruppenfluenz	22	=	1.9760E+16	(±0.0140E+16)	0.71%
Gruppenfluenz	23	=	1.5440E+16	(±0.0144E+16)	0.93%
Gruppenfluenz	24	=	1.0778E+16	(±0.0126E+16)	1.17%
Gruppenfluenz	25	=	1.3841E+16	(±0.0143E+16)	1.03%
Gruppenfluenz	26	=	1.0394E+16	(±0.0126E+16)	1.21%
Gruppenfluenz	27	=	1.3819E+16	(±0.0150E+16)	1.09%
Gruppenfluenz	28	=	7.7982E+15	(±0.2811E+15)	3.60%
Gruppenfluenz	29	=	1.3884E+16	(±0.0222E+16)	1.60%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	2.2821E+16	(±0.0098E+16)	0.43%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	7.2853E+16	(±0.0210E+16)	0.29%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	1.8790E+17	(±0.0040E+17)	0.21%

114.7°/-29.0: t. Fluenz		=	3.1981E+17	(±0.0116E+17)	0.36%
Gruppenfluenz	1	=	1.1220E+13	(±0.1260E+13)	11.23%
Gruppenfluenz	2	=	3.4796E+13	(±0.1458E+13)	4.19%
Gruppenfluenz	3	=	1.7428E+14	(±0.0237E+14)	1.36%
Gruppenfluenz	4	=	3.5994E+14	(±0.0270E+14)	0.75%
Gruppenfluenz	5	=	4.4456E+14	(±0.0254E+14)	0.57%
Gruppenfluenz	6	=	5.0451E+14	(±0.1303E+14)	2.58%
Gruppenfluenz	7	=	6.2495E+14	(±0.1277E+14)	2.04%
Gruppenfluenz	8	=	9.1852E+14	(±0.1578E+14)	1.72%
Gruppenfluenz	9	=	1.5969E+15	(±0.0244E+15)	1.53%
Gruppenfluenz	10	=	2.0268E+15	(±0.0261E+15)	1.29%
Gruppenfluenz	11	=	1.0123E+15	(±0.0182E+15)	1.80%
Gruppenfluenz	12	=	4.1064E+15	(±0.0393E+15)	0.96%
Gruppenfluenz	13	=	6.7276E+15	(±0.0517E+15)	0.77%
Gruppenfluenz	14	=	8.2702E+15	(±0.0585E+15)	0.71%
Gruppenfluenz	15	=	9.8696E+15	(±0.0669E+15)	0.68%
Gruppenfluenz	16	=	1.1857E+16	(±0.0076E+16)	0.64%
Gruppenfluenz	17	=	1.5698E+16	(±0.0107E+16)	0.68%
Gruppenfluenz	18	=	3.3633E+16	(±0.0161E+16)	0.48%
Gruppenfluenz	19	=	2.7969E+16	(±0.0153E+16)	0.55%
Gruppenfluenz	20	=	4.6630E+16	(±0.0210E+16)	0.45%
Gruppenfluenz	21	=	1.2037E+16	(±0.0100E+16)	0.83%
Gruppenfluenz	22	=	2.5721E+16	(±0.0168E+16)	0.65%
Gruppenfluenz	23	=	1.9860E+16	(±0.0142E+16)	0.72%
Gruppenfluenz	24	=	1.3899E+16	(±0.0160E+16)	1.15%
Gruppenfluenz	25	=	1.8232E+16	(±0.0129E+16)	0.71%
Gruppenfluenz	26	=	1.3404E+16	(±0.0149E+16)	1.11%
Gruppenfluenz	27	=	1.6807E+16	(±0.0187E+16)	1.11%
Gruppenfluenz	28	=	8.8199E+15	(±0.3860E+15)	4.38%
Gruppenfluenz	29	=	1.8565E+16	(±0.0170E+16)	0.92%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	3.4577E+16	(±0.0118E+16)	0.34%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	1.0693E+17	(±0.0027E+17)	0.26%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	2.6103E+17	(±0.0048E+17)	0.18%

115.8°/-29.0: t. Fluenz		=	3.1936E+17	(±0.0173E+17)	0.54%
Gruppenfluenz	1	=	1.2643E+13	(±0.1706E+13)	13.49%
Gruppenfluenz	2	=	3.2870E+13	(±0.2028E+13)	6.17%
Gruppenfluenz	3	=	1.7300E+14	(±0.0324E+14)	1.87%
Gruppenfluenz	4	=	3.5730E+14	(±0.0389E+14)	1.09%
Gruppenfluenz	5	=	4.4147E+14	(±0.0357E+14)	0.81%
Gruppenfluenz	6	=	5.0126E+14	(±0.1824E+14)	3.64%

Gruppenfluenz	7	=	6.1342E+14	(±0.1845E+14)	3.01%
Gruppenfluenz	8	=	9.0327E+14	(±0.1950E+14)	2.16%
Gruppenfluenz	9	=	1.5679E+15	(±0.0345E+15)	2.20%
Gruppenfluenz	10	=	2.0216E+15	(±0.0359E+15)	1.77%
Gruppenfluenz	11	=	1.0065E+15	(±0.0255E+15)	2.53%
Gruppenfluenz	12	=	4.0486E+15	(±0.0529E+15)	1.31%
Gruppenfluenz	13	=	6.6476E+15	(±0.0747E+15)	1.12%
Gruppenfluenz	14	=	8.1797E+15	(±0.0830E+15)	1.01%
Gruppenfluenz	15	=	9.7918E+15	(±0.0921E+15)	0.94%
Gruppenfluenz	16	=	1.1752E+16	(±0.0106E+16)	0.90%
Gruppenfluenz	17	=	1.5713E+16	(±0.0155E+16)	0.98%
Gruppenfluenz	18	=	3.3558E+16	(±0.0233E+16)	0.69%
Gruppenfluenz	19	=	2.7884E+16	(±0.0222E+16)	0.80%
Gruppenfluenz	20	=	4.6216E+16	(±0.0297E+16)	0.64%
Gruppenfluenz	21	=	1.2022E+16	(±0.0144E+16)	1.20%
Gruppenfluenz	22	=	2.5857E+16	(±0.0248E+16)	0.96%
Gruppenfluenz	23	=	1.9904E+16	(±0.0195E+16)	0.98%
Gruppenfluenz	24	=	1.3693E+16	(±0.0202E+16)	1.48%
Gruppenfluenz	25	=	1.8209E+16	(±0.0184E+16)	1.01%
Gruppenfluenz	26	=	1.3475E+16	(±0.0228E+16)	1.69%
Gruppenfluenz	27	=	1.6827E+16	(±0.0272E+16)	1.62%
Gruppenfluenz	28	=	9.0503E+15	(±0.6993E+15)	7.73%
Gruppenfluenz	29	=	1.8902E+16	(±0.0242E+16)	1.28%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	3.4209E+16	(±0.0164E+16)	0.48%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	1.0635E+17	(±0.0039E+17)	0.37%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	2.5992E+17	(±0.0067E+17)	0.26%

118.5°/-29.0: t.Fluenz		=	3.1456E+17	(±0.0163E+17)	0.52%
Gruppenfluenz	1	=	1.2792E+13	(±0.1662E+13)	12.99%
Gruppenfluenz	2	=	3.2658E+13	(±0.1896E+13)	5.81%
Gruppenfluenz	3	=	1.7123E+14	(±0.0340E+14)	1.99%
Gruppenfluenz	4	=	3.4690E+14	(±0.0398E+14)	1.15%
Gruppenfluenz	5	=	4.2811E+14	(±0.0380E+14)	0.89%
Gruppenfluenz	6	=	4.7205E+14	(±0.2509E+14)	5.31%
Gruppenfluenz	7	=	5.9231E+14	(±0.1838E+14)	3.10%
Gruppenfluenz	8	=	9.0879E+14	(±0.2335E+14)	2.57%
Gruppenfluenz	9	=	1.4934E+15	(±0.0304E+15)	2.03%
Gruppenfluenz	10	=	1.9273E+15	(±0.0379E+15)	1.96%
Gruppenfluenz	11	=	9.7559E+14	(±0.2750E+14)	2.82%
Gruppenfluenz	12	=	3.8862E+15	(±0.0488E+15)	1.26%
Gruppenfluenz	13	=	6.4444E+15	(±0.0727E+15)	1.13%
Gruppenfluenz	14	=	8.1428E+15	(±0.0955E+15)	1.17%
Gruppenfluenz	15	=	9.6723E+15	(±0.0920E+15)	0.95%
Gruppenfluenz	16	=	1.1565E+16	(±0.0105E+16)	0.91%
Gruppenfluenz	17	=	1.5188E+16	(±0.0157E+16)	1.03%
Gruppenfluenz	18	=	3.2612E+16	(±0.0225E+16)	0.69%
Gruppenfluenz	19	=	2.7285E+16	(±0.0199E+16)	0.73%
Gruppenfluenz	20	=	4.5607E+16	(±0.0298E+16)	0.65%
Gruppenfluenz	21	=	1.2095E+16	(±0.0144E+16)	1.19%
Gruppenfluenz	22	=	2.5301E+16	(±0.0239E+16)	0.95%
Gruppenfluenz	23	=	1.9575E+16	(±0.0205E+16)	1.05%
Gruppenfluenz	24	=	1.3812E+16	(±0.0179E+16)	1.30%
Gruppenfluenz	25	=	1.8243E+16	(±0.0229E+16)	1.26%
Gruppenfluenz	26	=	1.3514E+16	(±0.0218E+16)	1.61%
Gruppenfluenz	27	=	1.6968E+16	(±0.0265E+16)	1.56%

Gruppenfluenz	28	=	8.8542E+15	(±0.2864E+15)	3.23%
Gruppenfluenz	29	=	1.8434E+16	(±0.0223E+16)	1.21%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	3.3439E+16	(±0.0170E+16)	0.51%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	1.0371E+17	(±0.0038E+17)	0.37%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	2.5560E+17	(±0.0067E+17)	0.26%
97.0°/-58.5 : t. Fluenz					
Gruppenfluenz		=	2.2883E+17	(±0.0135E+17)	0.59%
Gruppenfluenz	1	=	9.2267E+12	(±1.9433E+12)	21.06%
Gruppenfluenz	2	=	1.9958E+13	(±0.2232E+13)	11.18%
Gruppenfluenz	3	=	1.1965E+14	(±0.0354E+14)	2.96%
Gruppenfluenz	4	=	2.3406E+14	(±0.0406E+14)	1.73%
Gruppenfluenz	5	=	2.8674E+14	(±0.0397E+14)	1.38%
Gruppenfluenz	6	=	3.5018E+14	(±0.2452E+14)	7.00%
Gruppenfluenz	7	=	4.1034E+14	(±0.2331E+14)	5.68%
Gruppenfluenz	8	=	6.1138E+14	(±0.2128E+14)	3.48%
Gruppenfluenz	9	=	1.0158E+15	(±0.0347E+15)	3.42%
Gruppenfluenz	10	=	1.2664E+15	(±0.0359E+15)	2.83%
Gruppenfluenz	11	=	6.4928E+14	(±0.2674E+14)	4.12%
Gruppenfluenz	12	=	2.5549E+15	(±0.0516E+15)	2.02%
Gruppenfluenz	13	=	4.4028E+15	(±0.0698E+15)	1.59%
Gruppenfluenz	14	=	5.4333E+15	(±0.0882E+15)	1.62%
Gruppenfluenz	15	=	6.4864E+15	(±0.0935E+15)	1.44%
Gruppenfluenz	16	=	8.0475E+15	(±0.1090E+15)	1.36%
Gruppenfluenz	17	=	1.0604E+16	(±0.0132E+16)	1.25%
Gruppenfluenz	18	=	2.2433E+16	(±0.0205E+16)	0.92%
Gruppenfluenz	19	=	2.0335E+16	(±0.0205E+16)	1.01%
Gruppenfluenz	20	=	3.2858E+16	(±0.0278E+16)	0.85%
Gruppenfluenz	21	=	8.8726E+15	(±0.1374E+15)	1.55%
Gruppenfluenz	22	=	1.9302E+16	(±0.0232E+16)	1.20%
Gruppenfluenz	23	=	1.5171E+16	(±0.0220E+16)	1.45%
Gruppenfluenz	24	=	1.0372E+16	(±0.0175E+16)	1.68%
Gruppenfluenz	25	=	1.3188E+16	(±0.0204E+16)	1.54%
Gruppenfluenz	26	=	1.0180E+16	(±0.0181E+16)	1.78%
Gruppenfluenz	27	=	1.3355E+16	(±0.0221E+16)	1.66%
Gruppenfluenz	28	=	6.7038E+15	(±0.1955E+15)	2.92%
Gruppenfluenz	29	=	1.3558E+16	(±0.0258E+16)	1.90%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	2.2464E+16	(±0.0167E+16)	0.74%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	7.1475E+16	(±0.0361E+16)	0.50%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	1.8417E+17	(±0.0064E+17)	0.35%
97.0°/6.0 : t. Fluenz					
Gruppenfluenz		=	2.3783E+17	(±0.0135E+17)	0.57%
Gruppenfluenz	1	=	8.7802E+12	(±1.5596E+12)	17.76%
Gruppenfluenz	2	=	2.3622E+13	(±0.2037E+13)	8.62%
Gruppenfluenz	3	=	1.1160E+14	(±0.0331E+14)	2.97%
Gruppenfluenz	4	=	2.3424E+14	(±0.0395E+14)	1.68%
Gruppenfluenz	5	=	2.8137E+14	(±0.0540E+14)	1.92%
Gruppenfluenz	6	=	3.1973E+14	(±0.1904E+14)	5.96%
Gruppenfluenz	7	=	3.8326E+14	(±0.2430E+14)	6.34%
Gruppenfluenz	8	=	5.9123E+14	(±0.2509E+14)	4.24%
Gruppenfluenz	9	=	1.0254E+15	(±0.0303E+15)	2.95%
Gruppenfluenz	10	=	1.3099E+15	(±0.0350E+15)	2.67%
Gruppenfluenz	11	=	6.2494E+14	(±0.2475E+14)	3.96%
Gruppenfluenz	12	=	2.5586E+15	(±0.0484E+15)	1.89%
Gruppenfluenz	13	=	4.5028E+15	(±0.0701E+15)	1.56%

Gruppenfluenz	14	=	5.4178E+15	(±0.0793E+15)	1.46%	
Gruppenfluenz	15	=	6.7134E+15	(±0.0866E+15)	1.29%	
Gruppenfluenz	16	=	8.0884E+15	(±0.0978E+15)	1.21%	
Gruppenfluenz	17	=	1.1173E+16	(±0.0128E+16)	1.14%	
Gruppenfluenz	18	=	2.3139E+16	(±0.0201E+16)	0.87%	
Gruppenfluenz	19	=	2.0691E+16	(±0.0190E+16)	0.92%	
Gruppenfluenz	20	=	3.3280E+16	(±0.0263E+16)	0.79%	
Gruppenfluenz	21	=	9.1031E+15	(±0.1348E+15)	1.48%	
Gruppenfluenz	22	=	1.9703E+16	(±0.0207E+16)	1.05%	
Gruppenfluenz	23	=	1.5782E+16	(±0.0197E+16)	1.25%	
Gruppenfluenz	24	=	1.1308E+16	(±0.0173E+16)	1.53%	
Gruppenfluenz	25	=	1.4317E+16	(±0.0195E+16)	1.36%	
Gruppenfluenz	26	=	1.0681E+16	(±0.0182E+16)	1.71%	
Gruppenfluenz	27	=	1.3861E+16	(±0.0207E+16)	1.49%	
Gruppenfluenz	28	=	7.6679E+15	(±0.2367E+15)	3.09%	
Gruppenfluenz	29	=	1.4928E+16	(±0.0248E+16)	1.66%	
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	2.2667E+16	(±0.0157E+16)	0.69%	
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	7.3166E+16	(±0.0343E+16)	0.47%	
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	1.8975E+17	(±0.0060E+17)	0.32%	
97.0°/46.0	:	t. Fluenz	=	2.2965E+17	(±0.0134E+17)	0.58%
Gruppenfluenz	1	=	1.0118E+13	(±0.1955E+13)	19.32%	
Gruppenfluenz	2	=	2.3837E+13	(±0.2081E+13)	8.73%	
Gruppenfluenz	3	=	1.1568E+14	(±0.0328E+14)	2.84%	
Gruppenfluenz	4	=	2.3575E+14	(±0.0397E+14)	1.68%	
Gruppenfluenz	5	=	2.7105E+14	(±0.0409E+14)	1.51%	
Gruppenfluenz	6	=	3.3479E+14	(±0.1949E+14)	5.82%	
Gruppenfluenz	7	=	3.5623E+14	(±0.1799E+14)	5.05%	
Gruppenfluenz	8	=	5.7010E+14	(±0.2124E+14)	3.73%	
Gruppenfluenz	9	=	1.0082E+15	(±0.0292E+15)	2.90%	
Gruppenfluenz	10	=	1.2530E+15	(±0.0337E+15)	2.69%	
Gruppenfluenz	11	=	6.2294E+14	(±0.2251E+14)	3.61%	
Gruppenfluenz	12	=	2.5317E+15	(±0.0473E+15)	1.87%	
Gruppenfluenz	13	=	4.2869E+15	(±0.0640E+15)	1.49%	
Gruppenfluenz	14	=	5.4003E+15	(±0.0802E+15)	1.48%	
Gruppenfluenz	15	=	6.4780E+15	(±0.0821E+15)	1.27%	
Gruppenfluenz	16	=	7.8617E+15	(±0.0951E+15)	1.21%	
Gruppenfluenz	17	=	1.0632E+16	(±0.0127E+16)	1.19%	
Gruppenfluenz	18	=	2.2328E+16	(±0.0196E+16)	0.88%	
Gruppenfluenz	19	=	1.9954E+16	(±0.0189E+16)	0.95%	
Gruppenfluenz	20	=	3.2223E+16	(±0.0260E+16)	0.81%	
Gruppenfluenz	21	=	8.8587E+15	(±0.1342E+15)	1.52%	
Gruppenfluenz	22	=	1.9439E+16	(±0.0214E+16)	1.10%	
Gruppenfluenz	23	=	1.5158E+16	(±0.0204E+16)	1.35%	
Gruppenfluenz	24	=	1.0572E+16	(±0.0169E+16)	1.60%	
Gruppenfluenz	25	=	1.3707E+16	(±0.0210E+16)	1.53%	
Gruppenfluenz	26	=	1.0435E+16	(±0.0183E+16)	1.75%	
Gruppenfluenz	27	=	1.3449E+16	(±0.0206E+16)	1.53%	
Gruppenfluenz	28	=	7.4782E+15	(±0.2524E+15)	3.38%	
Gruppenfluenz	29	=	1.4060E+16	(±0.0254E+16)	1.81%	
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	2.2111E+16	(±0.0150E+16)	0.68%	
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	7.0743E+16	(±0.0334E+16)	0.47%	
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	1.8333E+17	(±0.0061E+17)	0.33%	

97.0°/131.0	:	t. Fluenz	=	1.9505E+17	(±0.0134E+17)	0.69%
		Gruppenfluenz 1	=	4.4584E+12	(±1.6454E+12)	36.91%
		Gruppenfluenz 2	=	1.7356E+13	(±0.2020E+13)	11.64%
		Gruppenfluenz 3	=	9.8317E+13	(±0.3123E+13)	3.18%
		Gruppenfluenz 4	=	1.9144E+14	(±0.0365E+14)	1.91%
		Gruppenfluenz 5	=	2.2649E+14	(±0.0350E+14)	1.54%
		Gruppenfluenz 6	=	2.6681E+14	(±0.2085E+14)	7.81%
		Gruppenfluenz 7	=	3.1693E+14	(±0.1765E+14)	5.57%
		Gruppenfluenz 8	=	5.0468E+14	(±0.2007E+14)	3.98%
		Gruppenfluenz 9	=	7.8963E+14	(±0.2814E+14)	3.56%
		Gruppenfluenz 10	=	1.0237E+15	(±0.0301E+15)	2.94%
		Gruppenfluenz 11	=	5.1289E+14	(±0.2513E+14)	4.90%
		Gruppenfluenz 12	=	2.0966E+15	(±0.0467E+15)	2.23%
		Gruppenfluenz 13	=	3.5585E+15	(±0.0652E+15)	1.83%
		Gruppenfluenz 14	=	4.2607E+15	(±0.0778E+15)	1.82%
		Gruppenfluenz 15	=	5.2629E+15	(±0.0804E+15)	1.53%
		Gruppenfluenz 16	=	6.4724E+15	(±0.0940E+15)	1.45%
		Gruppenfluenz 17	=	8.9614E+15	(±0.1284E+15)	1.43%
		Gruppenfluenz 18	=	1.8698E+16	(±0.0193E+16)	1.03%
		Gruppenfluenz 19	=	1.6473E+16	(±0.0187E+16)	1.14%
		Gruppenfluenz 20	=	2.7466E+16	(±0.0260E+16)	0.95%
		Gruppenfluenz 21	=	7.6851E+15	(±0.1318E+15)	1.72%
		Gruppenfluenz 22	=	1.6426E+16	(±0.0224E+16)	1.36%
		Gruppenfluenz 23	=	1.3152E+16	(±0.0212E+16)	1.61%
		Gruppenfluenz 24	=	8.8427E+15	(±0.1748E+15)	1.98%
		Gruppenfluenz 25	=	1.1752E+16	(±0.0205E+16)	1.75%
		Gruppenfluenz 26	=	9.2638E+15	(±0.1957E+15)	2.11%
		Gruppenfluenz 27	=	1.1957E+16	(±0.0248E+16)	2.08%
		Gruppenfluenz 28	=	6.8102E+15	(±0.2483E+15)	3.65%
		Gruppenfluenz 29	=	1.1952E+16	(±0.0263E+16)	2.20%
		kum. Fluenz > 1.0 MeV	=	1.8005E+16	(±0.0147E+16)	0.82%
		kum. Fluenz > 0.5 MeV	=	5.8566E+16	(±0.0331E+16)	0.57%
		kum. Fluenz > 0.1 MeV	=	1.5429E+17	(±0.0061E+17)	0.40%

Anhang 6

Berechnete Fluenzwerte der Monitororte von Balakovo-3, Zyklus 5
Anzahl der Neutronengruppen = 29

Winkel/Höhe

69.4°/-29.0	t. Fluenz	=	2.1244E+17	(±0.0105E+17)	0.50%
	Gruppenfluenz 1	=	7.4876E+12	(±0.3572E+12)	4.77%
	Gruppenfluenz 2	=	2.2663E+13	(±0.0499E+13)	2.20%
	Gruppenfluenz 3	=	1.0853E+14	(±0.0180E+14)	1.66%
	Gruppenfluenz 4	=	2.3078E+14	(±0.0214E+14)	0.93%
	Gruppenfluenz 5	=	2.9084E+14	(±0.0211E+14)	0.72%
	Gruppenfluenz 6	=	3.2262E+14	(±0.1057E+14)	3.28%
	Gruppenfluenz 7	=	4.2999E+14	(±0.1262E+14)	2.93%
	Gruppenfluenz 8	=	6.2232E+14	(±0.1238E+14)	1.99%
	Gruppenfluenz 9	=	1.0855E+15	(±0.0175E+15)	1.61%
	Gruppenfluenz 10	=	1.3704E+15	(±0.0181E+15)	1.32%
	Gruppenfluenz 11	=	6.9545E+14	(±0.1963E+14)	2.82%
	Gruppenfluenz 12	=	2.7447E+15	(±0.0288E+15)	1.05%
	Gruppenfluenz 13	=	4.6414E+15	(±0.0404E+15)	0.87%
	Gruppenfluenz 14	=	5.6577E+15	(±0.0499E+15)	0.88%
	Gruppenfluenz 15	=	6.6717E+15	(±0.0552E+15)	0.83%
	Gruppenfluenz 16	=	8.1368E+15	(±0.0632E+15)	0.78%
	Gruppenfluenz 17	=	1.0479E+16	(±0.0083E+16)	0.79%
	Gruppenfluenz 18	=	2.2528E+16	(±0.0135E+16)	0.60%
	Gruppenfluenz 19	=	1.8489E+16	(±0.0124E+16)	0.67%
	Gruppenfluenz 20	=	3.0760E+16	(±0.0172E+16)	0.56%
	Gruppenfluenz 21	=	8.1194E+15	(±0.0740E+15)	0.91%
	Gruppenfluenz 22	=	1.6680E+16	(±0.0136E+16)	0.81%
	Gruppenfluenz 23	=	1.3112E+16	(±0.0132E+16)	1.01%
	Gruppenfluenz 24	=	9.0376E+15	(±0.1040E+15)	1.15%
	Gruppenfluenz 25	=	1.2054E+16	(±0.0115E+16)	0.95%
	Gruppenfluenz 26	=	8.8014E+15	(±0.1270E+15)	1.44%
	Gruppenfluenz 27	=	1.0997E+16	(±0.0153E+16)	1.39%
	Gruppenfluenz 28	=	5.8729E+15	(±0.3313E+15)	5.64%
	Gruppenfluenz 29	=	1.2466E+16	(±0.0226E+16)	1.82%
	kum. Fluenz > 1.0 MeV	=	2.3479E+16	(±0.0095E+16)	0.41%
	kum. Fluenz > 0.5 MeV	=	7.2045E+16	(±0.0223E+16)	0.31%
	kum. Fluenz > 0.1 MeV	=	1.7351E+17	(±0.0039E+17)	0.22%
92.0°/-29.0	t. Fluenz	=	1.2276E+17	(±0.0057E+17)	0.46%
	Gruppenfluenz 1	=	4.7647E+12	(±0.3596E+12)	7.55%
	Gruppenfluenz 2	=	1.1586E+13	(±0.0363E+13)	3.13%
	Gruppenfluenz 3	=	5.7798E+13	(±0.1395E+13)	2.41%
	Gruppenfluenz 4	=	1.0719E+14	(±0.0151E+14)	1.41%
	Gruppenfluenz 5	=	1.3089E+14	(±0.0133E+14)	1.02%
	Gruppenfluenz 6	=	1.4108E+14	(±0.0759E+14)	5.38%
	Gruppenfluenz 7	=	1.7352E+14	(±0.0859E+14)	4.95%
	Gruppenfluenz 8	=	2.6086E+14	(±0.1191E+14)	4.57%
	Gruppenfluenz 9	=	4.9583E+14	(±0.1941E+14)	3.91%
	Gruppenfluenz 10	=	6.0477E+14	(±0.1573E+14)	2.60%
	Gruppenfluenz 11	=	2.9203E+14	(±0.1183E+14)	4.05%

Gruppenfluenz	12	=	1.2488E+15	(±0.0295E+15)	2.36%
Gruppenfluenz	13	=	2.0893E+15	(±0.0342E+15)	1.64%
Gruppenfluenz	14	=	2.6718E+15	(±0.0428E+15)	1.60%
Gruppenfluenz	15	=	3.1713E+15	(±0.0388E+15)	1.22%
Gruppenfluenz	16	=	3.9081E+15	(±0.0485E+15)	1.24%
Gruppenfluenz	17	=	5.7369E+15	(±0.0700E+15)	1.22%
Gruppenfluenz	18	=	1.1184E+16	(±0.0096E+16)	0.86%
Gruppenfluenz	19	=	1.0745E+16	(±0.0095E+16)	0.89%
Gruppenfluenz	20	=	1.7143E+16	(±0.0129E+16)	0.75%
Gruppenfluenz	21	=	4.6919E+15	(±0.0747E+15)	1.59%
Gruppenfluenz	22	=	1.0720E+16	(±0.0120E+16)	1.12%
Gruppenfluenz	23	=	8.3630E+15	(±0.1238E+15)	1.48%
Gruppenfluenz	24	=	5.9553E+15	(±0.0988E+15)	1.66%
Gruppenfluenz	25	=	7.3950E+15	(±0.1075E+15)	1.45%
Gruppenfluenz	26	=	5.9764E+15	(±0.1377E+15)	2.30%
Gruppenfluenz	27	=	7.7112E+15	(±0.1373E+15)	1.78%
Gruppenfluenz	28	=	4.3614E+15	(±0.0979E+15)	2.25%
Gruppenfluenz	29	=	7.4055E+15	(±0.1469E+15)	1.98%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	1.0782E+16	(±0.0079E+16)	0.73%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	3.5729E+16	(±0.0171E+16)	0.48%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	9.6818E+16	(±0.0324E+16)	0.33%

97.0°/-29.0	:	t. Fluenz		=	1.3681E+17	(±0.0063E+17)	0.46%
		Gruppenfluenz	1	=	5.0307E+12	(±0.3275E+12)	6.51%
		Gruppenfluenz	2	=	1.3457E+13	(±0.0327E+13)	2.43%
		Gruppenfluenz	3	=	6.6842E+13	(±0.1570E+13)	2.35%
		Gruppenfluenz	4	=	1.2865E+14	(±0.0156E+14)	1.21%
		Gruppenfluenz	5	=	1.5671E+14	(±0.0139E+14)	0.89%
		Gruppenfluenz	6	=	1.6885E+14	(±0.0780E+14)	4.62%
		Gruppenfluenz	7	=	2.1563E+14	(±0.0881E+14)	4.09%
		Gruppenfluenz	8	=	3.3407E+14	(±0.0982E+14)	2.94%
		Gruppenfluenz	9	=	5.4308E+14	(±0.1401E+14)	2.58%
		Gruppenfluenz	10	=	7.2851E+14	(±0.2275E+14)	3.12%
		Gruppenfluenz	11	=	3.3866E+14	(±0.1465E+14)	4.33%
		Gruppenfluenz	12	=	1.4540E+15	(±0.0270E+15)	1.85%
		Gruppenfluenz	13	=	2.4397E+15	(±0.0407E+15)	1.67%
		Gruppenfluenz	14	=	3.0558E+15	(±0.0419E+15)	1.37%
		Gruppenfluenz	15	=	3.8316E+15	(±0.0502E+15)	1.31%
		Gruppenfluenz	16	=	4.5475E+15	(±0.0517E+15)	1.14%
		Gruppenfluenz	17	=	6.3609E+15	(±0.0726E+15)	1.14%
		Gruppenfluenz	18	=	1.3101E+16	(±0.0098E+16)	0.75%
		Gruppenfluenz	19	=	1.1803E+16	(±0.0092E+16)	0.78%
		Gruppenfluenz	20	=	1.9661E+16	(±0.0144E+16)	0.73%
		Gruppenfluenz	21	=	5.1868E+15	(±0.0643E+15)	1.24%
		Gruppenfluenz	22	=	1.1651E+16	(±0.0128E+16)	1.10%
		Gruppenfluenz	23	=	8.9933E+15	(±0.1430E+15)	1.59%
		Gruppenfluenz	24	=	6.4079E+15	(±0.0942E+15)	1.47%
		Gruppenfluenz	25	=	8.2913E+15	(±0.1580E+15)	1.91%
		Gruppenfluenz	26	=	6.4757E+15	(±0.1542E+15)	2.38%
		Gruppenfluenz	27	=	8.1389E+15	(±0.1526E+15)	1.87%
		Gruppenfluenz	28	=	4.4880E+15	(±0.0954E+15)	2.12%
		Gruppenfluenz	29	=	8.2192E+15	(±0.1223E+15)	1.49%
		kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	1.2656E+16	(±0.0087E+16)	0.69%
		kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	4.1284E+16	(±0.0177E+16)	0.43%

		kum. Fluenz > 0.1 MeV = 1.0894E+17 (±0.0036E+17)	0.33%
107.0°/-29.0	: t.Fluenz	= 2.0006E+17 (±0.0096E+17)	0.48%
	Gruppenfluenz 1	= 8.5800E+12 (±0.3904E+12)	4.55%
	Gruppenfluenz 2	= 2.1737E+13 (±0.0512E+13)	2.36%
	Gruppenfluenz 3	= 1.0359E+14 (±0.0202E+14)	1.95%
	Gruppenfluenz 4	= 2.2381E+14 (±0.0231E+14)	1.03%
	Gruppenfluenz 5	= 2.7365E+14 (±0.0269E+14)	0.98%
	Gruppenfluenz 6	= 3.0117E+14 (±0.1659E+14)	5.51%
	Gruppenfluenz 7	= 4.0189E+14 (±0.1251E+14)	3.11%
	Gruppenfluenz 8	= 6.0835E+14 (±0.1575E+14)	2.59%
	Gruppenfluenz 9	= 1.0152E+15 (±0.0171E+15)	1.69%
	Gruppenfluenz 10	= 1.2906E+15 (±0.0312E+15)	2.42%
	Gruppenfluenz 11	= 6.3660E+14 (±0.1540E+14)	2.42%
	Gruppenfluenz 12	= 2.5577E+15 (±0.0342E+15)	1.34%
	Gruppenfluenz 13	= 4.3107E+15 (±0.0497E+15)	1.15%
	Gruppenfluenz 14	= 5.2232E+15 (±0.0511E+15)	0.98%
	Gruppenfluenz 15	= 6.2674E+15 (±0.0638E+15)	1.02%
	Gruppenfluenz 16	= 7.4740E+15 (±0.0698E+15)	0.93%
	Gruppenfluenz 17	= 9.8758E+15 (±0.0909E+15)	0.92%
	Gruppenfluenz 18	= 2.1104E+16 (±0.0149E+16)	0.70%
	Gruppenfluenz 19	= 1.7607E+16 (±0.0132E+16)	0.75%
	Gruppenfluenz 20	= 2.8894E+16 (±0.0179E+16)	0.62%
	Gruppenfluenz 21	= 7.5145E+15 (±0.0930E+15)	1.24%
	Gruppenfluenz 22	= 1.6065E+16 (±0.0142E+16)	0.88%
	Gruppenfluenz 23	= 1.2450E+16 (±0.0162E+16)	1.30%
	Gruppenfluenz 24	= 8.7145E+15 (±0.1044E+15)	1.20%
	Gruppenfluenz 25	= 1.1094E+16 (±0.0135E+16)	1.22%
	Gruppenfluenz 26	= 8.1815E+15 (±0.2111E+15)	2.58%
	Gruppenfluenz 27	= 1.0884E+16 (±0.0233E+16)	2.14%
	Gruppenfluenz 28	= 5.3763E+15 (±0.0977E+15)	1.82%
	Gruppenfluenz 29	= 1.1584E+16 (±0.0132E+16)	1.14%
		kum. Fluenz > 1.0 MeV = 2.1906E+16 (±0.0110E+16)	0.50%
		kum. Fluenz > 0.5 MeV = 6.7402E+16 (±0.0246E+16)	0.36%
		kum. Fluenz > 0.1 MeV = 1.6331E+17 (±0.0043E+17)	0.26%
115.8°/-29.0	: t.Fluenz	= 2.2157E+17 (±0.0103E+17)	0.47%
	Gruppenfluenz 1	= 8.1042E+12 (±0.4450E+12)	5.49%
	Gruppenfluenz 2	= 2.3505E+13 (±0.0546E+13)	2.32%
	Gruppenfluenz 3	= 1.2838E+14 (±0.0204E+14)	1.59%
	Gruppenfluenz 4	= 2.4956E+14 (±0.0267E+14)	1.07%
	Gruppenfluenz 5	= 3.1142E+14 (±0.0235E+14)	0.76%
	Gruppenfluenz 6	= 3.3715E+14 (±0.1244E+14)	3.69%
	Gruppenfluenz 7	= 4.1988E+14 (±0.1167E+14)	2.78%
	Gruppenfluenz 8	= 6.5949E+14 (±0.1527E+14)	2.32%
	Gruppenfluenz 9	= 1.1086E+15 (±0.0177E+15)	1.60%
	Gruppenfluenz 10	= 1.3406E+15 (±0.0267E+15)	1.99%
	Gruppenfluenz 11	= 7.1592E+14 (±0.1729E+14)	2.41%
	Gruppenfluenz 12	= 2.8649E+15 (±0.0342E+15)	1.20%
	Gruppenfluenz 13	= 4.7911E+15 (±0.0480E+15)	1.00%
	Gruppenfluenz 14	= 5.7944E+15 (±0.0525E+15)	0.91%
	Gruppenfluenz 15	= 7.1051E+15 (±0.0674E+15)	0.95%
	Gruppenfluenz 16	= 8.5136E+15 (±0.0792E+15)	0.93%
	Gruppenfluenz 17	= 1.0979E+16 (±0.0110E+16)	1.00%

Gruppenfluenz	18	=	2.3591E+16	(±0.0147E+16)	0.62%
Gruppenfluenz	19	=	1.9357E+16	(±0.0134E+16)	0.69%
Gruppenfluenz	20	=	3.2543E+16	(±0.0196E+16)	0.60%
Gruppenfluenz	21	=	8.4678E+15	(±0.0945E+15)	1.12%
Gruppenfluenz	22	=	1.7879E+16	(±0.0161E+16)	0.90%
Gruppenfluenz	23	=	1.3716E+16	(±0.0213E+16)	1.55%
Gruppenfluenz	24	=	9.2314E+15	(±0.1649E+15)	1.79%
Gruppenfluenz	25	=	1.2405E+16	(±0.0126E+16)	1.02%
Gruppenfluenz	26	=	9.1768E+15	(±0.1547E+15)	1.69%
Gruppenfluenz	27	=	1.1491E+16	(±0.0158E+16)	1.37%
Gruppenfluenz	28	=	5.4865E+15	(±0.1022E+15)	1.86%
Gruppenfluenz	29	=	1.2872E+16	(±0.0195E+16)	1.51%
kum. Fluenz >	1.0 MeV	=	2.4337E+16	(±0.0110E+16)	0.45%
kum. Fluenz >	0.5 MeV	=	7.5221E+16	(±0.0256E+16)	0.34%
kum. Fluenz >	0.1 MeV	=	1.8173E+17	(±0.0048E+17)	0.27%

97.0°/-91.0	:	t. Fluenz	=	1.2384E+17	(±0.0073E+17)	0.59%
Gruppenfluenz	1	=	4.9154E+12	(±0.3326E+12)	6.77%	
Gruppenfluenz	2	=	1.6937E+13	(±0.3974E+13)	23.46%	
Gruppenfluenz	3	=	5.7356E+13	(±0.2241E+13)	3.91%	
Gruppenfluenz	4	=	1.2370E+14	(±0.0278E+14)	2.24%	
Gruppenfluenz	5	=	1.4495E+14	(±0.0260E+14)	1.80%	
Gruppenfluenz	6	=	1.8074E+14	(±0.1087E+14)	6.01%	
Gruppenfluenz	7	=	1.9936E+14	(±0.1278E+14)	6.41%	
Gruppenfluenz	8	=	2.8957E+14	(±0.1463E+14)	5.05%	
Gruppenfluenz	9	=	5.1520E+14	(±0.1934E+14)	3.75%	
Gruppenfluenz	10	=	6.8823E+14	(±0.2070E+14)	3.01%	
Gruppenfluenz	11	=	3.0194E+14	(±0.1644E+14)	5.44%	
Gruppenfluenz	12	=	1.3803E+15	(±0.0316E+15)	2.29%	
Gruppenfluenz	13	=	2.2627E+15	(±0.0445E+15)	1.97%	
Gruppenfluenz	14	=	2.8576E+15	(±0.0471E+15)	1.65%	
Gruppenfluenz	15	=	3.4884E+15	(±0.0540E+15)	1.55%	
Gruppenfluenz	16	=	4.2571E+15	(±0.0672E+15)	1.58%	
Gruppenfluenz	17	=	5.7747E+15	(±0.0820E+15)	1.42%	
Gruppenfluenz	18	=	1.1950E+16	(±0.0112E+16)	0.94%	
Gruppenfluenz	19	=	1.0672E+16	(±0.0123E+16)	1.15%	
Gruppenfluenz	20	=	1.7709E+16	(±0.0166E+16)	0.94%	
Gruppenfluenz	21	=	4.6990E+15	(±0.0896E+15)	1.91%	
Gruppenfluenz	22	=	1.0367E+16	(±0.0149E+16)	1.43%	
Gruppenfluenz	23	=	8.1455E+15	(±0.1403E+15)	1.72%	
Gruppenfluenz	24	=	5.7939E+15	(±0.1245E+15)	2.15%	
Gruppenfluenz	25	=	7.5159E+15	(±0.1354E+15)	1.80%	
Gruppenfluenz	26	=	5.5884E+15	(±0.1508E+15)	2.70%	
Gruppenfluenz	27	=	7.1821E+15	(±0.1589E+15)	2.21%	
Gruppenfluenz	28	=	4.0787E+15	(±0.1449E+15)	3.55%	
Gruppenfluenz	29	=	7.5905E+15	(±0.1445E+15)	1.90%	
kum. Fluenz >	1.0 MeV	=	1.1764E+16	(±0.0097E+16)	0.82%	
kum. Fluenz >	0.5 MeV	=	3.7929E+16	(±0.0210E+16)	0.55%	
kum. Fluenz >	0.1 MeV	=	9.8903E+16	(±0.0399E+16)	0.40%	

97.0°/-62.0	:	t. Fluenz	=	1.3112E+17	(±0.0069E+17)	0.53%
Gruppenfluenz	1	=	5.6334E+12	(±0.3451E+12)	6.13%	
Gruppenfluenz	2	=	1.1654E+13	(±0.0999E+13)	8.58%	
Gruppenfluenz	3	=	6.3531E+13	(±0.2260E+13)	3.56%	

Gruppenfluenz	4	=	1.2518E+14	(±0.0256E+14)	2.04%
Gruppenfluenz	5	=	1.5123E+14	(±0.0250E+14)	1.65%
Gruppenfluenz	6	=	1.7202E+14	(±0.0828E+14)	4.81%
Gruppenfluenz	7	=	2.1797E+14	(±0.1266E+14)	5.81%
Gruppenfluenz	8	=	3.1608E+14	(±0.1438E+14)	4.55%
Gruppenfluenz	9	=	5.7085E+14	(±0.1717E+14)	3.01%
Gruppenfluenz	10	=	7.7115E+14	(±0.2344E+14)	3.04%
Gruppenfluenz	11	=	3.9052E+14	(±0.1724E+14)	4.41%
Gruppenfluenz	12	=	1.3910E+15	(±0.0287E+15)	2.06%
Gruppenfluenz	13	=	2.3546E+15	(±0.0356E+15)	1.51%
Gruppenfluenz	14	=	2.9502E+15	(±0.0464E+15)	1.57%
Gruppenfluenz	15	=	3.6583E+15	(±0.0599E+15)	1.64%
Gruppenfluenz	16	=	4.4003E+15	(±0.0609E+15)	1.38%
Gruppenfluenz	17	=	6.1758E+15	(±0.0839E+15)	1.36%
Gruppenfluenz	18	=	1.2605E+16	(±0.0105E+16)	0.83%
Gruppenfluenz	19	=	1.1205E+16	(±0.0124E+16)	1.10%
Gruppenfluenz	20	=	1.8626E+16	(±0.0159E+16)	0.85%
Gruppenfluenz	21	=	4.8224E+15	(±0.0805E+15)	1.67%
Gruppenfluenz	22	=	1.1017E+16	(±0.0131E+16)	1.19%
Gruppenfluenz	23	=	8.6702E+15	(±0.1254E+15)	1.45%
Gruppenfluenz	24	=	6.1345E+15	(±0.1235E+15)	2.01%
Gruppenfluenz	25	=	8.0739E+15	(±0.1525E+15)	1.89%
Gruppenfluenz	26	=	6.1456E+15	(±0.1135E+15)	1.85%
Gruppenfluenz	27	=	7.7041E+15	(±0.1568E+15)	2.04%
Gruppenfluenz	28	=	4.2763E+15	(±0.1220E+15)	2.85%
Gruppenfluenz	29	=	8.1150E+15	(±0.2080E+15)	2.56%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	1.2366E+16	(±0.0095E+16)	0.77%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	3.9939E+16	(±0.0205E+16)	0.51%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	1.0435E+17	(±0.0039E+17)	0.37%

97.0°/-9.0

: t. Fluenz		=	1.3657E+17	(±0.0072E+17)	0.53%
Gruppenfluenz	1	=	4.5807E+12	(±0.4007E+12)	8.75%
Gruppenfluenz	2	=	1.3848E+13	(±0.0854E+13)	6.17%
Gruppenfluenz	3	=	6.6414E+13	(±0.2129E+13)	3.20%
Gruppenfluenz	4	=	1.3387E+14	(±0.0260E+14)	1.94%
Gruppenfluenz	5	=	1.5628E+14	(±0.0246E+14)	1.57%
Gruppenfluenz	6	=	1.6733E+14	(±0.0883E+14)	5.27%
Gruppenfluenz	7	=	2.1670E+14	(±0.1046E+14)	4.83%
Gruppenfluenz	8	=	3.7054E+14	(±0.1865E+14)	5.03%
Gruppenfluenz	9	=	5.5315E+14	(±0.1619E+14)	2.93%
Gruppenfluenz	10	=	7.5303E+14	(±0.2235E+14)	2.97%
Gruppenfluenz	11	=	3.7528E+14	(±0.1505E+14)	4.01%
Gruppenfluenz	12	=	1.4447E+15	(±0.0379E+15)	2.63%
Gruppenfluenz	13	=	2.5576E+15	(±0.0454E+15)	1.77%
Gruppenfluenz	14	=	3.0787E+15	(±0.0481E+15)	1.56%
Gruppenfluenz	15	=	3.5861E+15	(±0.0546E+15)	1.52%
Gruppenfluenz	16	=	4.5153E+15	(±0.0652E+15)	1.44%
Gruppenfluenz	17	=	6.3516E+15	(±0.0946E+15)	1.49%
Gruppenfluenz	18	=	1.3015E+16	(±0.0112E+16)	0.86%
Gruppenfluenz	19	=	1.1862E+16	(±0.0129E+16)	1.09%
Gruppenfluenz	20	=	1.9198E+16	(±0.0170E+16)	0.89%
Gruppenfluenz	21	=	5.3263E+15	(±0.0984E+15)	1.85%
Gruppenfluenz	22	=	1.1509E+16	(±0.0141E+16)	1.23%
Gruppenfluenz	23	=	9.0815E+15	(±0.1553E+15)	1.71%
Gruppenfluenz	24	=	6.2585E+15	(±0.1042E+15)	1.67%

	Gruppenfluenz	25	=	8.2446E+15	(±0.1491E+15)	1.81%
	Gruppenfluenz	26	=	6.6340E+15	(±0.1271E+15)	1.92%
	Gruppenfluenz	27	=	7.9906E+15	(±0.1699E+15)	2.13%
	Gruppenfluenz	28	=	4.5556E+15	(±0.1423E+15)	3.12%
	Gruppenfluenz	29	=	8.5541E+15	(±0.2136E+15)	2.50%
	kum. Fluenz >	1.0 MeV	=	1.2714E+16	(±0.0100E+16)	0.79%
	kum. Fluenz >	0.5 MeV	=	4.1171E+16	(±0.0219E+16)	0.53%
	kum. Fluenz >	0.1 MeV	=	1.0830E+17	(±0.0041E+17)	0.38%
97.0°/+14.0	: t. Fluenz		=	1.3642E+17	(±0.0069E+17)	0.51%
	Gruppenfluenz	1	=	5.8807E+12	(±0.6431E+12)	10.94%
	Gruppenfluenz	2	=	1.3495E+13	(±0.0422E+13)	3.13%
	Gruppenfluenz	3	=	6.3138E+13	(±0.2052E+13)	3.25%
	Gruppenfluenz	4	=	1.2759E+14	(±0.0255E+14)	2.00%
	Gruppenfluenz	5	=	1.5797E+14	(±0.0392E+14)	2.48%
	Gruppenfluenz	6	=	1.6296E+14	(±0.1278E+14)	7.84%
	Gruppenfluenz	7	=	1.9317E+14	(±0.0958E+14)	4.96%
	Gruppenfluenz	8	=	3.3477E+14	(±0.1444E+14)	4.31%
	Gruppenfluenz	9	=	5.2228E+14	(±0.2786E+14)	5.33%
	Gruppenfluenz	10	=	6.8992E+14	(±0.1828E+14)	2.65%
	Gruppenfluenz	11	=	3.5613E+14	(±0.1513E+14)	4.25%
	Gruppenfluenz	12	=	1.4193E+15	(±0.0266E+15)	1.87%
	Gruppenfluenz	13	=	2.5380E+15	(±0.0474E+15)	1.87%
	Gruppenfluenz	14	=	3.0432E+15	(±0.0444E+15)	1.46%
	Gruppenfluenz	15	=	3.7346E+15	(±0.0469E+15)	1.25%
	Gruppenfluenz	16	=	4.5160E+15	(±0.0605E+15)	1.34%
	Gruppenfluenz	17	=	6.3561E+15	(±0.0809E+15)	1.27%
	Gruppenfluenz	18	=	1.2944E+16	(±0.0110E+16)	0.85%
	Gruppenfluenz	19	=	1.1849E+16	(±0.0121E+16)	1.02%
	Gruppenfluenz	20	=	1.9106E+16	(±0.0156E+16)	0.82%
	Gruppenfluenz	21	=	5.1740E+15	(±0.0800E+15)	1.55%
	Gruppenfluenz	22	=	1.1766E+16	(±0.0145E+16)	1.23%
	Gruppenfluenz	23	=	9.0497E+15	(±0.1316E+15)	1.45%
	Gruppenfluenz	24	=	6.2657E+15	(±0.0928E+15)	1.48%
	Gruppenfluenz	25	=	8.4502E+15	(±0.1489E+15)	1.76%
	Gruppenfluenz	26	=	6.5037E+15	(±0.1256E+15)	1.93%
	Gruppenfluenz	27	=	8.2019E+15	(±0.1624E+15)	1.98%
	Gruppenfluenz	28	=	4.5873E+15	(±0.1431E+15)	3.12%
	Gruppenfluenz	29	=	8.2887E+15	(±0.1931E+15)	2.33%
	kum. Fluenz >	1.0 MeV	=	1.2561E+16	(±0.0093E+16)	0.74%
	kum. Fluenz >	0.5 MeV	=	4.0984E+16	(±0.0204E+16)	0.50%
	kum. Fluenz >	0.1 MeV	=	1.0828E+17	(±0.0038E+17)	0.35%
97.0°/+37.0	: t. Fluenz		=	1.3573E+17	(±0.0077E+17)	0.56%
	Gruppenfluenz	1	=	5.1533E+12	(±0.3780E+12)	7.33%
	Gruppenfluenz	2	=	1.3332E+13	(±0.0506E+13)	3.80%
	Gruppenfluenz	3	=	7.0888E+13	(±0.2287E+13)	3.23%
	Gruppenfluenz	4	=	1.2752E+14	(±0.0275E+14)	2.15%
	Gruppenfluenz	5	=	1.6605E+14	(±0.0873E+14)	5.26%
	Gruppenfluenz	6	=	1.5435E+14	(±0.0996E+14)	6.45%
	Gruppenfluenz	7	=	2.2240E+14	(±0.2720E+14)	12.23%
	Gruppenfluenz	8	=	3.0044E+14	(±0.1668E+14)	5.55%
	Gruppenfluenz	9	=	5.1802E+14	(±0.2007E+14)	3.88%
	Gruppenfluenz	10	=	7.3467E+14	(±0.2300E+14)	3.13%

Gruppenfluenz	11	=	3.4003E+14	(±0.1266E+14)	3.72%
Gruppenfluenz	12	=	1.3901E+15	(±0.0301E+15)	2.17%
Gruppenfluenz	13	=	2.4250E+15	(±0.0429E+15)	1.77%
Gruppenfluenz	14	=	2.9805E+15	(±0.0546E+15)	1.83%
Gruppenfluenz	15	=	3.6322E+15	(±0.0576E+15)	1.59%
Gruppenfluenz	16	=	4.5900E+15	(±0.0682E+15)	1.49%
Gruppenfluenz	17	=	6.3035E+15	(±0.1036E+15)	1.64%
Gruppenfluenz	18	=	1.2628E+16	(±0.0129E+16)	1.02%
Gruppenfluenz	19	=	1.1964E+16	(±0.0142E+16)	1.19%
Gruppenfluenz	20	=	1.9238E+16	(±0.0179E+16)	0.93%
Gruppenfluenz	21	=	5.1359E+15	(±0.0961E+15)	1.87%
Gruppenfluenz	22	=	1.1383E+16	(±0.0158E+16)	1.39%
Gruppenfluenz	23	=	9.3274E+15	(±0.1666E+15)	1.79%
Gruppenfluenz	24	=	6.2049E+15	(±0.1140E+15)	1.84%
Gruppenfluenz	25	=	8.4240E+15	(±0.1676E+15)	1.99%
Gruppenfluenz	26	=	6.0717E+15	(±0.1358E+15)	2.24%
Gruppenfluenz	27	=	8.1501E+15	(±0.1750E+15)	2.15%
Gruppenfluenz	28	=	4.4990E+15	(±0.1878E+15)	4.17%
Gruppenfluenz	29	=	8.7309E+15	(±0.2261E+15)	2.59%
kum. Fluenz > 1.0 MeV		=	1.2302E+16	(±0.0105E+16)	0.85%
kum. Fluenz > 0.5 MeV		=	4.0436E+16	(±0.0239E+16)	0.59%
kum. Fluenz > 0.1 MeV		=	1.0773E+17	(±0.0045E+17)	0.41%

Anhang 7

Fluenzverteilung im Druckbehälter von Balakovo 3 Zyklus 5
 Es werden die totale Fluenz (1. Zeile)
 und die Fluenzen für Neutronenenergie > 1.0 MeV (2. Zeile),
 > 0.5 MeV (3. Zeile),
 > 0.1 MeV (4. Zeile) dargestellt.

Radius von Corezentrum 208.0 bis 212.0 cm

Höhe	Winkelintervalle				
	0.0° bis 20.0°	20.0° bis 30.0°	30.0° bis 40.0°	40.0° bis 50.0°	50.0° bis 60.0°
200 bis 99	6.559E+17 ±1.4%	2.976E+17 ±1.4%	3.088E+17 ±1.1%	6.068E+17 ±1.2%	7.862E+17 ±1.2%
	1.912E+17 ±0.5%	8.214E+16 ±0.6%	8.515E+16 ±0.5%	1.753E+17 ±0.5%	2.303E+17 ±0.5%
	3.399E+17 ±0.5%	1.480E+17 ±0.5%	1.530E+17 ±0.5%	3.111E+17 ±0.4%	4.078E+17 ±0.4%
	5.697E+17 ±0.4%	2.544E+17 ±0.4%	2.651E+17 ±0.4%	5.228E+17 ±0.3%	6.820E+17 ±0.4%
99 bis 49	8.541E+17 ±0.9%	4.167E+17 ±0.7%	4.290E+17 ±0.6%	8.173E+17 ±0.8%	1.034E+18 ±0.9%
	2.771E+17 ±0.4%	1.285E+17 ±0.4%	1.326E+17 ±0.3%	2.644E+17 ±0.3%	3.366E+17 ±0.4%
	4.652E+17 ±0.3%	2.187E+17 ±0.3%	2.254E+17 ±0.2%	4.431E+17 ±0.3%	5.640E+17 ±0.3%
	7.443E+17 ±0.3%	3.597E+17 ±0.3%	3.707E+17 ±0.2%	7.101E+17 ±0.2%	8.989E+17 ±0.3%
49 bis -91	9.162E+17 ±0.7%	4.311E+17 ±0.4%	4.402E+17 ±0.4%	8.244E+17 ±0.5%	1.060E+18 ±0.6%
	2.971E+17 ±0.3%	1.333E+17 ±0.2%	1.362E+17 ±0.2%	2.676E+17 ±0.2%	3.455E+17 ±0.2%
	4.981E+17 ±0.2%	2.270E+17 ±0.2%	2.316E+17 ±0.1%	4.481E+17 ±0.2%	5.786E+17 ±0.2%
	7.978E+17 ±0.2%	3.726E+17 ±0.1%	3.803E+17 ±0.1%	7.176E+17 ±0.1%	9.243E+17 ±0.2%
-91 bis -101 ¹	8.565E+17 ±1.2%	4.197E+17 ±0.9%	4.299E+17 ±0.7%	8.017E+17 ±0.9%	1.016E+18 ±1.1%
	2.803E+17 ±0.6%	1.301E+17 ±0.5%	1.346E+17 ±0.4%	2.603E+17 ±0.4%	3.307E+17 ±0.5%
	4.688E+17 ±0.5%	2.215E+17 ±0.4%	2.279E+17 ±0.3%	4.362E+17 ±0.4%	5.534E+17 ±0.4%
	7.472E+17 ±0.4%	3.620E+17 ±0.3%	3.724E+17 ±0.2%	6.970E+17 ±0.3%	8.817E+17 ±0.3%
-101 bis -151	7.150E+17 ±1.3%	3.581E+17 ±1.0%	3.780E+17 ±0.9%	7.114E+17 ±1.2%	8.824E+17 ±1.3%
	2.321E+17 ±0.5%	1.119E+17 ±0.4%	1.184E+17 ±0.4%	2.332E+17 ±0.5%	2.894E+17 ±0.5%
	3.894E+17 ±0.5%	1.903E+17 ±0.4%	2.006E+17 ±0.3%	3.899E+17 ±0.4%	4.838E+17 ±0.5%
	6.214E+17 ±0.4%	3.100E+17 ±0.3%	3.275E+17 ±0.3%	6.220E+17 ±0.3%	7.700E+17 ±0.4%
-151 bis -201	2.851E+17 ±2.8%	1.446E+17 ±2.0%	1.585E+17 ±1.8%	3.005E+17 ±2.4%	3.533E+17 ±2.8%
	9.336E+16 ±1.1%	4.443E+16 ±1.0%	4.958E+16 ±0.8%	9.792E+16 ±1.0%	1.176E+17 ±1.1%
	1.551E+17 ±0.9%	7.543E+16 ±0.8%	8.353E+16 ±0.7%	1.624E+17 ±0.8%	1.945E+17 ±1.0%
	2.491E+17 ±0.8%	1.249E+17 ±0.7%	1.365E+17 ±0.6%	2.602E+17 ±0.7%	3.087E+17 ±0.8%

Radius von Corezentrum 212.0 bis 215.0 cm

Höhe	Winkelintervalle				
	0.0° bis 20.0°	20.0° bis 30.0°	30.0° bis 40.0°	40.0° bis 50.0°	50.0° bis 60.0°
200 bis 99	5.380E+17 ±1.3%	2.517E+17 ±1.2%	2.620E+17 ±1.0%	4.974E+17 ±1.1%	6.402E+17 ±1.2%
	1.166E+17 ±0.5%	5.097E+16 ±0.6%	5.256E+16 ±0.5%	1.063E+17 ±0.5%	1.396E+17 ±0.5%
	2.435E+17 ±0.5%	1.086E+17 ±0.5%	1.125E+17 ±0.5%	2.227E+17 ±0.4%	2.917E+17 ±0.5%
	4.618E+17 ±0.4%	2.130E+17 ±0.4%	2.219E+17 ±0.4%	4.244E+17 ±0.3%	5.495E+17 ±0.4%
99 bis 49	7.121E+17 ±0.9%	3.572E+17 ±0.7%	3.689E+17 ±0.6%	6.792E+17 ±0.8%	8.546E+17 ±0.9%
	1.711E+17 ±0.4%	8.026E+16 ±0.4%	8.313E+16 ±0.3%	1.634E+17 ±0.3%	2.078E+17 ±0.4%
	3.398E+17 ±0.4%	1.625E+17 ±0.3%	1.679E+17 ±0.2%	3.232E+17 ±0.3%	4.102E+17 ±0.3%
	6.153E+17 ±0.3%	3.050E+17 ±0.2%	3.153E+17 ±0.2%	5.856E+17 ±0.2%	7.377E+17 ±0.3%
49 bis -91	7.608E+17 ±0.6%	3.711E+17 ±0.4%	3.786E+17 ±0.3%	6.880E+17 ±0.5%	8.790E+17 ±0.6%
	1.837E+17 ±0.3%	8.364E+16 ±0.2%	8.537E+16 ±0.2%	1.658E+17 ±0.2%	2.133E+17 ±0.3%
	3.632E+17 ±0.2%	1.693E+17 ±0.2%	1.725E+17 ±0.1%	3.276E+17 ±0.2%	4.215E+17 ±0.2%
	6.571E+17 ±0.2%	3.171E+17 ±0.1%	3.235E+17 ±0.1%	5.936E+17 ±0.1%	7.604E+17 ±0.2%
-91 bis -101 ¹	7.124E+17 ±1.1%	3.579E+17 ±0.8%	3.685E+17 ±0.7%	6.642E+17 ±0.9%	8.414E+17 ±1.0%
	1.726E+17 ±0.6%	8.166E+16 ±0.5%	8.419E+16 ±0.4%	1.608E+17 ±0.4%	2.045E+17 ±0.5%
	3.411E+17 ±0.5%	1.642E+17 ±0.4%	1.697E+17 ±0.3%	3.184E+17 ±0.4%	4.038E+17 ±0.4%
	6.153E+17 ±0.4%	3.056E+17 ±0.3%	3.157E+17 ±0.2%	5.736E+17 ±0.3%	7.252E+17 ±0.3%
-101 bis -151	5.913E+17 ±1.2%	3.056E+17 ±0.9%	3.221E+17 ±0.8%	5.891E+17 ±1.1%	7.265E+17 ±1.3%
	1.433E+17 ±0.5%	6.974E+16 ±0.5%	7.390E+16 ±0.4%	1.438E+17 ±0.5%	1.778E+17 ±0.5%
	2.833E+17 ±0.5%	1.409E+17 ±0.4%	1.487E+17 ±0.3%	2.831E+17 ±0.4%	3.502E+17 ±0.5%
	5.101E+17 ±0.4%	2.616E+17 ±0.3%	2.762E+17 ±0.2%	5.103E+17 ±0.3%	6.286E+17 ±0.4%

Höhe	0.0° bis 20.0°	20.0° bis 30.0°	30.0° bis 40.0°	40.0° bis 50.0°	50.0° bis 60.0°
-151 bis	2.392E+17 ±2.6%	1.242E+17 ±1.9%	1.368E+17 ±1.7%	2.497E+17 ±2.3%	2.938E+17 ±2.6%
-201	5.799E+16 ±1.1%	2.768E+16 ±1.0%	3.091E+16 ±0.9%	6.061E+16 ±1.0%	7.163E+16 ±1.1%
	1.139E+17 ±1.0%	5.600E+16 ±0.9%	6.190E+16 ±0.7%	1.186E+17 ±0.9%	1.408E+17 ±1.0%
	2.067E+17 ±0.7%	1.061E+17 ±0.7%	1.164E+17 ±0.6%	2.146E+17 ±0.7%	2.541E+17 ±0.8%

Radius von Corezentrum 215.0 bis 219.0 cm

Höhe	Winkelintervalle				
	0.0° bis 20.0°	20.0° bis 30.0°	30.0° bis 40.0°	40.0° bis 50.0°	50.0° bis 60.0°
200 bis 99	4.220E+17 ±1.3%	2.029E+17 ±1.1%	2.121E+17 ±1.0%	3.884E+17 ±1.1%	4.975E+17 ±1.1%
	6.840E+16 ±0.6%	3.038E+16 ±0.7%	3.145E+16 ±0.6%	6.235E+16 ±0.5%	8.164E+16 ±0.6%
	1.675E+17 ±0.5%	7.668E+16 ±0.6%	7.918E+16 ±0.5%	1.530E+17 ±0.5%	1.993E+17 ±0.5%
	3.557E+17 ±0.4%	1.695E+17 ±0.4%	1.762E+17 ±0.4%	3.268E+17 ±0.3%	4.206E+17 ±0.4%
99 bis 49	5.608E+17 ±0.8%	2.905E+17 ±0.6%	3.006E+17 ±0.5%	5.340E+17 ±0.8%	6.695E+17 ±0.8%
	1.014E+17 ±0.4%	4.806E+16 ±0.4%	4.971E+16 ±0.3%	9.661E+16 ±0.4%	1.228E+17 ±0.4%
	2.354E+17 ±0.4%	1.151E+17 ±0.3%	1.188E+17 ±0.3%	2.238E+17 ±0.3%	2.832E+17 ±0.4%
	4.778E+17 ±0.3%	2.436E+17 ±0.2%	2.525E+17 ±0.2%	4.543E+17 ±0.2%	5.704E+17 ±0.3%
49 bis -91	5.978E+17 ±0.6%	3.025E+17 ±0.4%	3.083E+17 ±0.3%	5.421E+17 ±0.5%	6.880E+17 ±0.6%
	1.085E+17 ±0.3%	5.017E+16 ±0.2%	5.115E+16 ±0.2%	9.807E+16 ±0.2%	1.259E+17 ±0.3%
	2.514E+17 ±0.3%	1.198E+17 ±0.2%	1.221E+17 ±0.1%	2.272E+17 ±0.2%	2.913E+17 ±0.2%
	5.096E+17 ±0.2%	2.542E+17 ±0.1%	2.591E+17 ±0.1%	4.615E+17 ±0.2%	5.875E+17 ±0.2%
-91 bis -101 ¹	5.576E+17 ±1.0%	2.886E+17 ±0.8%	2.974E+17 ±0.6%	5.209E+17 ±0.9%	6.569E+17 ±1.0%
	1.011E+17 ±0.6%	4.862E+16 ±0.5%	5.017E+16 ±0.4%	9.478E+16 ±0.5%	1.203E+17 ±0.5%
	2.351E+17 ±0.5%	1.153E+17 ±0.4%	1.195E+17 ±0.3%	2.199E+17 ±0.4%	2.785E+17 ±0.4%
	4.758E+17 ±0.4%	2.428E+17 ±0.3%	2.511E+17 ±0.2%	4.442E+17 ±0.3%	5.596E+17 ±0.3%
-101 bis -151	4.631E+17 ±1.2%	2.458E+17 ±0.9%	2.596E+17 ±0.8%	4.597E+17 ±1.1%	5.643E+17 ±1.2%
	8.434E+16 ±0.6%	4.173E+16 ±0.5%	4.421E+16 ±0.4%	8.468E+16 ±0.5%	1.045E+17 ±0.6%
	1.955E+17 ±0.5%	9.900E+16 ±0.4%	1.046E+17 ±0.4%	1.950E+17 ±0.5%	2.405E+17 ±0.5%
	3.947E+17 ±0.4%	2.075E+17 ±0.3%	2.191E+17 ±0.3%	3.925E+17 ±0.3%	4.827E+17 ±0.4%
-151 bis -201	1.897E+17 ±2.4%	1.026E+17 ±1.7%	1.127E+17 ±1.5%	1.975E+17 ±2.2%	2.315E+17 ±2.4%
	3.420E+16 ±1.2%	1.683E+16 ±1.1%	1.862E+16 ±0.9%	3.601E+16 ±1.1%	4.243E+16 ±1.2%
	7.906E+16 ±1.0%	4.004E+16 ±0.9%	4.415E+16 ±0.8%	8.252E+16 ±0.9%	9.782E+16 ±1.1%
	1.614E+17 ±0.8%	8.601E+16 ±0.7%	9.437E+16 ±0.6%	1.675E+17 ±0.7%	1.972E+17 ±0.8%

Radius von Corezentrum 219.0 bis 223.0 cm

Höhe	Winkelintervalle				
	0.0° bis 20.0°	20.0° bis 30.0°	30.0° bis 40.0°	40.0° bis 50.0°	50.0° bis 60.0°
200 bis 99	3.130E+17 ±1.2%	1.574E+17 ±1.1%	1.636E+17 ±0.9%	2.883E+17 ±1.0%	3.652E+17 ±1.1%
	3.945E+16 ±0.6%	1.783E+16 ±0.8%	1.839E+16 ±0.6%	3.593E+16 ±0.6%	4.690E+16 ±0.6%
	1.116E+17 ±0.5%	5.251E+16 ±0.6%	5.397E+16 ±0.5%	1.017E+17 ±0.5%	1.318E+17 ±0.5%
	2.599E+17 ±0.4%	1.288E+17 ±0.4%	1.333E+17 ±0.4%	2.391E+17 ±0.4%	3.045E+17 ±0.4%
99 bis 49	4.155E+17 ±0.8%	2.264E+17 ±0.6%	2.334E+17 ±0.5%	3.960E+17 ±0.7%	4.936E+17 ±0.8%
	5.861E+16 ±0.5%	2.829E+16 ±0.5%	2.938E+16 ±0.3%	5.568E+16 ±0.4%	7.073E+16 ±0.4%
	1.564E+17 ±0.4%	7.903E+16 ±0.4%	8.165E+16 ±0.3%	1.490E+17 ±0.4%	1.882E+17 ±0.4%
	3.492E+17 ±0.3%	1.866E+17 ±0.2%	1.929E+17 ±0.2%	3.323E+17 ±0.2%	4.151E+17 ±0.3%
49 bis -91	4.437E+17 ±0.6%	2.354E+17 ±0.4%	2.394E+17 ±0.3%	4.037E+17 ±0.5%	5.077E+17 ±0.6%
	6.281E+16 ±0.3%	2.955E+16 ±0.2%	3.016E+16 ±0.2%	5.676E+16 ±0.2%	7.272E+16 ±0.3%
	1.677E+17 ±0.3%	8.235E+16 ±0.2%	8.387E+16 ±0.2%	1.518E+17 ±0.2%	1.935E+17 ±0.3%
	3.731E+17 ±0.2%	1.943E+17 ±0.1%	1.978E+17 ±0.1%	3.390E+17 ±0.2%	4.280E+17 ±0.2%
-91 bis -101 ¹	4.120E+17 ±1.0%	2.224E+17 ±0.7%	2.289E+17 ±0.6%	3.852E+17 ±0.8%	4.814E+17 ±0.9%
	5.870E+16 ±0.6%	2.856E+16 ±0.6%	2.953E+16 ±0.4%	5.465E+16 ±0.5%	6.903E+16 ±0.6%
	1.568E+17 ±0.5%	7.887E+16 ±0.5%	8.165E+16 ±0.3%	1.465E+17 ±0.4%	1.847E+17 ±0.5%
	3.470E+17 ±0.4%	1.843E+17 ±0.3%	1.901E+17 ±0.2%	3.245E+17 ±0.3%	4.063E+17 ±0.3%
-101 bis	3.424E+17 ±1.2%	1.892E+17 ±0.8%	1.987E+17 ±0.7%	3.381E+17 ±1.1%	4.138E+17 ±1.2%
	4.873E+16 ±0.6%	2.453E+16 ±0.5%	2.597E+16 ±0.4%	4.844E+16 ±0.5%	5.998E+16 ±0.6%

Höhe	0.0° bis 20.0°	20.0° bis 30.0°	30.0° bis 40.0°	40.0° bis 50.0°	50.0° bis 60.0°
-151	1.301E+17 ±0.5%	6.763E+16 ±0.4%	7.117E+16 ±0.4%	1.289E+17 ±0.5%	1.590E+17 ±0.6%
	2.880E+17 ±0.4%	1.571E+17 ±0.3%	1.648E+17 ±0.3%	2.850E+17 ±0.3%	3.495E+17 ±0.4%
-151 bis -201	1.436E+17 ±2.2%	8.158E+16 ±1.6%	8.873E+16 ±1.4%	1.478E+17 ±2.0%	1.729E+17 ±2.3%
	1.990E+16 ±1.2%	9.874E+15 ±1.2%	1.105E+16 ±1.0%	2.081E+16 ±1.1%	2.441E+16 ±1.2%
	5.326E+16 ±1.1%	2.785E+16 ±1.0%	3.068E+16 ±0.8%	5.524E+16 ±1.0%	6.550E+16 ±1.1%
	1.204E+17 ±0.7%	6.725E+16 ±0.6%	7.300E+16 ±0.6%	1.234E+17 ±0.7%	1.454E+17 ±0.7%

Radius von Corezentrum 223.0 bis 227.0 cm

Höhe	Winkelintervalle				
	0.0° bis 20.0°	20.0° bis 30.0°	30.0° bis 40.0°	40.0° bis 50.0°	50.0° bis 60.0°
200 bis 99	2.078E+17 ±1.1%	1.131E+17 ±0.9%	1.176E+17 ±0.8%	1.929E+17 ±1.0%	2.391E+17 ±1.0%
	2.154E+16 ±0.6%	1.018E+16 ±0.8%	1.049E+16 ±0.7%	1.958E+16 ±0.6%	2.534E+16 ±0.6%
	6.794E+16 ±0.6%	3.392E+16 ±0.6%	3.481E+16 ±0.5%	6.216E+16 ±0.5%	7.947E+16 ±0.5%
	1.695E+17 ±0.4%	9.035E+16 ±0.4%	9.346E+16 ±0.3%	1.569E+17 ±0.3%	1.963E+17 ±0.4%
99 bis 49	2.743E+17 ±0.7%	1.623E+17 ±0.5%	1.666E+17 ±0.4%	2.627E+17 ±0.7%	3.205E+17 ±0.7%
	3.201E+16 ±0.5%	1.609E+16 ±0.5%	1.670E+16 ±0.4%	3.028E+16 ±0.4%	3.815E+16 ±0.5%
	9.518E+16 ±0.4%	5.100E+16 ±0.4%	5.244E+16 ±0.3%	9.060E+16 ±0.4%	1.129E+17 ±0.4%
	2.270E+17 ±0.3%	1.311E+17 ±0.2%	1.346E+17 ±0.2%	2.167E+17 ±0.2%	2.658E+17 ±0.3%
49 bis -91	2.921E+17 ±0.6%	1.686E+17 ±0.3%	1.710E+17 ±0.3%	2.682E+17 ±0.5%	3.306E+17 ±0.5%
	3.415E+16 ±0.3%	1.682E+16 ±0.2%	1.716E+16 ±0.2%	3.099E+16 ±0.2%	3.935E+16 ±0.3%
	1.018E+17 ±0.3%	5.306E+16 ±0.2%	5.400E+16 ±0.2%	9.262E+16 ±0.2%	1.167E+17 ±0.3%
	2.420E+17 ±0.2%	1.361E+17 ±0.1%	1.383E+17 ±0.1%	2.216E+17 ±0.2%	2.749E+17 ±0.2%
-91 bis -101 ¹	2.686E+17 ±0.9%	1.563E+17 ±0.6%	1.600E+17 ±0.5%	2.514E+17 ±0.8%	3.099E+17 ±0.9%
	3.171E+16 ±0.7%	1.612E+16 ±0.7%	1.663E+16 ±0.5%	2.961E+16 ±0.5%	3.732E+16 ±0.6%
	9.437E+16 ±0.5%	5.022E+16 ±0.5%	5.180E+16 ±0.3%	8.865E+16 ±0.4%	1.107E+17 ±0.5%
	2.228E+17 ±0.3%	1.271E+17 ±0.3%	1.304E+17 ±0.2%	2.089E+17 ±0.3%	2.582E+17 ±0.3%
-101 bis -151	2.236E+17 ±1.1%	1.329E+17 ±0.7%	1.386E+17 ±0.7%	2.208E+17 ±1.0%	2.654E+17 ±1.1%
	2.649E+16 ±0.6%	1.375E+16 ±0.6%	1.458E+16 ±0.5%	2.623E+16 ±0.6%	3.213E+16 ±0.6%
	7.878E+16 ±0.5%	4.296E+16 ±0.5%	4.512E+16 ±0.4%	7.770E+16 ±0.5%	9.455E+16 ±0.6%
	1.854E+17 ±0.4%	1.083E+17 ±0.3%	1.128E+17 ±0.2%	1.834E+17 ±0.3%	2.214E+17 ±0.4%
-151 bis -201	9.872E+16 ±1.9%	6.199E+16 ±1.3%	6.569E+16 ±1.2%	1.014E+17 ±1.8%	1.164E+17 ±2.0%
	1.117E+16 ±1.3%	5.805E+15 ±1.3%	6.489E+15 ±1.1%	1.148E+16 ±1.2%	1.341E+16 ±1.3%
	3.350E+16 ±1.0%	1.882E+16 ±1.0%	2.042E+16 ±0.8%	3.467E+16 ±1.0%	4.023E+16 ±1.1%
	8.140E+16 ±0.7%	5.005E+16 ±0.6%	5.294E+16 ±0.5%	8.335E+16 ±0.6%	9.625E+16 ±0.7%

¹ Im Bereich zwischen -91 bis -101 befindet sich eine Schweißnaht. Dieser wurde deshalb gesondert hervorgehoben.