

HZDR-053

WTZ RUSSLAND - FLUENZBERECHNUNGEN FÜR VOREILPROBEN BEIM WWER-440

Abschlussbericht

J. Konheiser, A. Grahn

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-053- ISSN 2191-8708

**WISSENSCHAFTLICH-
TECHNISCHE BERICHTE**

hZDR



**HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF**

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-053

J. Konheiser, A. Grahn

**WTZ RUSSLAND - FLUENZBERECHNUNGEN
FÜR VOREILPROBEN BEIM WWER-440**

Abschlussbericht

HZDR

 **HELMHOLTZ**
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

Druckausgabe: ISSN 2191-8708

Elektronische Ausgabe: ISSN 2191-8716

Die elektronische Ausgabe erscheint unter Creative Commons License (CC BY-NC-ND):

Qucosa: <http://fzd.qucosa.de/startseite/>

2014

Herausgegeben vom

Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf

Bautzner Landstr. 400

01328 Dresden

Germany

Abschlussbericht

Reaktorsicherheitsforschung - Vorhabens-Nr.: 1501403

WTZ Russland - Fluenzberechnungen für Voreilproben beim WWER-440

J. Konheiser, A. Grahn

Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf e.V.

Berichtsdatum: Oktober 2013
Berichts – Nr.: HZDR 053

Gefördert durch:



Bundesministerium
für Wirtschaft
und Energie

Das diesem Bericht zugrunde liegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie aufgrund eines Beschlusses des Deutschen Bundestages unter dem Förderkennzeichen 1501403 gefördert.

aufgrund eines Beschlusses
des Deutschen Bundestages

Final Report

Reactor Safety Research-project No.: 1501403

STC Germany/Russia - Fluence calculations of surveillance specimens of the VVER-440

J. Konheiser, A. Grahn

Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf e.V.

Publication Date: October 2013
Report - No.: HZDR 053

Supported by:



The presented project was funded by the German Federal Ministry of Economic Affairs and Energy (BMW, project no. 1501403) on basis of a decision by the German Bundestag

on the basis of a decision
by the German Bundestag

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung.....	7
Abstract	9
1. Zielsetzung und Aufgabenstellung.....	11
1.1 Aufgabenstellung	11
1.2 Das Bestrahlungsprobenprogramm am WWER440/213.....	11
1.3 Wissenschaftlich/technische Arbeitsziele des Vorhabens.....	13
2. Voraussetzung, unter denen das Vorhaben durchgeführt wurde.....	15
3. Planung und Ablauf des Vorhabens	17
4. Wissenschaftlicher und technischer Stand	18
5. Eingehende Darstellung	20
5.1 Das Bestrahlungsexperiment	20
5.2. Detaillierte Darstellung der Rechnungen.....	22
5.2.1 Das Programm TRAMO.....	22
Die Überarbeitung des thermischen Energiebereiches.....	24
Beschreibung des thermischen Energiebereiches	24
Vergleich des thermischen Energiespektren mit MCNP	26
5.2.2 DORT/Synthese-Rechnungen.....	28
5.2.3 Das dreidimensionale Reaktormodell.....	30
5.2.4 Die Neutronen- und Gammaquellverteilungen	31
5.2.5 Herstellung der mikroskopischen und makroskopischen Datensätze.....	34
5.2.6 Allgemeine Angaben zu den Transportrechnungen.....	35
5.3 Vergleiche von Rechen- und Messergebnissen	36
5.3.1 Horizontal positionierte Monitore	36
5.3.2 Vertikal positionierte Monitore.....	40
Untersuchung von Einflüssen auf Aktivitäten und Fluenzwerte	43
Zusatzmonitore	45
5.4 Ergebnisse der Bestrahlungsproben.....	46
5.4.1 Neutronenflüsse und deren Fehler in den Bestrahlungsproben	46
5.4.2 Gammaflüsse und deren Fehler in den Bestrahlungsproben	50
5.5 Untersuchungen zur möglichen Aufheizung.....	51
5.5.1 Bestimmung der Energiedeposition.....	51

5.5.2 Grenzfalldefinitionen.....	52
5.5.3 Berechnungsgleichungen.....	53
5.5.4 Temperaturfeldberechnungen	56
6. Nutzen	58
7. Zusammenfassung	59
8. Literaturverzeichnis.....	61

Kurzfassung

Der Reaktordruckbehälter (RDB) zählt zu den nicht auswechselbaren Komponenten eines Kernkraftwerkes (KKW). Durch die hohen Neutronen- und Gammaflüsse ist er beschleunigten Alterungsprozessen unterworfen, welche die Lebensdauer eines KKW bestimmen könnten. So haben neben der chemischen Zusammensetzung des RDB-Stahls vor allem die Strahlungsparameter (Neutronen- und Gammafluenzen und deren Spektren) Auswirkungen auf die Versprödungseigenschaften des RDB. Für einen sicheren Betrieb eines KKW ist es daher sehr wichtig, die mögliche Änderung des Materialzustandes vom RDB im Voraus bewerten zu können. Die sogenannten Voreilprobenprogramme gehören deshalb zu den wichtigsten Überwachungsmaßnahmen im KKW. Mit ihnen kann die Restlebensdauer des RDB realistisch und zuverlässig beurteilt werden.

In dieser Arbeit werden, neben der Bestimmung der Fluenzen an sich, auch Auswirkungen auf den Teilchenfluss in den Voreilproben, wie zum Beispiel die verschiedenen geometrischen Positionen, untersucht. Damit können mögliche Unsicherheiten bei der Bestimmung der realen Fluenzwerte abgeschätzt werden. Die Berechnungen wurden sowohl mit dem Code TRAMO als auch mit dem Code DORT durchgeführt. Die berechneten Ergebnisse wurden an Aktivierungsmonitoren, die an der RDB-Außenoberfläche des KKW Kola, Unit 3 (WWER-440/213), bestrahlt wurden, überprüft. Hauptsächlich kamen Aktivierungsmonitore mit den Reaktionen $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ und $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ zum Einsatz. Die Aktivitätsmessungen wurden vom russischen Partner, dem „Scientific and Engineering Centre for Nuclear and Radiation Safety“ (SEC NRS) durchgeführt.

Es konnte gute Übereinstimmung sowohl zwischen den deterministischen und den stochastischen Berechnungsergebnissen als auch zwischen den berechneten und gemessenen Ergebnissen erzielt werden. Die durchschnittliche Differenz zwischen gemessenen und berechneten Werten betrug nur 5%. Ein Einfluss der Bestrahlungskanäle und der Versteifungsrippen der Kernumfassung auf die Monitoraktivität konnte festgestellt werden.

Für die Voreilproben im Bereich des Flussmaximums wurden für den Neutronenfluss $E > 0.5 \text{ MeV}$ ein Mittelwert von rund $2.45 \cdot 10^{12}$ Neutronen/cm² berechnet. Dabei können die Unterschiede in Abhängigkeit von der Ausrichtung der Proben zum Reaktor-

kern bis zu 20% betragen. Abweichungen bis zu 10% können durch die Änderung der Position der Bestrahlungskapseln im Kanal entstehen. Auf Basis dieser Rechnungen wurden die Voreilfaktoren der Bestrahlungsproben bestimmt. Bei mittleren Zykluslängen würde die „End of Life“-Fluenz in den Bestrahlungsproben bereits nach 2 Jahren erreicht werden.

Der berechnete maximale Gammafluss beträgt rund $3.4 \cdot 10^{12}$ g/cm²s für $E > 1.0$ MeV und rund $8.4 \cdot 10^{12}$ g/cm²s für $E > 0.5$ MeV, wobei der größte Anteil des Flusses (rund 97%) aus Neutronenreaktionen stammt. Damit sind die Gammaflüsse in den Proben zwei bis drei Mal so groß wie die der Neutronen. Trotzdem spielt die Materialschädigung durch die Gammastrahlung eine untergeordnete Rolle, da die DPA-Querschnitte (displacement per atom) von Gammas um etwa zwei bis drei Größenordnungen kleiner sind.

Des Weiteren wurde untersucht, ob mögliche Ausheilprozesse durch zu hohe Temperaturen in den Bestrahlungsproben stattfinden könnten. Zu diesem Zweck wurde der Energieeintrag in den Bestrahlungsproben basierend auf den berechneten Teilchenflüssen bestimmt und mit einfachen thermohydraulischen Modellen die mögliche Aufheizung ermittelt. Eine Temperaturerhöhung von rund 20 K wurde mit einem konservativen Ansatz berechnet. Unter vergleichsweise realistischen Bedingungen reduzierte sich die Aufheizung auf unter 5 K.

Abstract

Reactor pressure vessels (RPV) are non-restorable equipment and their lifetime may restrict the nuclear power plant-life as a whole. Surveillance specimen programs for RPV materials are among the most important measures of in-service inspection programs that are necessary for realistic and reliable assessment of the RPV residual lifetime. In addition to the chemical composition of the RPV steel, the radiation parameters (neutron and gamma fluences and spectra) have the most important impact on the RPV embrittlement characteristics.

In this work, different geometric positions which have influence on the radiation conditions of the samples are investigated. Thus, the uncertainties can be determined in the fluence values of surveillance specimens. The fluence calculations were carried out by the codes TRAMO and DORT. This study was accompanied by ex-vessel neutron dosimetry experiments at Kola NPP, Unit 3 (VVER-440/213), which provide the basis for validation of calculated neutron fluences. The main neutron-activation monitoring reactions were $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ and $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$. The activity measurements were carried out by "Scientific and Engineering Centre for Nuclear and Radiation Safety (SEC NRS).

Good agreement between the deterministic and stochastic calculation results as well as between the calculations and the ex-vessel measurements was found. The average difference between measured and calculated values is 5%. The influence of the channels for surveillance specimens and the shielding effect of a baffle rib on the monitors and on the Monte-Carlo calculated results was studied.

For the surveillance specimens in the maximum of the flux, an average flux of around $2.45 \cdot 10^{12}$ neutrons/cm² was calculated for the neutron flux $E > 0.5$ MeV. The differences in the surveillance specimens could be up to 20% depending on the direction to the core. Discrepancies up to 10% can be caused by the change of the position of the capsules in the irradiation channel. Based on these calculations the lead factor of specimens was determined. The maximum fluence of RPV may be achieved after two cycles.

The calculated maximum gamma flux is around $3.4 \cdot 10^{12}$ g/cm²s for $E > 1.0$ MeV and around $8.4 \cdot 10^{12}$ g/cm²s for $E > 0.5$ MeV, with the largest part of the flux (around 97%) from the neutron reactions. The gamma fluxes in the surveillance specimens

are two to three times bigger than the neutron fluxes. Nevertheless, the material damage by the gamma radiation is very small, because the dpa (displacement per atom) cross sections of gamma rays are about two to three orders of magnitude smaller.

In order to exclude the possibility of healing effects of the samples due to excessive temperatures, the heat release in the surveillance specimens was determined based on the calculated gamma fluences. The analytic treatment of the heat conduction equation and simplified SS geometries were adopted to calculate the range of temperatures to be expected. The temperature increase of 20 K above the inlet coolant temperature was estimated using a conservative approach. Under comparatively realistic conditions, the heating was reduced to less than 5 K.

1. Zielsetzung und Aufgabenstellung

1.1 Aufgabenstellung

Der WWER-44/213-Reaktor ist eine Weiterentwicklung des WWER440/230 und wird als WWER-Reaktor der zweiten Generation bezeichnet. Die ersten Reaktoren dieses Typs gingen Anfang der 80er Jahre in Betrieb.

Hauptgrund der Weiterentwicklung war die Neugestaltung des Notkühlsystems. Aber auch Veränderungen im Bereich des Reaktors wurden vorgenommen. So wurde der Wasserbehälter, der sowohl als biologisches Schild als auch als Auflage für den RDB diente, durch eine Betonkonstruktion ersetzt. Die Plattierung der Innerseite des RDB und eine überarbeitete Konstruktion des Kernbehälters sind bereits bei den letzten Reaktoren der ersten Generation eingeführt worden und wurden übernommen. Zurzeit sind noch 16 Anlagen in Betrieb.

Bei Untersuchungen von Materialproben aus dem finnischen Kernkraftwerk Luviisa [1] wurde eine viel stärkere Versprödung des Materials festgestellt, als man erwartet hatte. Diese Ergebnisse waren der Anlass, im Typ WWER440/213 entsprechende Vorrichtungen für die Bestrahlung von Materialproben vorzusehen. So wurde ein Voreilprobenprogramm zum obligatorischen Bestandteil des Reaktordesigns.

Parallel wurde in Russland ein Forschungsprogramm gestartet, in dessen reaktordosimetrischem Teil die Neutronen- und Gammafluenzen sowohl der Materialproben als auch des RDB berechnet werden. Ziel der Forschung ist es, aus den Ergebnissen den sogenannten Voreilfaktor, der das „Voreilen“ der Proben in der Neutronenfluenz im Vergleich zum RDB beschreibt, zu bestimmen.

Zur Verifikation der Rechnungen werden die Ergebnisse mit Messungen verglichen. Das Standard-Experiment in der Reaktordosimetrie ist die Bestrahlung von verschiedenen Fluenz-Monitoren an der Außenwand des RDB und der anschließende Vergleich der berechneten und gemessenen Aktivitäten.

1.2 Das Bestrahlungsprobenprogramm am WWER440/213

Für die Bestrahlung von Materialproben sind an der Außenwand des Schachtbehälters Kanäle angeschweißt, in denen zwei Ketten aus zylinderförmigen Containern mit den Materialproben eingeführt werden können. Bild 1 zeigt einen vertikalen und Bild 2 einen horizontalen Schnitt durch die Konstruktion der angeschweißten Kanäle. Eine schematische Darstellung der Bestrahlungscontainer wird im Bild 3 gezeigt. Da-

mit ist es möglich, bis zu 20 Container pro Kette im Bereich des Reaktorkerns zu bestrahlen. In diesen druckfesten Containern aus austenitischem Stahl befinden sich entweder sechs Zug- oder zwei Charpyproben. Zusätzlich enthalten einige von ihnen Temperatur- bzw. Neutronenflussmonitore.

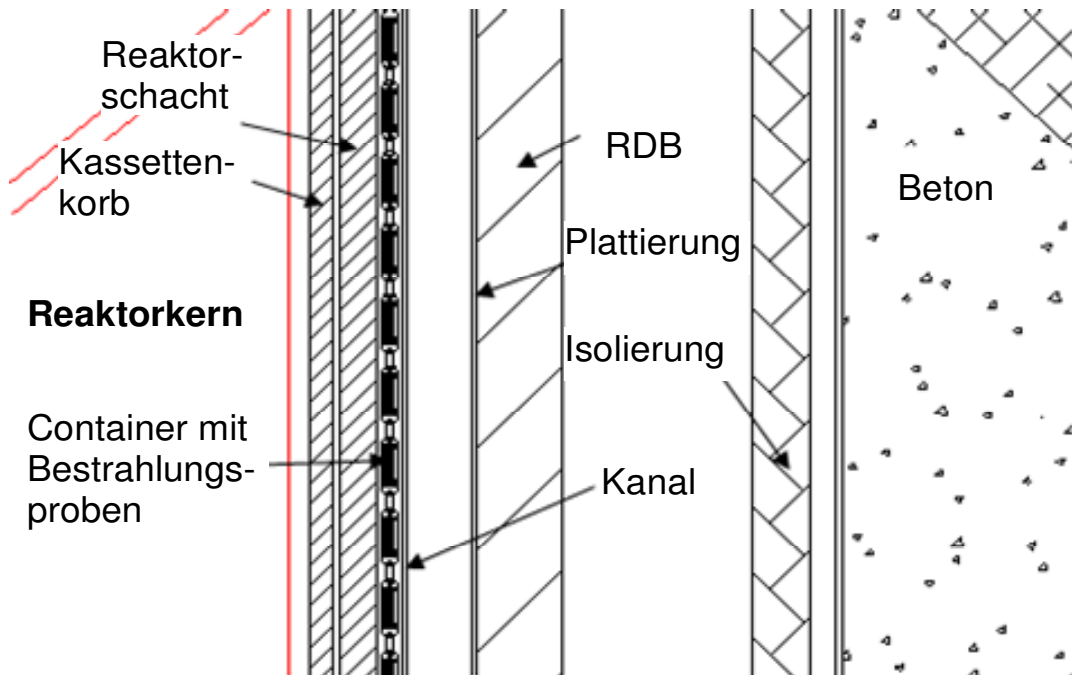


Abb. 1: Vertikaler Schnitt des Reaktors im Bereich der Bestrahlungskanäle

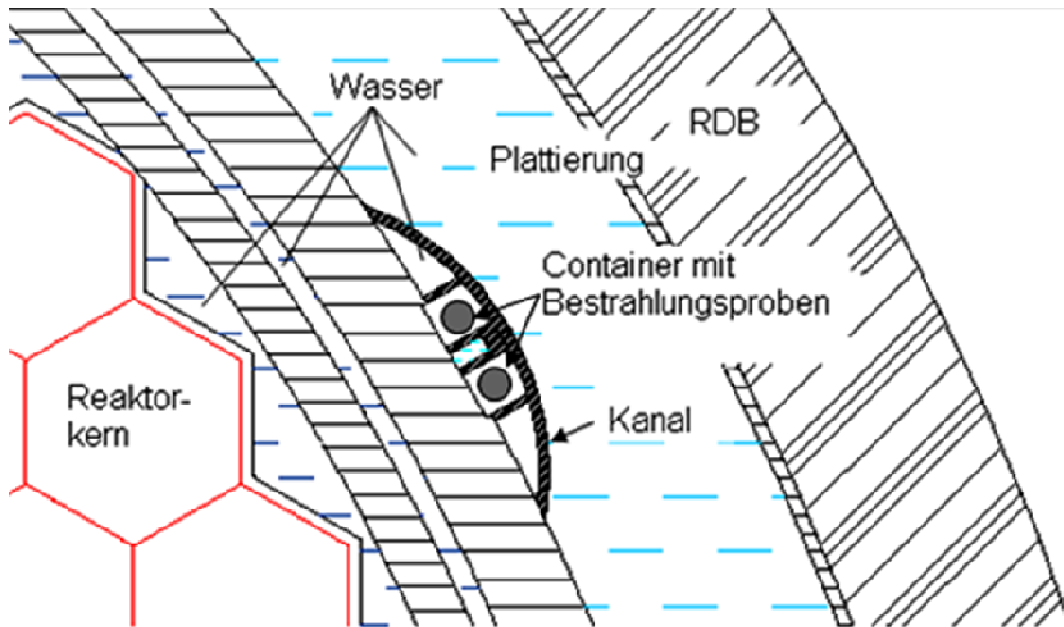


Abb. 2: horizontaler Schnitt des Reaktors im Bereich der Bestrahlungskanäle

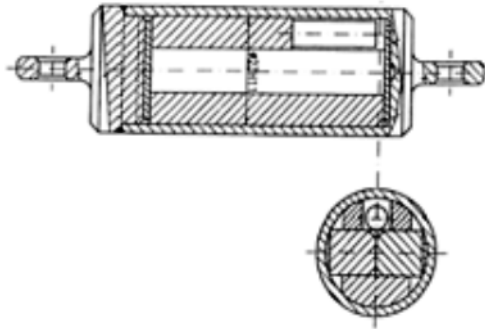


Abb. 3: Eine schematische Darstellung der Bestrahlungsprobencontainer mit zwei Charpyproben und Neutronenflussmonitor

1.3 Wissenschaftlich/technische Arbeitsziele des Vorhabens

Im Gegensatz zum Vorhaben 150 1331/A4.3, wo die Fluenzen in der Supportkonstruktion des Reaktors berechnet wurden, befinden sich die Voreilproben an der Außenwand des Reaktorschachts, also deutlich näher am Reaktorkern. Daraus leiten sich einige neue Aspekte ab. Hier sind die Neutronenfluenzen wesentlich höher und das Energiespektrum weist zudem einen höheren thermischen Anteil auf. Zwar sind die dpa-Werte für thermische Neutronen rund ein bis zwei Größenordnungen kleiner, könnten aber, durch den höheren thermischen Fluss, einen nicht vernachlässigbaren Anteil an der Versprödung der Proben haben. Aus diesem Grund wurden einerseits die Rechnungen mit einer hohen Energieauflösung über den gesamten Bereich durchgeführt und andererseits die thermische Streuung auf Basis von α, β -Faktoren berechnet, was gegenüber der Nutzung des reinen Schwergasmodell eine Verbesserung darstellt. In den α, β -Faktoren wird die Interferenz von Neutronenwellen an Molekülen berücksichtigt. Diese existieren für ausgesuchte Nuklide wie zum Beispiel H in H_2O [2].

Ein weiteres Ziel war es, die Fluenzrechnungen mit einer hohen örtlichen Auflösung durchzuführen, so dass nicht nur für die Probenkapsel sondern auch für jede Probe mindestens ein Wert bestimmt wurde. So wurden auf Basis dieser Werte Fluenzgradienten über die Probenkapsel ermittelt. Außerdem wurde durch die Modifikation der Lage der Probenkapsel innerhalb des Kanals und durch die Drehung der Kapseln die mögliche Variation in den Fluenzwerten der Prüfproben abgeschätzt.

Zur Absicherung der berechneten Ergebnisse sind vom russischen Partner Bestrahlungsexperimente durchgeführt worden. So lagen entsprechende experimentelle Daten für das Projekt bereits vor, die genutzt wurden. Auf der Grundlage der bereitge-

stellten Reaktordaten wurden entsprechende Rechenmodelle für die Fluenzberechnungen in den Monitoren entwickelt. Auf Basis der berechneten Monitorfluenzen wurden die Aktivitäten der verschiedenen Monitore bestimmt und diese mit den Messungen verglichen.

Mit den an den Messergebnissen verifizierten Rechenmodellen und Datensätzen wurden die Neutronenfluenzen der Proben im Zyklus berechnet. Auf Basis dieser konnten die für die Versprödung wichtigen integralen Fluenzen > 1.0 MeV und 0.5 MeV Fluenz über die gesamte Einsatzzeit abgeschätzt werden [3] und darüber hinaus auch die minimalen und maximalen Fluenzen, die sich durch die mögliche Variation der Position der Proben ergeben.

Ein weiterer Aspekt, der sich aus der größeren Nähe zum Reaktorkern ergibt, ist die Berechnung der maximal möglichen Aufheizung der Proben durch den Teilchenfluss während der Bestrahlung. Dieses ist notwendig, um mögliche Ausheileffekte in den Proben abschätzen zu können. Für die Berechnung der Aufheizung wurden die Gammaflüsse bestimmt, die hauptsächlich durch Einfang thermischer Neutronen erzeugt werden.

Das Vorhaben hat zum Ziel:

- Verbesserung des Programms im Bereich der thermischen Streuung in Vorbereitung der Rechnungen
- Nachrechnung des Bestrahlungsexperimentes am Leistungsreaktor in Kola 3
- Ermittlung örtlich hochaufgelöster zuverlässiger Werte der Neutronen- und Gammafluenz in den Materialproben über den gesamten Energiebereich
- Bestimmung der möglichen Aufheizung der Voreilproben

2. Voraussetzung, unter denen das Vorhaben durchgeführt wurde

Für die Berechnung von Neutronen- und Gammafluenzen diverser Reaktorkomponenten wurde vom Institut für Sicherheitsforschung (IfS) ein umfangreiches Codesystem entwickelt [4]. Neben dem Monte-Carlo-Transportcode TRAMO, der komplizierte dreidimensionale Geometrien behandeln kann, umfasst das Codesystem auch Programme zur Aufbereitung von effektiven Wirkungsquerschnitten, die in den Transportrechnungen benötigt werden. Diese gestatten den Zugriff auf aktuelle Daten aus internationalen Bibliotheken evaluierter Kerndaten, wie zum Beispiel ENDF/B-VII [5]. Ergänzt wird das System durch ein Zeichenprogramm und diverse Auswertesoftware.

Die Neutronen/Gamma-Transportsimulationen von TRAMO sind durch Vergleich mit Ergebnissen von modellartigen Transmissionsmessungen und von MCNP-Rechnungen [6] überprüft worden. Darüber hinaus wurde der Code an Hand von Aktivierungsmessungen, die an laufenden russischen WWER-Reaktoren durchgeführt wurden, verifiziert. Der Stand der Validierung im schnellen Energiebereich beweist die besondere Eignung des Codes für Fluenzrechnungen am RDB. Dieses wurde durch die erfolgreiche Bearbeitung der vorangegangenen WTZ-Projekte bestätigt. Der hohe Verifikationsgrad von TRAMO ist eine gute Voraussetzung für die erfolgreiche Bearbeitung der neuen Aufgabenstellung. Das am Standort entwickelte Codesystem mit dem MC-Programm TRAMO entspricht dem führenden internationalen Stand auf dem Gebiet der reaktordosimetrischen Berechnungen.

Parallel zu den Monte-Carlo Rechnungen werden entsprechende Rechnungen vom russischen Partner mit Hilfe des deterministischen 2D-Programms DORT aus dem Code-Paket DOORS-3.2 durchgeführt [7]. Dieses Programm wird in der Reaktordosimetrie als Standardberechnungscode verwendet. Das Programm DORT löst die Transportgleichung nach der S_n -Methode (diskrete-Ordinaten-Methode). Bei dieser Methode wird die Fläche in diskrete Winkelrichtungen eingeteilt und damit eine Richtungsabhängigkeit berücksichtigt. Um 3D-Effekte zu erfassen, wird mit Hilfe der Synthese-Methode eine 3D-Rechnung simuliert. Bereits in den vorangegangenen WTZ-Projekten konnte vom russischen Partner überzeugend dargelegt werden, dass diese Methode auch bei 3D-Problemstellungen gute Ergebnisse liefert. Alle notwendigen

Eingangsdaten für eine Nachrechnung des Experimentes können bereitgestellt werden.

Auf dem Gebiet der experimentellen Bestimmung von Fluenzen verfügt der russische Partner über sehr große Erfahrungen. Genutzt werden Aktivierungswerte von Fluenzmonitoren, die an der Außenwand des RDB im KKW Kola-3 bestrahlt wurden. Dieser Block verfügt über die oben beschriebenen Bestrahlungskanäle. In diesen Kanälen werden Materialproben aus den Blöcken 1 und 2 des KKW Kola bestrahlt.

3. Planung und Ablauf des Vorhabens

Die Arbeiten des Vorhabens sind unterteilt in:

1. *Arbeiten am Programm TRAMO:*

Erzeugung von thermischen Streumatrizen auf Basis von (α, β) -Faktoren mit Hilfe von NJOY [8] und Aufbereitung der Daten für TRAMO. Erweiterung von TRAMO bezüglich der allgemeinen Nutzung dieser Daten. Für diesen Prozess muss Software verändert und entwickelt werden.

2. *Durchführung der Transportrechnungen:*

Vom russischen Partner werden die Daten, die für die Modelle der Neutronen/Gamma-Transportrechnungen notwendig sind, zusammengestellt und an das HZDR übergeben. Die übernommenen Daten sind auf Konsistenz zu prüfen. Es werden die Rechenmodelle für die Programme erstellt, die effektiven Wirkungsquerschnitte für alle Materialien aufbereitet und Testrechnungen durchgeführt. Entsprechende Arbeiten sind für DORT [7] durchzuführen. An Hand der experimentellen Aktivitäten der Monitore werden die Ergebnisse überprüft.

3. *Bestimmung der Neutronenfluenz und des Voreilfaktors der Bestrahlungsproben und die Unsicherheiten durch die ungenaue Lagebestimmung:*

Mit den verifizierten Datensätzen werden die Neutronen- und Gammafluenzen in den Voreilproben berechnet. Auf Basis der Werte können die Voreilfaktoren, die Fluenzgradienten und die Energieeinträge für die verschiedenen Proben bestimmt werden. Durch Variation der Probenlage werden die Unsicherheiten ermittelt.

4. *Bestimmung der Aufheizung der Bestrahlungsproben:*

Mit Hilfe von MCNP [6] und auf Basis des maximalen Flusswertes wird der Energieeintrag für eine Voreilprobe bestimmt. Danach erfolgt die Berechnung des Temperaturfeldes im Bestrahlungskanal auf Basis zweier vereinfachter Geometrien, die den unteren und oberen Grenzen des zu erwartenden Temperaturbereichs entsprechen.

5. *Auswertung und Abschlussbericht erstellen.*

4. Wissenschaftlicher und technischer Stand

Der internationale Stand der Entwicklung und Anwendung von reaktordosimetrischen Berechnungsmethoden ist wie folgt zu charakterisieren:

- Von den Reaktorbetreibern und Forschungseinrichtungen werden standardmäßig 2D S_n -Codes verwendet und auf Basis der Synthesemethode näherungsweise dreidimensionale Lösungen erzeugt. Dabei zeigt die Methode in Bereichen mit wahrnehmbarer 3D-Abhängigkeit des Flusses gegenüber echten 3D Rechnungen deutliche Schwächen.
- Forschungseinrichtungen wenden deshalb zunehmend die Monte-Carlo-Programme und dreidimensionale S_n -Codes an.
- Der erreichte Stand der Validierung von 2D- und 3D-Programmen zu Fluenzrechnungen ist im schnellen Energiebereich weit fortgeschritten. Das zeigen Vergleiche mit Messungen von Aktivierungsmonitoren an der RDB-Außen im Bereich des Reaktorkerns. Bei diesen Monitoren werden im Allgemeinen Aktivitäten gemessen, die durch Schwellwertreaktionen entstehen. Die Schwellwerte der Reaktionen liegen dabei meistens oberhalb 1.0 MeV, dem für die Verspödung wichtigsten Energiebereich. Für diesen wird selbst an vom Reaktorkern weit entfernten Positionen mit den Monte-Carlo Programmen eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment erzielt. Bei der Synthese-Methode treten erwartungsgemäß etwas größere Unterschiede auf.
- Dagegen ist die Validierung der Programme im epi- bzw. thermischen Energiebereich nicht abgeschlossen. Dieses zeigen internationale Benchmarks wie zum Beispiel das EU-Projekt REDOS [9]. In diesem Projekt wurden Experimente an einem kritischen Nullleistungsreaktor nachgerechnet. Ein Hauptziel war die Berechnung von Neutronenfluenzen hinter verschiedenen Abschirmdicken. Dabei zeigte sich, dass die einzelnen Teilnehmer Unterschiede in den thermischen Fluenzen von bis zu 100% berechnet haben, obwohl die Differenzen im schnellen Bereich grundsätzlich kleiner 10% waren. Es wird vermutet, dass die Hauptursache „weite“ Wege der Neutronen von ihrer Entstehung im schnellen Bereich bis zur ihrer thermischen Absorption ist. So können kleine Differenzen in den Querschnitten und in der Transportapproximation einen viel größeren Einfluss auf die Fluenz ausüben. Im Gegensatz zu den Kernausslegungsprogrammen, die an vie-

len Kritikalitätsbenchmarks verifiziert sind, liegen für die Berechnung des thermischen Bereiches außerhalb des Reaktorkerns nur wenige Erfahrungen vor.

5. Eingehende Darstellung

5.1 Das Bestrahlungsexperiment

Das Bestrahlungsexperiment ist vom 13.04.2006 bis 31.03.2007 am Block 3 des KKW Kola von den russischen Kollegen durchgeführt worden. Der Block ist seit 1982 in Betrieb und wird voraussichtlich 2026 außer Betrieb genommen. Tabelle 1 zeigt die Basisparameter des WWER-440/213-Blockes und Abbildung 4 den Reaktor mit dem Experiment. Die Fluenzmonitore waren an der Außenseite des RDB mit Hilfe eines Gestells befestigt. Das Gestell ermöglichte es, die Monitore auf zwei horizontalen Ebenen und einer vertikalen Linie zu bestrahlen. Die Höhe der Ebenen der horizontalen Monitore betrug 27.5 cm und 97.5 cm über der Kernunterkante. Das bedeutet, dass sich die Monitore im horizontalen Flussmaximum und in der Nähe der kritischen Schweißnaht befanden.

In der vertikalen Richtung waren Monitore im azimuthalen Flussmaximum bei 30° und im Höhenbereich zwischen 7.9 cm und 239 cm verteilt. Als Monitormaterialien waren hauptsächlich 58Ni und 54Fe eingesetzt. Bei diesen Isotopen wird die (n,p) Reaktion für die Bestimmung der Neutronenfluenzen ausgewertet. Nur an ausgewählten Positionen waren zusätzlich noch weitere Materialien mit anderen Detektionsreaktionen verwendet worden. In Tabelle 2 und 3 sind die Monitorpositionen und die jeweiligen Detektionsreaktionen angegeben. Die experimentelle Bestimmung der Aktivitäten der Monitore war vom russischen Partner durchgeführt worden.

Tabelle 1: Basisparameter eines WWER-440/213.

Parameter	Wert
Thermische Leistung, MW	1375
Brennstoff	UO ₂
Anzahl der Brennelemente (BE)	349
Kernhöhe, cm	244
Verteilungsabstand der BE, cm	14.7
Wasserdruck, MPa	12.5
Eingangstemperatur, °C	267
Ausgangstemperatur, °C	294

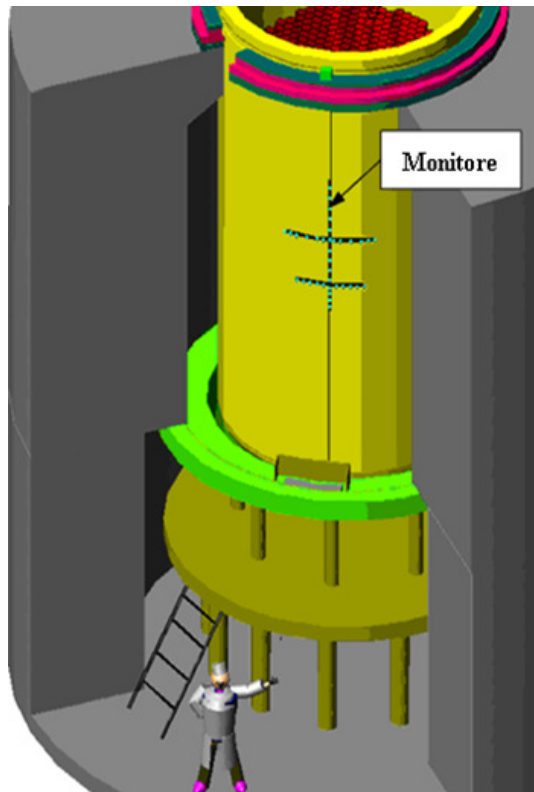


Abb. 4: Schematische Darstellung des Reaktors und die Position der Neutronenflussmonitore.

Tabelle 2: Detektorpositionen und Reaktionen beim azimuthalen Winkel von 30°

cm*	Detektor, Reaktion						
7.9	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$					
17.9	$^{54}\text{Fe}(n,p)$						
25.7	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$	$^{46}\text{Ti}(n,p)$	$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$	$^{93}\text{Nb}(n,n')$		
39.0	$^{54}\text{Fe}(n,p)$						
53.5	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$					
67.9	$^{54}\text{Fe}(n,p)$						
83.7	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$					
100.0	$^{54}\text{Fe}(n,p)$		$^{46}\text{Ti}(n,p)$	$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$	$^{93}\text{Nb}(n,n')$	$^{237}\text{Np}(n,f)$	$^{238}\text{U}(n,f)$
115.0	$^{54}\text{Fe}(n,p)$			$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$	$^{93}\text{Nb}(n,n')$		
134.0	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$					
149.5	$^{54}\text{Fe}(n,p)$						
165.5	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$					
179.3	$^{54}\text{Fe}(n,p)$						
199.5	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$					
219.5	$^{54}\text{Fe}(n,p)$						
239.0	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$					

* von der Kernunterkante

Tabelle 3: Detektorpositionen und -reaktionen auf der Höhe von 97.5 und 27.5 cm

Höhe 97.5 cm*			Höhe 27.5 cm*		
Winkel**	Detektor, Reaktion		Winkel**	Detektor, Reaktion	
50.8	⁵⁴ Fe(n,p)	⁵⁸ Ni(n,p)	46.3		⁵⁸ Ni(n,p)
47.8		⁵⁸ Ni(n,p)	43.4		⁵⁸ Ni(n,p)
44.8		⁵⁸ Ni(n,p)	40.4		⁵⁸ Ni(n,p)
40.4		⁵⁸ Ni(n,p)	35.9		⁵⁸ Ni(n,p)
35.9		⁵⁸ Ni(n,p)	33.0		⁵⁸ Ni(n,p)
33.0		⁵⁸ Ni(n,p)	30.0	⁵⁴ Fe(n,p)	⁵⁸ Ni(n,p)
30.0	⁵⁴ Fe(n,p)	⁵⁸ Ni(n,p)	27.0		⁵⁸ Ni(n,p)
27.0		⁵⁸ Ni(n,p)	24.1		⁵⁸ Ni(n,p)
24.1		⁵⁸ Ni(n,p)	19.6		⁵⁸ Ni(n,p)
19.6		⁵⁸ Ni(n,p)	16.6		⁵⁸ Ni(n,p)
15.2		⁵⁸ Ni(n,p)	13.7		⁵⁸ Ni(n,p)
12.2		⁵⁸ Ni(n,p)			
9.2	⁵⁴ Fe(n,p)	⁵⁸ Ni(n,p)			

*von der Kernunterkante
** im 60° Sektor

5.2. Detaillierte Darstellung der Rechnungen

5.2.1 Das Programm TRAMO

Das Vielgruppen-Monte-Carlo Programm TRAMO berechnet bei gegebener Quellverteilung von Neutronen in Vielgruppennäherung Vielgruppenflüsse, integrierte Gruppenflüsse und Dosiswerte für vorgegebene Volumina und Flächen [4]. Die Hauptanwendungen des Programms liegen zurzeit in der Berechnung von Neutronenfluenzen im Bereich des Reaktordruckbehälters und dessen Umgebung. Des Weiteren kann das Programm zur Berechnung von Neutronendosen bei Transportbehältern für radioaktive Stoffe (z.B. Castoren) und Forschungsreaktoren angewendet werden.

Durch die konsequente Anwendung varianzreduzierender Methoden, insbesondere der „Weight-Window-Methode“, ist es möglich, auch Fluenzen nach tiefer Durchdringung bei vertretbaren Rechenzeiten und mit ausreichender statistischer Genauigkeit zu berechnen. Als Hilfsmittel zur Bestimmung der notwendigen Gewichte wurde das Monte-Carlo-Programm TRAWEL [4] entwickelt. Zu dem Programmsystem gehören außerdem noch Programme zur Erzeugung der Neutronenquerschnitts- und Streudaten. Durch die Ausrichtung der Programmentwicklung auf Reaktorgeometrien

konnten spezielle Unterprogramme entwickelt werden, die einerseits sehr schnell rechnen und andererseits eine effektive Eingabe ermöglichen. So wurden spezielle Unterprogramme für die Behandlung der hexagonalen Reaktorstrukturen von WWER-Reaktoren implementiert, die einerseits sehr effektiv den Teilchentransport innerhalb des Reaktorkerns organisieren und andererseits eine sehr einfache Eingabe der brennstabweisen Quellverteilung ermöglichen. Für die quadratischen Strukturen westlicher Reaktortypen sind entsprechende Routinen geplant. Außerdem ermöglicht die genaue Kenntnis der Programme, das Programm an die gestellten Aufgaben schnell anzupassen oder auf neue Entwicklungen und Kenntnisse zu reagieren.

Die verwendeten Gruppenkonstanten basieren auf modernen Kerndatenbibliotheken, die mit Hilfe der Programme NJOY [8] und MODAJ [4] erzeugt wurden. Die Kerndatenbibliothek der Neutronen, einschließlich deren Gammaproduktion war ENDF/B-VII [5] und die für den Gammatransport PHOTX [10]. Zur Berücksichtigung des Einflusses der Resonanzselbstabschirmung der Isotope in den makroskopischen Wirkungsquerschnitten der Materialkompositionen sind temperaturabhängige F-Faktoren [11] verwendet worden. Die Streuwinkelabhängigkeit der Gruppenübergangsquerschnitte wurde für unelastische Streuungen als eine P5-Legendre-Entwicklung, die elastische Streuung und die Streuung im thermischen Energiebereich dagegen als Verteilung von gleichwahrscheinlichen Winkelintervallen für eine Anzahl von Energiepunkten dargestellt.

Die Zusammensetzungen der Materialien wurden vom russischen Partner bereitgestellt. Die Veränderung der Zusammensetzung durch den Abbrand während eines Reaktorzyklus wurde wegen des geringen Einflusses auf den Transport der Neutronen und Gammas nicht berücksichtigt [12]. Als Energiestruktur wurde die SAND-IIA Struktur für Neutronen (640 Energiegruppen von 20.0 MeV bis 0.00001 eV) und die CSEWG Struktur für Gammas (94 Energiegruppen von 20 MeV bis 10 KeV) verwendet, die hauptsächlich in der Reaktordosimetrie Anwendung findet. Die Nutzung der Feingruppenenergiestrukturen hat den Vorteil, dass zum Beispiel Resonanzen in den Gruppenquerschnitten abgebildet werden und die oben genannten F-Faktoren praktisch nicht zur Anwendung kommen.

Für die optimale Berechnung der Flüsse der horizontalen und vertikalen Monitore wurden jeweils separate Parametersätze vom Gewichtsfenster auf Basis eines ABBN-78 Gruppensatzes erzeugt [11]. Der Grund für die Verwendung dieser Daten

ist, dass einerseits das Programm TRAWEL für diesen Datensatz optimiert und andererseits deren Qualität für die Berechnung von Gewichten völlig ausreichend ist. Für die Gammas in den Gammatransportrechnungen wurden die Gewichte der obersten Neutronenenergiegruppe verwendet. Neben der „Weight-Window-Methode“ kamen auch standardmäßig die Monte-Carlo-Techniken, wie z. B. „Quell-Biasing“ und „implicit Capture“ mit für die jeweilige Rechnung optimierten Parametern zur Anwendung.

Die Überarbeitung des thermischen Energiebereiches

Die Bedeutung der thermischen Neutronen für die Versprödung wurde lange Zeit als gering eingestuft. Aus diesem Grunde konzentrierte sich die Entwicklung von TRAMO auf den Neutronentransport im Energiebereich über 0.1 MeV. Neue Untersuchungen zur Materialalterung in Strahlungsfeldern haben aber gezeigt, dass auch thermische Neutronen zur Versprödung beitragen können, und gerade für die Bestrahlungsproben, die einem hohen thermischen Fluss ausgesetzt sind, könnte dieser Umstand bei der Bewertung des Materialzustandes wichtig sein. Somit bestand die Aufgabe, den Neutronentransport im thermischen Energiebereich den neuen Anforderungen anzupassen und die Nutzung der neusten Daten zu ermöglichen.

Erste Schritte einer besseren Behandlung der thermischen Streuung sind bereits vor längerer Zeit vorgenommen worden. So war die Simulation der Streuung von Neutronen an Wasserstoff in Wasser mit Hilfe von (α, β) -Faktoren im Programm möglich. Mit der Bereitstellung von (α, β) -Faktoren anderer Isotope wurde eine Generalisierung der Nutzung dieser sinnvoll. Deshalb wurde in Vorbereitung der Rechnungen das Programm im Bereich der thermischen Streuung so modifiziert, dass jetzt auch für andere ausgewählte Isotope separate thermische Streudaten auf Basis von (α, β) -Faktoren genutzt werden können. In diesem Zusammenhang werden auch in Bezug auf die Gammaproduktion und damit auf die Gammaaufheizung der Proben Verbesserungen erwartet.

Beschreibung des thermischen Energiebereiches

Im Unterschied zum schnellen Energiebereich spielt im thermischen Bereich die Eigenbewegung der Atome bzw. der Moleküle für den Transport der Neutronen eine Rolle. So ist es möglich, dass die Neutronen bei einem Stoß mit Atomen oder Molekülen Energie gewinnen können. Auf der anderen Seite werden hier auch die Streueigenschaften durch Indifferenzen beeinflusst, weil die Wellenlänge der langsamen

Neutronen (10^{-8} cm) annähernd dem Abstand zwischen den Atomen in Molekülen und kondensierten Stoffen entspricht.

Für die Berechnung von Reaktorsystemen hat die unelastische Streuung die größte Bedeutung. Sie wird bei Gasen, Flüssigkeiten oder kondensierten Feststoffen mit zufällig geordneten Mikrokristallen angewendet und umfasst somit die meisten reaktortypischen Materialien. Für den unelastischen Streuquerschnitt verwendet man dabei die Formel

$$\sigma(E \rightarrow E', \mu) = \frac{\sigma_b}{2kT} \sqrt{\frac{E'}{E}} e^{-\frac{1}{2}\beta} S(\alpha, \beta) \quad (1)$$

wo bei E und E' die Primär- und Sekundärenergie des gestreuten Neutrons ist, μ der Streukosinus im Laborsystem, T die Temperatur in K, k die Boltzmannkonstante, α und β dimensionslose Variablen der Form

$$\alpha = \frac{E' + E - 2\mu\sqrt{EE'}}{AkT} \quad (2)$$

$$\beta = \frac{E' - E}{kT} \quad (3)$$

und $\bar{\sigma}_b$ ergibt sich aus
$$\sigma_b = \sigma_f \frac{(A+1)^2}{A^2} \quad (4)$$

Hier ist A die Masse des Nuklids, an dem das Neutron streut und $\bar{\sigma}_f$ ist der charakteristische freie Querschnitt. Die Funktion S (α, β) beschreibt dabei das Streugesetz und für die meisten Nuklide wird für diese Funktion das Modell des idealen Gases verwendet. Das Streugesetz nimmt damit die Form

$$S(\alpha, \beta) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha}} e^{-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{4\alpha}} \quad (5)$$

an. Aus der Formel (1) und (5) ergibt sich der Wigner-Wilkins-Übergangsquerschnitt des Gasmodells. Für einige wichtige Moderatoren wie zum Beispiel Wasserstoff in Wasser ist diese Funktion durch Berücksichtigung von Molekylvibrationen näher bestimmt worden und tabellarisch abgespeichert. Für die anderen existieren entsprechende Formeln.

Die Berechnung erfolgt mit Hilfe des international anerkannten Programms NJOY mit Hilfe der entsprechenden Modelle. NJOY erzeugt auf Basis der doppelt differenziellen Streuquerschnitte für ein Netz von Temperatur- und Primärenergiepunkten nor-

mierte Verteilungen von Sekundärenergien. Für jede dieser Sekundärenergien wird außerdem eine Winkelverteilung bestimmt. Da diese Daten quasi Punktdaten sind, sind sie unabhängig von der in den Rechnungen verwendeten Energiegruppennzahl und können somit bei verschiedenen Datensätzen verwendet werden.

Für die Nutzung dieser thermischen Streumatrizen in TRAMO mussten verschiedene Programme entwickelt werden. Neben Programmen, die die Daten von NJOY aufbereiten, sind u.a. Unterprogramme geschrieben worden, die die thermischen Streudaten lesen, die höchste Energiegruppe ermitteln, in der die thermischen Neutronen hineinstreuen, und das eigentliche Monte-Carlo Spiel der thermischen Streuung realisieren.

Vergleich des thermischen Energiespektren mit MCNP

Zum Test des Programms wurden Vergleichsrechnungen mit dem international anerkannten Monte-Carlo-Code MCNP[6] durchgeführt. Für diese Rechnungen wurde ein schematisiertes Zylindermodell entwickelt. Die Basisabmessungen und die Materialzusammensetzung entsprachen dem eines WWER-Reaktors. Die großen Volumina der Ergebnisbereiche lieferten sehr schnell statistisch gute Ergebnisse, so dass eine sehr feine Energiegruppenstruktur (SAND/IIA mit 640 Gruppen) benutzt werden konnte. In dieser Struktur umfasst der thermische Bereich rund 200 Energiegruppen, die einen detaillierten Vergleich im gewünschten Bereich ermöglichten. Die Neutronenquelle auf Basis eines U5-Spaltpektrums wurde homogen in der Spaltzone verteilt. Neben dem Vergleich der Ergebnisse der Programme untereinander wurden auch Rechnungen mit den unterschiedlichen Wasserstoffstreumodellen (Schwergasmodell bzw. mit Alpha/Beta Faktoren) gegenübergestellt.

Die Abbildungen 5 und 6 zeigen die Vergleiche zwischen MCNP und TRAMO für die verschiedenen Modelle der Wasserstoffstreuung. Es kann festgestellt werden, dass sowohl bei Nutzung des Freigasmodells als auch bei Verwendung von Alpha/Beta-Faktoren die Ergebnisse zwischen den Programmen gut übereinstimmen. Das gilt selbst für den Bereich unterhalb von 0.001 eV, wobei jedoch zu berücksichtigen ist, dass die Werte hier einen relativ großen statistischen Fehler aufweisen. Bei der Nutzung von Alpha/Beta-Faktoren sind aber die Schwankungen in den Werten deutlich größer. In der Abbildung 6 zeigt das MCNP-Flussspektrum bei Energien unterhalb des thermischen Energiepunktes deutliche Flussspitzen. Eine Rücksprache mit den Entwicklern ergab, dass dies Artefakte des Programms sind. Die Ursache liegt hier in

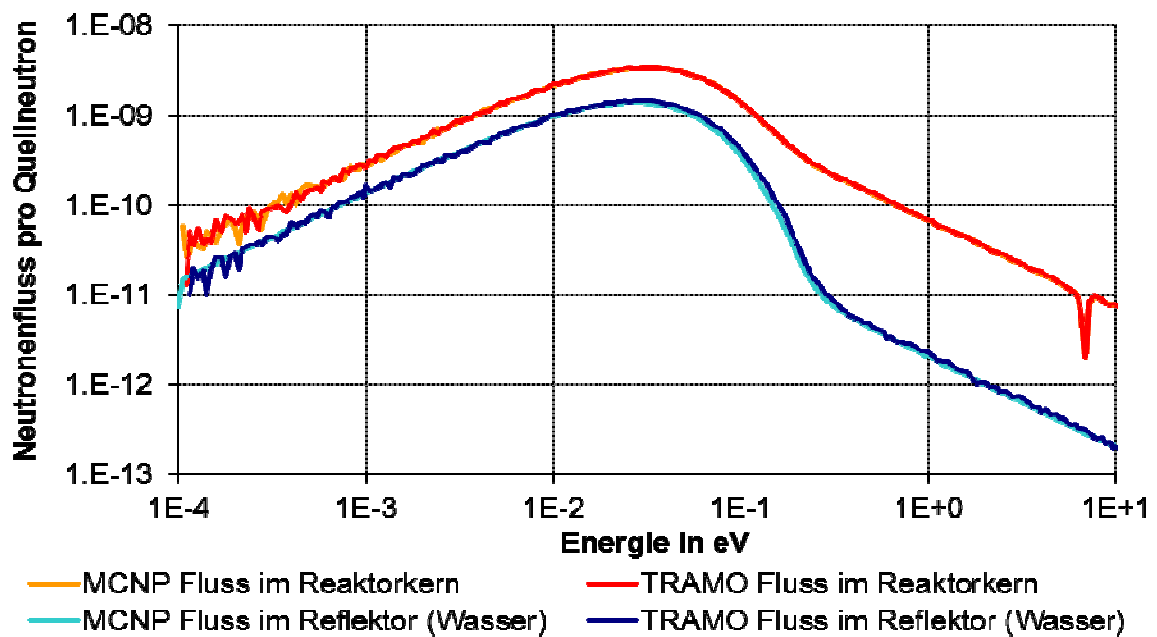


Abb. 5: Vergleich von differenziellen Flusspektren zwischen MCNP und TRAMO eines Zylindermodells auf Basis des WWER-1000. Die Streumatrizen des Wasserstoffs wurden mit dem Schwergasmodell bestimmt.

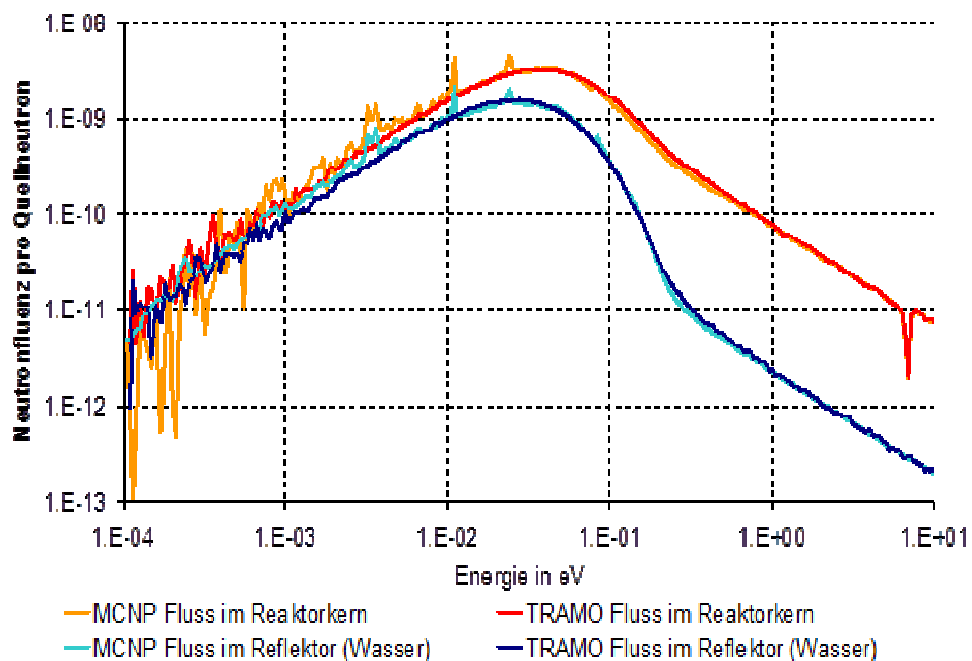


Abb. 6: Vergleich von differenziellen Flusspektren zwischen MCNP und TRAMO eines Zylindermodells auf Basis des WWER-1000. Die Streumatrizen des Wasserstoffs wurden mit Alpha/Beta-Faktoren bestimmt.

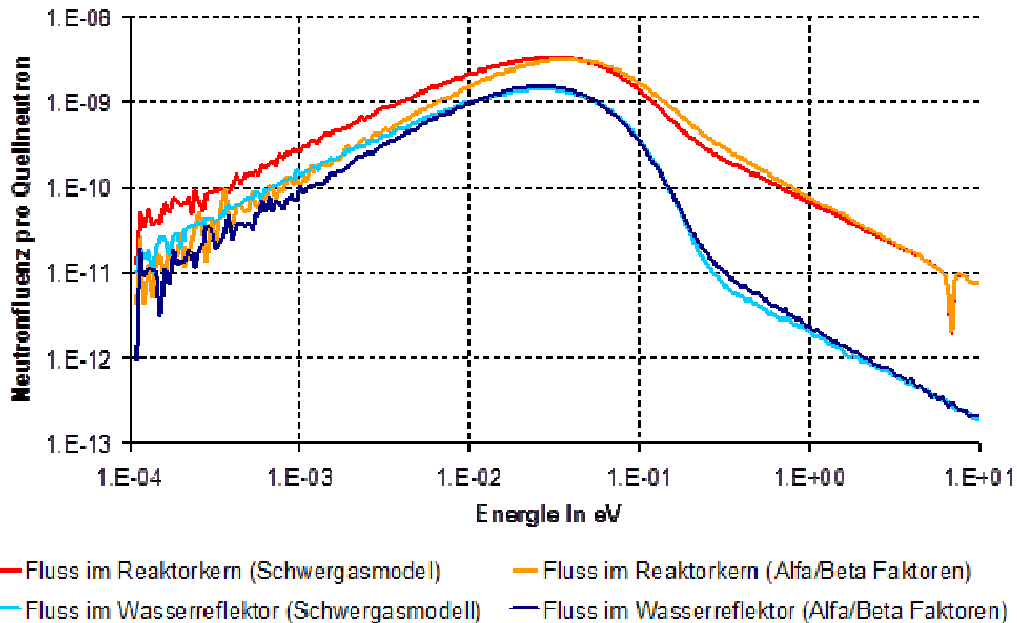


Abb. 7. Vergleich von differentiellen Flussspektren von TRAMO-Rechnungen, wo die Wasserstoffstreudaten einmal mit dem Schwergasmodell und einmal mit Alpha/Beta-Faktoren bestimmt wurden.

der geringen Anzahl der Sekundärenergie (max. 16 Punkte). TRAMO hingegen nutzt bis zu 220 Punkte, entsprechend der Anzahl, die von NJOY bereitgestellt wird. Sehr interessant war auch der Vergleich der verschiedenen Streumodelle des Wasserstoffs (Abb. 7). So zeigt die Reflektorzone (reines Wasser) gegenüber dem Reaktorkern kleinere Unterschiede im Spektrum. Das erstaunt zunächst, da der Anteil des Wasserstoffes im Reflektor viel größer ist. Wenn man aber bedenkt, dass die Wirkung der chemischen Bindung im Rahmen des Gasmodells formal durch eine Verringerung des Bremsvermögens in Abhängigkeit von der Energie berücksichtigt wird und somit für verschwindende Absorption (Wasser hat eine geringe Absorption) die Wigner-Wilkins-Gleichung dem Schwergasmodell entspricht, ist das Ergebnis richtig. Weiterhin zeigen die Kurven eine gewisse „Härtung“ des Spektrums durch die Verwendung von Alpha/Beta-Faktoren, da chemische Bindungen das Maximum der Neutronenflussdichte relativ zur Maxwell-Verteilung zu höheren Energien verschieben.

5.2.2. DORT/Synthese-Rechnungen

Parallel zu den TRAMO-Flussrechnungen des HZDR wurden entsprechende Rechnungen vom russischen Partner mit dem deterministischen S_n -Code DORT unter der

Berücksichtigung der Aufstreuung der Neutronen im thermischen Bereich durchgeführt. Mit DORT wurden zweidimensionale Flussverteilungen in zweidimensionalen Näherungsmodellen der Geometrie berechnet und nach der modifizierten Synthesemethode näherungsweise dreidimensionale Flussverteilungen synthetisiert. Die Flussverteilung der Energiegruppe g ist danach:

$$\varphi_g(r, \theta, z) = \varphi_g(r, z) \cdot \frac{\varphi_g(r, \theta)}{\varphi_g(r, \theta = \textit{konstant})} \quad (6)$$

In dieser Gleichung sind:

- $\varphi_g(r, z)$ - Fluss der Energiegruppe g in radialer (r) und axialer (z) Abhängigkeit.
- $\varphi_g(r, \theta)$ - Fluss der Energiegruppe g in radialer und azimuthaler (θ) Abhängigkeit. Diese Rechnung wird im 60° -Symmetriesektor des Reaktors in einem (r, θ) -Geometriemodell des Horizontalschnittes durch den Reaktorkern ausgeführt.
- $\varphi_g(r, \theta = \textit{konstant})$ - Nur radial abhängiger Fluss der Gruppe g , der jedoch mit einer zweidimensionalen (r, θ) -Rechnung für ein rotationssymmetrisches Geometriemodell, das für den azimuthalen Winkel $\theta = \textit{konstant}$ erstellt wurde, berechnet wird. Für diese Rechnung wird dasselbe (r, θ) -Gitter wie in der Rechnung für $\varphi_g(r, \theta)$ verwendet.

In der Standard-Form der Synthesemethode wird an Stelle der Lösung $\varphi_g(r, \theta = \textit{konstant})$ ein nur radial abhängiger Gruppenfluss $\varphi_g(r)$ aus einer eindimensionalen (r)-Rechnung bestimmt. Die Modifikation der Methode führt zu der Verbesserung, dass numerische Oszillationen in der θ -Abhängigkeit des Flusses durch den Quotienten in Gleichung (6) eliminiert werden. Diese modifizierte Synthesemethode ist das Verfahren, welches vom SEC NRS standardmäßig für dreidimensionale Fluss- und Fluenzberechnungen verwendet wird. Wie in der Monte-Carlo-Rechnung wurden die Quellen in den äußeren Brennstoffkassetten pinweise berücksichtigt.

Die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte wurden aus der Datenbibliothek BUGLE-96T [13] entnommen. Sie enthält Neutronendaten für 47 Energiegruppen und Gammadaten für 20 Energiegruppen. Sie wurde speziell für die Reaktordosimetrie aus der evaluierten Kerndatenbibliothek ENDF/B-VI erzeugt. Hier sollte erwähnt wer-

den, dass im Gegensatz zu den TRAMO-Rechnungen die Borsäure im Kühlwasser berücksichtigt wurde.

5.2.3 Das dreidimensionale Reaktormodell

Die Geometrie wurde weitgehend auf Basis von Daten eines vom russischen Partner zur Verfügung gestellten Modells entwickelt. Dieses Modell beruht auf einem in den DORT-Rechnungen verwendeten zweidimensionalen Geometriemodell, welches nach den lizenzierten Vorschriften des SEC NRS erstellt wurde. Die Nutzung dieser

Basisdaten auch für die TRAMO-Rechnungen hat den Vorteil, dass die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zwischen TRAMO und DORT verbessert wird. Nichtsdestotrotz werden allein schon durch die Diskretisierung in DORT Unterschiede im Modell erzeugt. Die Abbildung 8 zeigt einen vertikalen Schnitt durch das Reaktormodell der TRAMO-Rechnung. Leider ist es in TRAMO nicht möglich, sich schneidende Körper zu modellieren. Um den Bestrahlungskanal möglichst exakt darzustellen, wurden deshalb sowohl der Reaktorschacht als auch der Kernbehälter als Polygone modelliert. Die Abbildung 9 zeigt den Bestrahlungskanal im TRAMO-Modell. Für Vergleiche und für die Berechnung der Aktivitäten der horizontalen Monitore wurde auch ein Modell ohne Bestrahlungskanal entwickelt.

Für die DORT-Rechnungen wurde versucht, für die jeweilige Rechnung wichtige geometrische Details zu berücksichtigen, so gut es mit der Methode möglich ist. Durch die Verwendung von zweidimensionalen Lösungen sind diesem Bestreben prinzipiell aber Grenzen gesetzt.

Die Rechnungen wurden für einen azimuthalen 60°-Sektor des Reaktors ausgeführt. Die Brennstoffkassetten wurden homogenisiert und auch die Bereiche unterhalb und

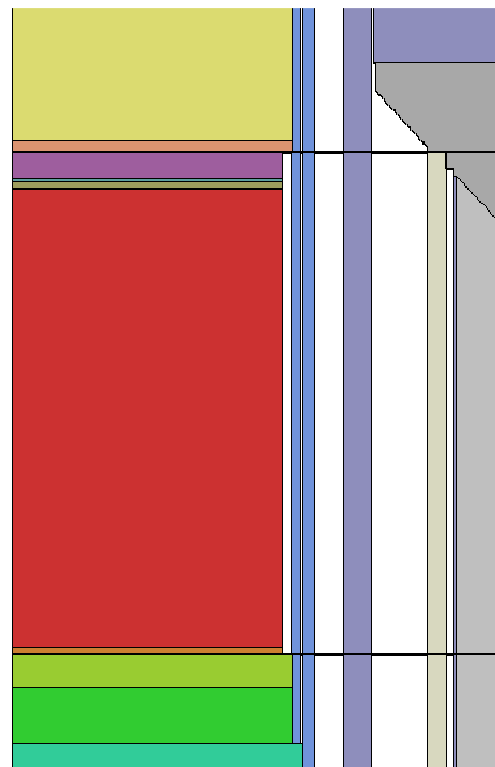


Abb. 8: Vertikaler Schnitt durch das Reaktormodell in der TRAMO-Rechnung

oberhalb des Reaktorkerns als homogenisierte, zylindersymmetrische Zonen näherungsweise nachgebildet, was dem lizenzierten Modell entspricht.

Um die in 5.2.1 erwähnten varianzreduzierenden Methoden von TRAMO optimal anwenden zu können, war es notwendig, getrennte Rechnungen für die horizontalen, vertikalen Monitoren und für die Bestrahlungsproben auszuführen. Dadurch kann erhebliche Rechenzeit eingespart werden, andererseits erhöht sich aber die Anzahl der Rechenmodelle.

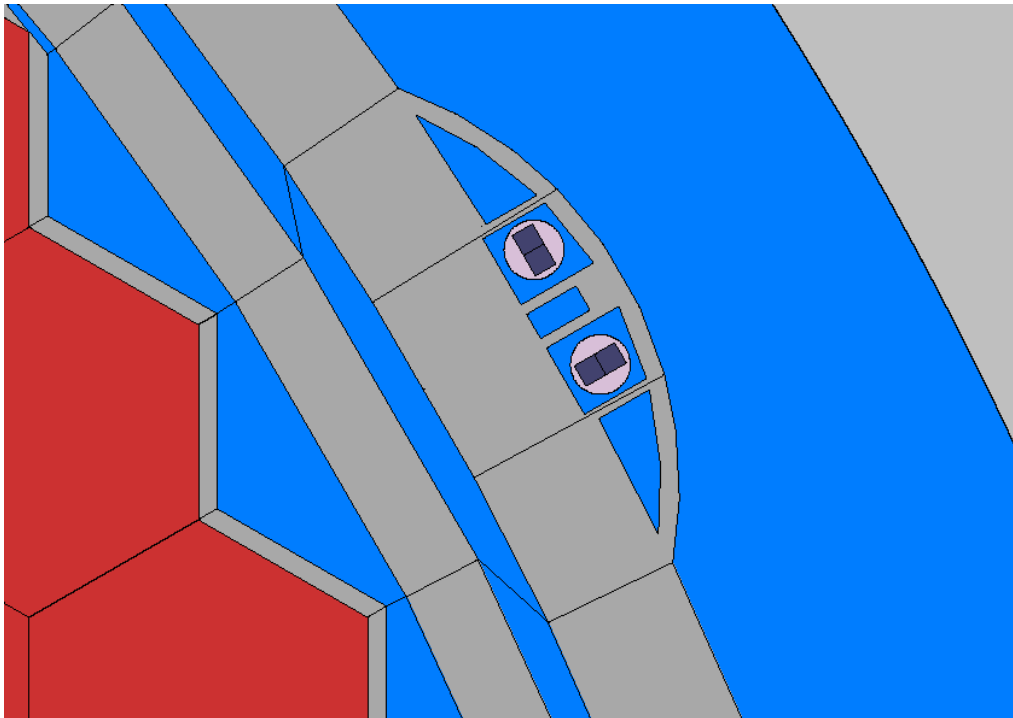


Abb. 8: Modellierung des Bestrahlungskanals innerhalb der TRAMO-Rechnungen

5.2.4 Die Neutronen- und Gammaquellverteilungen

Allgemein ist bekannt, dass für die Bestimmung von Fluenzen außerhalb des Reaktorkerns das Flussintegral über die gesamte Betriebszeit des Reaktors benötigt wird. Der Fluss ist dabei über die zeitabhängige Spaltquelle durch die Transportgleichung bestimmbar, und unter der Annahme, dass sich die Transporteigenschaften nur marginal oder nicht ändern, können für die Berechnung der Fluenz die zeitlich integrierten Quellen verwendet werden.

Die dafür notwendigen Daten wurden vom SEC NRS auf der Basis von neutronenphysikalischen Rechnungen bereitgestellt. Auf Basis der dreidimensionalen, zeitabhängigen Abbrandverteilung der Brennstoffkassetten, der Nominalleistung des Reaktors und unter Berücksichtigung der Spaltneutronenausbeute wurden die Gesamt-

neutronenquellstärke und deren räumliche Verteilung bestimmt. Dabei wurde die Veränderung der Abbrände innerhalb der Zeitintervalle als linear angenommen. Die Abbrandwerte waren in Zeitschritten von etwa 20 Effektivtagen für jeweils 42 Höhenabschnitte pro Brennstoffkassette eines 60°-Sektors gegeben. Für die Berechnung der mittleren Spaltneutronenausbeuten in Abhängigkeit des Abbrandes war für die vier eingesetzten Brennstoffkassettentypen ein Polynom 2. Grades gegeben.

Aus früheren Untersuchungen ist bekannt, dass für Fluenzrechnungen im RDB die Berücksichtigung eines brennstabweisen Verlaufs der Quellverteilungen in den äußeren Brennstoffkassetten unbedingt notwendig ist [14]. Für die Bestimmung dieser

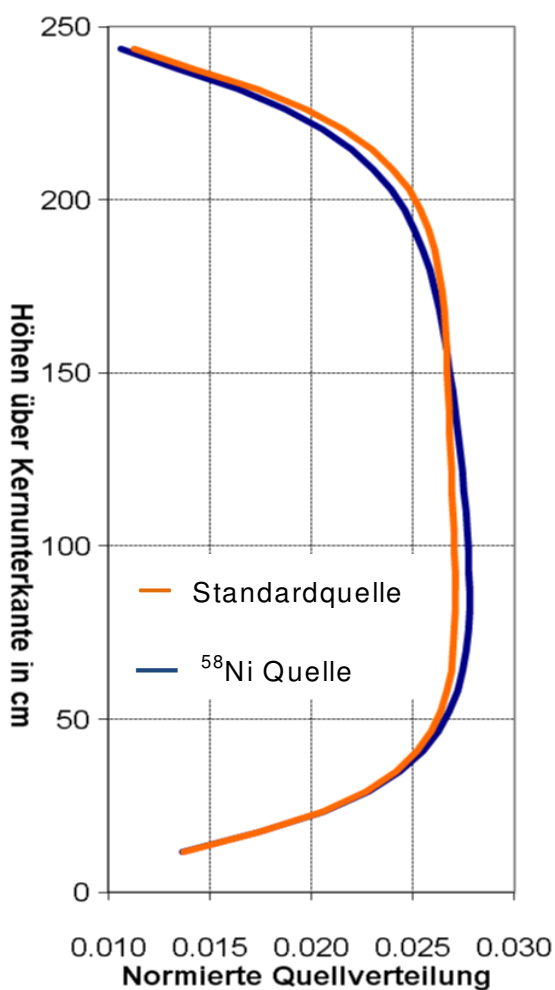


Abb. 9: Normierte Quellverteilungen der Brennstoffkassette 47 (direkt gegenüber dem Bestrahlungskanal) für die Standard- und die ⁵⁸Ni-Quelle

Verteilungen waren zusätzlich für die äußeren drei Brennstoffkassettenreihen die Abbrände der Brennstäbe zu Beginn und Ende des Zyklus bereitgestellt worden. Auf Basis der Abbranddaten wurden für die einzelnen Brennstoffkassetten normierte Verteilungen erzeugt, die es ermöglichen, die örtliche Variation der Quellen in den Kassetten über die Gewichte der Startteilchen zu berücksichtigen.

Die Bestimmung der Aktivitäten der Monitore wurde mit Hilfe von „effektiven“ Quellen durchgeführt. Bei diesem Verfahren wird unter Verwendung der Leistungsgeschichte des Zyklus das Abklingen der Aktivität des Monitornuklids während der Bestrahlung bereits in den Quellen berücksichtigt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass auch zeitliche Veränderungen der Quellverteilung berücksichtigt werden. Dies kann bei kurzlebigen Nukliden wie zum Beispiel ⁵⁸Ni

und ^{46}Ti eine Rolle spielen. So zeigt die Abbildung 10 für die Brennstoffkassette 47 das Profil der Standardquelle und eines, das das Abklingen der ^{58}Ni -Aktivität berücksichtigt. Diese Kassette übt, neben der Nr. 52, den größten Einfluss auf die Monitore aus. Deutlich erkennt man eine Verflachung des ^{58}Ni -Profils. Hier wird die allgemein bekannte Leistungsverlagerung in den oberen Bereich des Reaktorkerns während des Zyklus deutlich sichtbar. Der Nachteil dieser Methode ist, dass für jedes Nuklid eine separate Rechnung durchgeführt werden muss. Es zeigte sich aber, dass bereits für Nuklide mit Halbwertszeiten nahe der Zykluszeit diese zeitlichen Veränderungen in der Quellverteilung nahezu ergebnisneutral sind. Hier reicht es aus, das Abklingen der Monitoraktivitäten wie im Standardverfahren (Berücksichtigung des Abklingens erst bei der Berechnung der Monitoraktivität) nur in einer „effektiven“ Gesamtquellstärke zu integrieren. Für die anstehenden Rechnungen waren daher nur zwei Quellverteilungen zu erzeugen: eine Standardquellverteilung ohne Berücksichtigung von Abklingvorgängen und eine, die das Abklingen der ^{58}Ni -Aktivität berücksichtigt.

Unabhängig davon wird diese „effektive“ Gesamtquellstärke auch dadurch beeinflusst, wie viele und welche Brennstoffkassetten als Quellzonen benutzt werden. Durch den unterschiedlichen Ausbrand der Brennstoffkassetten über den Zyklus verändert sich die globale Quellverteilung. Zum Beispiel geben die äußeren Brennstoffkassetten am Ende des Zyklus prozentual etwas mehr Leistung ab. Die nachträgliche Berücksichtigung der Leistungsgeschichte bei den Berechnungen der Monitoraktivitäten könnte, ohne die Kenntnis der verwendeten Brennstoffkassetten, je nach Kernbeladung zum Über- oder Unterschätzen der Gesamtquellstärke führen. Tabelle 4 zeigt das Verhältnis der mit der Halbwertszeit gewichteten Monitorquellstärke zur Standardquellstärke einmal für die gesamten Brennstoffkassetten eines 60° -Sektors und einmal für die 34 äußeren Brennstoffkassetten des Reaktors.

Tabelle 4: Verhältnis der mit der Halbwertszeit gewichteten Monitorquelle zur Standardquelle in einem 60° Sektor.

$T_{1/2}$ in a	59 Brennstoffkassetten	34 Brennstoffkassetten
	q/q_∞	q/q_∞
∞	1.00	1.00
5.27 (^{60}Co)	0.84	0.94
0.85 (^{54}Mn)	0.63	0.71
0.23 (^{46}Sc)	0.30	0.34
0.19 (^{58}Co)	0.26	0.30

Für die Energieverteilungen der Spaltneutronen und -gammas wurden ein gewichtetes Spektrum aus der ^{235}U - und ^{239}Pu -Spaltung verwendet. Im Gegensatz zur Normalbeladung wurde hier ein „low leakage“-Kern eingesetzt. Das bedeutet, dass stark abgebrannte Brennstoffkassetten zur Reduzierung des Neutronenausflusses am Rand des Reaktorkerns standen und deshalb der Anteil von Plutoniumspaltungen in diesen Kassetten sehr hoch ist. Eine Abschätzung bei vorangegangenen Rechnungen ergab ein Verhältnis von ^{239}Pu - zu ^{235}U -Spaltungen von rund 0.4 und wurde für diese Rechnung übernommen. Andere Anteile von Spaltisotopen wurden wegen des geringen Anteiles vernachlässigt. Aus praktischen Gründen wurde dieses Verhältnis für alle Kassetten verwendet. Der dadurch entstehende Fehler ist minimal, da einerseits der größte Anteil der Neutronen- bzw. Gammafluenz in den relevanten Bereichen von Spaltteilchen aus den äußeren Brennstoffkassetten erzeugt wird und andererseits die Unterschiede in den Spaltspektren gering sind. Diese Spektren wurden mit Hilfe des Programms NJOY in der Energiegruppenstruktur des SAND-II-Datensatzes erzeugt.

Die Quellverteilung der prompten Spaltgammas kann praktisch gleich der Neutronenverteilung angenommen werden. Die Gesamtquellstärke ist allerdings um den Faktor 2.9 größer. Dieser Faktor ergibt sich aus dem Verhältnis der mittleren Anzahl prompter Spaltgammas (7.17) zur mittleren Anzahl von Spaltneutronen (2.47). Die verzögerten Spaltgammas konnten nicht berücksichtigt werden, da zur Bestimmung ihrer Quellstärke spezielle Abbrandrechnungen notwendig gewesen wären. Aus früheren ORIGEN-Rechnungen [15] ist bekannt, dass etwa ebenso viele verzögerte Spaltgammas wie prompte Spaltgammas entstehen, deren Energiespektrum aber etwas weicher ist. Damit kann die Strahlenbelastung durch verzögerte Spaltgammas abgeschätzt werden.

5.2.5 Herstellung der mikroskopischen und makroskopischen Datensätze

Die Basis der Datenaufbereitung bildet das international verwendete Programm NJOY-99 [8]. Mit diesem Code werden temperaturabhängige mikroskopische Energiegruppenquerschnitte von verschiedenen Verdünnungen berechnet. Die verwendete Kerndatenbibliothek für die Neutronenquerschnitte einschließlich der Gammaproduktionsdaten war ENDF/B-VII. Für die Gammaquerschnitte ist die PHOTX-Bibliothek benutzt worden [10]. Die erzeugte Energiestruktur war die SAND-II/CSEWG mit 640 Neutronen- und 94 Gammagruppen.

Die Darstellung der unelastischen Übergangsgruppenquerschnitte erfolgte durch eine Legendre-Entwicklung bis P5. Für die elastische Streuung und die Streuung im thermischen Energiebereich wurden gleichwahrscheinliche Winkelintervalle für eine Anzahl von Energiepunkten erzeugt. Die Berechnung der thermischen Streuung für die meisten Nuklide basiert auf dem Freigasmodell. Für Isotope, bei denen Alpha/Beta-Faktoren zur Verfügung standen, wurde die thermische Streuung mit Hilfe dieser berechnet. Bei der Erzeugung dieser Daten sind für die Nuklide des Urandioxids eine Temperatur von 950 K und für die anderen 550 K (rund die Temperatur des Kühlmittels) angenommen worden.

Das Programm MODAJ erzeugte auf Basis der von NJOY berechneten mikroskopischen Daten und der gegebenen Zusammensetzung der Materialien die makroskopischen Datensätze. Die Angaben zur Zusammensetzung der Materialien wurden vom SEC NRS bereitgestellt. Für alle Brennstoffkassetten wurden einheitliche Kerndichten angenommen. Der Abbrand wurde nicht berücksichtigt, da der Einfluss auf den Transport der Teilchen im schnellen Energiebereich gering ist [14]. In den makroskopischen Querschnitten wurde mit Hilfe der F-Faktormethode die energetische Selbstabschirmung der Nuklide berücksichtigt [11].

5.2.6 Allgemeine Angaben zu den Transportrechnungen

Im Allgemeinen werden die berechneten Neutronen- bzw. Gammaflüsse von Monte-Carlo-Programmen, so auch bei TRAMO, auf ein Startneutron normiert. Den tatsächlich vorliegenden Teilchenfluss in einem Volumen oder auf einer Oberfläche erhält man durch Multiplikation mit der totalen Quellstärke des Reaktors, die sich aus der Reaktorleistung ergibt. Entsprechend berechnen sich die Teilchenfluenzen, indem die Werte mit einer über der Zeit akkumulierten Quelle multipliziert werden.

Die Aktivierungsraten der Monitore und die Neutronenfluenzen in den Bestrahlungsproben wurden in einer reinen Neutronentransportsimulation berechnet. Dagegen wurden die Gammafluenzen in gekoppelten Neutronen/Gamma-Transportsimulationen bestimmt. Zur Verbesserung der Statistik der berechneten Neutronenspektren wurden, besonders für den Vergleich mit den Aktivierungsmessungen wegen der hohen Schwellwerte, zusätzlich separate Rechnungen für die oberen Energiegruppen ausgeführt.

Die TRAMO-Rechnungen wurden auf dem LINUX-Cluster des HZDR durchgeführt. In den meisten Fällen betrug die Rechenzeit etwa 12 Stunden. In sehr wenigen Fäl-

len wurde auch bis zu sieben Tage gerechnet. Die DORT-Rechnungen wurden auf einem schnellen PC durchgeführt. Die Rechenzeiten betragen hier rund 10 Minuten. In westlichen Ländern wird standardmäßig der Materialzustand einer Komponente mit der Neutronenfluenz für Neutronenenergien $E > 1$ MeV korreliert. In den Russischen Zulassungsbestimmungen für WWER-Reaktoren wird aber auf die Neutronenfluenz für Energien $E > 0.5$ MeV Bezug genommen. Deshalb wurden beide Fluenzintegrale berechnet.

5.3 Vergleiche von Rechen- und Messergebnissen

Der Vergleich zwischen Rechen- und Messergebnissen von Aktivierungsdetektoren, die an der Außenseite des RDB bestrahlt wurden, gehört seit Jahren zum Standard in der Reaktordosimetrie. Durch die Experimente werden von den Rechnungen unabhängige Ergebnisse erzeugt, die zur Absicherung der Rechnungen benutzt werden können. Dabei werden entweder Reaktionsraten oder Aktivitäten verglichen, die an den jeweiligen Monitorpositionen über die Dauer des Bestrahlungsexperiments durch den Neutronenfluss erzeugt werden.

Im Abschnitt 5.1 wurde das Bestrahlungsexperiment bereits beschrieben. Die Vergleiche zwischen den Experimenten und den Rechenergebnissen wurden, wegen der Verwendung von „effektiven“ Quellen bei einigen Monitoren, auf Basis der Aktivitäten durchgeführt. Zwischen den Rechnungen wurden zusätzlich noch die für die Versprödung wichtigen Energieintegrale von >1.0 und 0.5 MeV verglichen.

Die statistischen Fehler der TRAMO-Ergebnisse lagen meistens unter 1%. Für die DORT-Ergebnisse liegen naturgemäß keine statistischen Fehler vor. Eine Abschätzung eines Gesamtfehlers ist sehr schwierig, da hier Ungenauigkeiten der Geometrie, der Materialzusammensetzungen und der Querschnitte ebenfalls erfasst werden müssten. In einer älteren Untersuchung zu RDB-Neutronenfluenzrechnungen ist einmal ein maximaler Gesamtfehler von 30 % ermittelt worden [16]. Man kann aber davon ausgehen, dass angesichts der hier erzielten Ergebnisse dieser Wert beträchtlich überschätzt ist.

5.3.1 Horizontal positionierte Monitore

Für den Vergleich zwischen Rechen- und Messergebnissen der Aktivierungsmonitore standen Monitore mit den Detektormaterialien ^{54}Fe und ^{58}Ni zur Verfügung. Die Monitore waren auf zwei horizontalen Ebenen verteilt. Insgesamt konnten Ergebnisse von 23 Monitorpositionen verglichen werden, wobei an allen Positionen ^{58}Ni Monitore und

nur an fünf ^{54}Fe Monitore installiert waren. Für den Vergleich wurden die Aktivitäten zum Ende der Bestrahlung („end of cycle“) berechnet. Die Messergebnisse wurden entsprechend zurückdatiert. Das hat den Vorteil, dass einerseits die Ergebnisse unabhängig vom Messzeitpunkt sind und andererseits die Bestrahlungsgeschichte durch „effektive“ Quellen in der Rechnung integriert werden kann. Die Bestimmung der Aktivität erfolgt auf Basis der Reaktionsraten der Monitore. Diese werden wieder-

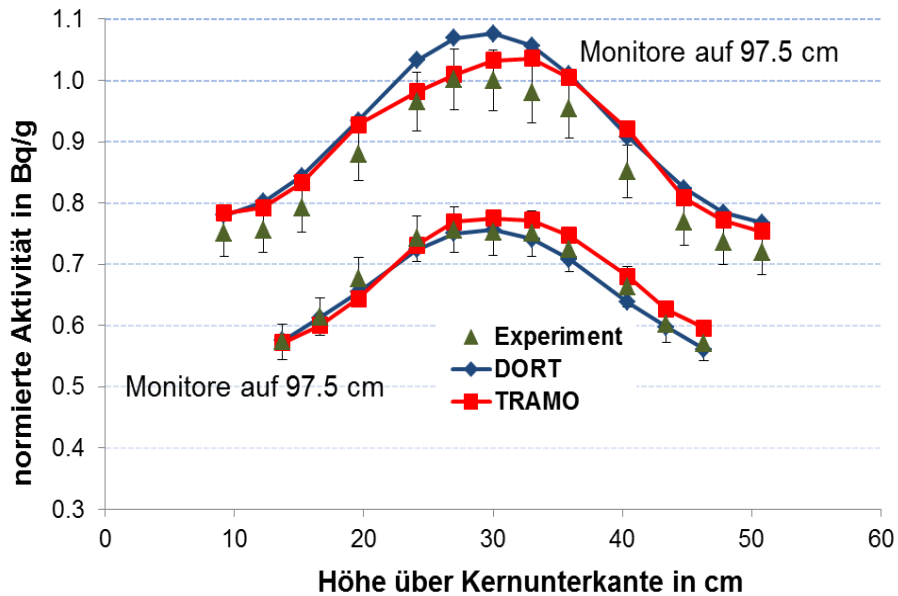


Abb. 10: normierte Aktivitäten der ^{58}Ni -Monitore auf den horizontalen Ebenen von 27.5 und 97.5 cm über der Kernunterkante

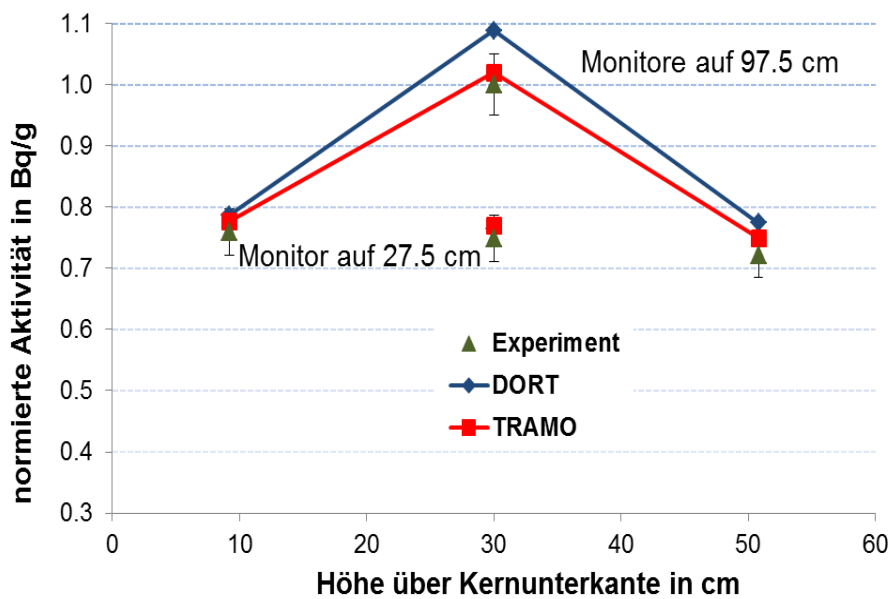


Abb. 11: normierte Aktivitäten der ^{54}Fe -Monitore auf den horizontalen Ebenen von 27.5 und 97.5 cm über der Kernunterkante

rum mit Hilfe der berechneten Neutronenfluenzspektren und den Reaktionsquerschnitten bestimmt. Die Querschnitte wurden aus der Datenbibliothek IRDF-2002 [17] entnommen. In den Abbildungen 11 und 12 sind normierte Aktivitäten der azimuthalen Monitore dargestellt. Normiert wurde jeweils auf den experimentellen Aktivitätswert bei 30.0° und 97.5 cm.

Tabelle 5: C/E- und C/C-Verhältnisse für die Monitore auf der Höhe von 27.5 cm.

Winkel	C/E				C_{DORT}/C_{TRAMO}	
	DORT		TRAMO			
	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$
13.7		1.00		1.00		1.01
16.6		1.00		0.98		1.02
19.6		0.97		0.95		1.02
24.1		0.97		0.99		0.99
27		0.99		1.02		0.98
30	1.02	1.01	1.03	1.03	0.99	0.98
33		0.99		1.03		0.96
35.9		0.98		1.03		0.95
40.4		0.96		1.03		0.94
43.4		0.99		1.04		0.95
46.3		0.98		1.04		0.94

Tabelle 6: C/E- und C/C-Verhältnisse für die Monitore auf der Höhe von 97.5 cm.

Winkel	C/E				C_{DORT}/C_{TRAMO}	
	DORT		TRAMO			
	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$
9.2	1.04	1.04	1.02	1.04	1.01	1.00
12.2		1.06		1.05		1.01
15.2		1.07		1.05		1.01
19.6		1.06		1.06		1.01
24.1		1.07		1.02		1.05
27		1.07		1.01		1.06
30	1.09	1.08	1.02	1.03	1.07	1.04
33		1.08		1.06		1.02
35.9		1.06		1.05		1.00
40.4		1.07		1.08		0.99
44.8		1.07		1.05		1.02
47.8		1.07		1.05		1.02
50.8	1.07	1.07	1.04	1.05	1.03	1.02

Die Tabellen 5 und 6 zeigen die C/E-Verhältnisse (berechneter Wert geteilt durch experimentell bestimmten Wert) und die $C_{(DORT)}/C_{(TRAMO)}$ -Verhältnisse der Rechnungen untereinander. Die Ergebnisvergleiche zeigen insgesamt gute bis sehr gute Übereinstimmungen. Der Mittelwert der C/E-Verhältnisse der ^{58}Ni -Monitore bei TRAMO ist 1.01 für die Monitore auf der Höhe 27.5 cm bzw. 1.05 für die Höhe 97.5 cm, und mit DORT ergeben sich 0.99 bzw. 1.07.

Tabelle 7: C_{DORT}/C_{TRAMO} -Werte der verschiedenen Integralwerte für die horizontalen Monitorpositionen.

C_{DORT}/C_{TRAMO}-Monitore auf der Höhe von 27.5 cm			
Winkel	E>1.0 MeV	E>0.5 MeV	Total
13.7	1.08	1.22	1.18
16.6	1.16	1.26	1.19
19.6	1.21	1.26	1.18
24.1	1.22	1.24	1.16
27	1.2	1.21	1.15
30	1.17	1.18	1.14
33	1.13	1.16	1.13
35.9	1.11	1.14	1.13
40.4	1.13	1.15	1.15
43.4	1.14	1.17	1.15
46.3	1.14	1.17	1.14
C_{DORT}/C_{TRAMO}-Monitore auf der Höhe von 97.5 cm			
Winkel	E>1 MeV	E>0.5 MeV	Total
9.2	1.21	1.24	1.37
12.2	1.18	1.24	1.35
15.2	1.12	1.2	1.32
19.6	1.01	1.13	1.27
24.1	0.94	1.1	1.22
27	0.93	1.09	1.21
30	0.95	1.09	1.2
33	0.99	1.1	1.19
35.9	1.02	1.11	1.2
40.4	1.08	1.15	1.23
44.8	1.14	1.21	1.28
47.8	1.15	1.23	1.3
50.8	1.15	1.25	1.3

Die Ergebnisse zeigen den hohen Validierungsstand der Rechenverfahren an. Die Ursache der etwas zu hohen Werte auf der Ebene von 97.5cm wird in den Eingangsdaten oder im Experiment vermutet, da beide Rechenverfahren ungefähr dieselben Abweichungen zeigen.

Ein etwas anderes Bild zeigt sich bei dem Vergleich der Integralwerte zwischen den Rechnungen. Trotz der guten Übereinstimmung bei den Aktivitäten wurden hier Unterschiede über 30% festgestellt, wobei die größten Abweichungen in der totalen Fluenz auftraten. Tabelle 7 zeigt die $C_{\text{DORT}}/C_{\text{TRAMO}}$ -Werte der verschiedenen Integralwerte für die Monitorpositionen. Hier muss man darauf hinweisen, dass die Reaktionen der Monitore einen Schwellwert von rund 2.5 MeV haben. Deshalb sind auf dem langen Transport der Neutronen von der Quelle zum Monitor größere Abweichungen in den Integralwerten zu erwarten. Diese können durch weitere Faktoren, z. B. die gewählten Energiegruppenstrukturen oder unterschiedliche Streumodelle, hervorgerufen werden. Die Höhe überrascht aber trotzdem. Einerseits zeigen die Werte keine einheitlichen Differenzen, die auf derartige Ursachen hindeuten würden, andererseits wären aus diesen Gründen größere TRAMO-Werte zu erwarten gewesen. Auch die Tatsache, dass für die vertikalen Monitorpositionen gute Übereinstimmungen erzielt wurden, widerspricht dieser Theorie. Ein Fehler in der Quellverteilung würde sich dagegen auch in den Aktivitäten zeigen. Trotz intensiver Suche konnte der Grund für die Differenzen nicht gefunden werden.

5.3.2 Vertikal positionierte Monitore

Im Bestrahlungsexperiment war eine Reihe von Monitoren beim Azimutwinkel von 30° in vertikaler Richtung angebracht. Insgesamt waren 16 Monitore von der Höhe von 7.9 bis 239 cm über dem Kernboden montiert. Die statistischen Fehler für alle Ergebnisse lagen unter 1 %.

Abbildungen 13 und 14 zeigen normierte Aktivitäten der ^{54}Fe - und ^{58}Ni -Monitore aus den Messungen und die mit TRAMO und DORT berechneten. Normiert wurde jeweils auf den experimentellen Wert bei 83.7 cm. Tabelle 8 führt die C/E- und $C_{\text{DORT}}/C_{\text{TRAMO}}$ -Verhältnisse. Im Unterschied zu den horizontal installierten Monitoren kann hier festgestellt werden, dass die TRAMO-Ergebnisse tendenziell leicht über den DORT-Ergebnissen liegen und somit den Erwartungen entsprechen.

Im Gegensatz zu den horizontalen Monitorpositionen konnte hier bei den für die Materialbewertung wichtigen Fluenzen mit $E > 0.5$ bzw. 1.0 MeV gute Übereinstimmung

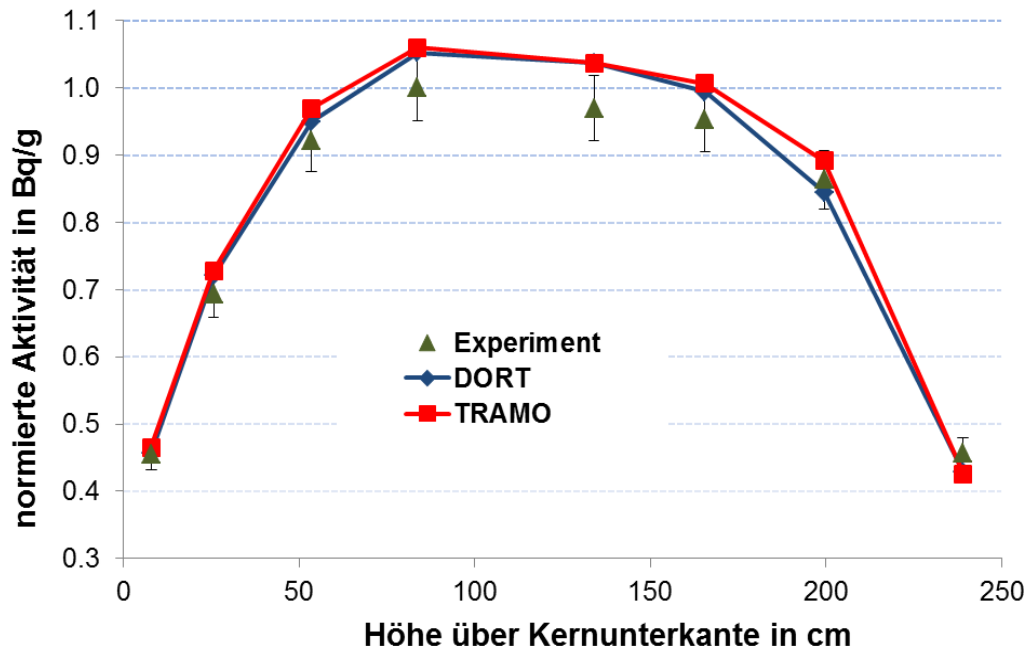


Abb. 13: normierte Aktivitäten der vertikalen ^{58}Ni -Monitore bei 30°

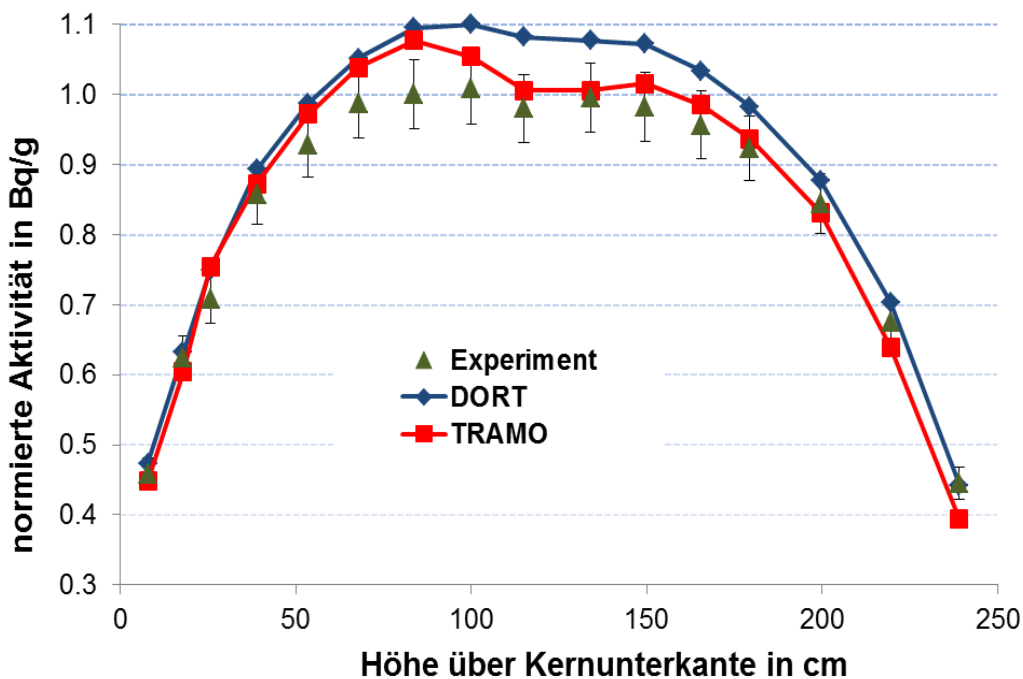


Abb. 12: normierte Aktivitäten der vertikalen ^{54}Fe -Monitore bei 30°

zwischen den Rechnungen erzielt werden. Tabelle 9 zeigt die $C_{\text{DORT}}/C_{\text{TRAMO}}$ -Werte der verschiedenen Integralwerte für die Monitorpositionen. Die maximale Abweichung betrug 11% und die mittlere 2%. Überraschend war, nach den Ergebnissen der horizontalen Werte, die sehr gute Übereinstimmung in den totalen Werten. Die größten Unterschiede traten hier bei den Fluenzwerten $E > 0.5$ MeV auf.

Tabelle 8: C/E- und C_{DORT}/C_{TRAMO} -Verhältnisse für die vertikalen Monitore.

Höhe*	Rechnung /Messung (C/E)				C_{DORT}/C_{TRAMO}	
	DORT		TRAMO			
	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{58}\text{Ni}(n,p)$
7.9	1.03	1.00	0.98	1.02	1.06	0.98
17.9	1.01		0.97		1.05	
25.7	1.06	1.04	1.06	1.05	0.99	0.99
39	1.04		1.02		1.02	
53.5	1.06	1.03	1.05	1.05	1.02	0.98
67.9	1.06		1.05		1.01	
83.7	1.09	1.05	1.08	1.06	1.02	0.99
100	1.09		1.05		1.04	
115	1.10		1.03		1.08	
134	1.08	1.07	1.01	1.07	1.07	1.00
149.5	1.09		1.03		1.06	
165.5	1.08	1.04	1.03	1.06	1.05	0.99
179.3	1.06		1.01		1.05	
199.5	1.04	0.98	0.98	1.03	1.06	0.95
219.5	1.04		0.95		1.10	
239	0.99	0.94	0.89	0.93	1.12	1.01

von der Kernunterkante

Tabelle 9: C_{DORT}/C_{TRAMO} -Werte von Integralwerte für die vertikalen Monitore

Höhe* in cm	E>1 MeV	E>0.5 MeV	Total
7.9	0.99	1.06	0.99
17.9	1.00	1.04	0.97
25.7	0.96	1.01	0.96
39	0.98	1.02	0.96
53.5	0.98	1.02	0.97
67.9	0.97	1.03	0.97
83.7	1.02	1.07	0.99
100	1.02	1.06	1.00
115	1.04	1.08	1.00
134	1.05	1.08	1.00
149.5	1.01	1.06	1.00
165.5	1.04	1.10	1.01
179.3	1.07	1.11	1.00
199.5	1.06	1.08	0.98
219.5	1.03	1.06	0.97
239	1.07	1.10	0.97

von der Kernunterkante

Untersuchung von Einflüssen auf Aktivitäten und Fluenzwerte

In den TRAMO-Rechnungen trat eine signifikante Absenkung der Aktivität bei den ^{54}Fe -Monitoren auf, die 115 cm über der Kernunterkante lagen. Diese Absenkung ist auch in den experimentell gewonnenen Werten zu sehen. Als Ursache der Absenkung wurde die Abschirmwirkung einer Versteifungsrippe der Kernummantelung gefunden. Die Monitorposition liegt im Vergleich zu den anderen direkt auf der Ebene einer Versteifungsrippe. Wie bereits oben geschrieben, haben die benutzten Aktivierungsreaktionen eine hohe Schwellwertenergie und werden somit hauptsächlich von direkten Spaltneutronen ausgelöst.

Deshalb ist hier trotz der großen Entfernung der Einfluss der größeren Absorption des Stahls im Vergleich zum Wasser noch vorhanden. Gestreute Neutronen haben meistens schon eine geringere Energie.

Um die Wirkung der Rippen extrahieren zu können, wurden Vergleichsrechnungen ohne Versteifungsrippen des Kernbehälters durchgeführt. Bei diesen Rechnungen trat diese Absenkung nicht mehr auf. Die Abbildung 15 zeigt die Ergebnisse der beiden Rechnungen. Grau hinterlegt sind die Positionen der Versteifungsrippen. Man erkennt auch eine Absenkung der Aktivität des Monitors bei 179 cm, die wegen der allgemeinen Abnahme erst durch den Vergleich sichtbar wird.

In Bezug auf die Fluenz in den Voreilproben kann möglicherweise die Absenkung durch die relative Nähe zum Kern noch ausgeprägter sein. Andererseits wird dieser Effekt durch einge-

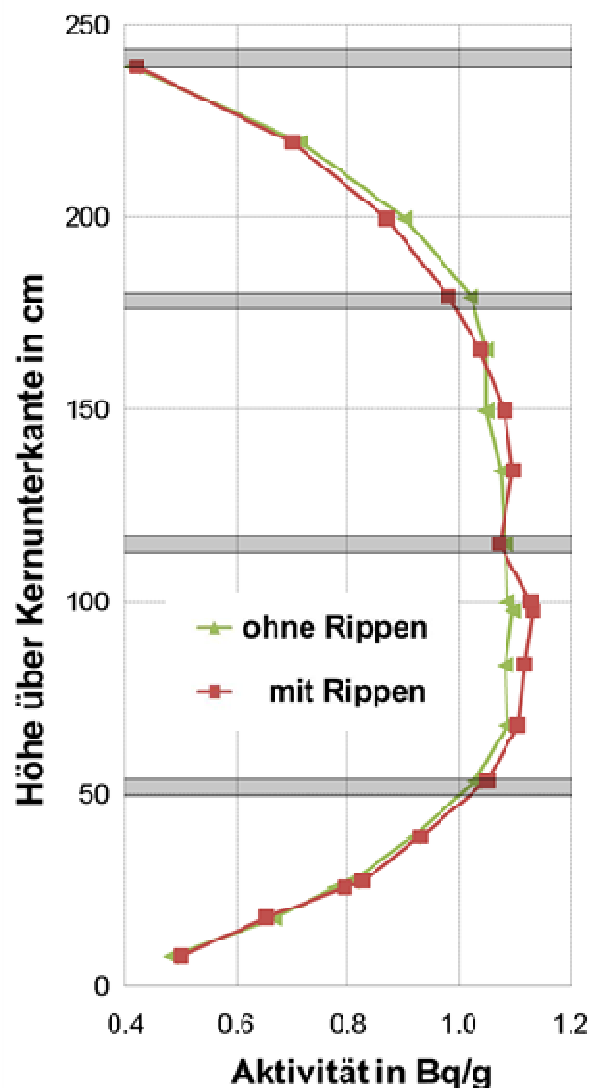


Abb. 14: Vergleich von normierten ^{54}Mn -Aktivitäten von TRAMO-Rechnungen mit und ohne Versteifungsrippen

streute Neutronen in den für die Versprödung wichtigen Energiebereich bis 0.5 MeV bereits verschmiert. Inwieweit dieser Effekt als Unsicherheit bei der Bestimmung der Fluenz der Voreilproben berücksichtigt werden muss, wird deshalb im Zusammenhang mit den anderen Fehlerquellen noch einmal diskutiert.

Zusätzlich wurde der Einfluss der Bestrahlungskapsel und des Bestrahlungskanals auf die Ex-Vessel-Messergebnisse untersucht. Als Basis für den Vergleich wurden Rechnungen durchgeführt, wo der gesamte Bestrahlungskanal entfernt wurde. Die Tabelle 10 präsentiert das Verhältnis von verschiedenen Fluenzintegralen, die mit Hilfe von DORT-Rechnungen gewonnen wurden. Sie zeigt, dass ein signifikanter Einfluss nur im Energiebereich über 3 MeV existiert.

Bei den anderen Integralwerten ist nur eine geringe Abhängigkeit festgestellt worden, die praktisch für den Integralwert $E > 0.1$ MeV verschwindet. Über den RDB wird der Effekt zusätzlich verschmiert und die Unterschiede sind kleiner. Ein ähnliches Bild zeigen die Ergebnisse in den TRAMO-Rechnungen. Die Tabelle 11 zeigt die Verhältnisse, wobei hier neben Integralwerten auch die Aktivitäten verglichen wurden. Die Ergebnisse zeigen annähernd die gleichen Differenzen wie in den DORT Rechnungen. Auf die totale Fluenz hat der Probenkanal praktisch keinen Einfluss mehr und die Schwankungen bewegen sich im Bereich der statistischen Unsicherheiten. Dagegen wurden für die Aktivitäten Unterschiede von rund 7% bestimmt, was tendenziell den Werten von $E > 3.0$ MeV der DORT-Rechnungen entspricht.

Tabelle 10: C/C-Verhältnisse integraler Fluenzwerte in Bezug auf eine Rechnung ohne Bestrahlungskanal von DORT-Rechnungen

Position	Geometriemodell	E> 0.1	E> 0.5	E> 1	E> 3
Ex-Vessel	Nur Kanal	0.99	0.98	0.96	0.93
	Kanal mit Probenkapsel	1.00	0.98	0.95	0.89
In-Vessel	Nur Kanal	0.99	0.97	0.95	0.91
	Kanal mit Probenkapsel	1.00	0.96	0.93	0.85

Tabelle 11: Verhältnisse integraler Fluenzwerte und Aktivitäten in Bezug auf eine Rechnung ohne Bestrahlungskanal von TRAMO-Rechnungen

Position	Geometriemodell	Total	E> 0.5	E> 1	Aktivitäten	
					⁵⁴ Fe	⁵⁸ Ni
Ex-Vessel	Nur Kanal	0.99	0.96	0.94	0.94	0.94
	Kanal mit Probenkapsel	1.00	0.97	0.96	0.93	0.93

Zusatzmonitore

An drei ausgewählten Orten der vertikalen Monitore wurden noch zusätzlich andere Detektormaterialien bestrahlt. Neben den Standardmonitoren ^{93}Nb , ^{63}Cu und ^{46}Ti wurden auch zwei Monitore mit Spaltmaterial ausgewertet. Die Berechnung der Aktivitäten in den TRAMO-Rechnungen erfolgte für die ^{93}Nb - und ^{63}Cu -Monitore auf Basis der Ergebnisse, die mit der Standardquelle berechnet wurden. Für die ^{46}Ti -Monitore wurde wegen der ähnlichen Halbwertszeit von ^{58}Co (70.86d) und ^{46}Sc (83.82d) die Quellverteilung der ^{58}Ni Monitore benutzt. Tabelle 12 zeigt die Aktivitäten und die C/E-Verhältnisse.

Allgemein kann man feststellen, dass für diese Monitore die Differenzen zu den gemessenen Werten größer sind als bei den Ni- und Fe-Monitoren. Wobei die C/E-Verhältnisse der DORT-Resultate besser übereinstimmen und zwischen 0.98 und 1.13 liegen.

Dagegen liegen die Abweichungen zwischen den gemessenen und den von TRAMO berechneten Werten mit Ausnahme der Niobmonitore im zweistelligen Bereich mit der maximalen Differenz von 28% für den Ni-Monitor bei 100.0 cm. Abweichend davon liegen die C/E-Werte für Niob zwischen 1.04 und 1.07 und entsprechen annähernd denen der DORT-Werte.

Tabelle 12: Aktivitäten und das C/E-Verhältnis der Zusatzmonitore

	DORT	TRAMO
	C/E	C/E
25.7 cm		
$^{93\text{m}}\text{Nb}$	1.07	1.04
^{60}Co	1.05	1.14
^{46}Sc	0.98	1.15
100.0 cm		
$^{93\text{m}}\text{Nb}$	1.11	1.07
^{60}Co	1.11	1.15
^{46}Sc	1.07	1.28
^{237}Np	1.08	
^{238}U	0.91	
115.0 cm		
$^{93\text{m}}\text{Nb}$	1.13	1.05
^{60}Co	1.11	1.16

Da die Bestimmung der Aktivitäten auf Basis derselben berechneten Fluenzspekten erfolgte, kann davon ausgegangen werden, dass als Ursache für die Unterschiede nur die selektive Wichtung des Neutronenspektrums durch die Querschnitte oder die

für das entsprechende Monitormaterial eingesetzten Quellstärken in Frage kommen. Die Überprüfung der Quellstärken an Hand anderer Quellwerte ergab jedoch keinen Hinweis auf einen möglichen Fehler. Dagegen können eigentlich nur die Unterschiede in den Energiestrukturen zwischen den TRAMO- und DORT-Rechnungen eine logische Erklärung liefern. Es könnte an der sehr feinen Energiestruktur der TRAMO-Rechnungen im Energiebereich zwischen 1 und 5 MeV liegen, die zu einer unterschiedlichen „Wichtung“ des Spektrums führt. In diesem Energiebereich ist einerseits noch genügend Neutronenfluss vorhanden, andererseits beginnen erst hier nennenswerte Querschnitte für die Reaktionen. Nur damit lassen sich die erzielten Ergebnisse hinreichend interpretieren.

5.4 Ergebnisse der Bestrahlungsproben

5.4.1 Neutronenflüsse und deren Fehler in den Bestrahlungsproben

Hier lag der Schwerpunkt darin, dass neben der eigentlichen Berechnung der Neutronenfluenz in den Bestrahlungsproben vor allem deren Unsicherheiten bestimmt werden. Zum einen können sich die Probenkapseln bedingt durch die Größe des Kanals in radialer Richtung um rund 7 mm und in azimuthaler Richtung um rund 6 mm bewegen, zum anderen ist die Ausrichtung der Kapsel zum Reaktorkern nicht bekannt.

In der TRAMO-Rechnung wurden, wie in Bild 9 sichtbar, die Probenkapseln in radialer Richtung exakt abgebildet. In vertikaler Richtung wurden die Kapsel und die Bestrahlungsproben als durchgängige Körper modelliert, die alle 10 cm durch eine Höhenschicht unterteilt sind. Dagegen unterteilt DORT die Geometrie auf Basis des festgelegten Berechnungsgitters. So konnte hier anders als bei den Monitorrechnungen, wo die Gitterpunkte auf die Monitore ausgerichtet waren, kein direkter Vergleich von Fluenzwerten durchgeführt werden.

Die Vergleiche von geometrisch sehr nahe beieinander liegenden Werten zeigten gute Übereinstimmungen. So wurden Unterschiede in den Fluenzen $E > 0.5$ MeV von max. 10% ermittelt, die zum Teil aber aus den Ortsdifferenzen der Werte herrühren. Tabelle 13 zeigt die mittleren vertikalen Neutronenflüsse >0.5 MeV der TRAMO-Rechnungen in den Bestrahlungsproben bei paralleler Ausrichtung der Proben zum Flussgradienten an verschiedenen Höhenpositionen (siehe Abb. 9 obere Probenkapsel) und die Tabelle 14 die entsprechenden Werte der DORT-Rechnung über den Kanal im Flussmaximum.

Tabelle 13: Berechnete Neutronenflüsse > 0.5 MeV von TRAMO in Abhängigkeit der Höhe in den Bestrahlungspositionen 1 und 2

Höhe über der Kernunterkante in cm	Bestrahlungsposition 1	Bestrahlungsposition 2
25	1.7583E+12	1.7522E+12
50	2.2927E+12	2.2829E+12
75	2.4412E+12	2.4326E+12
100	2.4124E+12	2.4024E+12
125	2.3480E+12	2.3415E+12
150	2.2699E+12	2.2555E+12
175	2.1930E+12	2.1822E+12
200	1.9589E+12	1.9581E+12
225	1.3557E+12	1.3521E+12

Tabelle 14: Berechnete Neutronenflussverteilung > 0.5 MeV von DORT über dem Bestrahlungskanal in der Höhe des Flussmaximums

Winkel	Radius in cm					
	161.65	161.95	162.35	162.85	163.35	163.85
28.63	2.65E+12	2.52E+12	2.40E+12	2.19E+12	1.95E+12	1.69E+12
28.88	2.74E+12	2.62E+12	2.46E+12	2.23E+12	2.02E+12	1.77E+12
29.13	2.76E+12	2.65E+12	2.48E+12	2.25E+12	2.04E+12	1.81E+12
29.38	2.71E+12	2.61E+12	2.47E+12	2.25E+12	2.03E+12	1.81E+12
29.63	2.75E+12	2.59E+12	2.41E+12	2.20E+12	2.00E+12	1.82E+12
29.87	2.60E+12	2.42E+12	2.25E+12	2.05E+12	1.90E+12	1.80E+12
30.13	2.60E+12	2.42E+12	2.25E+12	2.05E+12	1.90E+12	1.80E+12
30.38	2.75E+12	2.58E+12	2.41E+12	2.20E+12	2.00E+12	1.82E+12
30.63	2.70E+12	2.61E+12	2.46E+12	2.24E+12	2.03E+12	1.81E+12
30.88	2.75E+12	2.65E+12	2.47E+12	2.24E+12	2.04E+12	1.81E+12
31.13	2.73E+12	2.61E+12	2.45E+12	2.23E+12	2.01E+12	1.76E+12
31.38	2.64E+12	2.51E+12	2.39E+12	2.18E+12	1.94E+12	1.68E+12

Vergleichbar sind hier die Werte von der Höhe 75 cm der TRAMO-Rechnung und die Werte beim Winkel von 30.88° und dem Radius von 162.35 cm. Man kann davon ausgehen, dass der mittlere Fluss $E > 0.5$ MeV im Kernbereich des Reaktors rund $2.45 \cdot 10^{12}$ Neutronen/cm² beträgt. Für alle Proben im Höhenbereich von 75 bis 150 cm wird dieser Wert annähernd erreicht. Die Unterschiede sind kleiner 10%.

Zwar ist die „End of Life“-Fluenz von der Materialzusammensetzung des RDB-Stahls abhängig und individuell für die einzelnen RDB festgelegt, kann aber grob mit $1.0 \cdot 10^{20}$ Neutronen/cm² angenommen werden. So würde die „End of Life“-Fluenz in den Bestrahlungsproben bei mittleren Zykluslängen bereits nach 2 Jahren erreicht werden. Im Gegensatz dazu würde zum Beispiel dieser Wert für den Block 1 des KKW Greifwald bei angenommener gleichbleibender Betriebsführung erst nach 30 Jahren erreicht [18]. Der Voreilfaktor würde hier 15 betragen.

Neben den Absolutwerten sind auch die möglichen Schwankungsbereiche bedingt durch die Variation der Lage zum Reaktorkern für die Werkstoffforscher von großem Interesse. Es wurden hier zwei Variationsmöglichkeiten, die nach Einschätzung des Bearbeiters die Hauptunsicherheiten sind, untersucht. Das sind, wie bereits oben geschrieben, die Bewegung der Probenkapsel innerhalb des Kanals und die rotationsmäßige Ausrichtung zum Reaktorkern. Für die Bestimmung der Lageunsicherheiten wurde das vorhandene Modell in den Probenkanälen entsprechend verändert.

Die Abbildung 16 zeigt zwei mögliche Lageverschiebungen der Probenkapseln, die die Extremfälle darstellen. Damit konnten wegen der symmetrischen Anordnung der

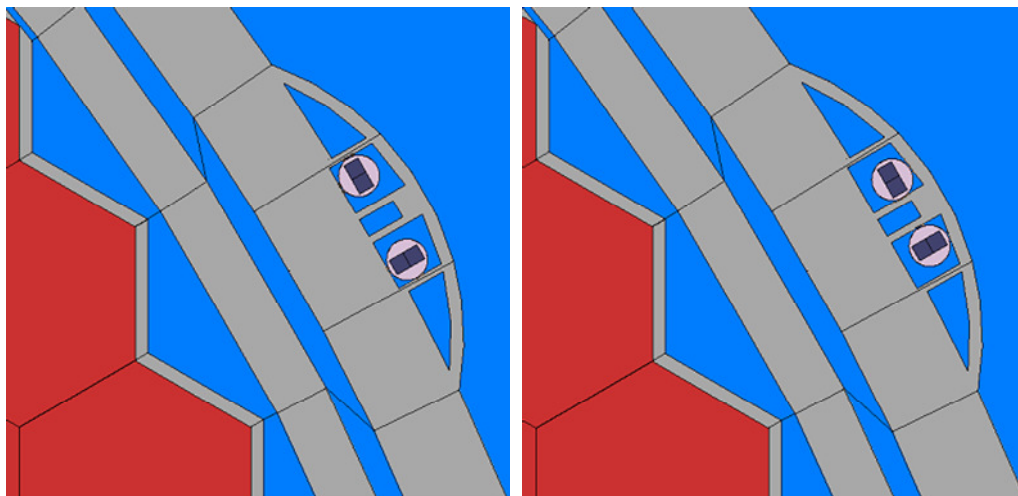


Abb. 15: Variation der Probenkapsel innerhalb des Bestrahlungskanals

Bestrahlungskanäle zum Reaktorkern die Extrema, die durch Rotation der Probenkapseln möglich sind (Probenpaket senkrecht und parallel zur Kernoberfläche, siehe Abb. 16), in den Rechnungen mitbestimmt werden. Im Bild 17 werden in Abhängigkeit von der Höhe, neben einem mittleren, jeweils die minimal und maximal möglichen Neutronenflüsse für die Energie > 0.5 MeV in den Bestrahlungsproben gezeigt (gestrichelte Linien). Es wurden Unterschiede in den Flusswerten bis zu 30% berechnet, wovon der Hauptteil mit bis zu 20% aus der Unkenntnis der rotationsmäßi-

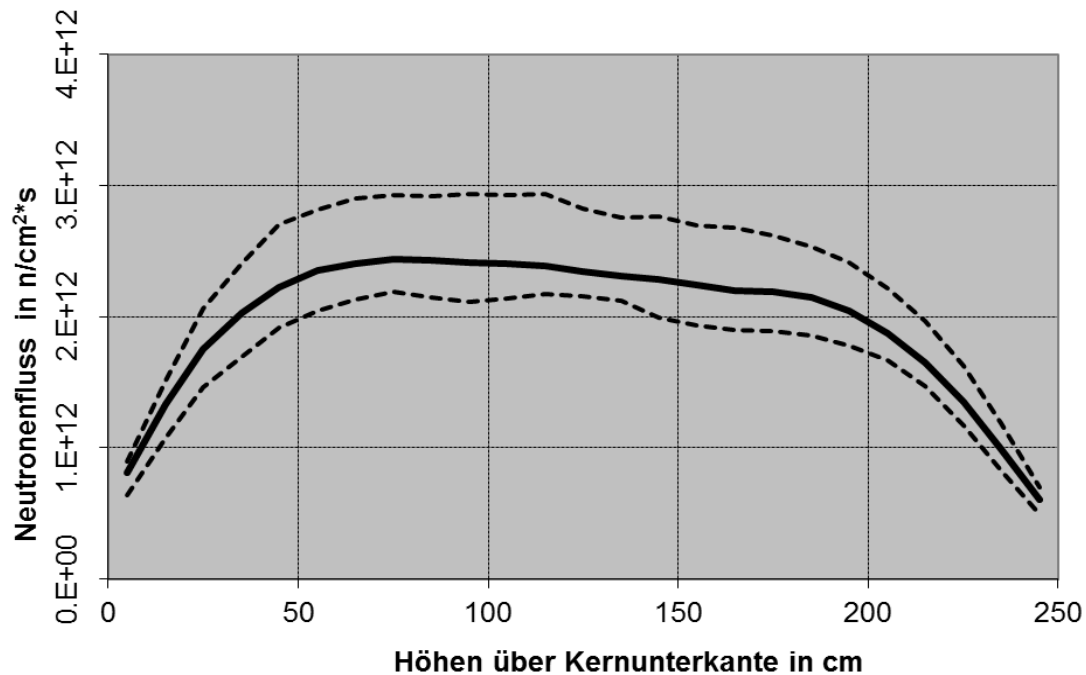


Abb. 16: mittlerer Neutronenfluss für die Energie > 0.5 MeV und durch die Unsicherheiten der Lage der Proben hervorgerufenen minimalen bzw. maximalen Flüsse.

gen Ausrichtung der Probenkapsel zum Kern herrührt. Es kann auch davon ausgegangen werden, dass die Ausrichtung der Proben während der Bestrahlung nicht variiert und somit die mögliche Differenz zwischen dem berechneten mittleren und dem tatsächlichen Fluss konstant bleibt. Dagegen kann angenommen werden, dass sich die Lage der Kapseln innerhalb des Kanals, bedingt durch das strömende Wasser, verändert und hier die maximale Fehlerdifferenz nicht erreicht wird. Zusätzliche Unsicherheiten, wie zum Beispiel die im Abschnitt 5.3.2 beschriebene Abschattung durch Konstruktionselemente, spielen angesichts dieser Fehler eine untergeordnete Rolle. Bei den hier betrachteten Unsicherheiten handelt es sich praktisch um systematische Fehler, die konstruktionsbedingt entstehen. Der mittlere statistische Fehler der Energiegruppenwerte der Monte-Carlo-Rechnung ist rund 5%, so dass der Fehler der daraus berechneten Integralwerte mit $<1\%$ abgeschätzt werden kann. Fehler, die auf Unsicherheiten von Querschnittsdaten, Materialzusammensetzung und anderen Eingangsdaten zurückgehen, wurden hier nicht betrachtet. Diese können aber im Hinblick auf die gute experimentelle Übereinstimmung beim Vergleich der Monitoraktivitäten nicht allzu groß sein. Abschließend kann man davon ausgehen, dass der Fehler

durch „Rotation“ im Gesamtfehler dominiert. Andere Fehler erreichen nicht dessen Größe und können zum Teil ausgeglichen werden.

5.4.2 Gammaflüsse und deren Fehler in den Bestrahlungsproben

Für die Bestimmung der Gammafluenzen wurden gekoppelte Neutronen/Gamma-Rechnungen für die Gammas aus den Neutronenreaktionen und Rechnungen für die Simulation des Spaltgammatransports durchgeführt. Für die Rechnungen wurden dieselben geometrischen Modelle wie in den Neutronenrechnungen benutzt. Die Energiestruktur der Neutronen bei den gekoppelten Rechnungen war ebenfalls identisch. Die Berechnung des Gammaflusses erfolgte dabei in der CSEWG-Energiestruktur mit 94 Energiegruppen. Die Struktur umfasst den Energiebereich von 500 eV bis 20 MeV.

Bei der Auswertung von ersten Rechnungen wurde festgestellt, dass die erzielten Fehler in den Gammaflüssen bei der gekoppelten Rechnung zu groß sind. Um die Statistik zu verbessern, wurden deshalb neue Neutronengewichte bestimmt, die gezielt die unteren Energiegruppen begünstigten. Außerdem wurde die Rechenzeit verlängert. Mit diesen Maßnahmen konnten akzeptable Fehler in den meisten spektralen Gammaflüssen von <10% erzielt werden.

Entsprechend den Neutronenrechnungen wurden in vier Positionen (Probenpaket senkrecht und parallel zur Kernoberfläche) Gammafluenzen in den Bestrahlungsproben bestimmt. Wegen des geringeren Einflusses auf das Ergebnis wurde auf die Veränderung der Lage der Probenkapsel innerhalb des Bestrahlungskanals verzichtet.

Der berechnete maximale Gammafluss aus den Neutronenreaktionen beträgt rund $3.3 \cdot 10^{12}$ g/cm²s für $E > 1.0$ MeV und rund $8.4 \cdot 10^{12}$ g/cm²s für $E > 0.5$ MeV. Für die Flüsse aus den direkten Spaltgammas wurden die Werte $6.6 \cdot 10^{10}$ g/cm²s und $3.0 \cdot 10^{11}$ g/cm²s für die entsprechenden Integrale bestimmt und liegen damit im Bereich des statistischen Fehlers der neutroneninduzierten Gammaflüsse von rund 3%. Dieses überrascht, da durch die Kernnähe ein höherer Anteil am Gesamtfluss angenommen wurde. Die Ursache könnte die „low leakage“-Beladung sein, durch die der Kern bereits etwas abgeschirmt wird. Da hier wie im RDB die Gammas aus Neutronenreaktionen dominieren, entspricht das Verhältnis von Neutronen- zu Gammafluss ungefähr dem im RDB.

Die Abbildung 18 zeigt die Gammaflüsse für $E > 0.5$ MeV der zwei Komponenten. Die Abbildung zeigt deutlich, dass Unterschiede in den Flusswerten zwischen den Positionen der Bestrahlungsproben praktisch nicht mehr existieren und im statistischen Fehler verschwinden. Der Grund ist, dass die meisten Gammas einerseits erst vor Ort entstehen und andererseits viel durchdringender als Neutronen sind.

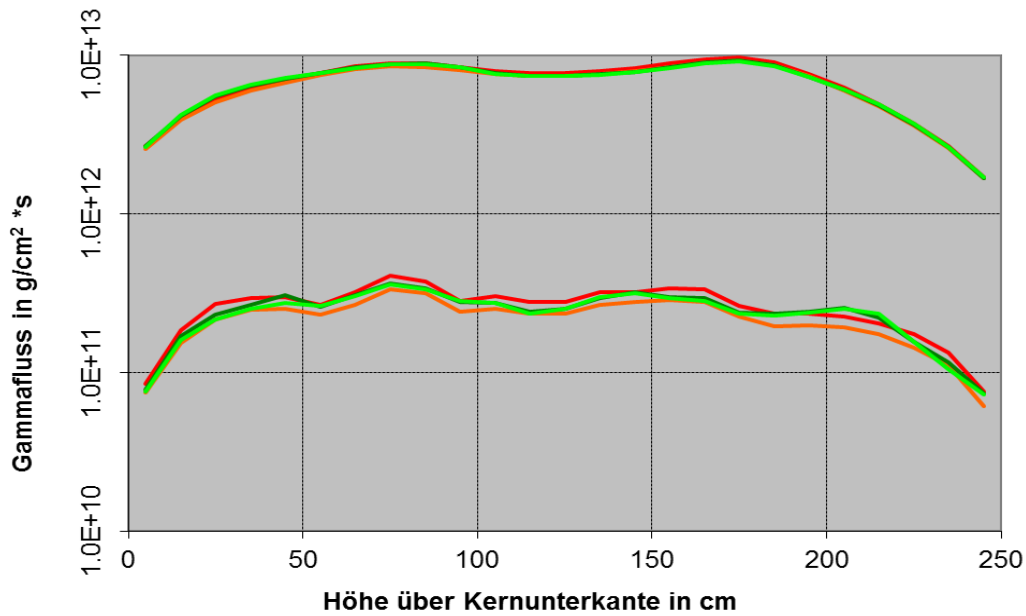


Abb. 17: Gammaflüsse für $E > 0.5$ MeV aus den Neutronenreaktionen und den direkten Spaltgammas in den Bestrahlungsproben

5.5 Untersuchungen zur möglichen Aufheizung

Es ist die maximal mögliche Aufheizung der Proben durch den Teilchenfluss während der Bestrahlung berechnet worden. Dieses ist notwendig, um mögliche Ausheil-effekte in den Proben abschätzen zu können. Die Hauptenergie für eine mögliche Aufheizung der Proben liefert dabei die Gammastrahlung. Auf Basis der berechneten Neutronen und Gammaflüsse wurde mit Hilfe von MCNP die Energiedeposition in den Proben bestimmt und mit einfachen thermohydraulischen Modellen eine mögliche Aufheizung ermittelt.

5.5.1. Bestimmung der Energiedeposition

Die Bestimmung der Energiedeposition wurde mit Hilfe einer MCNP-Rechnung und eines vereinfachten Modell des Probenkanals durchgeführt. Die Abbildung 19 zeigt das Geometriemodell. Als Teilchenquelle dienten die berechneten Neutronen- und Gammaflüsse, die homogen über die Bestrahlungsproben verteilt wurden. Für die

Bestimmung der Energiedeposition bietet MCNP separate Ergebnisschätzer an, die auf Basis spezieller Funktionen für die einzelnen Teilchenarten direkt den Energieeintrag berechnen [6]. Für den Gammafluss berechnete MCNP einen Energieeintrag von 0.057 J pro s und g Material und für den Neutronenfluss ein Wert von 0.00052. Wie zu erwarten war, liefert die Gammastrahlung den größeren Beitrag. Die Neutronenstrahlung ist nur mit rund 1% am Energieeintrag beteiligt.

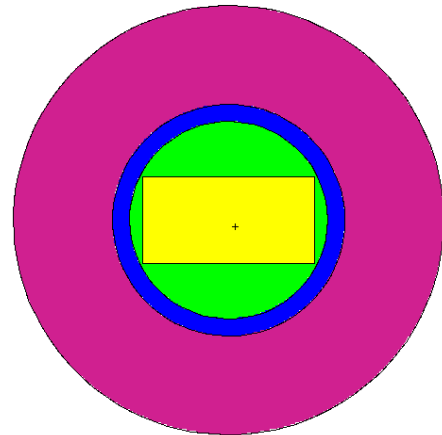


Abb. 18: MCNP- Modell zur Bestimmung der Energiedeposition in den Proben

5.5.2 Grenzfalldefinitionen

Nachfolgend werden die Bestrahlungsproben durch Vollzylinder aus Stahl angenähert. Das Modell wurde auf Basis der zur Verfügung stehenden Unterlagen entwickelt.

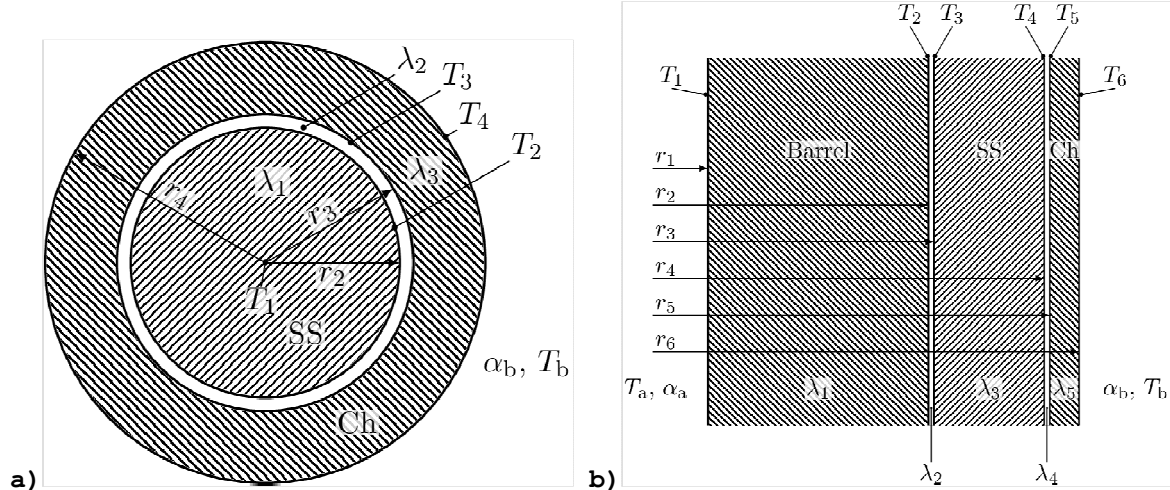


Abb. 19 Geometrien für Temperaturfeldberechnungen; (a) Untergrenze, (b) Obergrenze des erwarteten Temperaturbereichs; SS: Probenkapsel (Surveillance Specimen), Ch: Probenkanal

Die Untergrenze des Temperaturbereichs ist dann zu erwarten, wenn der Probenkanal als Hohlzylinder aufgefasst wird, in welchen die Probenkapsel konzentrisch eingebettet ist (Abb. 20(a)). Am gesamten Umfang des Kanals erfolgt die Kühlung durch das in Längsrichtung innerhalb des Reaktorringpalts abwärts

strömende Kühlmedium. Die Dicke der Kanalwand ('Ch') wurde aus den Unterlagen des russischen Partners entnommen. Der Innendurchmesser des Probenkanals folgt aus dem Probenkapseldurchmesser r_2 und der minimalen Spaltbreite, welche auf 1.5 mm geschätzt wurde. Im Spalt befindet sich ruhendes Kühlmedium.

Die Obergrenze des Temperaturbereichs ist durch die in Abb 20(b) gezeigte Geometrie gegeben. Ein vertikaler Schnitt wird durch den Reaktor gelegt, sodass Reaktorachse und Probenkapselachse in der Schnittebene liegen. Mit dieser Konfiguration wird die Bestrahlungsprobe als weitere Zylinderschale aufgefasst, die außen um den Reaktorkernbehälter ('Barrel') angeordnet ist. Deren Dicke entspricht dem Kapseldurchmesser. Wärme wird ausschließlich in radialer Richtung transportiert, da sich die azimutalen Komponenten wegen der Symmetrie aufheben. Gemäß den Vorgaben (s. Abb. 6) steht die Außenfläche des Kanals bei r_6 in Kontakt mit dem Kühlmedium im Reaktoringenspalt, die Innenfläche des Kernbehälters ('Barrel') mit dem Kühlmedium, welches sich im Spalt zwischen diesem und dem Reaktorkorb ('Basket') befindet. Der Spalt zwischen r_2 und r_3 sowie zwischen r_4 und r_5 entspricht dem mit ruhendem Kühlmedium gefüllten Spalt zwischen Probenkapsel und Probenkanal.

5.5.3 Berechnungsgleichungen

Den eindimensionalen Wärmetransport in Zylinderschalen mit konstanten Stoffeigenschaften beschreibt die Differenzialgleichung

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{q}{\lambda} = 0, \quad (7)$$

worin q für die volumetrische Wärmequellstärke und λ für den Wärmeleitkoeffizienten stehen.

Integration von Gl. (7) liefert

$$\frac{dT}{dr}(r) = -\frac{q_i}{2\lambda_i} r + \frac{1}{r \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}} \left[T_{i+1} - T_i + \frac{q_i}{4\lambda_i} (r_{i+1}^2 - r_i^2) \right] \quad (8a)$$

und

$$T(r) = T_i - \frac{q_i}{4\lambda_i} (r^2 - r_i^2) + \frac{\ln \frac{r}{r_i}}{\ln \frac{r_{i+1}}{r_i}} \left[T_{i+1} - T_i + \frac{q_i}{4\lambda_i} (r_{i+1}^2 - r_i^2) \right]. \quad (8b)$$

Index i bezeichnet die Zylinderschale in Abb. 20. Für unbeheizte Schalen ist die Wärmequelle q_i gleich null. Die mittlere Temperatur einer unbeheizten Schale ergibt sich aus Gl. (8b) zu

$$\bar{T} = \frac{T_{i+1}r_{i+1}^2 - T_i r_i^2}{r_{i+1}^2 - r_i^2} - \frac{T_{i+1} - T_i}{2 \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}}. \quad (9)$$

An der Grenzfläche zwischen zwei Schalen erfordert die Kontinuität des Wärmestroms

$$\lambda_{i-1} \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_i^-} = \lambda_i \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_i^+}. \quad (10)$$

An den Außenflächen wird Wärme durch erzwungene Konvektion an das umgebende Fluid übertragen. Deshalb lautet die Randbedingung bei $r=r_4$ im unteren Grenzfall

$$-\lambda_3 \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_4^-} = \alpha_b(T_4 - T_b) \quad (11)$$

und im oberen Grenzfall bei $r=r_6$

$$-\lambda_5 \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_6^-} = \alpha_b(T_6 - T_b). \quad (12)$$

An der Innenfläche des oberen Grenzfalls herrscht ebenfalls Zwangskonvektion, was zur Randbedingung

$$-\lambda_1 \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_1^+} = \alpha_a(T_a - T_1) \quad (13)$$

führt. Kein Wärmetransport findet dagegen im Zentrum des beheizten Zylinders des unteren Grenzfalls statt. Deshalb ist die Randbedingung hier

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0. \quad (14)$$

In obigen Gleichungen steht α für den Wärmeübergangskoeffizienten im Kühlmedium. Dessen Werte müssen auf Grundlage der Strömungsbedingungen im Reaktoringenspalt („Downcomer“) und auf der Innenseite des inneren Reaktorbehälters („Barrel“) abgeschätzt werden. Im Spalt um die Probenkapsel wird der konvektive Wärmetransport im Kühlmittelfilm durch einen effektiven Wärmeleitkoeffizienten λ_{eff} modelliert. Dieser wird grob angenähert durch

$$\lambda_{\text{eff}} = (Nu_a^{-1} + Nu_b^{-1})^{-1} \lambda_w. \quad (15)$$

Darin ist λ_w die Wärmeleitfähigkeit von Wasser. Die Nusseltzahlen Nu_a und Nu_b werden an den Flächen, welche den Spalt begrenzen, nach der in [19] beschriebenen

Methode ermittelt, ebenso die Koeffizienten α an den Außenrändern des Berechnungsgebiets.

Unter Verwendung von Gl. (8a) führen die Übergangsbedingungen (10) und die Randbedingungen (11)—(14) zu linearen Gleichungssystemen für die Kontakt- und Oberflächentemperaturen T_i . Die Koeffizientenmatrix ist tridiagonal und symmetrisch. Für den unteren Grenzfall erhält man

$$\begin{pmatrix} a_1 & b_1 & & & \\ c_2 & a_2 & b_2 & & \\ & c_3 & a_3 & b_3 & \\ & & c_4 & a_4 & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ d_4 \end{pmatrix} \quad (16)$$

Die Elemente der Nebendiagonalen werden durch

$$b_i = c_{i+1} = -\frac{\lambda_i}{\ln \frac{r_{i+1}}{r_i}} \quad \text{für } i = 1, 2, 3 \quad (17)$$

und die der Hauptdiagonale durch

$$a_i = \begin{cases} -b_1 & \text{für } i = 1, \\ -(b_i + c_i) & \text{für } i = 2, 3, \\ -c_4 & \text{für } i = 4 \end{cases} \quad (18)$$

berechnet. Für die Elemente des Vektors der rechten Seite wird gefunden:

$$d_i = \begin{cases} q_1 \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{4 \ln \frac{r_2}{r_1}} - \frac{r_1^2}{2} \right) & \text{für } i = 1, \\ -\frac{r_i^2}{2} (q_i - q_{i-1}) + q_i \frac{r_{i+1}^2 - r_i^2}{4 \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}} - q_{i-1} \frac{r_i^2 - r_{i-1}^2}{4 \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} & \text{für } i = 2, 3, \\ r_4 \alpha_b T_b - q_3 \left(\frac{r_4^2 - r_3^2}{4 \ln \frac{r_4}{r_3}} - \frac{r_4^2}{2} \right) & \text{für } i = 4. \end{cases} \quad (19)$$

Es ist zu beachten, dass das Zentrum der Kapsel bei $r=0$ singularär ist. Deshalb wird bei Auswertung der Gleichungen (17) und (19) für den unteren Grenzfall $r_1=10^{-12}$ m gesetzt.

Analog erhält man für den oberen Grenzfall

$$\begin{pmatrix} a_1 & b_1 & & & & & \\ c_2 & a_2 & b_2 & & & & \\ & c_3 & a_3 & b_3 & & & \\ & & c_4 & a_4 & b_4 & & \\ & & & c_5 & a_5 & b_5 & \\ & & & & c_6 & a_6 & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ d_4 \\ d_5 \\ d_6 \end{pmatrix} \quad (20)$$

mit

$$b_i = c_{i+1} = -\frac{\lambda_i}{\ln \frac{r_{i+1}}{r_i}} \quad \text{für } i = 1, \dots, 5, \quad (21)$$

$$a_i = \begin{cases} -b_1 & \text{für } i = 1, \\ -(b_i + c_i) & \text{für } i = 2, \dots, 5, \\ -c_6 & \text{für } i = 6 \end{cases} \quad (22)$$

und

$$d_i = \begin{cases} r_1 \alpha_a T_a + q_1 \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{4 \ln \frac{r_2}{r_1}} - \frac{r_1^2}{2} \right) & \text{für } i = 1, \\ -\frac{r_i^2}{2} (q_i - q_{i-1}) + q_i \frac{r_{i+1}^2 - r_i^2}{4 \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}} - q_{i-1} \frac{r_i^2 - r_{i-1}^2}{4 \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}} & \text{für } i = 2, \dots, 5, \\ r_6 \alpha_b T_b - q_5 \left(\frac{r_6^2 - r_5^2}{4 \ln \frac{r_6}{r_5}} - \frac{r_6^2}{2} \right) & \text{für } i = 6. \end{cases} \quad (23)$$

5.5.4 Temperaturfeldberechnungen

In der Aufgabenstellung ist die spezifische Wärmequellstärke von 0.06 W/g gegeben. Mit Stahl als dem bestrahlten Material entspricht das einer volumetrischen Wärmequellstärke von $q = 0.06 \text{ kW/kg} \times 8 \times 10^3 \text{ kg/m}^3 = 0.48 \text{ kW/m}^3$.

Die Wärmeübergangskoeffizienten α_a und α_b an Innen- und Außenflächen des Reaktorinnenbehälters müssen in Abhängigkeit von den Strömungsbedingungen und der Geometrie berechnet werden. Im Normalbetrieb wird ein VVER-440-Reaktor mit einem Kühlmittelvolumenstrom von 41500 m³/h bei einer Temperatur von 267 °C gespeist. Unter diesen Bedingungen erhält man einen Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha_b \sim 24 \text{ kW/m}^2$ an der Außenseite des Reaktorinnenbehälters. Die Kühlmittelgeschwindigkeit im inneren Spalt zwischen Reaktorkorb und Innenbehälter wurde mit dem Massenstrom 8906 kg/s, der gegebenen Kühlmitteltemperatur 280 °C und der Querschnittsfläche des Reaktorkerns zu 1.63 m/s geschätzt. Daraus ergibt sich ein Wärmeübergangskoeffizient von $\alpha_b \sim 10 \text{ kW/m}^2$ am Innenrand des Berechnungsgebiets.

Die Kontaktflächentemperaturen T_i werden mit Hilfe der Gleichungen (16) und (20) ermittelt, die Verläufe der Temperaturen innerhalb der Zylinderschalen mit (8b). Die Rechnungen wurden dreimal von Hand iteriert, um die effektiven Wärmeleitfähigkeiten des Kühlmediums im Spalt zwischen Probenkapsel und -kanal nach Gl. (15) anzunähern. Hierfür wurde die mittlere Temperatur im Spalt nach Gl. (9) herangezogen. Es wurden effektive Wärmeleitkoeffizienten von 11 W/(m K) für λ_2 im unteren Grenzfall als auch für λ_2 und λ_4 im oberen Grenzfall gefunden. Die IAPWS-IF97-Gleichungen kamen bei der temperaturabhängigen Stoffwertbestimmung zur Anwendung. Die erhaltenen Temperaturverläufe der betrachteten Grenzfälle zeigt Abb. 21. Die Indizes der beheizten Zylinderschalen in den Gleichungen (19) und (23) lau-

ten $i=1$ für den unteren und $i=3$ für den oberen Temperaturgrenzfall. Als Ergebnis der Analyse kann festgestellt werden, dass die Temperatur in den durch γ -Bestrahlung beheizten Probenkapseln im Bereich zwischen 270.5 und 286 °C liegt. Ausheilungseffekte können demnach ausgeschlossen werden können.

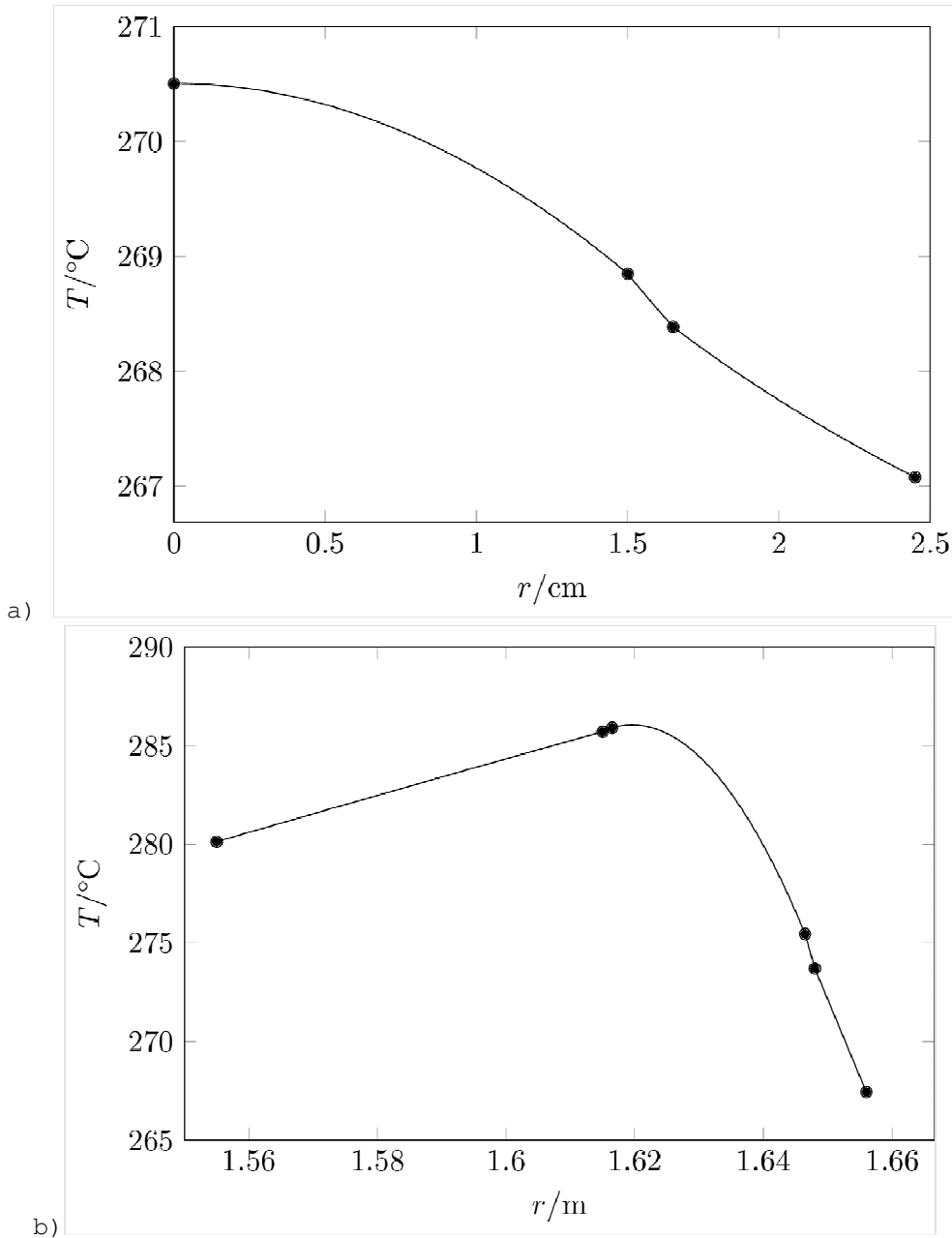


Abb. 20: Temperaturverläufe in den Bestrahlungsproben und den benachbarten Wandungen des Reaktordruckbehälters; (a) unterer, (b) oberer Grenzfall

6. Nutzen

Für die Bewertung des Versprödungsverhaltens der Voreilproben ist es sehr wichtig, ihre genauen integralen Fluenzwerte zu kennen. In dem jetzt abgeschlossenen Projekt konnte gezeigt werden, dass sowohl mit dem deterministischen Programm DORT als auch mit dem stochastischen Programm TRAMO zuverlässig und für die einzelnen Proben mit ausreichender Genauigkeit die für die Materialversprödung wichtigen Fluenzintegrale $E > 0.5$ und 1.0 MeV bestimmt werden können. Es konnte nachgewiesen werden, dass auch bei der Nutzung von vielen Energiegruppen in den meisten Ergebnissen ein statistischer Fehler unter 2% erzielt werden kann. Voraussetzung ist dabei die entsprechende Anwendung von varianzreduzierenden Methoden. Auch durch die Verwendung von neuesten Querschnittsdaten konnte die Genauigkeit gegenüber früheren Rechnungen verbessert werden. Außerdem konnte gezeigt werden, dass mögliche Ausheileffekte in den Bestrahlungsproben praktisch nicht stattfinden können.

Der unmittelbare Nutzen für den deutschen Partner besteht darin, dass im Rossendorfer Monte-Carlo-Code TRAMO spezielle Erweiterungen implementiert wurden, die eine Verbesserung des Codes darstellen. Auf der anderen Seite profitiert der russische Partner davon, dass unabhängige Vergleichsrechnungen zu seiner Standardmethode durchgeführt wurden. Außerdem wurde angeregt, dass Programm TRAMO zur Verfügung zu stellen.

Die im Rahmen des Projekts durchgeführten Arbeiten und deren Ergebnisse werden auf dem 15. Internationalen Symposium für Reaktordosimetrie in einem Vortrag und einem Beitrag zum Tagungsband präsentiert. Es ist geplant, einen erweiterten Artikel in einer referierten Zeitschrift zu publizieren.

7. Zusammenfassung

Im Projekt wurden auf der Grundlage von Neutronentransportrechnungen die für die Materialversprödung wichtigen Fluenzintegrale $E > 0.5$ und 1.0 MeV in den Voreilproben des WWER-440 bestimmt. Die Voreilproben befinden sich in einem Kanal, der an der Außenseite des Reaktorschachts angeschweißt ist. Die Berechnungen erfolgte sowohl mit dem Code TRAMO und als auch mit DORT. Außerdem wurden am Programm TRAMO Verbesserungen im Bereich der thermischen Streuung durchgeführt, die sich auch positiv auf die Gammafeldberechnung auswirken. Die zur Überprüfung durchgeführten Vergleichsrechnungen mit dem international anerkannten Monte-Carlo-Code MCNP zeigten auch bei sehr hoher energetischer Auflösung sehr gute Übereinstimmung im thermischen Bereich.

Die Validierung der Rechnungen erfolgte an Aktivierungsmonitoren, die an der RDB-Außenoberfläche des KKW Kola Block 3 (WWER-440/213) bestrahlt wurden. Zum Einsatz kamen hauptsächlich Aktivierungsmonitore mit den Reaktionen $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ und $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$. Die C/E-Verhältnisse lagen zwischen 0.89 und 1.08 für TRAMO und 0.94 und 1.10 für DORT, wobei die meisten aber zwischen 1.00 und 1.05 lagen. Auffallend in den Ergebnissen war, dass ein Einfluss der Versteifungsrippen der Kernumfassung auf die Monitoraktivität festgestellt werden konnte. Trotz dieser guten Übereinstimmung bei den C/E-Werten auf den horizontalen Monitorpositionen wurden hier in den Integralwerten Unterschiede über 30% zwischen den Rechenergebnissen festgestellt. Dagegen lagen die Differenzen der Integralwerte in vertikaler Richtung fast immer unter 10% . Die Ursache konnte leider nicht gefunden werden.

Sowohl von DORT als auch von TRAMO wurde für den Integralwert $E > 0.5$ MeV ein mittlerer Fluss von rund $2.45 \cdot 10^{12}$ Neutronen/cm²s in den Voreilproben berechnet. Dieser Wert kann in Abhängigkeit von der Ausrichtung der Proben zum Reaktorkern um bis zu 20% schwanken. Zusätzlich können noch Abweichungen bis zu 10% durch die Änderung der Position der Bestrahlungskapseln im Kanal auftreten. Die „End of Life“-Fluenz für den RDB-Stahl würde bei mittleren Zykluslängen in den Bestrahlungsproben bereits nach 2 Jahren erreicht werden.

Mit rund $3.4 \cdot 10^{12}$ Gammas/cm²s für $E > 1.0$ MeV und rund $8.4 \cdot 10^{12}$ Gammas/cm²s für $E > 0.5$ MeV wurden die Gammaflüsse berechnet. Der größte Anteil des Flusses

von rund 97% wird dabei durch Neutronenreaktionen erzeugt. Obwohl diese Gammaflüsse in den Proben zwei bis drei Mal so groß sind wie die der Neutronen, spielen sie bei der Materialschädigung des RDB eine untergeordnete Rolle. Der Grund liegt in den DPA-Querschnitten von Gammas, die um etwa zwei bis drei Größenordnungen kleiner sind.

Für die bruchmechanischen Untersuchungen ist es sehr wichtig zu wissen, ob möglicherweise Ausheilprozesse durch zu hohe Temperaturen in den Bestrahlungsproben stattgefunden haben können. Deshalb wurde versucht, die mögliche Aufheizung zu ermitteln. Auf Basis eines berechneten Energieeintrages in die Bestrahlungsproben und unter Verwendung eines einfachen, thermohydraulischen Modells wurde eine Temperaturerhöhung von rund 20K berechnet. Vergleiche mit vorliegenden Messergebnissen zeigten aber, dass die thermohydraulischen Randbedingungen zu konservativ waren. Unter der Annahme von realistischen Bedingungen reduzierte sich die Aufheizung auf unter 5 K, was ungefähr den Messungen entsprach.

8. Literaturverzeichnis

- [1] K. Torronen, B. Bars, M. Valo, R. Ahlstrand and I. Voima, *Surveillance Programmes and Irradiation Research of Loviisa Nuclear Power Plant*, IAEA Specialists Meeting, Vienna, 1984
- [2] R. MacFarlane, *New thermal neutron scattering files for ENDF/B-VI release 2*, LANL Report LA-12639-MS, Los Alamos, 1994.
- [3] U. Rindelhardt, H.-W. Viehrig, J. Konheiser and J. Schuhknecht, *Weld material investigations of a VVER-440 reactor pressure vessel: Results from the first trepan taken from the former Greifswald NPP*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2009
- [4] H.-U. Barz and J. Konheiser, *Monte-Carlo Programm TRAMO - Möglichkeiten und Anleitung zur Nutzung*, FZR Bericht-245, Rossendorf, 1998.
- [5] M. Chadwick and et al., *ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data, Nuclear Data Sheets*, Bd. Issue 12, Nr. Volume 112, pp. 2887-2996, 2011
- [6] F. Brown, R. Barrett, T. Booth, J. Bull, L. Cox, R. Forster, T. Goorley, R. Mosteller, S. Post, R. Prael, E. Selcow, A. Sood and J. Sweezy, *MCNP VERSION 5*, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, 2002.
- [7] W. Rhoades and R. Childs, *TORT/DORT: Two- and Three-Dimensional Discrete Ordinates Transport*, CCC-543, RSIC, ORNL, TN, 1991.
- [8] R. MacFarlane and A. Kahler, *Methods for Processing ENDF/B-VII with NJOY*, *Nuclear Data Sheets*, Bd. Volume 111, pp. 2739-2890, 2010.
- [9] A. Ballesteros and et al., *Reactor Dosimetry: Accurate Determination and Benchmarking of Radiation Field Parameters, relevant for Pressure Vessel Monitoring (REDOS)*, European Commission FIKS-CT-2001-00120, Brussel, 2004.
- [10] R. W. Roussin, J. R. Knight, J. H. Hubbell and R. J. Howerton, „*Description of the DLC-99/HUGO Package of Photon Interaction Data in ENDF/B-V Format.*“, Oak Ridge National Lab, Oak Ridge, Tennessee, 1983.
- [11] L. Abagyan, N. O. Bazazyants, M. N. Nikolaev and A. M. Tsibulia, *Group*

- Constants for Reactor and Shielding Calculations*, Moscow, Energoizdat, 1981.
- [12] B. Boehmer, G. Borodkin, J. Konheiser, K. Noack, E. Polke, A. Rogov and P. Vladimirov, *Neutron and Gamma Fluence and Radiation Damage Parameters of Ex-core Components of Russian and German Light Water Reactors*, 11th International Symposium on Reactor Dosimetry, Brussels, 2004
- [13] J. White and at al, *BUGLE 96: A Revised Multigroup Cross Section Library for LWR Applications Based on ENDF/B-VI Release 3,* American Nuclear Society Radiation Protection & Shielding Topical Meeting, Falmouth, MA, 1996.
- [14] H.-U. Barz, B. Boehmer, J. Konheiser and I. Stephan, *Monte Carlo Calculations of Neutron Fluence Spectra, Activation Measurements, Uncertainty Analysis and Spectrum Adjustment for the KORPUS Dosimetry Benchmark*, Reactor Dosimetry Radiation Metrology and Assessment, West Conshohocken, PA, American Society for Testing and Materials, 2001, pp. 336-343.
- [15] S. B. Ludwig and J. P. Renier, *Standard- and Extended-Burnup PWR and BWR Reactor Models for the ORIGEN2 Computer Code*, ORNL/TM-11018, 1989.
- [16] H.-U. Barz, B. Boehmer, J. Konheiser and I. Stephan, *High-Precision Monte Carlo Calculations, Experimental Verification and Adjustment of Fluences in the Pressure Vessel Cavity of a VVER-1000*, Proc. of the ANS Radiation Protection and Shielding Division Topical Conference, Vol. 1, p. 447-454, Nashville, Tennessee (USA), 1998
- [17] O. Bersillon and at al., *A. International Reactor Dosimetry File 2002 (IRDF-2002)*, International Atomic Energy Agency Vienna 2006
- [18] H.-W. Viehrig and at al., *Abschlussbericht Reaktorsicherheitsforschung - Vorhaben-Nr.: 150 1331 Wissenschaftlich-technische Zusammenarbeit mit Russland: Untersuchungen zu Mechanismen der Strahlenversprödung und des Ausheilverfahrens sowie Fluenzberechnungen für Reaktordruckbehälter von WWER-Reaktoren*, Abschlussbericht HZDR\FWS\2011\06, 2011
- [19] Verein Deutscher Ingenieure and VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen. *VDI-Wärmeatlas: Berechnungsunterlagen für Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang*. Hauptbd. VDI-Buch Series v. 1. Springer Verlag, 2006



Bautzner Landstr. 400
01328 Dresden, Germany
Tel. +49 351 260-2416
Fax +49 351 260-12416
j.konheiser@hzdr.de
<http://www.hzdr.de>