

Analytische
Untersuchungen zu
reaktorphysikalischen
und thermohydraulischen
Phänomenen im Hinblick
auf unterschiedliche
Brennelement-
Auslegungen bei
Forschungsreaktoren

**Analytische
Untersuchungen zu
reaktorphysikalischen
und thermohydraulischen
Phänomenen im Hinblick
auf unterschiedliche
Brennelement-
Auslegungen bei
Forschungsreaktoren**

Abschlussbericht

Zhuoqi Du
Alexander Aures
Inés Mateos Canals
Thomas Eisenstecken
Gervasio Parente

Juli 2025

Anmerkung:

Das diesem Bericht zugrunde liegende Eigenforschungsvorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Umwelt, Klimaschutz, Naturschutz und nukleare Sicherheit (BMUKN) unter dem Förderkennzeichen 4722R01235 durchgeführt.

Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei der GRS.

Der Bericht gibt die Auffassung und Meinung der GRS wieder und muss nicht mit der Meinung des BMUKN übereinstimmen.

Deskriptoren

Forschungsreaktor, Kritischer Wärmestrom, Strömungsinstabilität, Unsicherheitsanalyse

Kurzfassung

Zu reaktorphysikalischen Berechnungen für vereinfachte, generische Rechenmodelle der derzeitigen Kernkonfiguration des FRM II sowie einer möglichen, zukünftigen Kernkonfiguration mit niedrig-angereichertem Brennstoff wurden Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen zu mehreren Ergebnisgrößen durchgeführt. Mittels der stichprobenbasierten Methoden SUSANA, XSUSANA und XSUSANA-CE wurden Unsicherheiten in den Geometrie-, Material- und nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten in reaktorphysikalischen Berechnungen mit dem Monte-Carlo-Neutronentransportcode Serpent 2 und dem deterministischen Neutronentransportprogramm PARTISN berücksichtigt. Für Letzteres wurden resonanzbehandelte, homogenisierte und kondensierte Wirkungsquerschnitte mit SCALE 6.2 aufbereitet. Ergebnisunsicherheiten wurden für die kritische Regelstabstellung, den Multiplikationsfaktor, den Dopplerkoeffizienten, den Kühlmitteldichtekoeffizienten, die Regelstabwirksamkeit und die Leistungsdichteverteilung ermittelt. Mittels Sensitivitätsanalysen wurden die Unsicherheiten in den Eingabeparametern identifiziert, die einen dominanten Beitrag zu den Ergebnisunsicherheiten liefern.

Eine Untersuchung zur Anwendung von spezifischen CHF- und FIR-Korrelationen für die Sicherheitsanalysen in Forschungsreaktoren wurde durchgeführt. Anhand der verfügbaren Informationen wurde der Stand von Wissenschaft und Technik bezüglich der Korrelationen erfasst, ausgewertet und in einer strukturierten Form dargestellt. Insgesamt vier FIR-Korrelationen wurden als GCSM-Blöcke in das ATHLET-Modell implementiert und im Rahmen einer Parameterstudie getestet. Darüber hinaus wurden die CHF- und FIR-Korrelationen mit Hilfe des generischen Analysesimulators für einen Forschungsreaktor am Beispiel von FRM-II bei verschiedenen Transienten analysiert: Leck im Sammler vor dem Zentralkanal, Ausfall aller Primärpumpen, Anfahrstörfall durch Regelstabfehlfahren und Kühlkanalblockadesimulation. Die Erkenntnisse aus der Simulationsdurchführung haben dazu beigetragen, die am besten geeigneten Korrelationen zur genaueren Abschätzung der kritischen Wärmestromdichte sowie Strömungsinstabilität in den Kernkanälen für die plattenförmigen Brennelemente in Forschungsreaktoren zu identifizieren.

Inhaltsverzeichnis

	Kurzfassung	I
1	Einleitung, Aufgabenstellung und Zielsetzung	1
2	Stand von Wissenschaft und Technik zu Beginn des Vorhabens.....	5
2.1	Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen bei reaktorphysikalischen Untersuchungen	5
2.2	Berechnung des kritischen Wärmeflusses bei Forschungsreaktoren	10
2.3	Analyse der Strömungsinstabilität in Forschungsreaktoren	11
3	Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen zu sicherheitsrelevanten Ergebnisgrößen reaktorphysikalischer Berechnungen (AP 1).....	13
3.1	Aufarbeitung des für das Arbeitspaket relevanten Standes von Wissenschaft und Technik (AP 1.1)	13
3.2	Erstellung von Rechenmodellen für U/S-Analysen der HEU-Kernkonfiguration (AP 1.2)	14
3.2.1	Serpent 2-Monte-Carlo-Rechenmodell	15
3.2.2	Deterministisches SCALE-PARTISN-Rechenmodell	18
3.3	Eignungsprüfung der Rechenmodelle durch Vergleich mit Referenzrechnungen für die HEU-Kernkonfiguration (AP 1.3).....	25
3.4	Bestimmung der Unsicherheiten und Sensitivitäten der für Störfalluntersuchungen relevanten Parameter durch Berücksichtigung der unsicheren Eingabeparameter in den reaktorphysikalischen Berechnungen der HEU-Kernkonfiguration (AP 1.4).....	27
3.4.1	Ergebnisunsicherheiten aufgrund von Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten	28
3.4.2	Ergebnisunsicherheiten aufgrund von Unsicherheiten in Geometrie- und Materialparametern	33
3.4.3	Diskussion der Resultate	36
3.5	Übertragung und Durchführung der U/S-Analysen auf eine Kernkonfiguration mit niedrig-angereichertem Brennstoff (AP 1.5).....	36

3.5.1	Serpent 2-Monte-Carlo-Rechenmodell	37
3.5.2	Deterministisches SCALE-PARTISN-Rechenmodell	39
3.5.3	Eignungsprüfung der Rechenmodelle durch Vergleich mit Referenzrechnungen für die LEU-Kernkonfiguration	42
3.5.4	Bestimmung der Unsicherheiten und Sensitivitäten durch Berücksichtigung der unsicheren Eingabeparameter in den reaktorphysikalischen Berechnungen der LEU-Kernkonfiguration.....	44
3.5.5	Diskussion der Resultate und Vergleich zur HEU-Kernkonfiguration.....	50
4	Durchführung von Analysen zur Untersuchung der Strömungsinstabilität und des kritischen Wärmeflusses unter Verwendung neuerer Korrelationen (AP 2).....	53
4.1	Aufarbeitung des für das Vorhaben relevanten Standes von Wissenschaft und Technik (AP 2.1)	53
4.1.1	Kritische Wärmestromdichte (engl. Critical Heat Flux, CHF)	53
4.1.2	Strömungsinstabilität (engl. Flow Instability, FI)	61
4.1.3	OFI oder CHF, welches ist der begrenzende Faktor?	68
4.2	Anpassung des vorliegenden ATHLET-Datensatzes eines Forschungsreaktorkernes (FRM II) (AP 2.2)	70
4.3	Durchführung der Transientenberechnungen und Auswertung des FIR und DNBR anhand der neuen eingesetzten Korrelationen (AP 2.3)	76
4.3.1	Beschreibung der Weiterentwicklung des Simulationsmodells	77
4.3.2	Beschreibung der Anfangsbedingungen/Randbedingungen.....	78
4.3.3	Leck im Sammler vor dem Zentralkanal.....	79
4.3.4	Ausfall aller Primärpumpen (PUMA)	83
4.3.5	Anfahrstörfall durch Regelstabwehlfahren	87
4.3.6	Kühlkanalblockadesimulation	91
5	Zusammenfassung und Ausblick.....	99
	Literaturverzeichnis	105
	Abbildungsverzeichnis.....	115

Tabellenverzeichnis 119

Abkürzungsverzeichnis 121

A Anhang 123

1 Einleitung, Aufgabenstellung und Zielsetzung

Die allgemeine Zielsetzung dieses Eigenforschungsvorhabens ist die Weiterentwicklung von Methoden und Analysemodellen für Forschungsreaktoren, um Transienten- und Störfallanalysen zu aktuellen Fragestellungen durchführen zu können und wissenschaftlich-technische Fragen auf dem Gebiet der Sicherheitsanalyse zu beantworten. Dieses Eigenforschungsvorhaben liefert zusätzlich einen Beitrag, um die fachliche Kompetenz der GRS auf dem Gebiet der deterministischen Ereignisanalysen für Forschungsreaktoren aufrechtzuerhalten und weiter auszubauen.

In den letzten Jahren hat die GRS in einer Reihe von verschiedenen Eigenforschungsvorhaben Erfahrungen über unterschiedliche Themen der Sicherheitsbewertung von Forschungsreaktoren erworben. Diese Eigenforschungsvorhaben hatten u. a. die Entwicklung und den Einsatz von Analysesimulatoren für Forschungsreaktoren zum Ziel, um u. a. Umrüstungsstrategien von Forschungsreaktoren von hoch- auf niedriger angereicherten Brennstoff auf Basis sicherheitstechnischer Analysen einschätzen zu können. Darauf aufbauend verfolgt dieses Eigenforschungsvorhaben folgende übergeordnete Einzelziele:

- 1) Quantifizierung der Aussagesicherheit von reaktorphysikalischen Berechnungen von Forschungsreaktoren mit hoch- und niedrig angereichertem Brennstoff mittels Durchführung von Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen (U/S-Analysen) hinsichtlich unsicherer Eingabedaten.
- 2) Anwendung und Bewertung von neuen CHF-Korrelationen nach aktuellem Stand von Wissenschaft und Technik in Forschungsreaktoren.
- 3) Kenntnisaufbau und Analyse der thermohydraulischen Phänomene der Strömungsinstabilität in Forschungsreaktoren.

In reaktorphysikalischen Untersuchungen von Forschungs- und Leistungsreaktoren zur Ermittlung sicherheitsrelevanter Ergebnisgrößen, z. B. Abschaltreaktivität, Leistungsverteilung und Reaktivitätskoeffizienten, werden Neutronentransportprogramme basierend auf deterministischen Methoden /PAU 03/, /SEU 08/ oder auf der stochastischen Monte-Carlo Methode /LEP 15/ eingesetzt. Eingabeparameter für solche Neutronentransportprogramme sind Geometrie- und Materialdaten des Reaktorkerns sowie nukleare Wirkungsquerschnittsdaten zur Beschreibung möglicher Wechselwirkungen zwischen den Neutronen und den Reaktormaterialien. Unsicherheiten in diesen Eingabepara-

metern führen zu Unsicherheiten in den berechneten Ergebnisgrößen. Bei Untersuchungen des Kernverhaltens und den dabei ermittelten sicherheitsrelevanten Ergebnisgrößen ist es deshalb bedeutend, mögliche Unsicherheiten in den Eingabeparametern zu identifizieren und den Einfluss dieser Unsicherheiten auf die Ergebnisunsicherheiten zu quantifizieren. Mittels Sensitivitätsanalysen werden dann die Hauptbeiträge zu den Ergebnisunsicherheiten identifiziert und somit Hinweise darüber erlangt, bei welchen Eingabeparametern durch eine verbesserte Kenntnis bzw. eine Verringerung ihrer Unsicherheiten die Ergebnisunsicherheit am effektivsten erreicht werden kann. Die Durchführung derartiger U/S-Analysen ist umso wichtiger, wenn für die zu untersuchenden Kernkonfigurationen vergleichsweise wenig oder keine Betriebserfahrung vorhanden ist, was bei Forschungsreaktoren mit ihren stärker variierenden Kernstrukturen und Brennstoffzusammensetzungen im Vergleich zu kommerziell genutzten Leistungsreaktoren, zumeist Leichtwasserreaktoren (LWR), nahezu die Regel darstellt.

Für Forschungsreaktoren mit hoch- oder niedriger angereichertem Brennstoff und insbesondere für Hochfluss-Forschungsreaktoren, welche zukünftig von einem hochangereicherten Brennstoff auf einen neuartigen niedriger angereicherten Brennstoff umgerüstet werden sollen (dazu gehört auch der FRM II in Deutschland), liegt im Vergleich zu LWR wenig Betriebserfahrung vor. Somit ist es wichtig, die Aussagesicherheit der reaktorphysikalischen Berechnungen von Forschungsreaktoren, welche entweder mit einem hochangereicherten Brennstoff oder mit einem niedriger angereicherten Brennstoff betrieben werden, zu quantifizieren. Dazu werden im ersten Arbeitspaket dieses Eigenforschungsvorhabens systematische U/S-Analysen für ein generisches Rechenmodell der derzeitigen Kernkonfiguration des FRM II mit hochangereichertem Brennstoff sowie für ein generisches Rechenmodell einer für den FRM II möglichen, zukünftigen Kernkonfiguration mit niedrig angereichertem Brennstoff durchgeführt. Zu diesem Zweck werden die für reaktorphysikalische Berechnungen unsicheren Eingabeparameter in der Auswahl von Material- und Geometriedaten sowie in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten identifiziert. Im Vergleich zu LWR können das bei Forschungsreaktoren andere Anreicherungen, Moderatoren, Material-, Geometrie- und Wirkungsquerschnittsdaten sein, da bei Forschungsreaktoren häufig eine andere Kerengeometrie sowie ein anderer Brennstoff zum Einsatz kommt, wie z. B. der hochangereicherte U_3Si_2 Brennstoff im Kompaktkern des FRM II. Mit Methoden zur U/S-Analyse werden die Unsicherheiten der Eingabeparameter in den reaktorphysikalischen Berechnungen berücksichtigt und die resultierenden Unsicherheiten von Ergebnisgrößen ermittelt. Zudem werden Sensitivitäten von Ergebnisgrößen auf unsichere Eingabeparameter bestimmt und die Haupt-

beiträge zur Ergebnisunsicherheit identifiziert. Für in Deutschland und im Ausland in Betrieb befindliche Forschungsreaktoren sind derartige U/S-Analysen nicht bekannt, und wurden von der GRS bislang nicht durchgeführt. Für Leichtwasserreaktoranordnungen westlicher sowie russischer Bauart, die im Rahmen von Benchmarks spezifiziert sind, hat die GRS bereits in der Vergangenheit U/S-Analysen hinsichtlich der Unsicherheiten in den nuklearen Daten durchgeführt /AUR 18/, /BER 17/.

In Bezug auf die thermohydraulische Analyse beschreibt der kritische Wärmestrom (engl. *Critical Heat Flux*, CHF) die thermische Grenze eines Phänomens, bei dem während der Erwärmung des Kühlmittels ein Phasenwechsel stattfindet. Ein Überschreiten des kritischen Wärmestroms führt zu einem Abweichen vom Blasensieden (engl. *Departure from Nucleate Boiling*, DNB), bei dem sich die Dampfblasen nicht mehr von der festen Oberfläche des Kanals lösen, infolgedessen der Wärmestrom drastisch abnimmt, und die Oberflächentemperatur ansteigt. In einem Kernreaktor ist die Vermeidung von DNB eine vorrangige Aufgabe, um die Integrität der Brennstoffmatrix zu erhalten.

Für die Leistungsreaktoren auf LWR-Basis stehen zahlreiche Korrelationen von CHF zur Verfügung, u. a. die Westinghouse-W-3-Korrelation /TON 67/, die Groeneveld-Tabelle /GRO 68/. Sie werden meist für eine *best-estimate* bzw. konservative Vorhersage von CHF für die Geometrie des Brennelementes in Leistungsreaktoren westlicher Bauart (quadratisch im Querschnitt, zylindrische Brennstäbe) und Betriebsbedingungen (hoher Druck, hohe Temperaturen) verwendet.

Forschungsreaktoren werden üblicherweise unter anderen Bedingungen (geringere Drücke und Temperaturen, andere Kerngeometrie etc.) betrieben. Unter Berücksichtigung dieser Bedingungen sind die oben genannten Korrelationen für die Sicherheitsanalyse von Forschungsreaktoren oft nicht oder nicht gut geeignet. In der aktuellen Version des Systemcodes ATHLET für thermohydraulische Analysen ist die Mirshak-Korrelation /MIR 59/ implementiert. Sie wird bislang als erste Näherung für die Anwendung in Forschungsreaktoren eingesetzt. Jedoch hat die Mirshak-Korrelation einen begrenzten Validierungsbereich. Im Rahmen der Weiterentwicklung von ATHLET wurde eine neue CHF-Korrelation in die bevorstehende ATHLET Release Version 3.3 implementiert (Sudo-Kaminaga-Korrelation), die jedoch noch nicht für die deterministische Sicherheitsanalyse eines Forschungsreaktors erprobt wurde. Daher ist es notwendig, eine Bewertung der derzeit verfügbaren CHF-Korrelationen, die als geeignet für die Anwendung in Forschungsreaktoren erachtet werden, in der deterministischen Sicherheitsanalyse für

Forschungsreaktoren auf der Grundlage des aktuellen Stands von Wissenschaft und Technik durchzuführen.

Neben dem CHF ist aus thermohydraulischer Sicht die exkursive Strömungsinstabilität (bekannt als Ledinegg-Typ-Instabilität /LED 38/) für die Sicherheitsanalysen von Forschungsreaktoren entscheidend. Das Auftreten einer beträchtlichen Menge von Blasen in der Kühlmittelströmung kann bei parallelen Mehrkanalsystemen zu Erhöhung des Druckverlustes und einer Verringerung der Wärmeübertragung führen, was wiederum Oszillationen oder eine Umverteilung des Kühlmitteldurchsatzes verursachen kann. Die Betrachtung der Instabilität bei Analysen mit Systemcodes ist wichtig, da drastische Änderungen in der Strömung dazu führen können, dass der kritische Wärmestrom an der heißesten Stelle im Kern erreicht wird, was zu einer Verschlechterung der Kühlbarkeit des Kerns führt. Das Auftreten der Ledinegg-Typ-Instabilität wird stark von den Betriebsbedingungen (z. B. hohe Einlassunterkühlung bei niedrigem Druck) und der Systemgeometrie beeinflusst. Unter Berücksichtigung der betrieblichen Bedingungen in Forschungsreaktoren ist es von großem Interesse, einen systematischen Überblick über die derzeit verfügbaren Korrelationen zur Strömungsinstabilität zu erhalten.

Die wissenschaftlich-technischen Arbeiten gliedern sich auf dieser Basis in zwei Arbeitspakete (AP):

- Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen zu sicherheitsrelevanten Ergebnisgrößen reaktorphysikalischer Berechnungen
- Durchführung von Analysen zur Untersuchung der Strömungsinstabilität und des kritischen Wärmeflusses unter Verwendung neuerer Korrelationen

2 Stand von Wissenschaft und Technik zu Beginn des Vorhabens

2.1 Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen bei reaktorphysikalischen Untersuchungen

Die Bewertungsmethoden im Bereich der kerntechnischen Sicherheit umfassen unter anderem reaktorphysikalische Untersuchungen mittels deterministischer oder stochastischer Neutronentransportprogramme auf der Basis nominaler Geometrie- und Materialdaten sowie nominaler nuklearer Wirkungsquerschnittsdaten. In den Vorhaben 4718R01321 /TRA 21/ und 4721R01321 /BEC 24/ hat die GRS solche reaktorphysikalischen Untersuchungen zur bestehenden und in der Diskussion befindlichen, alternativen Kernkonfigurationen des FRM II durchgeführt. Dabei wurden mittels stochastischer Monte-Carlo Ganzkern-Rechnungen die derzeitige verwendete Kernkonfiguration mit hochangereichertem U_3Si_2 Brennstoff (Anteil $^{235}\text{U} > 90$ Gew.-%), eine U_3Si_2 Brennstoffvariante mit 50 Gew.-% ^{235}U sowie alternative Kernkonfigurationen mit neuartigen, niedrig-angereicherten Brennstoffen, z. B. monolithisches Uran-Molybdän (U-10Mo) mit 19,75 Gew.-%, analysiert und hinsichtlich der Abschaltreaktivität, Neutronenflussdichteverteilung, Zykluslänge und Reaktivitätskoeffizienten miteinander verglichen. Bei Zugrundelegung des in den letzten Jahren zunehmend verfolgten *Best-Estimate-Plus-Uncertainty* (BEPU) Ansatzes /IVA 16/, d. h. der Durchführung von Berechnungen mit nominalen, nicht-konservativen Eingabeparametern ergänzt durch Unsicherheitsanalysen, ist es von großem wissenschaftlichen Interesse, die Bewertungsmethoden im Bereich der kerntechnischen Sicherheit von Forschungsreaktoren dahingehend weiterzuentwickeln, sodass die bisherigen Analysen der GRS zu Forschungsreaktoren durch U/S-Analysen ergänzt werden können. Neben dem Einsatz von externen Methoden hat die GRS in verschiedenen früheren Eigenforschungsvorhaben eigene Methoden entwickelt und eingesetzt, um U/S-Analysen hinsichtlich unsicherer Eingabeparameter durchführen zu können. Im Folgenden werden die eingesetzten Methoden zu U/S-Analysen hinsichtlich unsicherer Wirkungsquerschnittsdaten, die verfügbaren Unsicherheitsdaten in den Wirkungsquerschnittsbibliotheken, die Methoden zu U/S-Analysen hinsichtlich unsicherer Geometrie- und Materialparameter und die für diese Arbeiten verwendeten Neutronentransportprogramme kurz erläutert.

Zur Berücksichtigung von Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten in reaktorphysikalischen Berechnungen haben sich zwei Varianten etabliert. Die erste

Variante basiert auf deterministischer linearer Störungstheorie und wird z. B. in dem Programm TSUNAMI aus dem US-amerikanischen SCALE-Programmsystem verwendet /REA 18/. Dabei ist die Ermittlung auf Unsicherheiten bislang auf integrale Ergebnisgrößen wie den Multiplikationsfaktor und differentielle Ergebnisgrößen wie Reaktionsraten bei kritischen Anordnungen beschränkt. Die zweite Variante ist stichprobenbasiert und wird z. B. in dem von der GRS entwickelten Verfahren XSUSA verwendet /ZWE 09/. Dabei wird eine Zufallsstichprobe von nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten unter Berücksichtigung einer Normalverteilung als Wahrscheinlichkeitsverteilung sowie möglicherweise vorhandener Korrelationen zwischen den Wirkungsquerschnittsdaten erstellt. Die stichprobenbasierte Methode erlaubt im Gegensatz zum störungstheoretischen Ansatz die Berücksichtigung von Unsicherheiten von nuklearen Wirkungsquerschnitten auch in komplexen reaktorphysikalischen Berechnungssequenzen. Die Unsicherheiten werden dabei in der Resonanzselbstabschirmungsrechnung, der Aufbereitung von homogenisierten und kondensierten Multigruppen-Wirkungsquerschnittsdaten und schließlich in der Ganzkern-Rechnung behandelt. Vorteilhaft ist dabei, dass Unsicherheiten für beliebige Ergebnisgrößen ermittelt werden können, z. B. für die Brennelementleistungsverteilung /AUR 18/. Jedoch kann die Verwendung stichprobenbasierter Methoden je nach Stichprobengröße, zugrunde liegender Neutronentransportmethode und Größe des Rechenmodells einen erheblichen Rechenaufwand erfordern /BER 17/. In Abb. 2.1 ist der Ablauf einer U/S-Analyse mit XSUSA schematisch dargestellt.

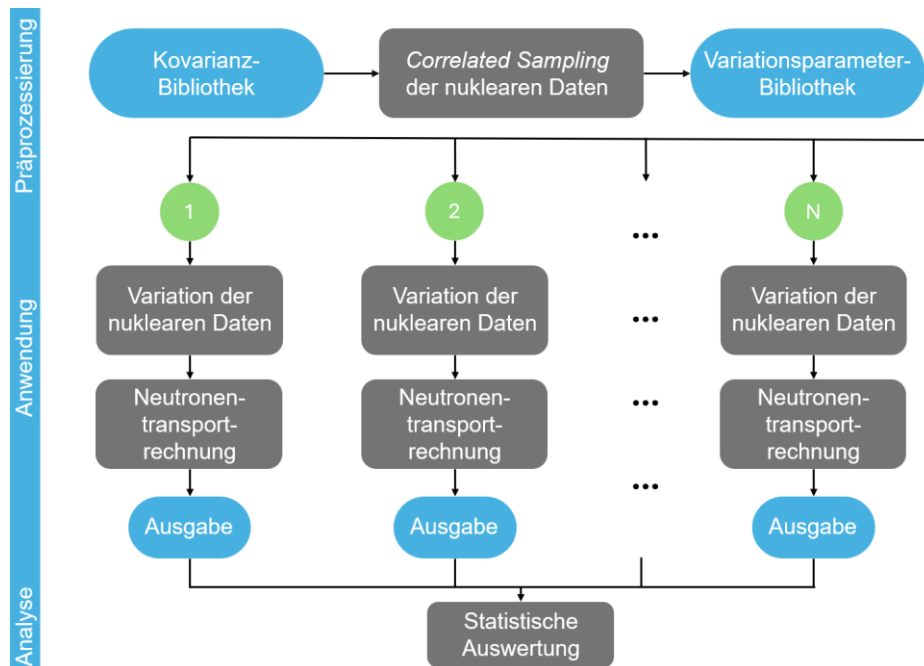


Abb. 2.1 Ablaufschema einer U/S-Analyse mit XSUSA

Den reaktorphysikalischen Berechnungen liegen nukleare Wirkungsquerschnittsdaten zugrunde. Die zu den Wirkungsquerschnittsdaten korrespondierenden Unsicherheiten sind in Form von Kovarianzdaten gegeben. Dadurch werden lineare Abhängigkeiten zwischen Wirkungsquerschnittswerten bei verschiedenen Energien, zwischen verschiedenen Wirkungsquerschnittstypen und zwischen verschiedenen Nukliden dargestellt. Moderne Wirkungsquerschnittsbibliotheken wie z. B. die US-amerikanische Bibliothek ENDF/B-VIII.0 /BRO 18/, die europäische Bibliothek JEFF-3.3 /PLO 20/ und die japanische Bibliothek JENDL-4.0 /SHI 11/ enthalten bereits für einen Großteil der nominalen Wirkungsquerschnittsdaten auch Kovarianzdaten. Zur Verwendung dieser Kovarianzdaten in U/S-Analysen müssen diese zuvor in Multigruppen-Energiedarstellung prozessiert werden /IVA 16/. Das SCALE 6.2 Programmsystem enthält bereits prozessierte Kovarianzbibliotheken in 56 und 252 Energiegruppen, die für eine möglichst hohe Abdeckung von Reaktionskanälen aus verschiedenen Bibliotheken, unter anderem ENDF/B-VII.1, zusammengestellt wurden /REA 18/. Bei U/S-Analysen verschiedener kritischer Experimente wurde beobachtet, dass die Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten eine Unsicherheit im berechneten Multiplikationsfaktor von 0,5 % bis 3 % verursachen. Bei der Brennelementleistungsverteilung eines fiktiven Leichtwasserreaktorkerns mit UO_2 Brennstoff wurde eine Unsicherheit von bis zu 5 % ermittelt, bei gemischter Beladung mit UO_2 und MOX Brennstoff wurde eine Unsicherheit von bis zu 10 % bestimmt /AUR 18/.

Zur Bestimmung des Einflusses von Unsicherheiten in Geometrie- und Materialparametern auf Ergebnisunsicherheiten reaktorphysikalischer Berechnungen werden zumeist stichprobenbasierte Methoden eingesetzt. In der GRS wurden in der Vergangenheit zu diesem Zweck die in der GRS entwickelten Programme SUSA /KLO 17/ in Kombination mit SUnCISTT /BEH 14/ verwendet, z. B. für U/S-Analysen von kritischen Experimenten aus dem UACSA Benchmark /NEA 21/. Mit SUSA werden Stichprobenwerte zu den unsicheren Geometrie- und Materialdaten unter Berücksichtigung entsprechender Verteilungsfunktionen sowie eventueller Abhängigkeiten bzw. Korrelationen zwischen den unsicheren Größen erstellt. Aufgrund der Weiterentwicklung von SUSA kann es mittlerweile direkt dazu verwendet werden, variierte Eingabedatensätze für Kritikalitätsrechnungen zu erstellen und integriert somit vollständig die Funktionalität von SUnCISTT. Für die in diesem Eigenforschungsvorhaben durchgeführten Untersuchungen ist der Ablauf einer U/S-Analyse mit SUSA in Abb. 2.2 schematisch dargestellt.

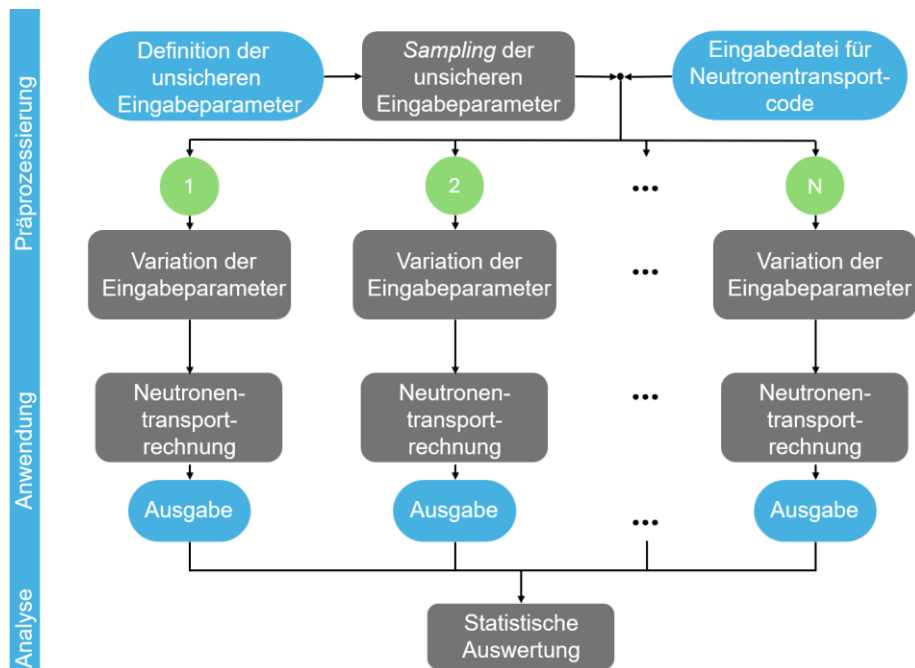


Abb. 2.2 Ablaufschema einer U/S-Analyse mit SUSAN

Für reaktorphysikalische Berechnungen im Rahmen von U/S-Analysen hinsichtlich unsicherer Geometrie-, Material- und Wirkungsquerschnittsdaten werden sowohl stochastische als auch deterministische Neutronentransportprogramme verwendet. Programme basierend auf der stochastischen Monte-Carlo Methode wie MCNP /PEL 13/ oder Serpent 2 /LEP 15/ erlauben im Vergleich zu Programmen mit deterministischen Methoden eine räumlich hochauflösende und akkurate Modellierung von komplexen Kerngeometrien, wie sie oftmals bei Forschungsreaktoren vorzufinden sind. Zudem nutzen Monte-Carlo Programme üblicherweise Wirkungsquerschnittsdaten in kontinuierlicher Energiedarstellung. In Kombination mit der Fähigkeit, komplexe Geometrien akkurat modellieren zu können, werden Ergebnisse von Monte-Carlo Rechnungen daher üblicherweise als Referenzergebnisse angesehen. MCNP kann im Gegensatz zu dem Monte-Carlo Programm Serpent den Neutronentransport auch mit Wirkungsquerschnittsdaten in Multigruppen-Energiedarstellung simulieren. Dazu ist es notwendig, die Multigruppen-Wirkungsquerschnittsdaten vorher einer Resonanzselbstabschirmungsrechnung zu unterziehen, z. B. mit einer entsprechenden Rechensequenz aus dem SCALE-Programmpaket. Die Funktionalität in MCNP, Multigruppen-Wirkungsquerschnitte nutzen zu können, ermöglichte zusammen mit XSUSA auch die Durchführung von stichprobenbasierten U/S-Analysen für z. B. einen WWER-1000 Kern im Volllastzustand /BER 17/. Im Rahmen des Eigenforschungsvorhabens RS1601 hat die GRS die XSUSA-CE Methode entwickelt, mit der Wirkungsquerschnitte in kontinuierlicher Energiedarstellung direkt stichprobenbasiert variiert werden können, um auf deren Basis Monte-Carlo Transport-

rechnungen mit Serpent 2 durchführen zu können /AUR 25/. Damit sind U/S-Analysen für alle von Serpent 2 ermittelten Ergebnisgrößen bei direkter Verwendung von kontinuierlichen Wirkungsquerschnittsdaten möglich, ohne die zuvor notwendige Resonanzbehandlung der Multigruppen-Wirkungsquerschnitte durchführen zu müssen.

Für U/S-Analysen hinsichtlich unsicherer Geometrie- und Materialparameter bieten Monte-Carlo-Neutronentransportprogramme aufgrund der räumlich aufgelösten und expliziten Modellierung der Komponenten einer Kernkonfiguration den Vorteil, dass die mittels einer stichprobenbasierten Methode variierten Geometrie- und Materialparameter direkt im Monte-Carlo-Rechenmodell verwendet werden können.

Monte-Carlo-Rechnungen sind bei großen Modellen sehr rechenintensiv und damit auch zeitaufwändig. Zudem weisen die Ergebnisse aufgrund der Monte-Carlo Methode eine statistische Unsicherheit auf, die umso größer ist, je geringer sich die Neutronenpopulation in dem räumlichen Bereich der zu detektierenden Ergebnisgröße einstellt. Sind Monte-Carlo Rechnungen insbesondere im Rahmen von stichprobenbasierten U/S-Analysen mit einem Stichprobenumfang von mehreren Hundert bis Tausend aufgrund der damit verbundenen erforderlichen Rechenzeit nicht praktikabel, oder dürfen die Ergebnisse nur eine minimale bzw. keine statistische Unsicherheit wegen weiterführender mathematischer Operationen aufweisen, dann werden alternativ deterministische Neutronentransportprogramme eingesetzt. Dazu eignet sich z. B. das PARTISN Programmpaket /ALC 18/, das mehrere Neutronentransportprogramme basierend auf der Diskrete-Ordinaten-Methode für Rechnungen in ein, zwei und drei Dimensionen unter Verwendung kartesischer oder zylindrischer Koordinaten enthält. PARTISN wurde bereits in früheren Forschungsvorhaben der GRS im Rahmen von U/S-Analysen hinsichtlich unsicherer Wirkungsquerschnittsdaten eingesetzt /ZWE 18/. PARTISN verwendet resonanzselbstabschirmte Wirkungsquerschnitte in Multigruppen-Energiedarstellung. Aufgrund des Rechengitters müssen komplexe Kerngeometrien meist geometrisch vereinfacht modelliert werden, sodass Wirkungsquerschnitte über mehrere Materialbereiche homogenisiert werden müssen. Weiterhin kann eine Kondensierung der Multigruppen-Wirkungsquerschnitte auf eine geringere Anzahl von Energiegruppen erforderlich sein, um eine praktikable Rechenzeit bei PARTISN-Rechnungen zu erreichen. Die Resonanzselbstabschirmungsrechnung, die Homogenisierung und die Kondensierung der Multigruppen-Wirkungsquerschnitte kann mit einer entsprechenden Rechensequenz aus verschiedenen Modulen von SCALE 6.2 durchgeführt werden.

2.2 Berechnung des kritischen Wärmeflusses bei Forschungsreaktoren

Unter den Korrelationen, die zur Bestimmung des zu DNB führenden Wärmestroms bei niedrigen Druckbedingungen verwendet werden, gehört die Mirshak-Korrelation /MIR 59/ zu den am meistens verwendeten bzw. empfohlenen Korrelationen. Die Mirshak-Korrelation wird beispielsweise in der im Rahmen des von den USA geförderten RERTR-Programms (engl. *Reduced Enrichment in Research and Test Reactor*) durchgeführten Bewertung empfohlen /CHE 80/. Die Ergebnisse gezielter Rechnungen unter Verwendung der Mirshak-Korrelation zeigen, dass es zu einer konservativ niedrigen DNB-Wärmestromvorhersage bei hohen Strömungen in einem viereckigen Kanal kommt. Eine der Einschränkungen bei der Anwendung dieser Korrelation ist, dass die von Mirshak durchgeführten Experimente für die Erstellung der Korrelation auf eine definierte Geometrie von Vierecken und Ringraum basieren, welche nicht in allen Forschungsreaktortypen vorkommt. Somit ist die Korrelation nicht für jeden Forschungsreaktortyp allgemein gültig und anwendbar. Eine weitere Einschränkung besteht darin, dass die Mirshak-Korrelation im Bereich des hohen Durchsatzes ein konservatives Verhalten zeigt, während der Bereich des niedrigen Durchsatzes aus dem Validierungsbereich herausfällt. Kritische Wärmeströmung bei niedrigem Durchsatz kann in Forschungsreaktoren unter einer Reihe von Störfallbedingungen (z. B. bei Unfällen mit Strömungsverlust oder Kühlmittelverlust) wichtig werden, bei denen die Nachzerfallswärme durch Naturumlaufsbedingungen abgeführt wird.

In der Untersuchung von 1984 wies Mishima /MIS 83/ bei experimentellen Ergebnissen unter Atmosphärendruck auch darauf hin, dass das Siedephänomen bei einem viel geringeren Wärmestrom auftreten kann als beim Pool-Sieden oder als von den herkömmlichen Korrelationen vorhergesagt. Daher sollte bei der Analyse des Siedephänomens, das bei einem sehr geringen Kühlmittelfluss in einem Niederdrucksystem auftritt, besonders betrachtet werden.

Im Jahr 1993 schlugen Sudo und Kaminaga /SUD 93/ eine neue Korrelation für den CHF für viereckige Kühlmittelkanäle unter Forschungsreaktor-Betriebsbedingungen vor, und verbesserten diese 1998 /KAM 98/ mit einem Korrekturterm für die Unterkühlungstemperatur am Einlass. Die sogenannte Sudo-Kaminaga-Korrelation berücksichtigt die Auswirkungen unterschiedlicher Strömungsrichtungen (aufwärts und abwärts) und teilt die CHF-Charakteristika in drei Regionen entsprechend dem Massenfluss des Kühlmittels ein. Der CHF wurde bereits mit der Sudo-Kaminaga-Korrelation in der Sicherheitsanalyse einiger Forschungsreaktoren weltweit bewertet /BAE 12/.

Bis zu der ATHLET-Version 3.2 war für die Anwendung in Forschungsreaktoren-Modellen nur die Mirshak-Korrelation vorhanden. Im Abschlussbericht des BMWi-Vorhabens RS1565 /SCH 21/ wird darauf hingewiesen, dass die experimentelle Basis für die Mirshak-Korrelation recht begrenzt ist und ihre Leistungsfähigkeit im Vergleich zu anderen Experimenten (u. a. COSMOS-L-Experiment) nicht zufriedenstellend ist, denn die Korrelation führt zu einer deutlichen Überschätzung der CHF bei niedrigen Durchflussbedingungen. Eine ähnliche Überschätzung der CHF wurde auch mit der Groeneveld CHF Lookup-Tabelle /GRO 07/, /BAL 16/ beobachtet, aufgrund der begrenzten Datenbasis für niedrigen Druck. Vor diesem Hintergrund wurde für die Weiterentwicklung von ATHLET im Rahmen des o. g. Forschungsvorhabens RS1565 die Sudo-Kaminaga-Korrelation aufgrund ihrer relativ großen Validierungsbasis für enge rechteckige Kühlkanäle und der expliziten Unterscheidung von drei verschiedenen Strömungsregimen ausgewählt und implementiert.

2.3 Analyse der Strömungsinstabilität in Forschungsreaktoren

Im Vergleich zu Leistungsreaktoren werden Forschungsreaktoren bei deutlich höherer Leistungsdichte, niedrigerem Kühlmitteldruck und höherer Strömungsgeschwindigkeit betrieben. Trotz des geringeren Druckes ist das Kühlmittel unter Normalbedingungen unterkühlt. Bei reduziertem Durchsatz in Folge einer betrieblichen Störung kann es jedoch zur Dampfbildung im Reaktorkern kommen, was zu erhöhten Reibungs- und vor allem Beschleunigungsdruckverlusten führt, die dann den Kerndurchsatz weiter reduzieren. In der Literatur findet man zahlreiche Forschungsarbeiten zum Phänomen der Strömungsinstabilität in zweiphasigen Systemen. Ledinegg beschrieb erfolgreich das Phänomen der Strömungsinstabilität in einem parallel geschalteten Rohr /LED 38/. Zur Bewertung und Bestimmung des Kriteriums für das Auftreten von Strömungsinstabilität wurden verschiedene Experimente und Bewertungsmodelle erstellt.

Einer der Ansätze ist der globale Ansatz, d. h. die Korrelation erfordert nur die Kenntnis globaler Systemparameter (Unterkühlung des Kühlmittels, Austrittstemperatur des Kühlmittels, Geometrie des Kühlkanals usw.) zur Vorhersage von OFI (engl. *Onset of Fluid Instability*). Whittle und Forgan haben eine experimentelle Untersuchung für verschiedene Kombinationen von Betriebsbedingungen und geometrischen Überlegungen bei unterkühlter Strömung durchgeführt, um Daten über den Beginn der Strömungsinstabilität (OFI) zu erhalten, und eine Korrelation (Whittle-Forgan-Korrelation) vorgeschlagen /WHI 67/. Stelling et al. entwickelten ein Kriterium auf der Grundlage der Whittle-Forgan-

Korrelation unter Verwendung experimenteller Daten für die Abwärtsströmung von Wasser in vertikalen Rohren /STE 96/.

Der andere Ansatz ist der lokale Ansatz, der auf der Vorhersage der Nettodampferzeugung (engl. *Net Vapor Generation*, NVG) entlang des Kanals basiert. Bei diesem Phänomen werden die Blasen größer und lösen sich von den Wänden ab, so dass der Dampfanteil deutlich ansteigt. Eine der am häufigsten verwendeten NVG-Korrelationen ist die Saha-Zuber-Korrelation /SAH 74/, die sich auf thermischen und hydrodynamischen Parametern wie Nusselt- und Stanton-Zahlen bezieht.

3 Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen zu sicherheitsrelevanten Ergebnisgrößen reaktorphysikalischer Berechnungen (AP 1)

3.1 Aufarbeitung des für das Arbeitspaket relevanten Standes von Wissenschaft und Technik (AP 1.1)

Der für das Arbeitspaket 1 aufgearbeitete, relevante Stand von Wissenschaft und Technik in Bezug auf Neutronentransportprogramme, nukleare Wirkungsquerschnittsbibliotheken und Methoden für Unsicherheits- und Sensitivitätsanalysen von reaktorphysikalischen Berechnungen wird in Kap. 2.1 ausgeführt. Im Folgenden werden recherchierte Studien dargestellt, in denen U/S-Analysen für Forschungsreaktoren durchgeführt worden sind. Dabei ist festzuhalten, dass nach Recherche in internationaler Fachliteratur sowie in Konferenzbänden, wie z. B. zur European Research Reactor Conference (RRFM), die Anzahl an Studien zu U/S-Analysen von reaktorphysikalischen Berechnungen von Forschungsreaktoren bislang gering ist.

In /GRO 15/ werden U/S-Analysen vorgestellt, in denen der Einfluss von Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten auf die Ergebnisunsicherheiten des Multiplikationsfaktors und von homogenisierten 2-Gruppen-Wirkungsquerschnitten für verschiedene Brennelemente des SAFARI-1 Forschungsreaktors ermittelt wurden. Mittels Sensitivitätsanalysen wurden zudem die Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten identifiziert, die hauptsächlich zur Ergebnisunsicherheit beitragen. Die U/S-Analysen wurden mit dem auf deterministischer linearer Störungstheorie basierenden Programm TSUNAMI des SCALE-Programmpakets durchgeführt.

U/S-Analysen werden für den in Australien gelegenen Forschungsreaktor OPAL in /VIL 17/ dargestellt. Mittels stichprobenbasierter Verfahren wurden Wirkungsquerschnitte sowie Geometrie- und Materialparameter im Rahmen ihrer Unsicherheiten variiert. Auf Basis dieser variierten Parameter wurden 200 Monte-Carlo-Neutronentransportrechnungen mit einem Rechenmodell des Forschungsreaktors durchgeführt und über die Stichprobe Unsicherheiten der berechneten Reaktivität, des Dampfblasenkoeffizienten und der gesamten Steuerstabwirksamkeit ermittelt.

In /DOK 18/ wird die stichprobenbasierte Methode SHARK-X in Kombination mit dem CASMO5/SIMULATE-3K Programmsystem angewendet, um den Einfluss von Unsicher-

heiten in den Wirkungsquerschnitten auf den gerechneten, zeitabhängigen Verlauf einer prompt überkritischen Reaktivitätstransiente zu ermitteln. Als Reaktivitätstransiente wurde das Experiment *Test 43* gewählt, das am SPERT-III Forschungsreaktor im Nulllast-kalt Zustand in den 1960er Jahren in Idaho, USA, durchgeführt wurde. Mit SHARK-X wurde eine Stichprobe von 500 variierten Wirkungsquerschnittsbibliotheken basierend auf der Bibliothek ENDF/B-VII.1 erzeugt. Auf deren Basis wurden 500 Simulationen der prompt überkritischen Transiente durchgeführt. Die Unsicherheiten der zeitabhängigen Leistung, Reaktivität und maximalen Brennstofftemperatur wurden ausgewertet und wenn verfügbar, mit experimentellen Daten verglichen.

In /ZHU 11/ werden U/S-Analysen unter Anwendung des Programms TSUNAMI des SCALE-Programmpakets für CANDU-Brennelemente mit (Th, Pu)O₂ Brennstoff vorgestellt, die zu Testzwecken 1984 im ZED-2 Forschungsreaktor eingesetzt wurden. Ergebnisunsicherheiten des Multiplikationsfaktors aufgrund der Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten und die Hauptbeiträge zu den Ergebnisunsicherheiten werden vorgestellt.

Es bleibt anzumerken, dass bereits diese geringe Auswahl auch die hohe Variabilität und Heterogenität der unterschiedlichen Forschungsreaktor-Auslegungen und Designs demonstriert.

3.2 Erstellung von Rechenmodellen für U/S-Analysen der HEU-Kernkonfiguration (AP 1.2)

In diesem Arbeitspaket wurden generische Rechenmodelle der HEU-Kernkonfiguration des FRM II zur Durchführung der U/S-Analysen der reaktorphysikalischen Berechnungen erstellt. Ein Rechenmodell wurde für das auf dem Monte-Carlo Verfahren basierende Neutronentransportprogramm Serpent 2 sowie ein Rechenmodell für das deterministische Neutronentransportpaket PARTISN erstellt.

Das Serpent 2-Rechenmodell, beschrieben in Kapitel 3.2.1, wurde zunächst für die Verifizierung der deterministischen SCALE-PARTISN-Rechensequenz eingesetzt. Da das Serpent 2-Rechenmodell die Geometrie und die Materialien ohne wesentliche Näherungen modelliert, wurde es ebenfalls für die stichprobenbasierten U/S-Analysen bzgl. der Material- und Geometrieparameter eingesetzt. Die variierten Parameter konnten somit explizit im Rechenmodell angewendet werden. Da bei solchen großen räumlichen

Monte-Carlo-Rechenmodellen kleine räumliche Bereiche aufgrund einer dort meist geringen Population simulierter Neutronen eine nicht zu vernachlässigende statistische Unsicherheit aufgrund des Monte-Carlo Verfahrens aufweisen, die Rechnungen aber bereits sehr rechenintensiv sind, wurde bei diesen U/S-Analysen keine räumlich aufgelösten Ergebnisgrößen, sondern nur der Multiplikationsfaktor als integrale Ergebnisgröße ausgewertet.

Das deterministische PARTISN-Rechenmodell wurde für die stichprobenbasierten U/S-Analysen bzgl. der nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten eingesetzt, da für eine umfangreiche Stichprobe viele Neutronentransportrechnungen in einer praktikablen Rechenzeit bei gleichzeitigem Erhalt von räumlich hoch aufgelösten Ergebnissen durchgeführt werden können. Die für das PARTISN-Modell notwendigen, resonanzselbstabschirmten, homogenisierten und kondensierten Multigruppen-Wirkungsquerschnitte wurden mit Programmen des Programmpakets SCALE 6.2 und entsprechend dafür erstellte Rechenmodelle vorbereitet. Die Sequenz und Rechenmodelle zur Aufbereitung der Multigruppen-Wirkungsquerschnitte mit SCALE 6.2 sowie das PARTISN-Modell werden in Kapitel 3.2.2 dargestellt.

3.2.1 Serpent 2-Monte-Carlo-Rechenmodell

Das in diesem Eigenforschungsvorhaben verwendete Serpent 2-Rechenmodell für die HEU-Kernkonfiguration basiert auf dem Rechenmodell, das in den Vorhaben 4718R01321 /TRA 21/ und 4721R01321 /BEC 24/ entwickelt wurde. Zwecks Konsistenz mit dem vereinfachten PARTISN-Rechenmodell (vgl. Kapitel 3.2.2) wurden die Moderatortankeinbauten (Strahlrohre, kalte Neutronenquelle, heiße Neutronenquelle) und Abschaltstäbe nicht modelliert, sowie Anpassungen an der Geometrie und den Materialzusammensetzungen vorgenommen. Obwohl bereits die Verwendung von Wirkungsquerschnittsdaten basierend auf der nuklearen Datenbibliothek ENDF/B-VIII.0 möglich wäre, wurden für die Serpent 2-Rechnungen in diesem Eigenforschungsvorhaben Wirkungsquerschnittsdaten basierend auf der nuklearen Datenbibliothek ENDF/B-VII.1 /CHA 11/ verwendet, um konsistent mit den von SCALE 6.2 verwendeten Wirkungsquerschnittsdaten zu sein. Für das Rechenmodell wurde der kalte Zustand (294 K) der Kernkonfiguration zugrunde gelegt.

Das Rechenmodell, dargestellt in Abb. 3.1, modelliert im Wesentlichen den Zentralkanal mit Brennelement und Regelstab, den mit Schwerwasser und einem Helium-Druckpolster gefüllten Moderatortank und das mit Leichtwasser gefüllte Reaktorbecken.

Das Brennelement besteht aus 113 evolvertenförmigen Brennstoffplatten, einem Innen- und Außenrohr sowie einem Borring. Die Brennstoffplatten sind, wie in Abb. 3.2 gezeigt, zwischen Innen- und Außenrohr gleichmäßig angeordnet, sodass zwischen zwei Brennstoffplatten jeweils ein mit Leichtwasser gefüllter Kühlkanal besteht. Die Brennstoffplatten enthalten einen Brennstoffkern bestehend aus U_3Si_2 -Brennstoffpulver eingebettet in einer Aluminiummatrix. Die Urandichte des U_3Si_2 -Brennstoffs ist entlang einer Brennstoffplatte gestaffelt: in der inneren Zone beträgt die Urandichte $3,0 \text{ g/cm}^3$, in der äußeren Zone $1,5 \text{ g/cm}^3$. Die Anreicherung an ^{235}U beträgt 93 Gew.-%. Zum Innen- sowie zum Außenrohr hin geht der Brennstoffkern jeweils in ein brennstofffreies Rahmenmaterial modelliert als AlMg_2 -Legierung über. Rahmenmaterial und Brennstoffkern sind von einem Deckblech umgeben, modelliert als AlFeNi -Legierung. Der Borring bestehend aus Bor mit natürlicher Isotopenzusammensetzung in einer Aluminiummatrix sitzt, wie in Abb. 3.3 dargestellt, unterhalb des aktiven Kernbereichs auf der Innenseite des Außenrohres.

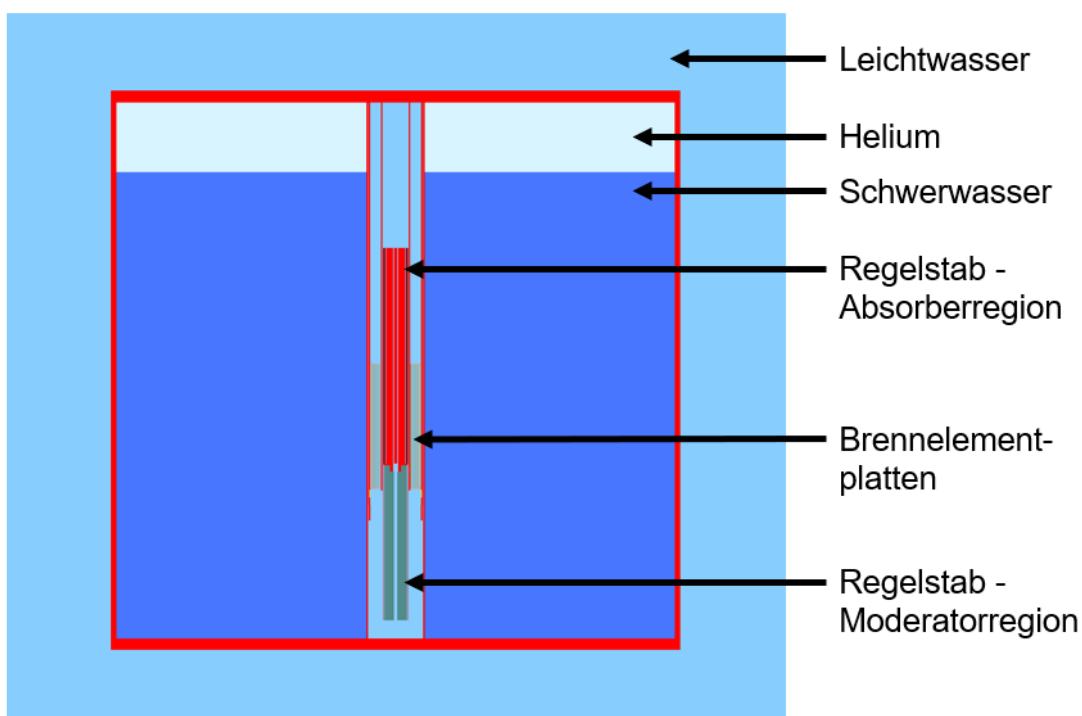


Abb. 3.1 Serpent 2-Rechenmodell: Vertikale Darstellung der HEU-Kernkonfiguration

Der im Innenrohr des Brennelements vertikal verfahrbare Regelstab besteht aus einer oberen Absorberregion mit Hafnium als Neutronenabsorbermaterial und einer unteren Moderatorregion mit Beryllium als Neutronenmoderatomaterial. Die Absorberregion ist, wie in Abb. 3.2 dargestellt, aus einer äußeren Schicht Hafnium und einem Struktur-

körper, modelliert als AlMg_3 -Legierung, aufgebaut. Hafnium und Strukturkörper sind von Leichtwasser gefüllten Kühlkanälen umgeben.

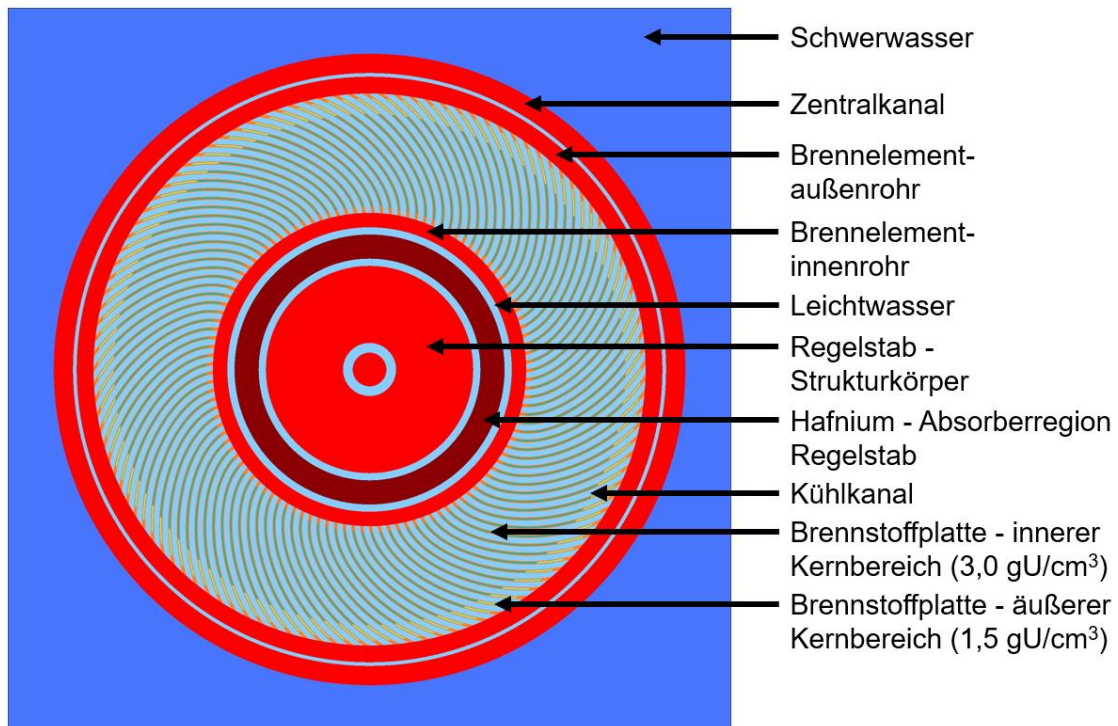


Abb. 3.2 Serpent 2-Rechenmodell: Horizontale Detaildarstellung des Brennelements und Regelstabs mit Hafnium-Absorberregion

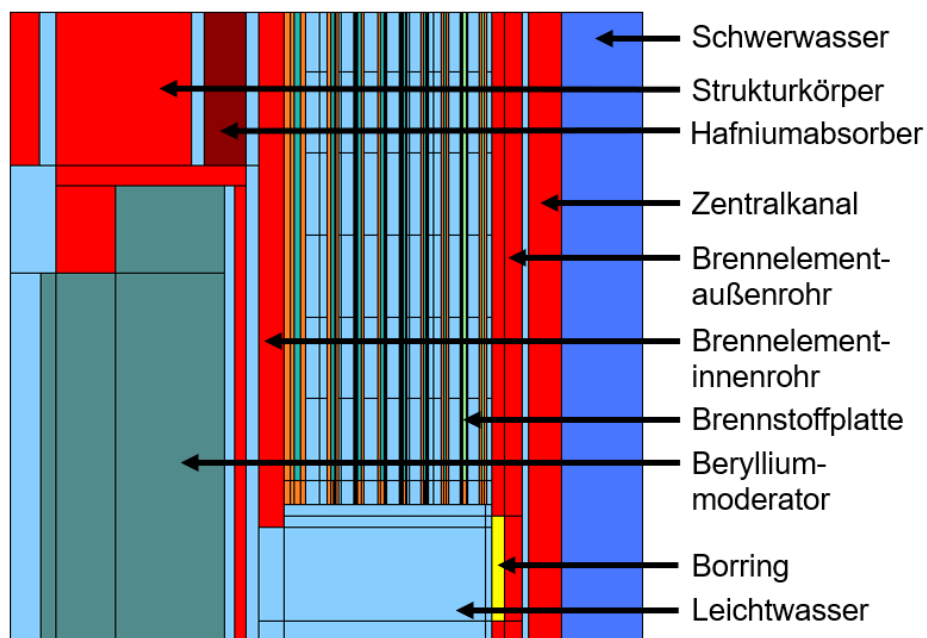


Abb. 3.3 Serpent 2-Rechenmodell: Vertikale Detaildarstellung des Brennelements und Regelstabs

3.2.2 Deterministisches SCALE-PARTISN-Rechenmodell

Aufgrund des weitgehend zylinderförmigen Aufbaus der HEU-Kernkonfiguration bestehend aus Regelstab, Brennelement, Zentralkanal, Moderatortank usw. wurde für die Kernrechnungen mit PARTISN ein zweidimensionales, zylindersymmetrisches Rechenmodell erstellt. Die für die PARTISN-Rechnungen benötigte Wirkungsquerschnittsbibliothek wurde mit dem SCALE-Programmpaket erstellt. Nachfolgend werden die Erstellung der Wirkungsquerschnittsbibliothek und das PARTISN-Rechenmodell beschrieben.

3.2.2.1 Erstellung der Wirkungsquerschnittsbibliothek mit SCALE 6.2

Zur Erstellung einer für die HEU-Kernkonfiguration modellabhängigen Wirkungsquerschnittsbibliothek im ANISN-Format /ALC 18/ zur anschließenden Verwendung mit dem PARTISN-Rechenmodell wurden die Module CSAS-MG, WAX, XSDRNPM, ICE und ALPO des SCALE 6.2-Programmpakets verwendet. Als Orientierung diene das in /PAU 02/ beschriebene Vorgehen.

Resonanzselbstabschirmung der Wirkungsquerschnitte

Beginnend mit der modellunabhängigen Wirkungsquerschnittsbibliothek mit 56 Energiegruppen basierend auf ENDF/B-VII.1 des SCALE 6.2-Programmpakets wurden zunächst drei Rechnungen mit CSAS-MG zur Resonanzselbstabschirmung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte σ durchgeführt (siehe Abb. 3.4).

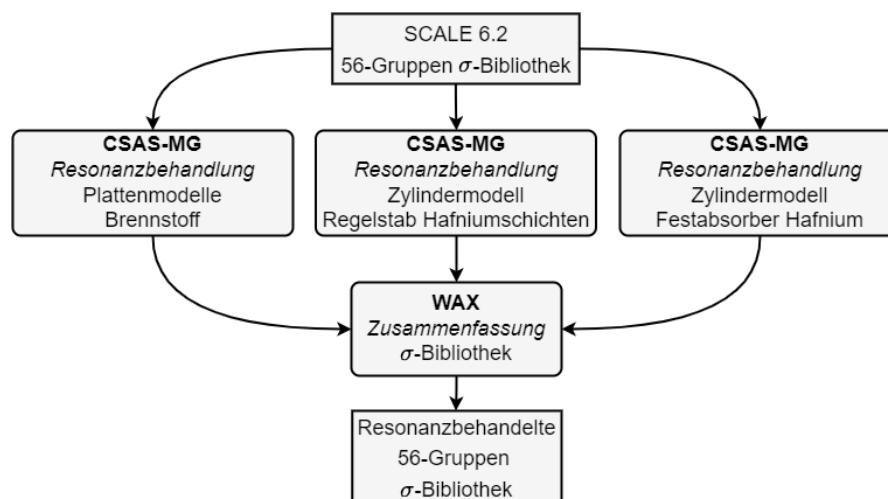


Abb. 3.4 Sequenz zur modellabhängigen Resonanzbehandlung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte σ in 56 Energiegruppen unter Verwendung von SCALE 6.2-Modulen

CSAS-MG führt wiederum die Programme CENTRM, PMC und BONAMI /REA 18/ für ein vom Anwender definiertes, eindimensionales Rechenmodell aus, das vereinfacht die tatsächliche räumliche Anordnung der zu behandelnden Materialien darstellt, um dadurch die räumliche Resonanzselbstabschirmung geeignet anzunähern. Für den inneren Kernbereich mit 3 gU/cm^3 sowie den äußeren Kernbereich mit $1,5 \text{ gU/cm}^3$ wurde zur Abbildung einer Brennstoffplatte und des Kühlkanals jeweils ein Dreizonenplattenmodell bestehend aus dem Brennstoffkern zu halber Dicke, dem Deckblech, dem Kühlkanal zu halber Dicke und reflektierenden Randbedingungen angewendet. Dies ist in Abb. 3.5 schematisch dargestellt.

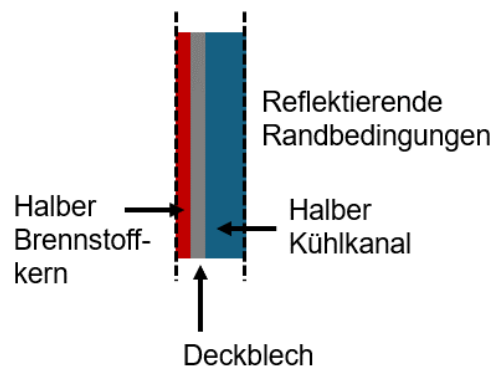


Abb. 3.5 Schematische Darstellung des Dreizonenplattenmodells zur Resonanzbehandlung der Wirkungsquerschnitte mit CSAS-MG

Für die Resonanzbehandlung des Hafniums in der Absorberregion des Regelstabs sowie des Hafniums des Festabsorbers am oberen Ende des Zentralkanal mit CSAS-MG wurden jeweils eindimensionale Zylindermodelle bestehend aus konzentrischen Zonen erstellt.

Zur Behandlung der Hafnium-Absorberregion bildet das Rechenmodell die Abfolge der auftretenden Materialien in radialer Richtung vom Strukturkörper des Regelstabs bis zum Schwerwassertank mittels konzentrischer Zonen nach. Um die starke räumliche Resonanzselbstabschirmung der 1 cm dicken Hafnium-Absorberregion richtig darzustellen, wurde wie in /PAU 02/ die Hafnium-Absorberregion in vier radiale Zonen mit jeweils einem eigenen Wirkungsquerschnittsatz unterteilt. Für den aktiven Kernbereich mit Brennstoffplatten und Leichtwasser in den Kühlkanälen wurde vereinfacht ein homogenes Materialgemisch aus Brennstoff, Deckblech und Leichtwasser gewichtet zu ihren jeweiligen Volumenanteilen angewendet. Die Dichtestaffelung des Urans wurde dabei durch zwei radiale Zonen berücksichtigt. Der passive Kernbereich wurde in gleicher Weise, jedoch mit Rahmenmaterial statt Brennstoff abgebildet.

Obwohl sich der Hafnium-Festabsorber in der Kernanordnung oberhalb des Brennelements befindet, wurde zur Modellierung des für die Resonanzbehandlung notwendigen Neutronenflusses ein konzentrisches Modell mit Regelstab, passivem und aktivem Kernbereich, Schwerwasser, Hafnium-Festabsorber und zuletzt nochmal Schwerwasser als äußerste radiale Zone gewählt. In diesem Fall wurde für den Regelstab nur Strukturmaterial verwendet, um das Neutronenflussniveau nicht zu stark zu reduzieren. Der passive und aktive Kernbereich wurden wie beim vorherigen Modell durch ein homogenes Materialgemisch dargestellt.

Die Resonanzbehandlung aller weiteren Materialien wie Beryllium, Helium, Schwerwasser, Bor, Leichtwasser, Strukturmaterial (Regelstab, Schwerwassertank und Zentralkanal) erfolgte wegen einer zu vernachlässigenden räumlichen Resonanzselbstabschirmung jeweils als unendlich ausgedehntes Medium. Dies gilt ebenfalls für das bereits über die Volumenanteile homogen modellierte Materialgemisch bestehend aus dem brennstofffreien Rahmenmaterial, dem Deckblech sowie dem Leichtwasser.

Mit dem Modul WAX wurden die mikroskopischen, resonanzbehandelten Wirkungsquerschnitte aller Materialien in einer SCALE-spezifischen Bibliothek für die anschließende Verwendung mit weiteren SCALE-Modulen zusammengefasst.

Räumliche Wichtung und Kondensierung der Wirkungsquerschnitte

Abb. 3.6 zeigt die angewendete Sequenz zur weiteren Bearbeitung der mikroskopischen, resonanzbehandelten Wirkungsquerschnitte σ , um final eine Bibliothek mit makroskopischen Wirkungsquerschnitten Σ aller im PARTISN-Rechenmodell vorkommenden Materialien zu erstellen. Die einzelnen Schritte der Sequenz werden im Folgenden erläutert.

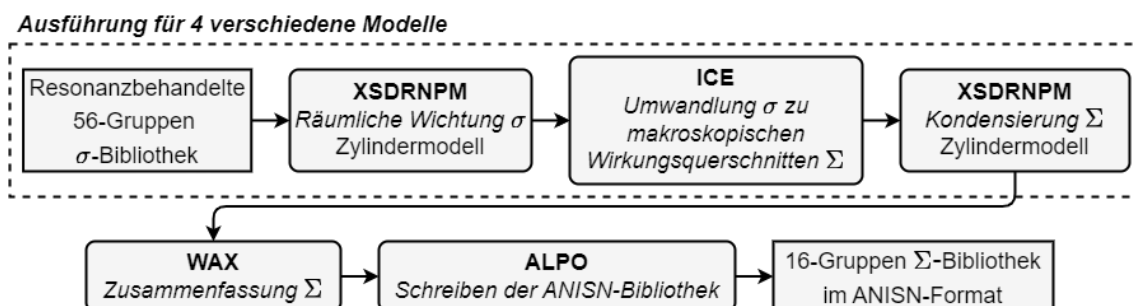
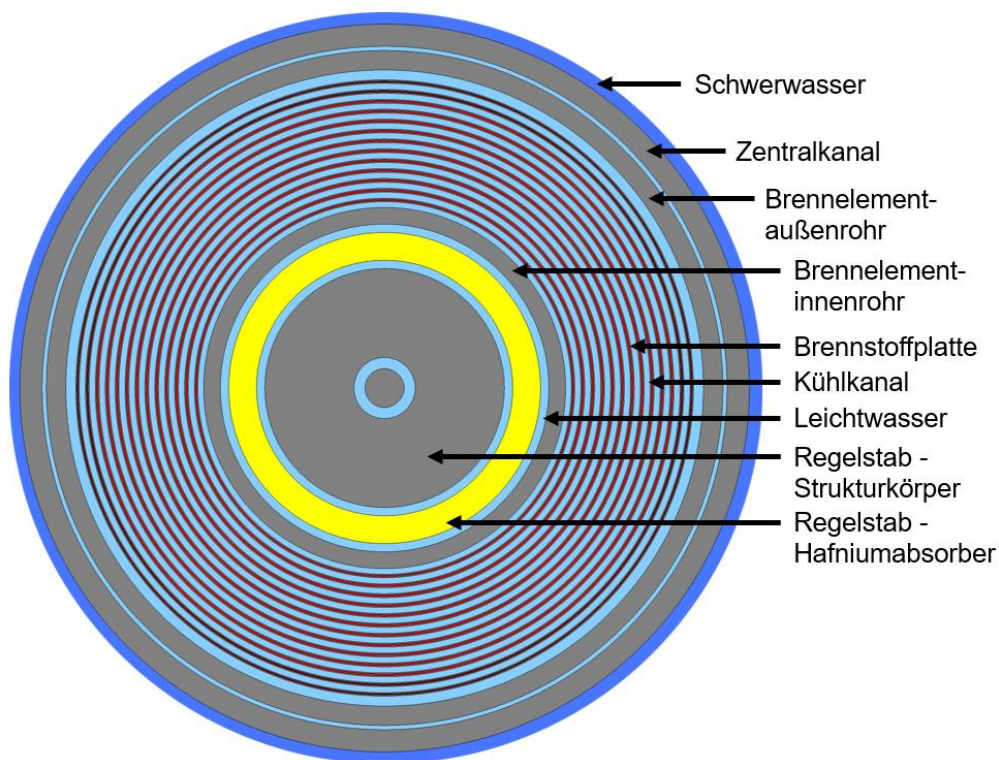


Abb. 3.6 Sequenz zur Wichtung, Kondensierung und Erstellung einer 16-Energiegruppenbibliothek im ANSIN-Format mit makroskopischen Wirkungsquerschnitten unter Verwendung von SCALE 6.2-Modulen

In Anlehnung an die Vorgehensweise in /PAU 02/ wurde sowohl für die räumliche Wichtung als auch für die Kondensierung der Wirkungsquerschnitte mittels des Moduls XSDRNPM jeweils ein eindimensionales, konzentrisches Rechenmodell angewendet. Dadurch wird der Einfluss des Schwerwassers im Moderatortank sowie der Beryllium-Moderatorregion auf das für die Wichtung und die Kondensierung jeweils verwendete Neutronenflussspektrum berücksichtigt, insbesondere für die Wirkungsquerschnitte des Brennstoffs. Die Brennstoffplatten wurden unter Einhaltung der Brennstoffmasse, jeweils für den inneren und den äußeren Kernbereich, als konzentrische Brennstoffplatten modelliert, elf für den inneren und zwei für den äußeren Kernbereich, siehe Abb. 3.7. Die Dicke des Brennstoffkerns wurde so erhalten, jedoch bei der innersten Brennstoffplatte des inneren Kernbereichs als auch des äußeren Kernbereichs angepasst, um darüber die jeweilige Brennstoffmasse zu erhalten. Die Dicke des Deckblechs, die Kühlkanalweite, der Außenradius des Brennelementinnenrohres und der Innenradius des Brennelementaußenrohres wurden ebenfalls bewahrt.



Detaildarstellung; das Modell erstreckt sich bis einschließlich einer Schicht Leichtwasser des Reaktorbeckens

Abb. 3.7 Schematische Darstellung eines XSDRNPM-Modells mit konzentrischen Brennstoffplatten zur Aufbereitung der Wirkungsquerschnitte

Da nicht alle Materialien auf derselben Höhe im PARTISN-Rechenmodell positioniert sind oder sich gegenseitig ausschließen, wie z. B. die Beryllium-Moderatorregion und die Hafnium-Absorberregion des Regelstabs, wurden vier XSDRNPM-Modelle für die Wichtung erstellt, die sich durch die Abfolge der Materialien in radialer Richtung unterscheiden. Die folgende Auflistung stellt die vier Modelle mit ihren wesentlichen Materialien bzw. Komponenten dar:

- 1) Regelstab mit Hafnium-Absorberregion, Brennelement, Moderatortank, Hafnium-Festabsorber, Helium-Druckpolster, Reaktorbecken mit Leichtwasser (teilweise)
- 2) Regelstab mit Hafnium-Absorberregion, Brennelement, Moderatortank, Reaktorbecken mit Leichtwasser (teilweise)
- 3) Regelstab mit Beryllium-Moderatorregion, Brennelement, Moderatortank, Reaktorbecken mit Leichtwasser (teilweise)
- 4) Regelstab mit Beryllium-Moderatorregion, Brennelement, Borring, Moderatortank, Reaktorbecken mit Leichtwasser (teilweise)

Beim Modell 1) wurde der Hafnium-Festabsorber und das Helium-Druckpolster und beim Modell 4) der Borring auf Höhe der aktiven Brennelementregion angenommen, um im Rechenmodell den notwendigen Neutronenfluss zu modellieren.

In den XSDRNPM-Rechenmodellen wurde für die räumliche Wichtung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte die Methode der Regionenwichtung angewendet. Wenn ein Material in mehreren räumlichen Zonen des XSDRNPM-Modells vorhanden ist, z. B. der Brennstoff in den inneren elf Brennstoffplatten, so erfolgt die Wichtung der Wirkungsquerschnitte über alle diese Zonen. Damit steht für dieses Material ein gewichteter Satz von mikroskopischen Wirkungsquerschnitten zur Verfügung.

An jedes XSDRNPM-Modell zur räumlichen Wichtung schloss sich die Anwendung des Moduls ICE zur Umwandlung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte in makroskopische Wirkungsquerschnitte an. Unter Angabe der Nukliddichten eines jeden Materials stellt ICE als Ergebnisgröße makroskopische Wirkungsquerschnitte für die betrachteten Materialien bereit.

Im nächsten Schritt wurde die Kondensierung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte von 56 Energiegruppen auf eine Gruppenstruktur mit 16 Energiegruppen gem.

Tab. A.1, Anhang A, vorgenommen, um eine praktikable Rechenzeit der PARTISN-Rechnungen zu erzielen. Für die Kondensierung wurden wieder vier XSDRNPM-Modelle verwendet. Deren radiale Zonen entsprachen denen der vier zuvor verwendeten XSDRNPM-Modelle zur räumlichen Wichtung. Jedoch wurden diesen nun die makroskopischen Wirkungsquerschnitte der Materialien zugewiesen. Zudem wurde für die Durchführung der Kondensation auf 16 Energiegruppen die entsprechende Energiegruppenstruktur vorgegeben.

Mit dem Modul WAX wurden im nächsten Schritt der Sequenz gem. Abb. 3.6 die gewichteten und kondensierten Wirkungsquerschnitte der vier XSDRNPM-(ICE-XSDRNPM)-Rechenmodelle in eine gemeinsame SCALE-spezifische Bibliothek geschrieben. Dabei wurden zur Verwendung im PARTISN-Rechenmodell aus dem XSDRNPM-Modell 1) die gewichteten Wirkungsquerschnitte für das Hafnium im Festabsorber und für das Helium im Druckpolster gewonnen. Aus Modell 2) wurden die gewichteten Wirkungsquerschnitte für die vier Hafniumschichten der Absorberregion des Regelstabs und aus Modell 3) für den Borring verwendet. Aus Modell 4) wurden die gewichteten Wirkungsquerschnitte für das Strukturmaterial (Regelstab, Zentralkanal, Moderatortankwand), Beryllium der Moderatorregion des Regelstabs, Strukturmaterial des Brennelementinnen- und -außenrohres, passiver Kernbereich, Brennstoff des inneren Kernbereich, Brennstoff des äußeren Kernbereichs, Leichtwasser in den Kühlkanälen, Deckblech und für das Leichtwasser in den Kühlkanälen des Regelstabs und im Reaktorbecken extrahiert.

Unter Verwendung des Moduls ALPO wurden aus der zuvor erzeugten, SCALE-spezifischen Bibliothek die makroskopischen Wirkungsquerschnitte der Materialien in eine Bibliothek im ANISN-Format für die weitere Verwendung mit PARTISN geschrieben.

3.2.2.2 PARTISN-Rechenmodell

Das PARTISN-Rechenmodell bildet die HEU-Kernkonfiguration in den zwei Dimensionen Radius und Höhe ab. Den zylinderförmigen Volumenelementen eines übergeordneten Grobgitters, aufgespannt durch die Angabe von Radien und Höhen, sind die makroskopischen Wirkungsquerschnittssätze aus der ANISN-Bibliothek (vgl. Kap. 3.2.2.1) zugewiesen, um die räumliche Anordnung der Komponenten der Kernkonfiguration zu definieren. Die schematische Darstellung in Abb. 3.8 zeigt das Rechenmodell bei einer Regelstabposition von -21,5 cm (Distanz zw. Mitte des Kernbereichs und Unterkante der Hafnium-Absorberregion). Zusätzlich besteht das Rechenmodell aus einem untergeordneten, zumeist feineren Gitter, das als Rechengitter für den Neutronentransport dient.

Dies wird ebenfalls in Abb. 3.8 als feine, engmaschige graue Linien gezeigt. Am oben und unteren Ende des aktiven Kernbereichs wurde eine besonders feine Unterteilung gewählt, um den räumlichen Verlauf des Neutronenflusses an diesen Positionen hoch aufzulösen. Aufgrund des zylinderförmigen Rechengitters wurden die Moderatortankeinbauten und Abschaltstäbe wegen ihrer komplexen Geometrie nicht modelliert.

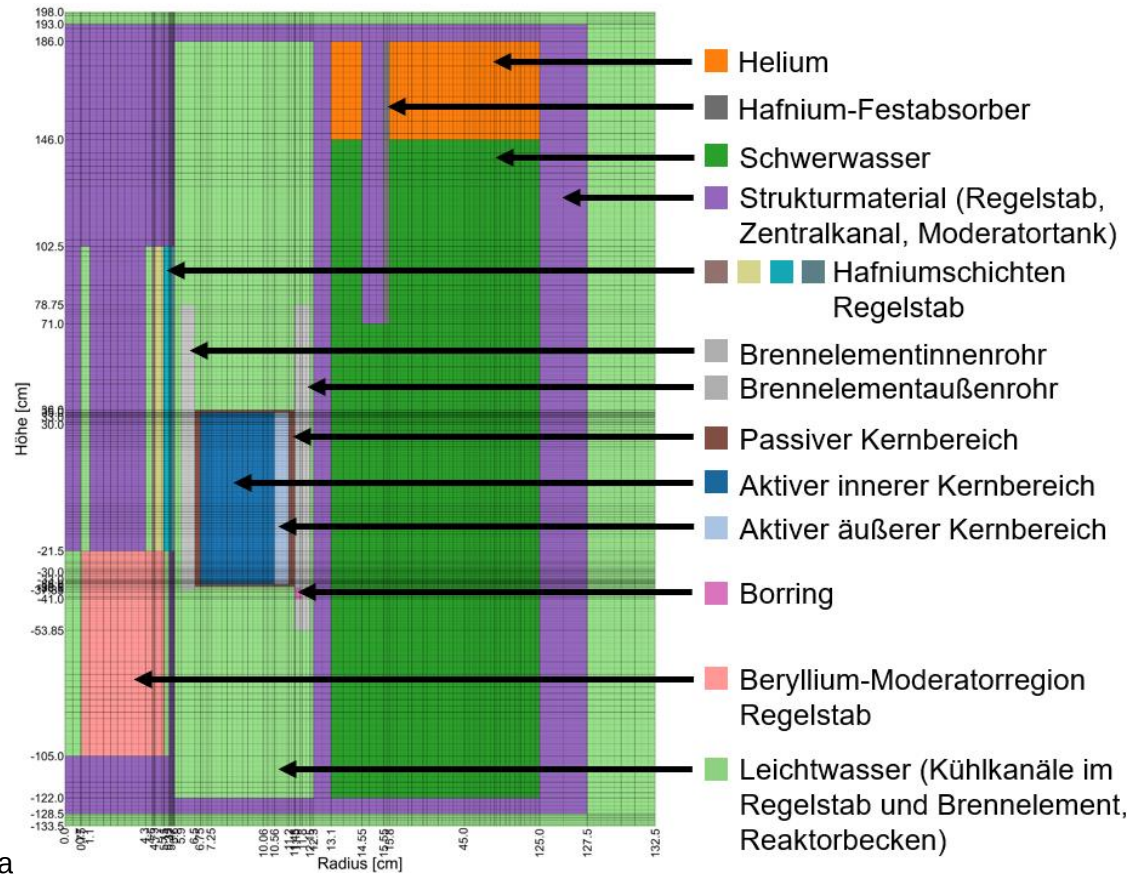
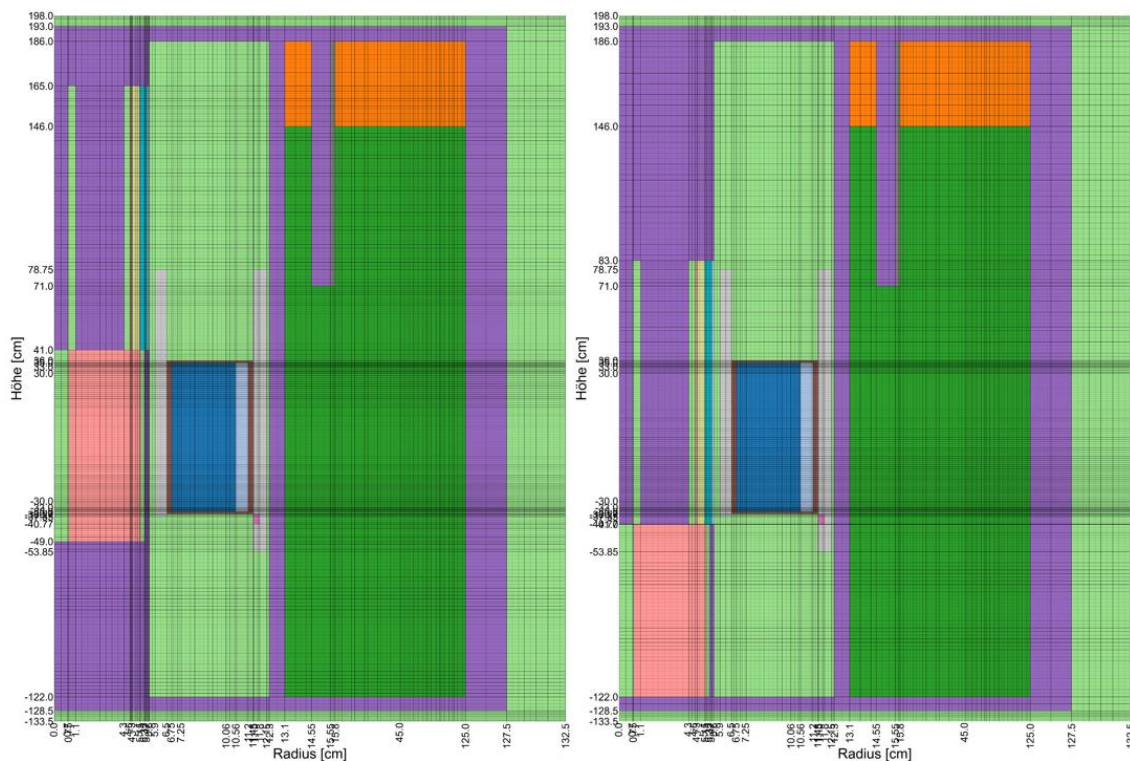


Abb. 3.8 Schematische Darstellung des zweidimensionalen PARTISN-Rechenmodells der HEU-Kernkonfiguration

Bis auf den inneren sowie äußeren aktiven Kernbereich werden alle Komponenten des Rechenmodells mit makroskopischen Wirkungsquerschnitten nur eines Materials beschrieben. Für die beiden aktiven Kernbereiche werden die makroskopischen Wirkungsquerschnitte des entsprechenden Brennstoffs, des Deckblechs und des Leichtwassers erst in der PARTISN-Eingabe mit den jeweiligen Volumenanteilen zu einem Satz von makroskopischen Wirkungsquerschnitten für den jeweiligen Kernbereich vermischt. Dieses Vorgehen bietet die Flexibilität, bei einer zu betrachtenden Änderung der Leichtwasserdichte oder der Brennstofftemperatur, beispielsweise zur Bestimmung der Reaktivitätskoeffizienten, nur die jeweiligen makroskopischen Wirkungsquerschnitte austauschen zu müssen.

Ferner muss in der PARTISN-Eingabedatei das Energiespektrum der Spaltneutronen direkt vorgegeben werden. Dazu wurde die vom WAX-Modul erstellte Bibliothek (siehe Abb. 3.6) mit dem Modul PaleAle des SCALE-Programmpakets eingelesen und das Energiespektrum des Brennstoffs mit 3 gU/cm³ sowie des Brennstoffs mit 1,5 gU/cm³ ausgelesen und in die PARTISN-Eingabe eingefügt.

Zur Bestimmung der Regelstabwirksamkeit wurden zwei weitere PARTISN-Rechenmodelle erstellt: eines mit vollständig ausgefahrenem Regelstab (+41,0 cm) und ein weiteres mit vollständig eingefahrenem Regelstab (-41,0 cm, vgl. Abb. 3.9).



Regelstab dargestellt in rosa und weiteren Farben im jeweils linken Teil der Teilabbildungen

Abb. 3.9 PARTISN-Rechenmodelle der HEU-Kernkonfiguration: links mit vollständig ausgefahrenem Regelstab, rechts mit vollständig eingefahrenem Regelstab

3.3 Eignungsprüfung der Rechenmodelle durch Vergleich mit Referenzrechnungen für die HEU-Kernkonfiguration (AP 1.3)

Zur Eignungsprüfung des deterministischen SCALE-PARTISN-Rechenmodells sowie mit dem Serpent 2-Rechenmodell wurden damit Vergleichsrechnungen zur kritischen

Regelstabstellung, Steuerstabwirksamkeit, Dopplerkoeffizient und Kühlmitteldichtekoeffizient durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tab. 3.1 gegeben und werden im Folgenden kurz erläutert.

Mit dem SCALE-PARTISN-Rechenmodell wurde eine nahezu kritische Regelstabstellung von -21,5 cm bei $k_{\text{eff}} = 1,00020$ ermittelt. Das Serpent 2-Rechenmodell ermittelt bei dieser Regelstabstellung $k_{\text{eff}} = 0,99959$ und liegt damit in sehr guter Übereinstimmung. Die mit beiden Rechenmodellen ermittelte kritische Regelstabstellung liegt im Vergleich zu /TRA 21/ deutlich tiefer im Kern, da die fehlende neutronenabsorbierende Wirkung der nicht modellierten Moderatortankeinbauten kompensiert werden muss.

Tab. 3.1 Reaktorphysikalische Kenngrößen des SCALE-PARTISN-Rechenmodells im Vergleich zum Serpent 2-Rechenmodell der HEU-Kernkonfiguration

Ergebnisgröße	SCALE-PARTISN	Serpent 2
k_{eff} bei -21,5 cm Regelstabstellung	1,00020	0,99959
Regelstabwirksamkeit ¹	-0,196	-0,193
Dopplerkoeffizient ² [pcm/K]	-0,399	-0,361
Kühlmitteldichtekoeffizient ³ [cm ³ /g]	0,198	0,201

- 1 $\Delta\rho_{\text{RS}} = 1/k_{\text{eff,aus}} - 1/k_{\text{eff,ein}}$
- 2 $\Delta\rho/\Delta T$ mit $\Delta\rho = 1/k_{\text{eff},T_1} - 1/k_{\text{eff},T_2}$ und $\Delta T = T_1 - T_2$
- 3 $\Delta\rho/\Delta\gamma$ mit $\Delta\rho = 1/k_{\text{eff},\gamma_1} - 1/k_{\text{eff},\gamma_2}$ und $\Delta\gamma = \gamma_1 - \gamma_2$

Beide Rechenmodelle ermitteln gut übereinstimmende Regelstabwirksamkeiten mit absoluten Reaktivitätsdifferenzen von -0,196 bzw. -0,193 für die voll ausgefahrene (+41 cm) und voll eingefahrene (-41 cm) Regelstabstellung (vgl. Abb. 3.9).

Zur Ermittlung des Dopplerkoeffizienten wurde in beiden Rechenmodellen die Brennstofftemperatur erhöht. Beim SCALE-PARTISN-Rechenmodell wurde sie von 294 K auf 353 K angehoben. Dies bedingte die Aufbereitung entsprechender Wirkungsquerschnitte mit SCALE für das PARTISN-Rechenmodell. Beim Serpent 2-Rechenmodell wurde dagegen eine Erhöhung von 294 K auf 600 K gewählt, um den Einfluss der statistischen Unsicherheit bedingt durch das Monte-Carlo-Verfahren auf die geringe Reaktivitätsänderung möglichst auszuschließen. Da für den hier vorliegenden Temperaturunterschied von 306 K die Annahme eines näherungsweise linearen Zusammenhangs zwischen Temperatur und Multiplikationsfaktor verletzt ist, wird ein logarithmischer Zusammenhang angenommen, $k_{\text{eff}}(T) = k_0 + K_D \ln(T/T_0)$. Die Rechenergebnisse werden dazu verwendet, die Parameter k_0 und K_D zu bestimmen und T_0 wurde als Mitte des

Temperaturintervalls festgelegt ($T_0 = 447 \text{ K}$). Für den Dopplerkoeffizienten folgt somit die Beziehung $d\rho/dT = K_D/(T(k_0 + K_D \ln(T/T_0))^2)$ und wurde für eine Temperatur von 294 K bestimmt. Die Dopplerkoeffizienten beider Rechenmodelle mit $-0,399 \text{ pcm/K}$ und $-0,361 \text{ pcm/K}$ sind in sehr guter Übereinstimmung.

Für die Ermittlung des Kühlmitteldichtekoeffizienten wurde in beiden Rechenmodellen die Kühlmitteldichte von $0,998 \text{ g/cm}^3$ auf $0,975 \text{ g/cm}^3$ verringert. Auch dies machte eine erneute Aufbereitung entsprechender Wirkungsquerschnitte mit SCALE notwendig. Zwischen dem SCALE-PARTISN- und dem Serpent 2-Rechenmodell ist auch für den Kühlmitteldichtekoeffizienten mit $0,198 \text{ cm}^3/\text{g}$ bzw. $0,201 \text{ cm}^3/\text{g}$ eine gute Übereinstimmung festzustellen.

Durch die insgesamt sehr gute Übereinstimmung zwischen den mit dem SCALE-PARTISN-Rechenmodell und den mit dem Serpent 2-Rechenmodell ermittelten Kenngrößen wird aufgezeigt, dass die Sequenz zur Aufbereitung der Wirkungsquerschnitte mit den SCALE-Modulen in Verbindung mit dem PARTISN-Rechenmodell konsistent zur Referenz erstellt wurden. Somit ist die deterministische SCALE-PARTISN-Rechenkette für reaktorphysikalische Berechnungen der HEU-Kernkonfiguration qualifiziert.

3.4 Bestimmung der Unsicherheiten und Sensitivitäten der für Störfalluntersuchungen relevanten Parameter durch Berücksichtigung der unsicheren Eingabeparameter in den reaktorphysikalischen Berechnungen der HEU-Kernkonfiguration (AP 1.4)

Zur Bestimmung der Unsicherheiten wurden zunächst die unsicheren Eingabeparameter, die den reaktorphysikalischen Berechnungen zugrunde liegen, identifiziert. Zum einen sind dies Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten, die in den reaktorphysikalischen Rechnungen verwendet werden. Diese Unsicherheiten beruhen z. B. auf Messungenauigkeiten bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten von Nukliden und liegen in der Regel als Kovarianzdaten vor [MAC 10]. Zum anderen sind dies Unsicherheiten von Material- und Geometriedaten, die z. B. aufgrund von Fertigungstoleranzen entstehen. Diesbezüglich wurde eine Unsicherheit der Gesamtspaltstoffinventarmasse von ^{235}U von 1 % und eine mögliche Verschiebung der gesamten Brennstoffzone um 2 mm nach außen angenommen.

Im Folgenden werden die Ergebnisse aufgrund von Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnitten diskutiert. Anschließend werden die Resultate aufgrund von Unsicherheiten in den Material- und Geometrieparametern erläutert.

3.4.1 Ergebnisunsicherheiten aufgrund von Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten

Die in Kap. 3.2.2 vorgestellte deterministische SCALE-PARTISN-Rechenkette wird in Verbindung mit dem XSUSA-Programm [ZWE 09] angewandt, um Unsicherheiten des Multiplikationsfaktors, des Dopplerkoeffizienten des Brennstoffs, des Reaktivitätskoeffizienten der Kühlmitteldichte und der Reaktivitätswirksamkeit des Regelstabs aufgrund von Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten zu berechnen. XSUSA verwendet ein stichprobenbasiertes Verfahren und generiert einen Satz an Variationsparametern auf Basis der postulierten Wahrscheinlichkeitsverteilung und der gegebenen Kovarianzdaten. Da im Allgemeinen die zugrundeliegende Wahrscheinlichkeitsverteilung der nuklearen Daten unbekannt ist, wird eine Normalverteilung angenommen. Mithilfe der Variationsparameter wird ein Satz von variierten Wirkungsquerschnitten erzeugt, die als Eingangsgrößen für die SCALE-PARTISN-Rechenkette verwendet werden. Im Anschluss an die Rechnungen werden die Ausgangsgrößen wie der Mittelwert und die Unsicherheit des Multiplikationsfaktors k_{eff} , des Dopplerkoeffizienten des Brennstoffs $\Delta\rho/\Delta T$, des Reaktivitätskoeffizienten der Kühlmitteldichte $\Delta\rho/\Delta\gamma$ und der Reaktivitätswirksamkeit des Regelstabs $\Delta\rho_{RS}$ mit Hilfe von statistischen Methoden ermittelt.

Als Nominalbedingungen für die folgenden Rechnungen wurde die Temperatur auf Raumtemperatur $T = 294 \text{ K}$ festgelegt, eine Kühlmitteldichte von $\gamma = 0,998 \text{ g/cm}^3$ und eine Regelstabstellung (RS) von $-21,5 \text{ cm}$ angenommen. Für die Bestimmung der Reaktivitätskoeffizienten wurden davon abweichende Werte verwendet. Sie sind den jeweiligen Ergebnissen entsprechend in Tab. 3.2 dokumentiert.

Die resultierenden Unsicherheiten für k_{eff} , $\Delta\rho/\Delta T$, $\Delta\rho/\Delta\gamma$ und $\Delta\rho_{RS}$ sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Mit Ausnahme der Reaktivitätswirksamkeit des Regelstabs wurde eine Stichprobengröße von 850 Variationen berücksichtigt. Für die Berechnung von $\Delta\rho_{RS}$ konnten nur 580 Variationen berücksichtigt werden, da PARTISN Konvergenzprobleme bei den übrigen 270 Variationsrechnungen aufwies. Der Mittelwert des Multiplikationsfaktors beträgt 1,00010 und dessen relative Unsicherheit 0,66 %, der Mittelwert des Reaktivitätskoeffizienten der Kühlmitteldichte ist $-0,19 \text{ cm}^3/\text{g}$ und dessen relative Unsicherheit 2,3 %

und der Mittelwert der Reaktivitätswirksamkeit des Regelstabs ist $-0,20$ und dessen relative Unsicherheit $1,1\%$.

Tab. 3.2 Mit der SCALE-PARTISN-Rechenkette berechnete Mittelwerte und relative Unsicherheiten für die HEU-Kernkonfiguration

Parameter	Stichproben- größe	Mittelwert	Relative Un- sicherheit (%)
k_{eff}	850	1,00010	0,66
$\Delta\rho/\Delta T$ (294 K; 353 K)	850	$-0,42$ pcm/K	11,1
$\Delta\rho/\Delta\gamma$ (0,998 g/cm ³ ; 0,975 g/cm ³)	850	0,19 cm ³ /g	2,3
$\Delta\rho_{RS}$ (-41 cm; $+41$ cm)	580	$-0,20$	1,1

Im Allgemeinen stimmen die hier berechneten Mittelwerte sehr gut mit den in Kap. 3.3 zur Eignungsprüfung der Rechenmodelle bestimmten nominalen Werten überein. Lediglich für den Dopplerkoeffizienten zeigt sich hier eine relative Abweichung von ca. 8% vom Nominalwert. Der Dopplerkoeffizient ist mit $-0,42$ pcm/K im Vergleich zu typischen LWR-Brennelementen mit niedrig-angereichertem Brennstoff um eine Größenordnung kleiner, was physikalisch plausibel ist. Die relative Unsicherheit ist dagegen mit über 11% im Vergleich zu ähnlichen Analysen von LWR-Systemen /AUR 17/ hoch.

Bei der vertieften Analyse der Rechenergebnisse wurde festgestellt, dass die hohe Unsicherheit nicht allein durch die Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten bedingt ist, sondern zudem durch programm- und modellierungstechnische Limitierungen in der SCALE-PARTISN-Rechenkette mit verursacht ist. Dazu wurden verschiedene Zwischenergebnisse der SCALE-PARTISN-Rechenkette analysiert. Die Ursache dieser hohen Schwankungen wird in den letzten beiden Rechenschritten, also die Kondensation der Wirkungsquerschnitte und die anschließende PARTISN-Rechnung, vermutet. Für das XSDRNPM-Rechenmodell mit dem Hafniumabsorber wurden resultierende Dopplerkoeffizienten vor und nach der Kondensation für eine reduzierte Stichprobe von 100 Rechnungen untersucht. Dabei wurde bereits ein Anstieg der relativen Unsicherheit des Dopplerkoeffizienten von $1,9\%$ auf $4,4\%$ festgestellt.

In Abb. 3.10 ist die Häufigkeitsverteilung der berechneten Dopplerkoeffizienten aufgrund variiert nuklearer Daten aufgetragen. Wie ersichtlich, weicht die Verteilung von der zu erwartenden Normalverteilung ab: symmetrisch zum globalen Maximum der Verteilung treten zwei weitere lokale Maxima auf. Es muss beachtet werden, dass die Berechnung des Dopplerkoeffizienten bei einem Temperaturunterschied von 59 K durchgeführt

wurde. Hiermit wurde ein näherungsweise lineares Verhalten des Dopplerkoeffizienten in diesem Intervall sichergestellt. Jedoch ist die berechnete Reaktivitätsdifferenz für diese Temperaturdifferenz mit ca. 25 pcm sehr gering, sodass numerische Artefakte im Ergebnis in den Vordergrund treten können.

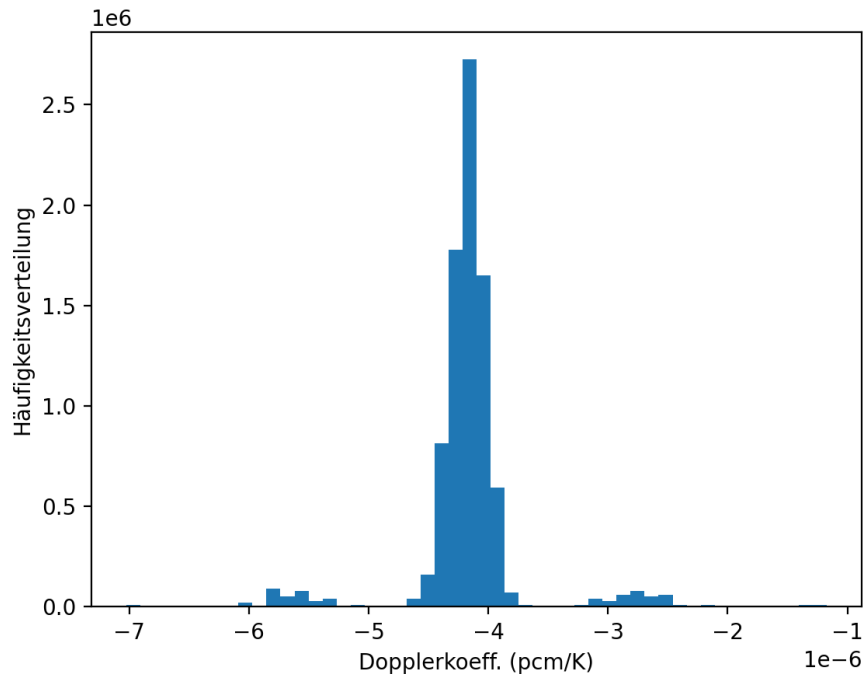


Abb. 3.10 Verteilung der berechneten Dopplerkoeffizienten

Wie bereits beschrieben, unterlag PARTISN bei einigen Rechnungen mit variierten nuklearen Daten Konvergenzproblemen. Diese Rechnungen wurden zwar in der Analyse nicht weiter berücksichtigt, jedoch wird eine allgemeine Konvergenzproblematik von PARTISN mit variierten nuklearen Daten in Betracht gezogen.

Um die mit der SCALE-PARTISN-Rechenkette ermittelten Rechenergebnisse zu überprüfen, wurden mit XSUSA-CE /AUR 25/ in Kombination mit dem Serpent 2-Rechenmodell weitere Vergleichsrechnungen durchgeführt. Die Ergebnisse für den Multiplikationsfaktor und der Reaktivitätswirksamkeit des Regelstabs sind in Tab. 3.3 eingetragen. Für den Dopplerkoeffizienten und den Reaktivitätskoeffizienten der Kühlmitteldichte lagen die Unsicherheiten der Ergebnisse aufgrund der statistischen Schwankungen der Monte-Carlo-Methode in derselben Größenordnung wie die zu erwartenden Unsicherheiten für diese Parameter. Eine Reduzierung der statistischen Schwankungen der Monte-Carlo-Methode z. B. durch die Erhöhung der Neutronengenerationen ist aufgrund der Anforderung an Rechenressourcen zurzeit nicht durchführbar. Die Ergebnisse für den Multi-

plikationsfaktor und der Regelstabwirksamkeit wurden mit einer Stichprobengröße von 500 Variationen berechnet.

Tab. 3.3 Mit der XSUSA-CE-Serpent 2-Rechenkette berechnete Mittelwerte und relative Unsicherheiten für die HEU-Kernkonfiguration

Parameter	Stichproben- größe	Mittelwert	Relative Unsi- cherheit (%)
k_{eff}	500	1,00152	0,65
$\Delta\rho_{RS}$ (-41 cm; +41 cm)	500	-0,19	1,0

Um den Einfluss der verschiedenen Wirkungsquerschnittsdaten auf die Unsicherheit des Multiplikationsfaktors zu untersuchen, wurde eine Sensitivitätsanalyse durchgeführt. Hierfür wurde der multiple empirische Sensitivitätsindex R^2 /HAR 99/ berechnet. Für die fünf größten Beiträge wird der Sensitivitätsindex in Abb. 3.11 dargestellt. Den größten Beitrag zur Unsicherheit liefert die Unsicherheit der ^{235}U Spaltneutronenausbeute gefolgt von der Unsicherheit des ^{235}U Neutroneneinfangquerschnitts, des elastischen Streuquerschnitts von ^2H , des ^{235}U Spaltspektrums und des ^{235}U Spaltquerschnitts.

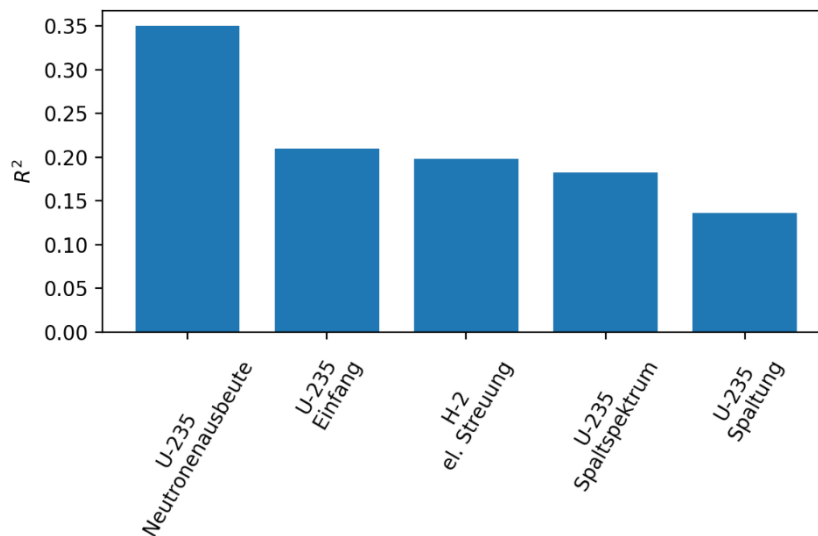


Abb. 3.11 Sensitivitätskoeffizienten des Neutronenmultiplikationsfaktors für die HEU-Kernkonfiguration

In Abb. 3.12 ist die normierte Leistungsdichte und in Abb. 3.13 die entsprechende relative Unsicherheit der Leistungsverteilung in Zylinderkoordinaten aufgetragen. Unterhalb der Absorberregion des Regelstabs, also unterhalb der Einfahrtiefe von -21,5 cm, sowie an den äußeren Rändern der beiden Brennstoffzonen ist im Vergleich zur restlichen

Geometrie eine erhöhte Leistungsdichte zu erkennen. Die größte relative Unsicherheit zeigt sich mit ca. 1 % unterhalb der Absorberregion des Regelstabs. Die über die Flächenelemente gewichtete mittlere Unsicherheit beträgt 0,51 %.

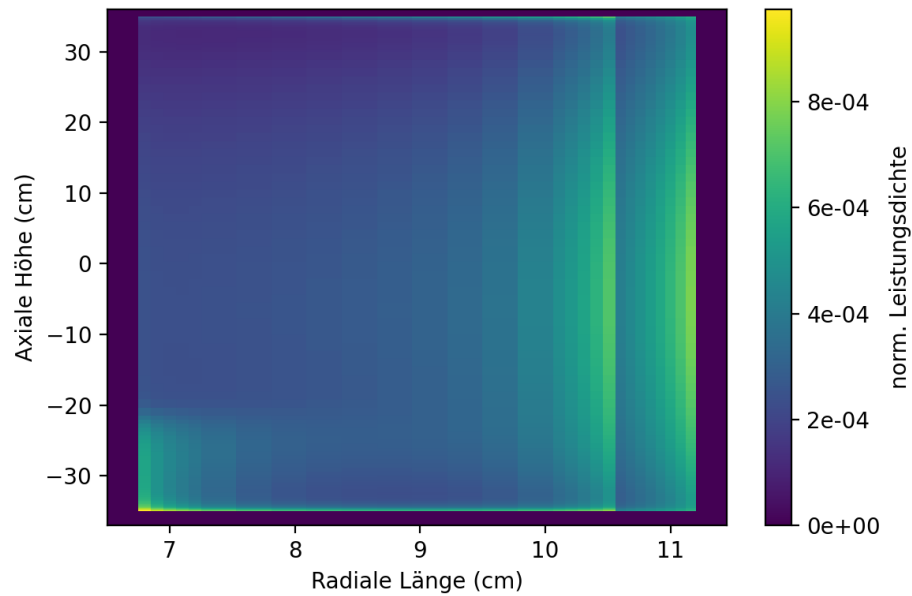


Abb. 3.12 Leistungsverteilung der HEU-Kernkonfiguration berechnet mit SCALE-PARTISN

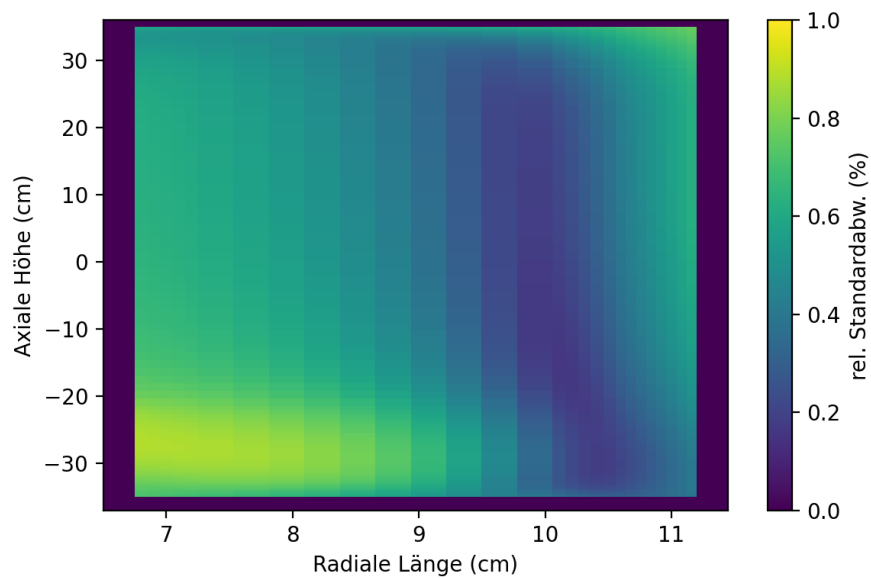


Abb. 3.13 Unsicherheit der Leistungsverteilung für die HEU-Kernkonfiguration

3.4.2 Ergebnisunsicherheiten aufgrund von Unsicherheiten in Geometrie- und Materialparametern

Im Folgenden werden die Resultate der Unsicherheitsanalyse aufgrund von unsicheren Geometrie- und Materialparametern präsentiert. Unter den Annahmen, dass das Gesamtspaltstoffinventar um 1 % variieren kann, dass sich das Volumen des Brennstoffs nicht ändert und dass die Gesamturanmasse erhalten bleibt, bedeutet dies in Konsequenz eine Dichteänderung des ^{235}U Inventars innerhalb von 1 % und abhängig davon eine Dichteänderung des ^{238}U Inventars im Modell. Des Weiteren wurde eine mögliche radiale Verschiebung der gesamten Brennstoffzone um 2 mm nach außen in Betracht gezogen. Als Randbedingung wird berücksichtigt, dass die Volumina der inneren sowie äußeren Brennstoffzone des Brennelements erhalten bleiben.

Um die Auswirkungen der unsicheren Eingangsparameter zu untersuchen, wird das Stichprobenverfahren SUSAN /KLO 17/ in Verbindung mit dem Serpent-Modell angewandt.

Die zugrundeliegenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen sowohl für die Spaltstoffbeladung als auch für die Geometrie wurden geschätzt /STU 16/. So wurde für die Spaltstoffbeladung eine beidseitig abgeschnittene Normalverteilung mit einer relativen Breite von 1 % um den Nominalwert der Atomzahldichte von ^{235}U angenommen. Für die Verschiebung der Brennstoffzone wurde eine Gleichverteilung angenommen. Die detaillierten Charakteristika der variierten Größen sind in Tab. 3.4 dokumentiert.

Tab. 3.4 Definition der stochastisch variierten Modellparameter für die HEU-Kernkonfiguration

Parameter	Einheit	Definitionsbereich		Verteilungsfunktion
		Min	Max	
^{235}U Atomzahldichte innere Zone	barn ⁻¹ cm ⁻¹	7,0768566E-03	7,2198234E-03	N($\mu=7,14834\text{E-}03$; $\sigma=7,14834\text{E-}05$)
^{235}U Atomzahldichte äußere Zone	barn ⁻¹ cm ⁻¹	3,5384283E-03	3,6099117E-03	N($\mu=7,14834\text{E-}03$; $\sigma=7,14834\text{E-}05$)
Versatz der Brennstoffzone	mm	0	2	U(Min, Max)

Mit SUSAN wurde ein Satz von 500 Serpent 2-Eingabedateien mit variierten Eingabeparametern generiert und nach Durchführung der Serpent 2-Rechnungen analysiert. Die resultierenden statistischen Ergebnisgrößen für den Multiplikationsfaktor sind in Tab. 3.5

eingetragen. Der resultierende Mittelwert des Multiplikationsfaktors beträgt 1,00649 und ist somit um ca. 500 pcm höher als das Referenzergebnis ohne Variation der Eingangsparameter. Die relative Unsicherheit dieses Ergebnisses beträgt 0,26 % und das einseitige obere 95 %/95 % Toleranzlimit nach Wilks beträgt 1,01112.

Tab. 3.5 Statistische Ergebnisgrößen aufgrund von Unsicherheiten in den Geometrie- und Materialparametern für die HEU-Kernkonfiguration

Parameter	Stichproben- größe	Mittel- wert	Relative Unsi- cherheit (%)	Oberes 95 %/95 % To- leranzlimit nach Wilks
k_{eff}	500	1,00649	0,26	1,01112

Um den Einfluss der verschiedenen variierten Eingangsgrößen auf das Ergebnis zu analysieren, wird eine Sensitivitätsanalyse in Form einer Korrelationsanalyse durchgeführt. Die Verteilungen der variierten Eingangs- und der Ergebnisgrößen und der Zusammenhang dieser Größen untereinander sind in Abb. 3.14 in Balkendiagrammen bzw. Streudiagrammen illustriert. Dabei ist ein starker, linearer Zusammenhang zwischen dem radialen Versatz der Brennstoffzone und dem Multiplikationsfaktor zu beobachten.

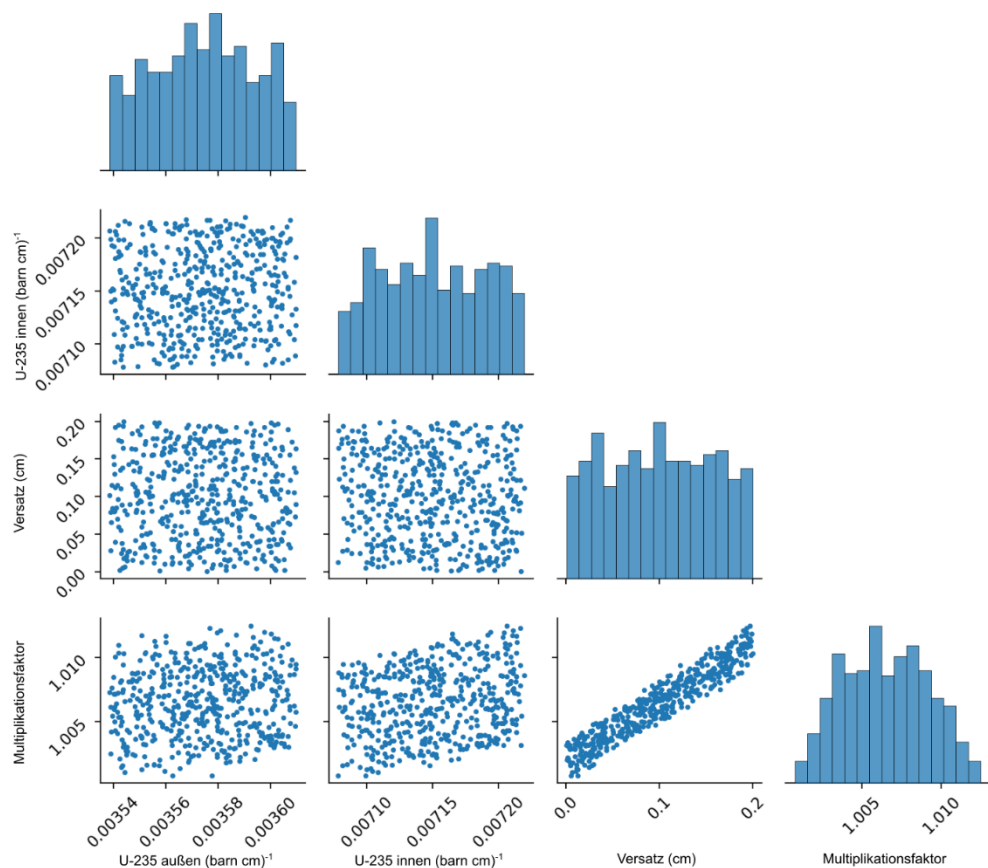


Abb. 3.14 Illustration der Korrelationen und Verteilungen der variierten Parameter und des Multiplikationsfaktors für die HEU-Kernkonfiguration

Quantitativ wird dieser Zusammenhang zwischen dem Versatz der Brennstoffzone und dem Multiplikationsfaktor durch die Berechnung der Pearson-Korrelation bestätigt. Wie in Tab. 3.6 ersichtlich, liegen die Korrelationen zwischen den ^{235}U Atomzahldichten der verschiedenen Brennstoffzonen und dem Multiplikationsfaktor bei rund 0,1. Für den Versatz der Brennstoffzone erhalten wir eine sehr starke Korrelation von 0,95.

Tab. 3.6 Pearson-Korrelation zwischen dem Multiplikationsfaktor und der variierten Eingangsgrößen für die HEU-Kernkonfiguration

Parameter	Pearson Korrelation
^{235}U Atomzahldichte innere Zone	0,11
^{235}U Atomzahldichte äußere Zone	0,09
Versatz der Brennstoffzone	0,95

3.4.3 Diskussion der Resultate

Für die Durchführung von Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen wurden die folgenden unsicheren Eingangsparameter vorgegeben: die nuklearen Daten, die Gesamtspaltstoffmasse und die radiale Verschiebung der gesamten Brennstoffzone nach außen. Diese Analysen wurden mithilfe der stichprobenbasierten Methodiken XSUSA und SUSA für das HEU-System durchgeführt und liefern plausible Ergebnisse.

So weisen die Unsicherheiten des Multiplikationsfaktors, der Regelstabwirksamkeit, des Reaktivitätskoeffizienten der Kühlmitteldichte und der Leistungsverteilung keine Auffälligkeiten auf. Die Unsicherheit des Multiplikationsfaktors und der Regelstabwirksamkeit wurden zudem mit der SERPENT-Rechenkette überprüft und liefern nahezu identische Werte wie die SCALE-PARTISN-Rechenkette.

Lediglich bei der Berücksichtigung von Unsicherheiten in den nuklearen Daten wurde für die SCALE-PARTISN-Rechenkette festgestellt, dass die resultierende Unsicherheit des Dopplerkoeffizienten im Vergleich zu LWR-Systemen um eine Größenordnung höher ist /AUR 17/. Die Analyse der Ergebnisse deutet auf eine Konvergenzproblematik im Neutronentransportprogramm PARTISN beim Umgang mit den variierten Wirkungsquerschnitten hin. Diese Konvergenzproblematik zeigt sich verstärkt bei der Berechnung der Unsicherheit des Dopplerkoeffizienten, da dieser für die HEU-Kernkonfiguration sehr klein ist und daher numerische Artefakte einen höheren relativen Einfluss auf das Ergebnis haben.

Bezüglich der Unsicherheiten in den Material- und Geometrieparametern wurden Schwankungen der Gesamtspaltstoffmasse und ein radialer Versatz der gesamten Brennstoffzone nach außen untersucht. Diese Unsicherheiten haben im Mittel einen Reaktivitätszuwachs von ca. 500 pcm zur Folge. Mittels der Sensitivitätsanalyse wurde ein starker Zusammenhang zwischen dem Versatz der Brennstoffzone und dem Multiplikationsfaktor festgestellt.

3.5 Übertragung und Durchführung der U/S-Analysen auf eine Kernkonfiguration mit niedrig-angereichertem Brennstoff (AP 1.5)

Zur Durchführung der U/S-Analysen für eine Kernkonfiguration mit niedrig-angereichertem Brennstoff (LEU-Kernkonfiguration) wurden analog zur Betrachtung der HEU-Kernkonfiguration (vgl. Kap. 3.2) ein Serpent 2-Rechenmodell, ein PARTISN-Rechenmodell

und die SCALE-Sequenz zur Ermittlung der für PARTISN notwendigen Wirkungsquerschnitte erstellt. Zwecks Konsistenz zwischen dem Serpent 2- und dem PARTISN-Rechenmodell wurden wie bei der HEU-Kernkonfiguration Moderatortankeinbauten und Abschaltstäbe nicht modelliert. Zur Erstellung der Modelle wurden Material- und Geometriedaten der in /REI 23/ beschriebenen Kernkonfiguration mit niedrig-angereichertem Brennstoff zugrunde gelegt. Dabei sind die wesentlichen Unterschiede zur HEU-Kernkonfiguration /REI 23/:

- eine Verringerung des Radius des Evolventenkreises um ca. 6 % und somit eine Verringerung des inneren Radius des aktiven Kernbereichs,
- eine nach oben gerichtete Verlängerung der Brennstoffplatten um 19 %,
- eine Verringerung der Anzahl der Brennstoffplatten von 113 auf 109,
- eine Verringerung der Brennstoffplattendicke um 23 %,
- die Verwendung von monolithischem U-10Mo Brennstoff mit einer ^{235}U Anreicherung von 19,75 Gew.-% ohne Dichtestaffelung des Urans entlang einer Brennstoffplatte.

Auf Basis dieser Angaben und, wenn nicht verfügbar oder eindeutig definiert, angenommenen Daten wurden die Rechenmodelle für die LEU-Kernkonfiguration für den kalten Zustand (294 K) erstellt. Diese Rechenmodelle werden nachfolgend beschrieben.

3.5.1 Serpent 2-Monte-Carlo-Rechenmodell

Das Serpent 2-Rechenmodell für die generische LEU-Kernkonfiguration basiert auf Arbeiten des Vorhabens 4721R01321 /BEC 24/ und wurde für die Arbeiten in diesem Vorhaben hinsichtlich der Geometrie und den Materialzusammensetzungen angepasst. Konkrete Maße für das in diesem Eigenforschungsvorhaben verwendete Serpent 2-Rechenmodell der LEU-Kernkonfiguration wurden basierend auf den im vorherigen Abschnitt aufgeführten Unterschieden zur HEU-Kernkonfiguration abgeleitet. Da bei den aufgeführten Unterschieden in der Referenz nicht auf alle Maße eingegangen wird, wurden für einige Maße Annahmen getroffen.

Da in /REI 23/ lediglich eine Verringerung des Evolventenkreises um 6 % angegeben wird, wurde angenommen, dass sich der Innenradius des Brennelementinnenrohres ebenfalls um 6 % verringert. Für die Verringerung des Außenradius des Brennelementinnenrohres wurde dagegen die Annahme getroffen, dass zwischen diesem und dem

verringerten Evolventenkreis die gleiche Bogenlänge der Evolvente wie zwischen dem Außenradius des Brennelementinnenrohres und des Evolventenkreises der HEU-Kernkonfiguration besteht. Dieselbe Annahme wurde für die Verringerung des Innenradius des aktiven Kernbereichs angewendet. Die Bogenlänge zwischen Außenradius des Brennelementinnenrohres und des aktiven Kernbereichs der HEU-Kernkonfiguration wurde somit übernommen.

Bei der Modellierung der um 19 % nach oben verlängerten Brennstoffplatten /REI 23/ wurde die Annahme getroffen, dass wie bei der HEU-Kernkonfiguration am oberen und unteren Ende der Brennstoffplatten ein brennstofffreies Rahmenmaterial mit einer Breite von 10 mm vorhanden ist und sich somit eine aktive Plattenlänge von 836,8 mm ergibt. Aufgrund der ausschließlich nach oben gerichteten Verlängerung stellt sich im Vergleich zur HEU-Kernkonfiguration eine um 68,4 mm nach oben verschobene Mitte des aktiven Kernbereichs ein.

Die genannte Verringerung der Brennstoffplattendicke um 23 % /REI 23/ wurde mit der Annahme umgesetzt, dass dies nur den Brennstoffkern betrifft und die Dicke des Deckblechs erhalten bleibt. Die Anzahl der Brennstoffplatten wurde von 113 auf 109 verringert /REI 23/. Als Brennstoff wurde monolithischer U-10Mo Brennstoff mit einer ^{235}U -Anreicherung von 19,75 Gew.-% /REI 23/ und einer Massendichte von $17,2 \text{ g/cm}^3$ /RES 06/ modelliert. Eine Dichtestaffelung des im Brennstoff enthaltenen Urans entlang einer Brennstoffplatte besteht in der LEU-Kernkonfiguration nicht /REI 23/, siehe Abb. 3.15.

Aufgrund der Verringerung des Innendurchmessers des Brennelementinnenrohres war zudem eine Anpassung der Durchmesser der Regelstabkomponenten notwendig. Die Länge der Absorberregion sowie der Moderatorregion und die Dicke der Hafnium-Schicht in der Absorberregion wurden von der HEU-Kernkonfiguration übernommen.

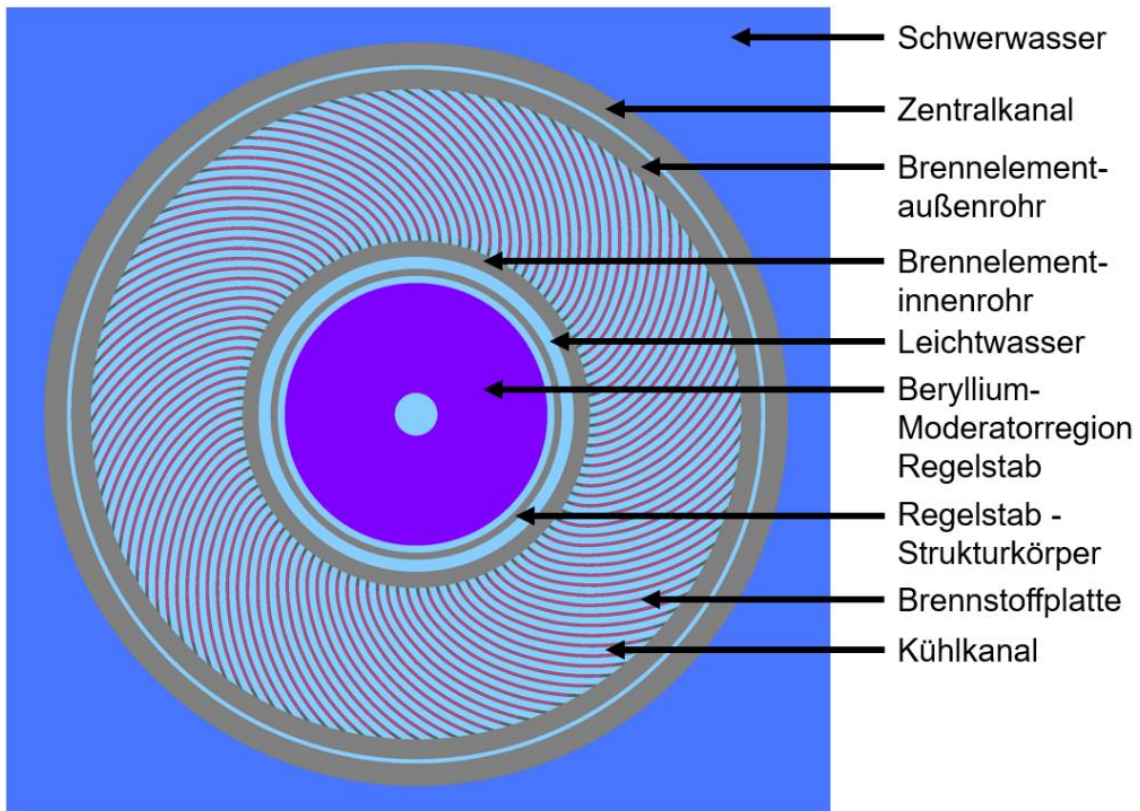


Abb. 3.15 Serpent 2-Rechenmodell: Horizontale Detaildarstellung des Brennelementes und Regelstabs (Beryllium-Moderatorregion) der LEU-Kernkonfiguration

3.5.2 Deterministisches SCALE-PARTISN-Rechenmodell

Zur Durchführung von reaktorphysikalischen Berechnungen der LEU-Kernkonfiguration mittels PARTISN wurde das deterministische SCALE-PARTISN-Rechenmodell der HEU-Kernkonfiguration (vgl. Kap. 3.2.2) auf die LEU-Kernkonfiguration übertragen. Da das Vorgehen zur Aufbereitung der Wirkungsquerschnitte zu dem der HEU-Kernkonfiguration vergleichbar ist, werden in den folgenden Abschnitten nur wesentliche Änderungen aufgezeigt. Die Aufbereitung der Wirkungsquerschnitte wird in Kap. 3.2.2 für die HEU-Kernkonfiguration detaillierter erklärt.

Die CSAS-MG-Modelle zur Resonanzbehandlung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte der 56-Gruppen-Bibliothek von SCALE 6.2 wurden an den U-10Mo Brennstoff und an die veränderte Geometrie einer Brennstoffplatte, des Regelstabs einschließlich Hafnium-Absorberregion, der Brennelementgeometrie usw. angepasst. Aufgrund des einheitlichen Brennstoffs entlang einer Brennstoffplatte war nur ein Dreizonenplattenmodell anstelle von vier notwendig.

Für die räumliche Wichtung wie auch für die Kondensierung der resonanzbehandelten, mikroskopischen Wirkungsquerschnitte wurden wie bei der HEU-Kernkonfiguration jeweils vier XSDRNPM-Modelle zur Behandlung der Reaktormaterialien auf den verschiedenen Höhen der Kernkonfiguration verwendet. Die veränderten Radien des Regelstabs einschließlich Absorber- und Moderatorregion und des Brennelementinnenrohres bedingten Anpassungen der radialen Zonen in den XSDRNPM-Modellen. Der Wechsel zu einem einheitlichen Brennstoff für den gesamten Kernbereich und die Verringerung des Innenradius des aktiven Kernbereichs machten zudem eine Neuermittlung der Geometrie der in den XSDRNPM-Modellen modellierten, konzentrischen Brennstoffplatten (vgl. Abb. 3.7) unter Einhaltung der Brennstoffmasse notwendig. In den Eingaben für das ICE-Modul zur Umwandlung der mikroskopischen in makroskopische Wirkungsquerschnitte wurden hauptsächlich die Nukliddichten des Brennstoffs auf die Zusammensetzung von U-10Mo hin angepasst.

Über den Aufruf der SCALE-Module WAX und ALPO wurde wie bei der HEU-Kernkonfiguration schließlich eine ANISN-formatierte Bibliothek mit den in 16 Energiegruppen aufbereiteten Wirkungsquerschnitten für die Materialien der LEU-Kernkonfiguration geschrieben. Auch wurde mittels PaleAle das Energiespektrum der Spaltneutronen des U-10Mo Brennstoffs für das PARTISN-Rechenmodell extrahiert.

In Abb. 3.16 wird das auf die LEU-Kernkonfiguration angepasste PARTISN-Rechenmodell bei einer Einfahrtiefe des Regelstabs von -25 cm schematisch dargestellt. Insbesondere ist im Vergleich zum PARTISN-Rechenmodell der HEU-Kernkonfiguration der einheitliche, aktive Kernbereich zu erkennen. Die Radien des Regelstabs mit Absorber- und Moderatorregion, des Brennelementinnenrohres und des innenliegenden brennstofffreien Rahmenmaterials wurden angepasst. Der passive und aktive Kernbereich wurden nach oben verlängert (vgl. Kap. 3.2.).

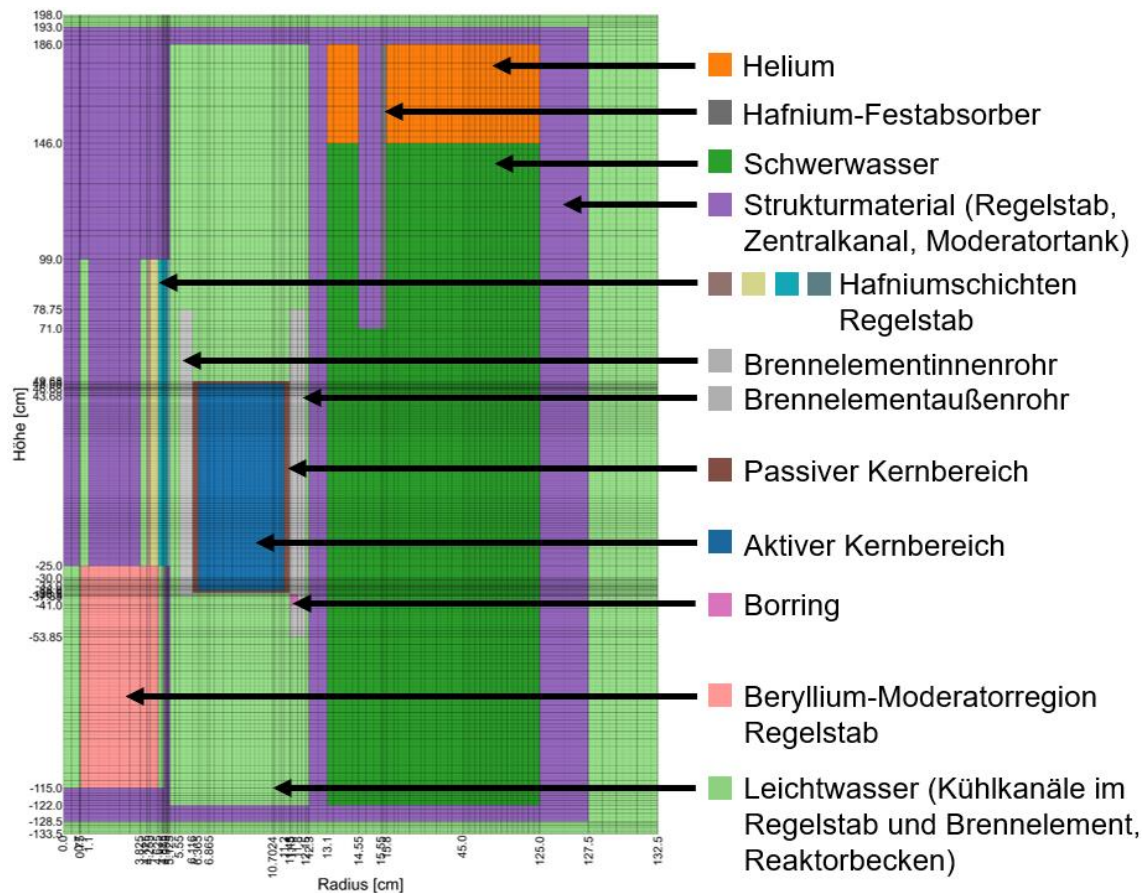
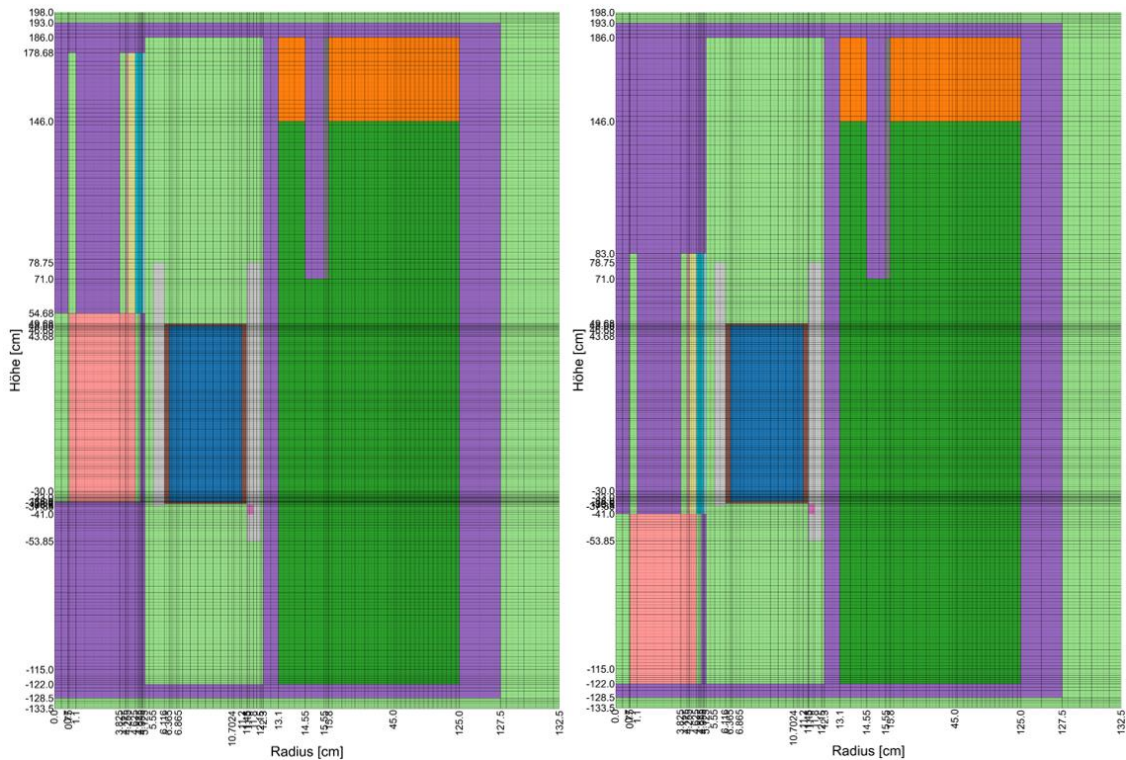


Abb. 3.16 Schematische Darstellung des PARTISN-Rechenmodells der LEU-Kernkonfiguration

In Abb. 3.17 werden die PARTISN-Rechenmodelle zur Ermittlung der Regelstabwirksamkeit gezeigt. Die vollständig eingefahrene Regelstabstellung von -41 cm wurde von der HEU-Kernkonfiguration übernommen. Aufgrund des nach oben hin verlängerten Brennelementes wurde als vollständig ausgefahrene Steuerstabstellung +54,68 cm angenommen, damit sich analog zur HEU-Kernkonfiguration die Unterkante der Hafnium-Absorberregion 6 cm oberhalb des aktiven Kernbereichs befindet.



Regelstab dargestellt in rosa und weiteren Farben im jeweils linken Teil der Teilabbildungen

Abb. 3.17 PARTISN-Rechenmodelle der LEU-Kernkonfiguration: links mit vollständig ausgefahrenem Regelstab, rechts mit vollständig eingefahrenem Regelstab

3.5.3 Eignungsprüfung der Rechenmodelle durch Vergleich mit Referenzrechnungen für die LEU-Kernkonfiguration

Analog zum Vorgehen bei der HEU-Kernkonfiguration wie in Kap. 3.3 beschrieben, wurde das SCALE-PARTISN-Rechenmodell der LEU-Kernkonfiguration durch Vergleichsrechnungen mit dem entsprechenden Serpent 2-Rechenmodell auf seine Eignung für reaktorphysikalische Berechnungen hin überprüft. Mit beiden Rechenmodellen wurden die kritische Regelstabstellung, die Regelstabwirksamkeit, der Dopplerkoeffizient und der Kühlmitteldichtekoeffizient berechnet. Die Ergebnisse werden in Tab. 3.7 aufgeführt.

Das SCALE-PARTISN-Rechenmodell erreicht eine nahezu kritische Regelstabstellung mit $k_{\text{eff}} = 1,00030$ bei -25 cm Einfahrtiefe. Das Serpent 2-Rechenmodell zeigt bei dieser Regelstabstellung eine sehr gute Übereinstimmung mit $k_{\text{eff}} = 0,99942$. Bei Berücksichtigung der Moderatortankeinbauten mit ihrer neutronenabsorbierenden Wirkung in der Modellierung wäre eine geringere Einfahrtiefe des Regelstabs zu erwarten.

Tab. 3.7 Reaktorphysikalische Kenngrößen des SCALE-PARTISN-Rechenmodells im Vergleich zum Serpent 2-Rechenmodell der LEU-Kernkonfiguration

Ergebnisgröße	SCALE-PARTISN	Serpent 2
k_{eff} bei -25 cm Regelstabstellung	1,00030	0,99942
Regelstabwirksamkeit ¹	-0,164	-0,161
Dopplerkoeffizient ² [pcm/K]	-3,17	-2,94
Kühlmitteldichtekoeffizient ³ [cm ³ /g]	0,187	0,187

- 1 $\Delta\rho_{\text{RS}} = 1/k_{\text{eff,aus}} - 1/k_{\text{eff,ein}}$
- 2 $\Delta\rho/\Delta T$ mit $\Delta\rho = 1/k_{\text{eff},T_1} - 1/k_{\text{eff},T_2}$ und $\Delta T = T_1 - T_2$
- 3 $\Delta\rho/\Delta\gamma$ mit $\Delta\rho = 1/k_{\text{eff},\gamma_1} - 1/k_{\text{eff},\gamma_2}$ und $\Delta\gamma = \gamma_1 - \gamma_2$

Die Regelstabwirksamkeit wurde mit beiden Rechenmodellen für die voll ausgefahrene (+54,68 cm) und voll eingefahrene (-41 cm) Regelstabstellung als absolute Reaktivitätsdifferenz ermittelt (vgl. Abb. 3.17). Mit Werten von -0,164 und -0,161 zeigen beide Rechenmodelle eine gute Übereinstimmung. Wie bei der HEU-Kernkonfiguration (vgl. Tab. 3.1), zeigt das Serpent 2-Rechenmodell eine um 0,003 geringere Wirksamkeit.

Zur Ermittlung des Dopplerkoeffizienten wurde im SCALE-PARTISN-Rechenmodell die Brennstofftemperatur von 294 K um 59 K auf 353 K angehoben. Beim Serpent 2-Rechenmodell wurde eine Erhöhung von 294 K auf 600 K durchgeführt, um den Einfluss der statistischen Unsicherheit bedingt durch das Monte-Carlo-Verfahren auf die Reaktivitätsänderung möglichst auszuschließen. Analog zu Kapitel 3.3 wurde aufgrund des hohen Temperaturunterschieds eine logarithmische Temperaturabhängigkeit des Multiplikationsfaktors bei der Berechnung des Dopplerkoeffizienten angenommen. Die Dopplerkoeffizienten beider Rechenmodelle mit -3,17 pcm/K und -2,94 pcm/K sind in guter Übereinstimmung. Im Vergleich zur HEU-Kernkonfiguration (vgl. Tab. 3.1), weist die LEU-Kernkonfiguration durch den höheren Gehalt von ²³⁸U im Brennstoff einen deutlich größeren, absoluten Dopplerkoeffizienten aus. Dies ist aufgrund der Eigenschaften von ²³⁸U als Resonanzabsorber physikalisch plausibel.

Mit beiden Rechenmodellen wurde bei einer Verringerung der Kühlmitteldichte von 0,998 g/cm³ auf 0,975 g/cm³ ein übereinstimmender Kühlmitteldichtekoeffizient von 0,187 cm³/g ermittelt.

Die insgesamt sehr gute Übereinstimmung zwischen den mit dem SCALE-PARTISN-Rechenmodell und den mit dem Serpent 2-Rechenmodell ermittelten Kenngrößen zeigt auf, dass die Sequenz zur Aufbereitung der Wirkungsquerschnitte mit den SCALE-

Modulen in Verbindung mit dem PARTISN-Rechenmodell konsistent zur Referenz erstellt wurden. Damit ist die deterministische SCALE-PARTISN-Rechenkette für reaktorphysikalische Berechnungen der LEU-Kernkonfiguration qualifiziert.

3.5.4 Bestimmung der Unsicherheiten und Sensitivitäten durch Berücksichtigung der unsicheren Eingabeparameter in den reaktorphysikalischen Berechnungen der LEU-Kernkonfiguration

Die in Abschnitt 3.4 durchgeführten Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalysen werden für die LEU-Kernkonfiguration wiederholt. Diese Analysen stützen sich zum einen auf Unsicherheiten in den nuklearen Daten und zum anderen auf Unsicherheiten in den Material- und Geometriedaten. Im folgenden Abschnitt werden zunächst die Ergebnisse aufgrund der Unsicherheiten in den nuklearen Daten präsentiert und darauffolgend die Resultate aufgrund der Unsicherheiten in den Material- und Geometriedaten.

Unsicherheiten aufgrund von Unsicherheiten in den nuklearen Daten

Das in Kap. 3.5.1 beschriebene SCALE-PARTISN-Rechenmodell wurde angewandt, um mit XSUSA Unsicherheiten des Multiplikationsfaktors (k_{eff}), des Dopplerkoeffizienten des Brennstoffs ($\Delta\rho/\Delta T$), des Reaktivitätskoeffizienten der Kühlmitteldichte ($\Delta\rho/\Delta\gamma$) und der Reaktivitätswirksamkeit des Regelstabs ($\Delta\rho_{RS}$) aufgrund von Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten zu bestimmen. Als zugrundeliegende Wahrscheinlichkeitsverteilung der Unsicherheiten der nuklearen Daten wurde eine Normalverteilung angenommen. Als Nominalbedingungen wurde eine Temperatur von 294 K, eine Kühlmitteldichte von 0,998 g/cm³ und eine Regelstabstellung von -25 cm festgelegt. Zur Bestimmung der Reaktivitätskoeffizienten wurden die in Tab. 3.8 aufgeführten, davon abweichenden Betriebsparameter verwendet.

Tab. 3.8 Mit dem SCALE-PARTISN-Rechenmodell berechnete Mittelwerte und relative Unsicherheiten für die LEU-Kernkonfiguration

Parameter	Stichproben- größe	Mittelwert	Relative Unsi- cherheit (%)
k_{eff}	846	1,00025	0,62
$\Delta\rho/\Delta T$ (293 K; 353 K)	771	-3,18 pcm/K	1,8
$\Delta\rho/\Delta\gamma$ (0,998 g/cm ³ ; 0,975 g/cm ³)	846	0,19 cm ³ /g	2,2
$\Delta\rho_{RS}$ (-41 cm; +54,68 cm)	634	-0,16	1,0

Die mit XSUSA in Kombination mit dem SCALE-PARTISN-Rechenmodell gewonnenen Resultate wurden im Anschluss statistisch ausgewertet und Mittelwert und Standardabweichung der zuvor genannten neutronenphysikalischen Kenngrößen berechnet. Die Resultate sind in Tab. 3.8 aufgetragen. Aufgrund von Konvergenzproblemen von PARTISN konnten bei den Analysen lediglich 846, 771, 846 und 634 Variationen von insgesamt 850 Variationen für die Berechnung der Ergebnisgrößen k_{eff} , $\Delta\rho/\Delta T$, $\Delta\rho/\Delta\gamma$ bzw. $\Delta\rho_{RS}$ berücksichtigt werden. Der Mittelwert des Multiplikationsfaktors beträgt 1,00025 und dessen relative Unsicherheit 0,62 %, der Mittelwert des Reaktivitätskoeffizienten der Kühlmitteldichte 0,19 cm³/g und dessen relative Unsicherheit 2,2 % und der Mittelwert der Reaktivitätswirksamkeit des Regelstabs -0,16 und dessen relative Unsicherheit 1 %. Für den Dopplerkoeffizienten wird im Mittel ein Wert von -3,18 pcm/K berechnet mit dessen relativer Unsicherheit von 1,8 %.

Analog zur HEU-Kernkonfiguration wurden mit dem Serpent 2-Rechenmodell in Kombination mit XSUSA-CE Unsicherheitsanalysen durchgeführt. Für diese Rechnungen wurde aufgrund des hohen Rechenbedarfs eine Stichprobengröße von 500 Variationen gewählt. Die Resultate sind in Tab. 3.9 aufgetragen und stimmen mit den jeweiligen Ergebnissen des SCALE-PARTISN-Rechenmodells sehr gut überein (siehe Tab. 3.8).

Tab. 3.9 Mit der XSUSA-CE-Serpent 2-Rechenkette berechnete Mittelwerte und relative Unsicherheiten für die LEU-Kernkonfiguration

Parameter	Stichproben- größe	Mittelwert	Relative Unsi- cherheit (%)
k_{eff}	500	0,99917	0,59
$\Delta\rho_{RS}$ (-41 cm; +54,68 cm)	500	-0,16	0,9

Der multiple empirische Sensitivitätsindex R^2 zur Bestimmung des Einflusses der verschiedenen Wirkungsquerschnittsdaten auf die Unsicherheit des Multiplikationsfaktors ist in Abb. 3.18 dargestellt. Den größten Beitrag liefert die Spaltneutronenausbeute von ^{235}U , gefolgt vom Neutroneneinfangquerschnitt von ^{235}U , der elastischen Streuung an Deuterium ^2H , dem Spaltquerschnitt und dem Spaltspektrum von ^{235}U .

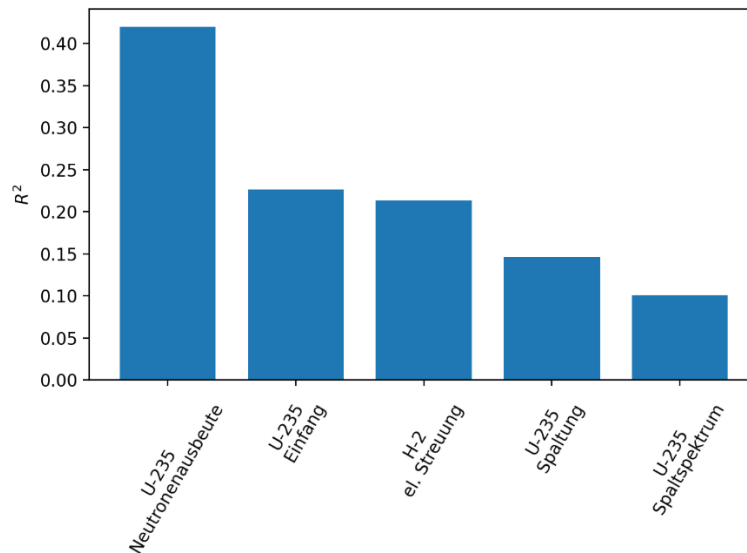


Abb. 3.18 Sensitivitätskoeffizienten des Neutronenmultiplikationsfaktors für die LEU-Kernkonfiguration

In Abb. 3.19 ist die normierte Leistungsdichte und in Abb. 3.20 die entsprechende relative Unsicherheit der Leistungsverteilung in Zylinderkoordinaten aufgetragen. Die größte Leistungsdichte zeigt sich am äußeren Rand der Brennstoffzone. Unterhalb der Absorberregion des Regelstabs bei einer Einfahrtiefe von -25 cm ist ebenfalls eine leicht erhöhte Leistungsdichte zu erkennen. Die über die Flächenelemente gewichtete mittlere relative Unsicherheit der Leistungsdichte beträgt $0,47\%$.

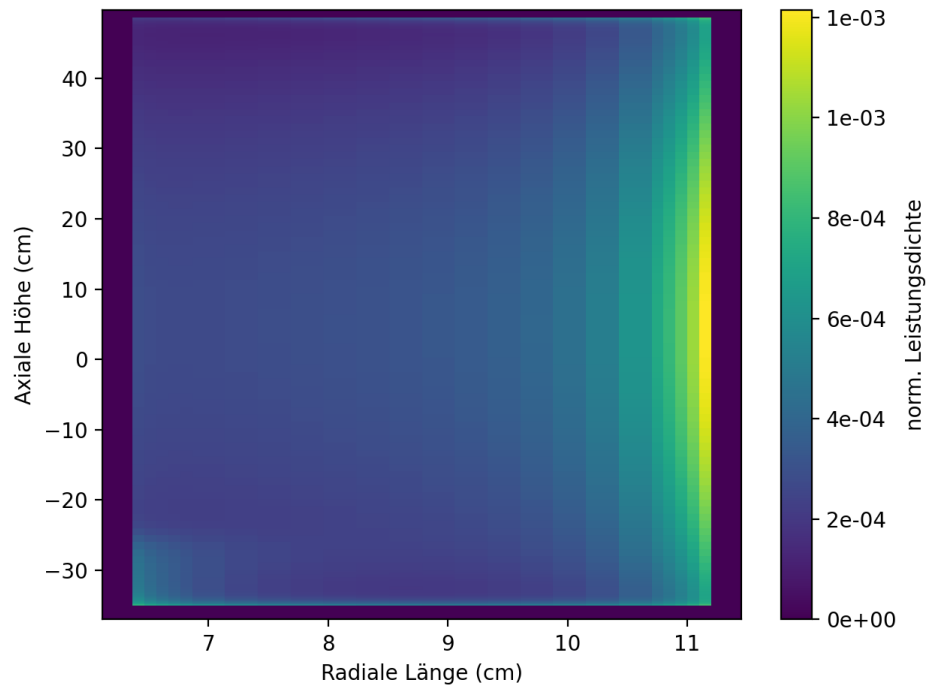


Abb. 3.19 Leistungsverteilung der LEU-Kernkonfiguration berechnet mit SCALE-PARTISN

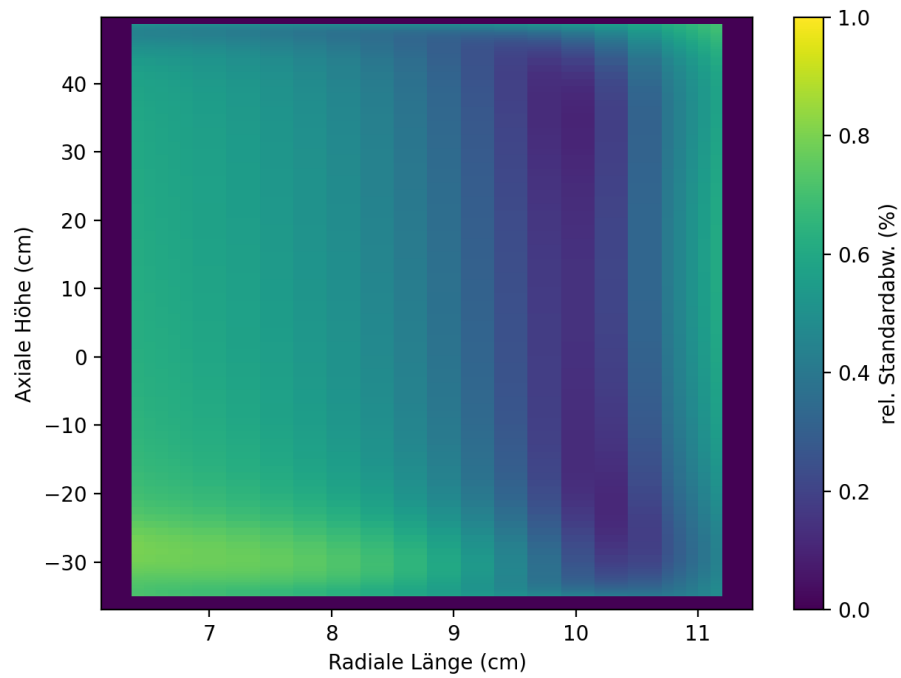


Abb. 3.20 Unsicherheit der Leistungsverteilung für das LEU-System

Ergebnisunsicherheiten aufgrund von Unsicherheiten in den Geometrie- und Materialparametern

Analog zur HEU-Kernkonfiguration in Kap. 3.4 wurden Unsicherheitsanalysen bezüglich Geometrie- und Materialparameter vorgenommen. Diese umschließen, wie bei der Betrachtung der HEU-Kernkonfiguration, die Variation der Gesamtpaltstoffmasse um 1 % und einen radialen Versatz der Brennstoffzone um 2 mm. Die Charakteristika bezüglich der zugrundeliegenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen der variierten Größen sind in Tab. 3.10 aufgetragen.

Tab. 3.10 Definition der stochastisch variierten Modellparameter für die LEU-Kernkonfiguration

Parameter	Einheit	Definitionsbereich		Verteilungsfunktion
		Min	Max	
²³⁵ U Atomzahldichte	barn ⁻¹ cm ⁻¹	7,7648967E-03	7,9217633E-03	N($\mu=7,84333E-03$; $\sigma=7,84333E-05$)
Versatz der Brennstoffzone	mm	0	2	U(Min, Max)

Ein Satz von 500 variierten Serpent 2-Eingabedateien wurde mit SUSA erstellt und nach der Durchführung der Serpent 2-Rechnungen wurden die statistischen Ergebnisgrößen für den Multiplikationsfaktor berechnet (siehe Tab. 3.11): Der Mittelwert des Multiplikationsfaktors beträgt 1,00375 und ist somit um ca. 400 pcm höher als das Nominalergebnis ohne Variation der Eingangsparameter. Die relative Unsicherheit dieses Ergebnisses beträgt 0,26 % und das einseitige obere 95 %/95 % Toleranzlimit nach Wilks beträgt 1,00801.

Tab. 3.11 Statistische Ergebnisgrößen aufgrund von Unsicherheiten in den Geometrie- und Materialparametern für die LEU-Kernkonfiguration

Parameter	Stichprobengröße	Mittelwert	Relative Unsicherheit (%)	Oberes 95 %/95 % Toleranzlimit nach Wilks
k _{eff}	500	1,00375	0,26	1,00801

Um die Abhängigkeit zwischen den verschiedenen variierten Eingangsgrößen auf den Multiplikationsfaktor zu untersuchen, wurde eine Sensitivitätsanalyse in Form einer Korrelationsanalyse durchgeführt. Die Häufigkeitsverteilungen der variierten Eingangsgrößen und der Ergebnisgröße und die Beziehung der Parameter untereinander sind in Abb. 3.21 als Balken- bzw. Streudiagramm aufgetragen. Es lässt sich ein starker, positiv

korrelierter Zusammenhang zwischen dem radialen Versatz der Brennstoffzone und dem Multiplikationsfaktor beobachten. Schwankungen in der ^{235}U Atomzahldichte haben dagegen einen kleineren Einfluss auf den Neutronenmultiplikationsfaktor.

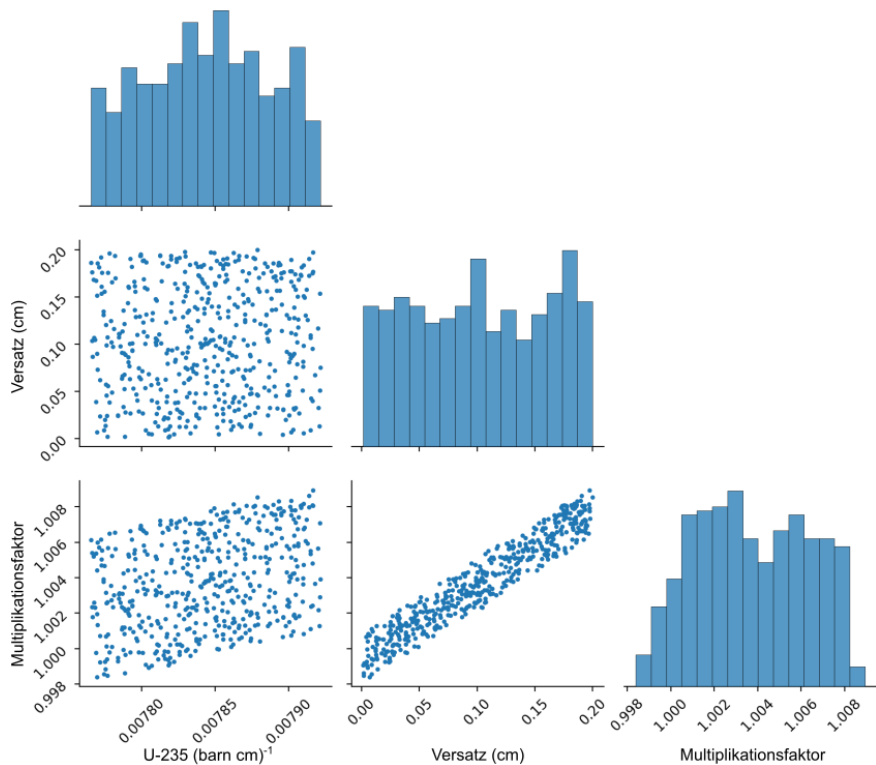


Abb. 3.21 Illustration der Korrelationen und Verteilungen der variierten Parameter und des Multiplikationsfaktors für die LEU-Kernkonfiguration

Um diesen Zusammenhang zu quantifizieren, wurde der Pearson-Korrelationskoeffizient berechnet. Wie in Tab. 3.12 ersichtlich, ist eine eher moderate positive Korrelation zwischen der ^{235}U Atomzahldichte und dem Multiplikationsfaktor, aber eine starke positive Korrelation zwischen dem Versatz der Brennstoffzone und dem Multiplikationsfaktor zu beobachten.

Tab. 3.12 Pearson-Korrelation zwischen dem Multiplikationsfaktor und der variierten Eingangsgrößen für die LEU-Kernkonfiguration

Parameter	Pearson Korrelation
^{235}U Atomzahldichte	0,32
Versatz der Brennstoffzone	0,96

3.5.5 Diskussion der Resultate und Vergleich zur HEU-Kernkonfiguration

Zur Bestimmung der Unsicherheiten in den reaktorphysikalischen Rechenergebnissen für die LEU-Kernkonfiguration wurden sowohl Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten als auch Unsicherheiten in der ^{235}U Gesamtmasse und einem möglichen radialen Versatz der gesamten Brennstoffzone berücksichtigt. Die Unsicherheitsanalysen wurden mithilfe der stichprobenbasierten Methoden XSUSA und SUSA durchgeführt und liefern plausible Resultate und sind vergleichbar mit berechneten Unsicherheiten von LWR-Systemen /AUR 17/.

Die analysierten Ergebnisparameter bezüglich der Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten sind die Unsicherheit des Multiplikationsfaktors, des Dopplerkoeffizienten, des Reaktivitätskoeffizienten der Kühlmitteldichte, der Regelstabwirksamkeit und der Leistungsverteilung. Zur Überprüfung der deterministischen SCALE-PARTISN-Rechenkette wurden Vergleiche mit der Serpent 2-Rechenkette durchgeführt. Für die verschiedenen Ergebnisgrößen wurden mit der deterministischen Rechenkette jeweils 850 und für die Serpent 2-Rechenkette jeweils 500 Variationen berücksichtigt. Wie bereits bei den U/S-Analysen der HEU-Kernkonfiguration konnten auch hier nicht alle Variationen der SCALE-PARTISN-Rechenkette für die statistische Auswertung berücksichtigt werden, da PARTISN bei einigen Rechnungen Konvergenzprobleme aufwies. Die genaue Ursache der Konvergenzprobleme konnte im Rahmen dieser Arbeiten nicht geklärt werden. Bei den untersuchten Parametern, den Unsicherheiten des Multiplikationsfaktors und der Regelstabwirksamkeit, wurde in diesem Rahmen eine sehr gute Übereinstimmung erzielt.

Im Vergleich zur HEU-Kernkonfiguration sind die relativen Unsicherheiten des Multiplikationsfaktors nahezu identisch (HEU: 0,66 %; LEU: 0,61 %). Dies spiegelt sich auch in den fünf dominierenden Sensitivitätsbeiträgen der nuklearen Daten wider und ist in Tab. 3.13 illustriert. Die Reihenfolge der ersten drei Hauptbeiträge sind für beide Kernkonfigurationen identisch. Unterschiede ergeben sich in den Zahlenwerten des R^2 Sensitivitätsindex: Während die LEU-Kernkonfiguration sensibler auf Änderungen in der ^{235}U Spaltneutronenausbeute ist, ist die HEU-Kernkonfiguration sensibler auf Änderungen des ^{235}U Spaltspektrums. Die Größenordnung der Unsicherheit der Leistungsverteilung ist für beide Kernkonfigurationen identisch. Auch die räumliche Verteilung der Minima und Maxima der Leistungsverteilungsunsicherheit weist ein ähnliches Muster für beide Konfigurationen auf.

Tab. 3.13 Top-5 Sensitivitätsindizes R^2 der verschiedenen Kernkonfigurationen

Konfiguration	1.	2.	3.	4.	5.
HEU	^{235}U Neutronenausbeute ($R^2=0,35$)	^{235}U Neutroneneinfang ($R^2=0,21$)	^2H elastische Streuung ($R^2=0,20$)	^{235}U Spalt-spektrum ($R^2=0,18$)	^{235}U Spalt-querschnitt ($R^2=0,14$)
LEU	^{235}U Neutronenausbeute ($R^2=0,42$)	^{235}U Neutroneneinfang ($R^2=0,23$)	^2H elastische Streuung ($R^2=0,21$)	^{235}U Spalt-querschnitt ($R^2=0,15$)	^{235}U Spalt-spektrum ($R^2=0,10$)

Die relative Unsicherheit des Dopplerkoeffizienten ist bei der HEU- deutlich größer als bei der LEU-Kernkonfiguration. Grund hierfür sind Konvergenzprobleme während der PARTISN-Rechnung. Obwohl diese sowohl bei der HEU- als auch bei der LEU-Kernkonfiguration auftreten, sind die Auswirkungen bei der LEU-Kernkonfiguration relativ niedriger, da der Dopplerkoeffizient hier absolut um ca. eine Größenordnung größer ist und sich somit die durch die Konvergenzprobleme bedingten, jeweils in etwa gleich großen Unsicherheiten weniger dominant in der Gesamtunsicherheit auswirken.

Bei der Berücksichtigung der Unsicherheiten in den Material- und Geometrieparametern wurden bei der LEU-Kernkonfiguration Variationen der Gesamtspaltstoffmasse und ein möglicher radialer Versatz der gesamten Brennstoffzone nach außen untersucht. Die Sensitivitätsanalyse zeigt, dass die Variation der ^{235}U Masse um 1 % lediglich einen kleinen Einfluss auf den Multiplikationsfaktor hat und liefert einen Korrelationskoeffizienten von 0,32. Im Gegensatz dazu hat der radiale Versatz der Brennstoffzone um bis zu 2 mm einen sehr starken Einfluss auf den Multiplikationsfaktor mit einem Korrelationskoeffizienten von 0,96. Dies verhält sich qualitativ ähnlich zur HEU-Kernkonfiguration, wobei hier der Einfluss der Variation der Spaltstoffmasse mit einem Korrelationskoeffizienten von maximal 0,11 weit geringer ist. Die resultierende relative Unsicherheit des Multiplikationsfaktors aufgrund der Schwankungen in den Material- und Geometrieparametern beträgt bei beiden Kernkonfigurationen 0,26 %.

4 Durchführung von Analysen zur Untersuchung der Strömungsinstabilität und des kritischen Wärmeflusses unter Verwendung neuerer Korrelationen (AP 2)

4.1 Aufarbeitung des für das Vorhaben relevanten Standes von Wissenschaft und Technik (AP 2.1)

In diesem Arbeitspaket wurde anhand der verfügbaren Informationen des Standes von Wissenschaft und Technik bezüglich der Korrelationen von kritischem Wärmefluss und Strömungsinstabilität erfasst, ausgewertet und in einer strukturierten Form dargestellt.

4.1.1 Kritische Wärmestromdichte (engl. Critical Heat Flux, CHF)

4.1.1.1 Beschreibung der kritischen Wärmestromdichte

Der kritische Wärmefluss beschreibt den Punkt, an dem in einem Wärmeübertragungssystem oder einem Medium eine maximale Wärmeflussdichte erreicht wird, bevor es zu einer plötzlichen und signifikanten Abnahme der Wärmeübertragungsfähigkeit kommt. Bei diesem Punkt kann das System oder Medium nicht mehr ausreichend Wärme abführen, was zu einem rapiden Anstieg der Temperatur führt und potenziell zu thermischen Problemen oder Schäden führen kann. Der kritische Wärmefluss ist daher ein wichtiger Parameter für die Auslegung und den Betrieb von Systemen, in denen Wärmeübertragung eine entscheidende Rolle spielt, wie z. B. in Kernreaktoren oder thermischen Kraftwerken. In Abb. 4.1 wird die Siedekurve für Wasser bei 1 bar gezeigt.

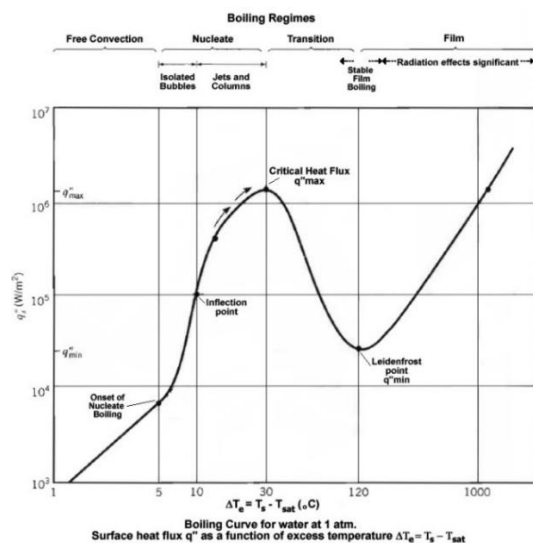


Abb. 4.1 Siedekurve für Wasser bei 1 bar

4.1.1.2 Statischer CHF

Groeneveld LUT (Look-Up Table) 2006

CHF-Look-Up-Tabellen werden häufig für die Vorhersage des kritischen Wärmestroms (CHF) verwendet. Die CHF Look-Up-Tabelle (LUT) ist im Grunde eine normalisierte Datenbank für ein vertikales 8 mm wassergekühltes Rohr (rundförmig).

Ein erster Versuch, eine Standardtabelle mit CHF-Werten für eine bestimmte Geometrie zu erstellen, wurde von Doroshchuk et al. (1975) unternommen, wobei eine begrenzte Datenbank mit 5.000 Datenpunkten verwendet wurde. Seitdem wurde an verschiedenen Institutionen (z. B. CENG-Grenoble, Universität Ottawa, IPPE-Obninsk und AECL-Chalk River) an der Entwicklung von CHF-Tabellen gearbeitet, wobei eine ständig wachsende Datenbank verwendet wurde. Die jüngste CHF-Lookup-Tabelle, die als Groeneveld LUT 1995 bezeichnet wird /GRO 96/, verwendet eine Datenbank mit etwa 24.000 CHF-Punkten und liefert CHF-Werte für ein wassergekühltes Rohr mit 8 mm Innendurchmesser bei 21 Drücken, 20 Massenflüssen und 23 kritischen Qualitäten.

Die Datenbank Groeneveld LUT wurde weiterentwickelt und enthält in der aktuellen Version, Groeneveld LUT 2006 /GRO 07/, mehr als 30 000 Datenpunkte und liefert CHF-Werte für 15 Drücke, 21 Massenströme und 23 Qualitäten, die den gesamten Bereich der Bedingungen von praktischem Interesse abdecken, mit verbesserter Genauigkeit und Glattheit der Tabellendaten.

Die CHF-LUT-Methode hat viele Vorteile gegenüber anderen CHF-Methoden, z. B. (i) einfache Anwendung, (ii) keine Iteration erforderlich, (iii) breiter Anwendungsbereich, (iv) basierend auf einer sehr großen Datenbank, und (vi) es entfällt die Notwendigkeit, zwischen vielen derzeit verfügbaren CHF-Vorhersagemethoden für wassergekühlte Rohre zu wählen.

Die Groeneveld LUT 2006 ist eine implementierte CHF-Korrelation in ATHLET v.3.2 /AUG 19/. Der Anwendungsbereich der Groeneveld LUT 2006 ist in Tab. 4.1 dargestellt.

Mirshak-Korrelation

Unter den Korrelationen, die zur Bestimmung des zu DNB führenden Wärmestroms bei niedrigen Druckbedingungen verwendet werden, gehört die Mirshak-Korrelation /MIR 59/ zu den am meistens verwendeten bzw. empfohlenen Korrelationen. Die

Mirshak-Korrelation wird beispielsweise in der im Rahmen des von den USA geförderten RERTR-Programms (engl. *Reduced Enrichment in Research and Test Reactor*) durchgeführten Bewertung empfohlen /CHE 80/.

Aus den Ergebnissen von 65 Experimente schlug Mirshak die folgende Korrelation vor:

$$q''_{CHF} = 360(1 + 0,12u)(1 + 0,009\Delta T_{sub})(1 + 0,186P) \quad (4.1)$$

Hierbei ist q''_{CHF} der kritische Wärmefluss, u die Kühlmittelgeschwindigkeit, ΔT_{sub} die Unterkühlung und P der Druck. Der Validierungsbereich ist zusammen mit anderen CHF Korrelationen in Tab. 4.1 dargestellt.

Die Ergebnisse gezielter Rechnungen unter Verwendung der Mirshak-Korrelation zeigen, dass es zu einer konservativ niedrigen DNB-Wärmestromvorhersage bei hohen Strömungen in einem viereckigen Kanal kommt /MIR 59/. Eine der Einschränkungen bei der Anwendung dieser Korrelation ist, dass die von Mirshak durchgeführten Experimente für die Erstellung der Korrelation auf eine definierte Geometrie von Vierecken und Ringraum basieren, welche nicht in allen Forschungsreaktortypen vorkommt. Somit ist die Korrelation nicht für jeden Forschungsreaktortyp allgemein gültig und anwendbar. Eine weitere Einschränkung besteht darin, dass die Mirshak-Korrelation im Bereich des hohen Durchsatzes ein konservatives Verhalten zeigt, während der Bereich des niedrigen Durchsatzes aus dem Validierungsbereich herausfällt. Kritische Wärmeströmung bei niedrigem Durchsatz kann in Forschungsreaktoren unter einer Reihe von Störfallbedingungen (z. B. bei Unfällen mit Strömungsverlust oder Kühlmittelverlust) wichtig werden, bei denen die Nachzerfallswärme durch Naturumlaufsbedingungen abgeführt wird. In verschiedenen Artikeln /KIM 19/, /WIS 22/ wird gezeigt, dass die Mirshak-Korrelation zu weniger konservativen Vorhersagen des kritischen Wärmestroms in der Region mit niedrigem Massenstrom führen kann.

Sudo-Karminaga-Korrelation

In der Untersuchung von 1983 wies Mishima /MIS 83/ bei experimentellen Ergebnissen unter Atmosphärendruck auch darauf hin, dass das Siedephänomen bei einem viel geringeren Wärmestrom auftreten kann als beim Pool-Sieden oder als von den herkömmlichen Korrelationen vorhergesagt. Daher sollte dies bei der Analyse des Siedephänomens, das bei einem sehr geringen Kühlmittelfluss in einem Niederdrucksystem auftritt, besonders betrachtet werden. Mishima unterschied auch zwischen verschiedenen

Strömungsrichtungen (Aufwärtsströmung und Abwärtsströmung) und schlug vor, unter verschiedenen Bedingungen unterschiedliche Korrelationen zu verwenden.

Im Jahr 1985 führten Sudo und Kaminaga /SUD 85/ mehrere Experimente durch, um den CHF in einem rechteckigen Kühlmittelkanal zu untersuchen. Inspiriert von Mishima schlugen Sudo und Kaminaga /SUD 93/ eine neue Korrelation für den CHF vor, die auf ihren experimentellen Daten und anderen Forschungsergebnissen unter Forschungsreaktor-Betriebsbedingungen berücksichtigt. In 1998 verbesserten Sudo und Kaminaga ihre CHF Korrelation /KAM 98/ mit einem Korrekturterm für die Unterkühlungstemperatur am Kühlkanaleintritt. Die sogenannte Sudo-Kaminaga-Korrelation berücksichtigt die Auswirkungen unterschiedlicher Strömungsrichtungen (aufwärts und abwärts) und teilt die CHF-Charakteristika in drei Regionen entsprechend dem Massenfluss des Kühlmittels ein. Der CHF wurde bereits mit der Sudo-Kaminaga-Korrelation in der Sicherheitsanalyse einiger Forschungsreaktoren weltweit bewertet /BAE 12/.

Die Forscher /SUD 93/ stellten auch klar, dass der RMS-Fehler (Root-Mean-Square) der vorgeschlagenen Korrelation in ihrem untersuchten Schema innerhalb von ~33 Prozent lag, und schlugen vor, den minimalen CHFR bei der thermohydraulischen Kernausslegung von Forschungsreaktoren über 1,5 zu halten, was dem Korrelationsfehler von ~33 Prozent entspricht.

Die Sudo-Kaminaga-Korrelation ist wie folgt formuliert /KAM 98/:

$$q_{CHF,1}^* = 0,005 |G^*|^{0,611} \left(1 + \frac{5000}{|G^*|} \Delta T_{Sub,o}^*\right) \quad (4.2)$$

$$q_{CHF,2}^* = \frac{A}{A_H} \Delta T_{Sub,in}^* |G^*| \quad (4.3)$$

$$q_{CHF,3}^* = 0,7 \frac{A}{A_H} \frac{\sqrt{\frac{w}{\lambda}}}{\left[1 + \left(\frac{\rho_s}{\rho_l}\right)^{0,25}\right]^2} (1 + 3\Delta T_{Sub,in}^*) \quad (4.4)$$

Hierbei ist $|G^*|$ der dimensionslose Massenstrom, ΔT_{Sub}^* die dimensionslose Temperatur, λ die kritische Wellenlänge, w die Breite des Kanals, $\frac{A}{A_H}$ das Verhältnis zwischen Strömungsquerschnittsfläche und beheizter Fläche und $\frac{\rho_s}{\rho_l}$ das Dichteverhältnis zwischen Dampf und Flüssigkeit unter Sättigungsbedingung.

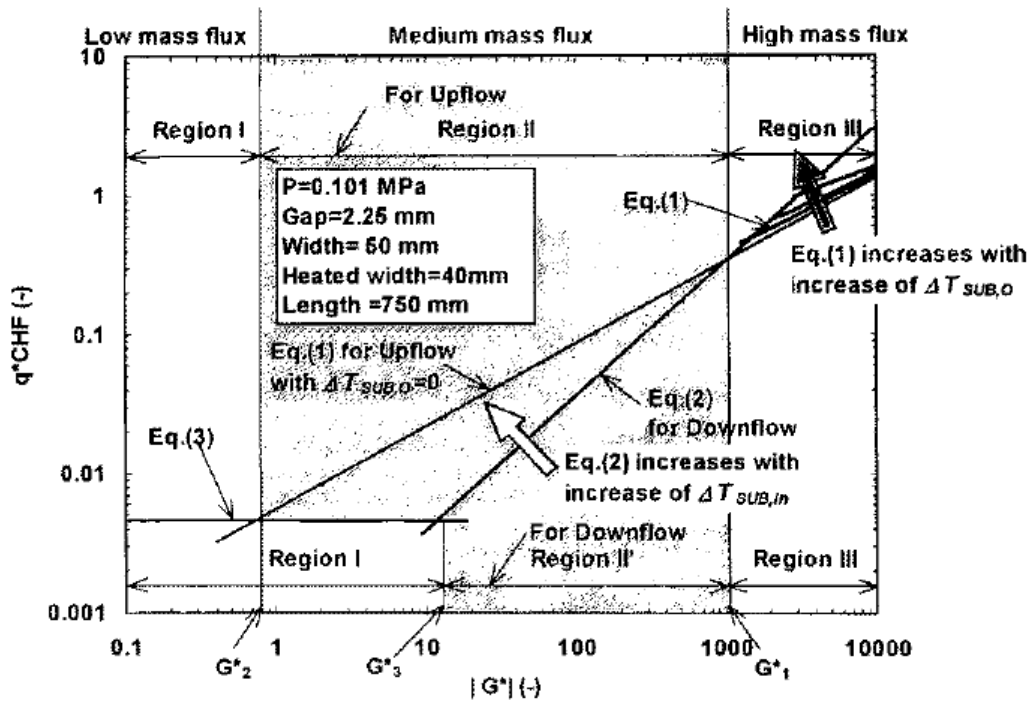


Abb. 4.2 Sudo-Kaminaga-Korrelation /KAM 98/

Hall-Mudawar-Korrelation

Zusätzlich zur AECL-IPPE-Datenbank (Atomic Energy of Canada, Limited, and the Institute of Physics and Power Engineering, Russia) haben Hall und Mudawar /HAL 00/ alle gemessenen CHF-Daten in der Literatur, die bis ins Jahr 1949 zurückgehen, zusammengetragen, alle Daten mittels Wärmebilanz auf Fehler überprüft, unabhängig voneinander eine weitere Datenbank entwickelt, die 32.544 Datenpunkte (4.860 unterkühlte CHF-Daten) enthält, und unter Verwendung der Datenbank 82 unterkühlte CHF-Korrelationen bewertet und in der Reihenfolge ihrer Zuverlässigkeit eingeordnet. Die Hall-Mudawar-Korrelation für unterkühlte CHF bei Einlassbedingungen wurde aus dieser Datenbank abgeleitet:

$$\frac{q_c(D_h, P, G, L_h, X_i^*)}{G h_{fg,o}} = \frac{C_1 \left(\frac{G^2 D_h}{\rho_f \sigma} \right)^{C_2} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{C_3} \left[1 - C_4 \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{C_5} X_i^* \right]}{1 + 4 C_1 C_4 \left(\frac{G^2 D_h}{\rho_f \sigma} \right)^{C_2} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{C_3 + C_5} \left(\frac{L_h}{D_h} \right)} \quad (4.5)$$

wobei

$C_1, C_2, C_3, C_4, C_5 = 0,0722, -0,312, -0,644, 0,900$ bzw. $0,724$,

L_h, D_h = Beheizte Länge und beheizter Durchmesser, m

$$\frac{G^2 D_h}{\rho_f \sigma} = \text{Weberzahl}$$

$h_{fg,o}$ = Verdampfungswärme am Ausgang der beheizten Länge (CHF-Standort), kJ/kg

h_i = Enthalpie am Eintritt, kJ/kg

$h_{f,o}$ = Gesättigte Flüssigkeitsenthalpie am Ausgang der beheizten Länge (Ort der CHF), kJ/kg

X_i^* = Pseudo-Eintrittsqualität = $(h_i - h_{f,o})/h_{fg,o}$

ρ_f, ρ_g = Dichten der gesättigten Flüssigkeit und des gesättigten Dampfes, kg/m³

σ = Oberflächenspannung, N/m = Oberflächenspannung, N/m

4.1.1.3 Dynamischer CHF

Die Mirshak-Korrelation sowie die Sudo-Kaminaga-Korrelation werden von anderen Forschern /KIM 20/ als „stationäre“ CHF-Korrelationen eingestuft, da in ihrem Testverfahren die Massenstromrate konstant gehalten wird, während der Wärmefluss erhöht wird. In /CEL 92/, /KIM 20/ wurde der kritische Wärmefluss bei der Variation von Parametern wie Druck und Massenströme untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass bei abnehmendem Massenstrom der vorhergesagte CHF niedriger ist als die Experimentaldaten, was bedeutet, dass der vorhergesagte CHF konservativer ist (Abb. 4.3). Celeta /CEL 92/ schlug eine CHF-Korrelation vor, die die transiente Zeit als einen wichtigen Parameter berücksichtigt, nämlich wie schnell die Massenstromrate abnimmt. Kim /KIM 20/ schlug eine weitere CHF-Korrelation für einen transienten Zustand vor und setzte die dimensionslose Geschwindigkeit als einen wichtigen Parameter.

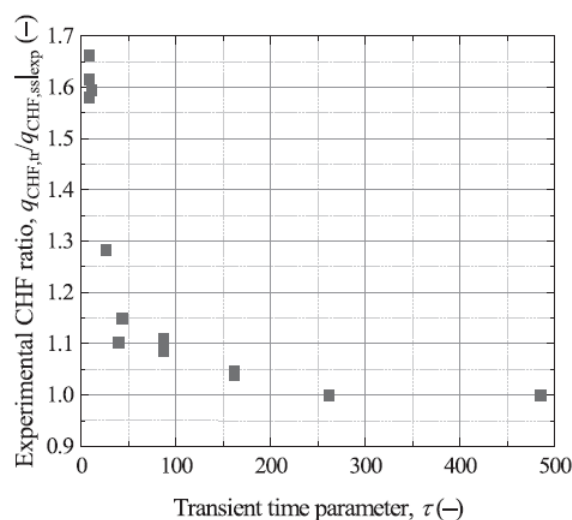


Abb. 4.3 Das CHF Verhältnis zum transienten Zeitparameter /KIM 20/

In Abb. 4.3 ist zu erkennen, dass der CHF-Wert in den transienten Fällen durch die statischen Korrelationen (wie z. B. die Sudo-Kaminaga-Korrelation) unterschätzt wird, was zu einer zusätzlichen Konservativität in den deterministischen Störfallanalysen führen könnte. Der angegebene Parameter „Transient time parameter“ misst die Änderungsrate des Systemparameters, z. B. Leistung, Massenstrom usw. Je niedriger der „Transient time parameter“ ist, desto schneller entwickelt sich die Transiente. Es zeigt sich, dass der CHF-Wert durch die statischen Korrelationen umso mehr unterschätzt wird, je schneller die Transiente verläuft („Transient time parameter“ < 250 in Abb. 4.3). Im Bereich oberhalb von 250 stimmen die statischen Korrelationen gut mit den Versuchsdaten überein, was darauf hindeutet, dass der „Transient time parameter“ keine Rolle mehr spielt.

4.1.1.4 Die Anwendbarkeit der recherchierten CHF-Korrelationen für Forschungsreaktoren mit plattenförmigen Brennelementen

Der Anwendungsbereich der recherchierten CHF-Korrelationen ist in Tab. 4.1 zusammengefasst. Im Hinblick auf die Erkenntnis, dass die Groeneveld LUT und die Hall-Mudawar-Korrelation auf den Experimentdaten mit einem Röhrenkanal entwickelt wurden, muss die Anwendbarkeit beider Methoden für einen rechteckigen Kanal (oder plattenförmiges Brennelement) noch weiter recherchiert und diskutiert werden.

In der jüngsten Studie haben Kim et.al. /KIM 19/ CHF-Experimente in einem rechteckigen Kanal (Spaltbreite: 2,35 – 2,58 mm, Länge: 182 – 640 mm, Massenfluss: 0 – 2.379 kg/m²s, Druck am Austritt: 1,2 – 2,24 bar) durchgeführt und verschiedene Korrelationen anhand ihrer Experimentdaten ausgewertet, nämlich: Mirshak-Korrelation, Sudo-Kaminaga-Korrelation, Kureta-Akimoto-Korrelation, Groeneveld LUT 2006. In der oben erwähnten Studie wird darauf hingewiesen, dass die Mirshak-Korrelation in den Bereichen mit niedrigem und mittlerem Massenfluss den CHF-Wert stark überschätzt wird, während die Groeneveld LUT 2006 den höchsten durchschnittlichen Fehler von 71,7 % gegenüber den Versuchsdaten aufweist, was darauf hindeutet, dass diese Korrelation für die Vorhersage der CHF von plattenförmigen Brennelementen in ihren Versuchsaufbauten nicht geeignet ist. Die Sudo-Kaminaga-Korrelation zeigte die höchste Genauigkeit unter den vier evaluierten Korrelationen.

Song et. al. /SON 20/ haben die Groeneveld LUT 2006 anhand von 233 Versuchsdaten mit rechteckigen Kanälen bewertet und sind zu dem Schluss gekommen, dass die Groeneveld LUT 2006 CHF für plattenförmige Brennelemente nicht geeignet ist. Er schlug

einen Korrekturfaktor für die Groeneveld LUT 2006 vor, um deren Genauigkeit bei der Schätzung der CHF für plattenförmigen Brennelemente zu verbessern.

De Kock, et. al. /KOC 24/ haben verschiedene Experimente (von Mishima, Kim, Vander-vort und Lowdermilk) mit dem Programm SPECTRA nachgerechnet und systematisch die Anwendung der Sudo-Kaminaga-Korrelation, der modifizierten Sudo-Kaminaga-Korrelation /KIM 19/, der Groeneveld LUT 1995 und der Hall-Mudawar-Korrelation (basiert auf Austrittsdaten) in einem rechteckigen Kühlkanalmodell untersucht. Seine Arbeit zeigte, dass die Sudo-Kaminaga-Korrelation, die modifizierte Sudo-Kaminaga-Korrelation (vorgeschlagen von Kim et.al. /KIM 19/) sowie die Hall-Mudawar-Korrelation insgesamt auf rechteckige Kühlkanäle von Forschungsreaktoren wie PALLAS-Reaktoren anwendbar sind. Die Hall-Mudawar-Korrelation kann jedoch ein oszillierendes Verhalten aufweisen, was die Berechnung destabilisieren kann. Abschließend schlagen die Autoren vor, die modifizierte Sudo-Kaminaga-Korrelation für die Plattenreaktoren zu verwenden.

Tab. 4.1 Gegenüberstellung des Validierungsbereichs der recherchierten CHF-Korrelationen /GRO 07/, /MIR 59/, /SUD 93/, /HAL 00/

	Groeneveld LUT 2006	Mirshak	Sudo- Kaminaga	Hall- Mudawar
Geometrie des Kühlkanals	Rundförmig	Rechteckig und ringförmig	Rechteckig, ringförmig und rundförmig	Rundförmig
Geschwindigkeit des Kühlmittels [m/s]	–	1,524 – 13,716	–	–
Massenstrom [kg/s/m ²]	0 – 8.000	–	–25.800 (abwärts) – 6.250 (aufwärts)	300 – 30.000
Unterkühlung am Austritt [°C]	–	5 – 75	0 – 74	–
Exit Quality	–0,5 – 1,0	–	–	–2,0 – 0,0
Druck [bar]	1 – 210	1,72 – 5,86	1 – 40	1 – 200
Spaltweite des Kühlkanals [mm]	–	–	2,25 – 5,0	–

	Groeneveld LUT 2006	Mirshak	Sudo- Kaminaga	Hall- Mudawar
Äquivalenter hydraulischer Durchmesser [mm]	3 – 25	5,334 – 11,684	–	0,25 – 15,0
L/De Verhältnis der beheizten Länge zum äquivalenten hydraulischen Durchmesser	> 25 für unterkühlter CHF > 50 für gesättigter CHF	–	8 – 240	6 – 200
Strömungsrichtung des Kühlmittels	–	Abwärts	Aufwärts und abwärts	–
Wärmefluss [MW/m ²]	–	1,577 – 5,678	0,032 – 10	

In /REI 23/ wird darauf hingewiesen, dass ein spezifischer Ansatz für Sicherheitskriterien im stationären Zustand für den FRM II von der Firma Siemens entwickelt wurde, der im aktuellen Sicherheitsbericht des FRM II /GIE 96/ verwendet wird. Dieser Ansatz basiert auf dem Faktor für die Blasenablösung (Strömungsinstabilität) und nicht auf dem CHF_R (engl. Critical Heat Flux Ratio, Abstand zum Filmsieden) als Haupt-Sicherheitskriterium im stationären Zustand. Dennoch haben Reiter et. al. /REI 23/ die Informationen bezüglich der CHF-Berechnung zur Verfügung gestellt, um eine höhere CHF-Marge für ihre untersuchte LEU-Option für die Umrüstung des FRM II zu demonstrieren. In ihrer Arbeit wurde die Groeneveld LUT 2006 für das CD3CL2-Modell und die Hall-Mudawar-Korrelation für das PLTEMP-Modell verwendet.

Die Ergebnisse aus den o. g. Arbeiten in /KIM 19/, /SON 20/, /KOC 24/ haben gezeigt, dass die Groeneveld LUT für die Untersuchung der kritischen Wärmestromdichte nicht geeignet ist und die Sudo-Kaminaga-Korrelation für Plattenreaktoren realistischere CHF-Werte aufweist.

4.1.2 Strömungsinstabilität (engl. Flow Instability, FI)

4.1.2.1 Beschreibung des Phänomens

Strömungsinstabilität wird normalerweise in statischer und dynamischer Instabilität klassifiziert. Die Ledinegg-Instabilität /LED 38/, auch als Strömungsexkursion bezeichnet, ist eine statische Instabilität, die zu einem schnellen Abfall des Massenstroms in einem

beheizten Kanal führt. Die Instabilität tritt auf, wenn es zu einem Anstieg des Druckabfalls über den Kanal trotz sinkenden Durchsatzes kommt. Abb. 4.4 zeigt den Verlauf der Strömungsinstabilität in einem beheizten Kanal.

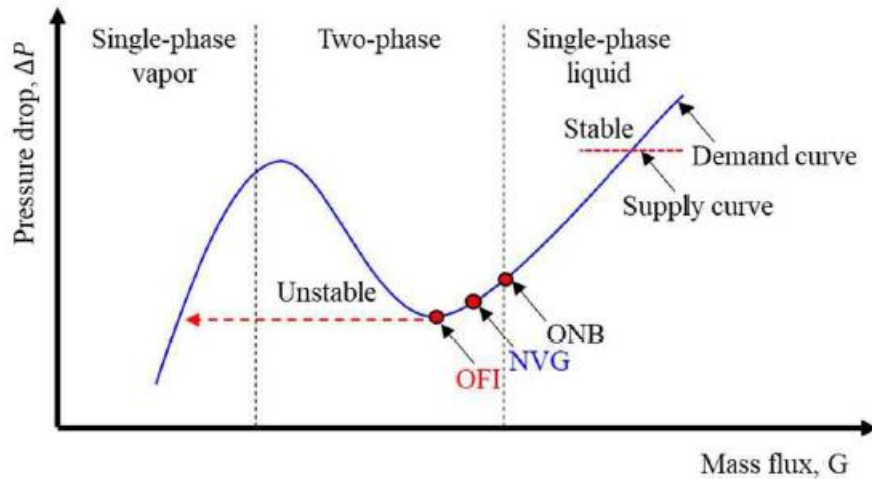


Abb. 4.4 Das Einsetzen der Strömungsinstabilität bei einem beheizten Kanal
/HAT 20/

Bei der einphasigen Flüssigkeitsströmung ist der Massenstrom hoch und das System stabil. Wenn der Massenstrom geringer wird, erreicht der Kanal ONB (engl. Onset of Nucleate Boiling), wo sich an der erhitzten Oberfläche Blasen bilden. Kleine Dampfblasen haften an der Wand und geben Wärme an die unterkühlte Kernströmung ab. Sie verursachen wegen der größeren Rauheit und der Reduktion des Strömungsquerschnitts einen nur geringfügig höheren Druckabfall als die einphasige Strömung. Wenn der Massenfluss weiter reduziert wird, erreicht der Kanal NVG (engl. Net Vapor Generator), wo sich schnell Blasen bilden. Einzelne Dampfblasen lösen sich bereits von der Heizfläche und schwimmen in der überhitzten Randschicht mit. Der Druckabfall nimmt nun stärker zu. Bei weiterem Rückgang des Durchsatzes können die an der Wand haftenden Blasen nicht mehr ausreichend Wärme an die nur noch wenig unterkühlte Kernströmung abgeben. Sie wachsen deshalb rasch, lösen sich ab und dringen in die Kernströmung ein, was zu einem größeren Druckverlust bzw. Strömungsinstabilität führt. Es kann wiederum zu Schwingungen oder einer Umverteilung des Kühlmittelflusses in parallelen Mehrkanalsystemen führen, was zu einer Siedekrise oder einem Departure from Nucleate Boiling (DNB) führen kann. Die Verhinderung des Auftretens der Strömungsinstabilität ist eines der wesentlichen Sicherheitskriterien für Forschungsreaktoren.

In den vergangenen Jahren wurden zahlreiche Korrelationen vorgeschlagen, um das Auftreten von Strömungsinstabilitäten (OFI) vorherzusagen. Whittle und Forgan /WHI 67/ schlugen eine FIR (Flow Instability Ratio) -Korrelation auf der Grundlage ihrer experimentellen Daten für rechteckige Strömungskanäle vor. Die Whittle-Forgan-Korrelation verwendet globale Parameter des Systems, wie z. B. den geometrischen Parameter (z. B. Verhältnis von beheizter Länge und beheiztem Durchmesser), die Ein- und Auslasskühlmitteltemperatur, die Siedetemperatur am Auslass usw. Saha und Zuber /SAH 74/ evaluierten experimentelle Daten verschiedener Forscher und schlugen eine Korrelation vor, um den Punkt der NVG oder den Beginn signifikanter Dampfbildung (OSV) vorherzusagen, was später von anderen Forschern /BAB 01/, /GHI 18/ als konservativer Indikator für das OFI angesehen wurde. Stelling /STE 96/ führte Experimente durch, um den Punkt OFI zu bestimmen, und schlug eine Korrelation vor, die eine Kombination aus der Whittle-Forgan-Korrelation und der Saha-Zuber-Korrelation ist. Reiter /REI 23/ erwähnte, dass im Rahmen des Genehmigungsverfahrens des FRM II-Reaktors (ein Forschungsreaktor mit evolventenförmigen Brennstoffplatten) der Blasenablösefaktor (Giesler /GIE 96/) zur Bewertung des Strömungsinstabilitätsfaktors verwendet wurde.

4.1.2.2 Auf globalen Parametern basierende FIR-Korrelationen

Die **Whittle-Forgan-Korrelation** /WHI 67/ (im Folgenden als WF-Korrelation bezeichnet) wird wie folgt dargestellt:

$$FIR_{WF} = \frac{T_{sat,out} - T_{l,in}}{T_{l,out} - T_{l,in}} \frac{1}{1 + \eta \frac{D_{heat}}{L_{heat}}} \quad (4.6)$$

Hierbei ist $T_{sat,out}$ die Sättigungstemperatur, T_l die Kühlmitteltemperatur, η der Blasenablöseparameter, $\frac{D_{heat}}{L_{heat}}$ das Verhältnis zwischen dem beheizten Durchmesser und der Länge des beheizten Kanals. η wurde ursprünglich von Whittle und Forgan /WHI 67/ mit 25 vorgeschlagen und dann von den Richtlinien der IAEA /IAE 92/ zur Sicherheitsbewertung auf 32,5 empfohlen, sodass das 95 %/95 % Abdeckung/Konfidenzlevel abgedeckt wurde.

Die **Stelling-Korrelation** /STE 96/ kombiniert die Whittle-Forgan-Korrelation und die Stanton-Zahl aus der Saha-Zuber-Korrelation (St_{SZ}), indem sie η durch $\frac{1}{4St_{SZ}}$ ersetzt. Die Stelling-Korrelation wird anhand von Fällen mit $Pe > 70.000$ (Péclet-zahl) validiert. Für

Fälle mit $Pe \leq 70\,000$ wird die Stanton-Zahl aus der Saha-Zuber-Korrelation berechnet, indem folgende Gleichung verwendet wird:

$$St_{SZ} = \begin{cases} \frac{Nu}{RePr} = \frac{Nu}{Pe} = \frac{455}{Pe}, & Pe \leq 70\,000 \\ 0.0065, & Pe > 70\,000 \end{cases} \quad (4.7)$$

Wenn Pe größer als 70.000 ist, entspricht $\frac{1}{4St_{SZ}}$ 38,45, was höher ist als der angenommene Wert von η (Whittle-Forgan 32,5), was $FIR_{Stelling}$ konservativer macht als FIR_{WF} .

4.1.2.3 Auf lokalen Parametern basierende FIR-Korrelationen

Die **Saha-Zuber-Korrelation** (im Folgenden als SZ-Korrelation bezeichnet) wird hauptsächlich zur Vorhersage von OSV/NVG verwendet, das als Vorläufer von OFI angesehen wird. Daher wird die Saha-Zuber-Korrelation auch als konservativer angesehen als die Whittle-Forgan-Korrelation zur Vorhersage von OFI. Saha und Zuber gaben an, dass der Punkt der NVG durch den thermischen Zustand bei niedrigen Massenströmen (Péclet-Zahl $\leq 70\,000$) und durch den fluiddynamischen Zustand bei hohen Massenströmen (Péclet-Zahl $> 70\,000$) bestimmt wird. Die Saha-Zuber-Korrelation /SAH 74/ wird wie folgt dargestellt:

$$Nu = \frac{\dot{q}_{SZ}'' D_h}{k_f(T_{sat} - T_f)} = 455, \quad Pe \leq 70.000 \quad (4.8)$$

$$St = \frac{\dot{q}_{SZ}''}{G c_{p,f}(T_{sat} - T_f)} = 0.0065, \quad Pe > 70.000 \quad (4.9)$$

wobei $\dot{q}_{SZ}''$ der Wärmestrom ist, der die Strömungsinstabilität verursacht, D_h der hydraulische Durchmesser, k_f die Wärmeleitfähigkeit des Fluids, T_{sat} die Sättigungstemperatur des Fluids, T_f die Bulk-Temperatur, G der Massenfluss des Flusses und $c_{p,f}$ die spezifische Wärmekapazität des Fluids. Durch den Vergleich des tatsächlichen Wärmestroms jedes Berechnungsknotens $\dot{q}_i''$ mit $\dot{q}_{SZ}''$ kann man erhalten:

$$FIR_{SZ} = \begin{cases} \frac{455 k_f (T_{sat} - T_f)}{D_h \dot{q}_i''}, & Pe \leq 70.000 \\ \frac{0.0065 c_{p,f} (T_{sat} - T_f)}{G \dot{q}_i''}, & Pe > 70.000 \end{cases} \quad (4.10)$$

Giesler /REI 23/, /GIE 96/ schlug vor, den Blasenablöseparameter $\eta_{Giesler}$ [K·cm³/J] wie folgt zu berechnen:

$$\eta_{Giesler} = \frac{T_{sat}-T_f}{\dot{q}_i''} v \quad (4.11)$$

wobei v die Flüssigkeitgeschwindigkeit ist. Giesler schlug den nominalen Blasenablöseparameter vor, der aus einer empirischen Bestimmung stammt.

$$\eta_{nominal} = 21.3 + 0.008v \quad (4.12)$$

Um konservativ zu sein, wird $\eta_{nominal}$ um das 1,8-fache der Standardabweichung auf der Grundlage der statistischen Analyse erhöht, um sicherzustellen, dass es das 95 %/95 % Abdeckung/Konfidenzlevel abdeckt /REI 23/. Es ergibt sich:

$$\eta_{Design} = 37.0 + 0.008v \quad (4.13)$$

Darüber hinaus berechnete Giesler zwei Sicherheitsfaktoren $S_\eta = \eta_{Giesler}/\eta_{nominal}$ und $S_A = \eta_{Design}/\eta_{nominal}$ und schlug vor, dass S_η größer sein muss als S_A , um die Stabilität der Strömung zu gewährleisten. Daher wird $FIR_{Giesler}$ wie folgt formuliert:

$$FIR_{Giesler} = \frac{S_\eta}{S_A} = \frac{(T_{sat}-T_f)v}{\dot{q}_i''(37.0+0.008v)} \quad (4.14)$$

Wenn das FIR kleiner oder gleich 1 wird, wird das Auftreten von OFI mit dieser Korrelation vorhergesagt.

4.1.2.4 Die Anwendbarkeit der recherchierten CHF-Korrelationen für Forschungsreaktoren mit plattenförmigen Brennelementen

Siman-Tov, et al. /SIM 95/, /SIM 97/ haben in der THTL-Versuchsanlage (Thermal Hydraulic Test Loop) so genannte Strömungsexkursionsversuche durchgeführt, um die optimale Kernleistung und die notwendige Sicherheitsmarge für die ANS (Advanced Neutron Source) zu bestimmen, die später als HFIR (High Flux Isotope Reactor) konzipiert wird. Da in der ANS/HFIR auch ein Brennelement mit evolventenförmigen Brennstoffplatten verwendet wird, wurden in Rahmen dieses Eigenforschungsvorhabens die Arbeit bzw. die Ergebnisse aus Siman-Tov, et al. /SIM 95/, /SIM 97/ untersucht. Die Forscher vereinfachten und verglichen drei verschiedene FIR-Korrelationen (nämlich die Costa-

Korrelation, die Whittle-Forgan-Korrelation und die Saha-Zuber-Korrelation) mit ihre Versuchsdaten. Die vereinfachten Korrelationen weichen von ihrer ursprünglichen Form ab und korrelieren mit der Kühlmittelgeschwindigkeit. Laut Siman-Tov sind alle drei investierten Korrelationen konservativer als die Experimentdaten. Er schlug auch eine modifizierte Korrelation basierend auf der Saha-Zuber-Korrelation for FIR vor. In Abb. 4.5 werden die Versuchsdaten mit der Saha-Zuber-Korrelation und der modifizierten Saha-Zuber-Korrelation verglichen. Es ist festzustellen, dass die Daten im Vergleich zur Korrelation stark gestreut sind. Daher muss die Unsicherheit anhand der Saha-Zuber-Korrelation berücksichtigt werden.

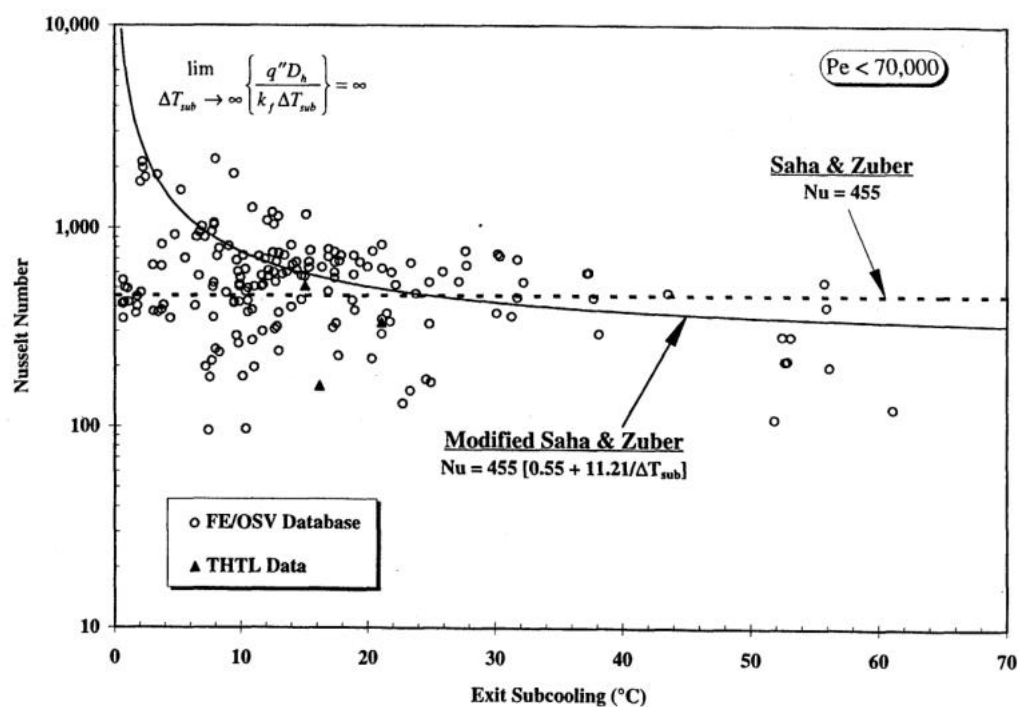


Fig. 29. Data comparison of proposed modified Saha and Zuber correlation for Nusselt number.

Abb. 4.5 Experimentdaten verglichen mit Korrelationen /SIM 97/

Lee /LEE 13/ führte ein Experiment zur unterkühlten Strömung von Leichtwasser unter atmosphärischem Eintrittsdruck durch, um die Instabilität der Zweiphasenströmung zu untersuchen, insbesondere für eine abwärts gerichtete Strömung in einem engen rechteckigen Kanal. Durch den Vergleich seiner Versuchsdaten mit verschiedenen Korrelationen (z. B. Whittle-Forgan-Korrelation und Saha-Zuber-Korrelation) kam er zu dem Schluss, dass

- 1) die Strömungsinstabilität von der Spaltgröße des Kanals abhängt,

- 2) die Whittle-Forgan-Korrelation (mit $\eta = 25$) in einigen Fällen den FIR überschätzt und
- 3) anstelle eines Pe-Wertes von 70.000 (in Saha-Zuber-Korrelation) schlug er für einen engen rechteckigen Kanal einen Pe-Wert von 14.000 vor.

Ghione /GHI 18/ bewertete die Kriterien für die Vorhersage des Beginns der Strömungsinstabilität in beheizten vertikalen engen rechteckigen Kanälen mit abwärtsgerichteter Strömung. Er verglich die Versuchsdaten mit mehreren verschiedenen Korrelationen (nämlich der Whittle-Forgan-Korrelation, der Stelling-Korrelation, der Saha-Zuber-Korrelation und der Saha-Zuber-KIT-Korrelation) und kam zu dem Schluss, dass die Whittle-Forgan-Korrelation eine gute Übereinstimmung mit der Versuchsdatenbank zeigte. Er stellte außerdem fest, dass bei einem ungleichmäßigen Wärmestrom entlang der Breite des rechteckigen Kanals die Verwendung von über den Querschnitt gemittelten thermohydraulischen Parametern nicht ausreicht, um das lokale Einsetzen der NVG vorherzusagen. Diese Information betrifft das GRS generische FR-Modell, da der heiße Kanal in mehreren Unterkanälen aufgeteilt ist und der Wärmestrom sowohl in axialer als auch in radialer Richtung gleichmäßig verteilt ist.

Unter den untersuchten FIR-Korrelationen kann die Whittle-Forgan-Korrelation als eine best-estimate Korrelation betrachtet werden, während die Saha-Zuber-Korrelation eine konservativere Korrelation darstellt, da sie auf den Daten von OSV/NVG basiert, die vor der Strömungsexkursion auftreten sollen. Die Stelling-Korrelation kombiniert die Whittle-Forgan-Korrelation und die Stanton-Zahl aus der Saha-Zuber-Korrelation (St_{sz}), die ein konservativeres Verhalten als die Whittle-Forgan-Korrelation aufweist. Darüber hinaus kann die Giesler-Korrelation auch als konservative Korrelation betrachtet werden, da die Korrelation das 1,8-fache der Standardabweichung der Statistik berücksichtigt. Der Anwendungsbereich der recherchierten FIR-Korrelationen ist in Tab. 4.2 zusammengefasst.

Tab. 4.2 Gegenüberstellung des Validierungsbereichs der recherchierten FIR-Korrelationen /WHI 67/, /SAH 74/, /STE 96/ und THTL-Testversuch /SIM 97/

	Whittle-Forgan	Saha-Zuber	Stelling	THTL
Geometrie des Kühlkanals	Rechteckig & rundförmig	Rechteckig & rundförmig	Rundförmig	Rechteckig
Geschwindigkeit des Kühlmittels [m/s]	–	–	–	2,8 – 28,4
Pecletszahl [–]	–	–	> 70.000	–
Druck am Ein- oder Austritt [bar]	1,17 – 1,724	1,01 – 138	2,41 – 4,48	1,7 – 17
Spaltweite des Kühlkanals (rechteckige Geometrie) [mm]	1,397 – 3,226	2,2 – 6,3	–	1,27
Durchmesser (rundförmige Geometrie) [mm]	6,45	7 – 24	9,1 – 28	–
Lh/Dh Verhältnis der beheizten Länge zum äquivalenten beheizten Durchmesser [–]	83 – 191	–	85,7 – 266,8	–
Beheizte Länge [mm]	406,4 – 609,6	–	2.440	507
Strömungsrichtung des Kühlmittels	Aufwärts & abwärts	–	Abwärts	–
Wärmefluss [MW/m ²]	0,42 – 3,40	–	0 – 3,16	0,7 – 18

4.1.3 OFI oder CHF, welches ist der begrenzende Faktor?

Aufgrund der Art ihres Auftretens ist die Strömungsinstabilität ein sicherheitsrelevantes Phänomen, solange das Laufrad der Pumpe sich noch dreht. Sobald die natürliche Zirkulation hergestellt ist oder die Versorgungsquelle (Pumpe) nicht mehr vorhanden ist, ist die Strömungsinstabilität nicht mehr das begrenzte Phänomen, während der kritische Wärmefluss in keinem Fall erreicht werden sollte.

Siman-Tov et al. /SIM 97/ kamen zu folgender Schlussfolgerung über OFI und CHF: „In den meisten Fällen geht die Strömungsinstabilität dem kritischen Wärmestrom in einem Parallelkanal-Brennelement voraus, wie von Waters gezeigt. Der Abstand zwischen OFI und CHF wird kleiner, wenn bestimmte Parameter verändert werden, und der Trend kann sich sogar umkehren“. Dieser Idee folgend bewertet Kalimullah /KAL 13/ ein breites Spektrum von CHF- und OFI-Experimentdaten und fasste mehrere CHF-Mechanismen zusammen:

- 1) Hohe Unterkühlung mit einphasiger Flüssigkeit, die im Hauptstrom des Kühlkanals fließt
- 2) Mittlere oder geringe Unterkühlung mit einphasiger Flüssigkeit im Hauptstrom des Kühlmittelkanals
- 3) Geringe Qualität mit Slug-Flow oder Froth-Flow im Hauptstrom des Kühlmittelkanals
- 4) Mittlere bis hohe Qualität bei ringförmiger Strömung im Kanal.

Kalimullah /KAL 13/ erwähnte, dass der erste der vier Mechanismen zu CHF führt, bevor sich die Blase von der beheizten Oberfläche ablöst, d. h. vor dem Eintreten der Strömungsinstabilität (OFI), während die Mechanismen 2 bis 4 nach der OFI auftreten. Er untersuchte auch den Schnittpunkt von OFI-Wärmestrom und CHF bei einem Austrittsdruck von 1 bis 50 bar basierend auf dem berechneten Wärmefluss unter Verwendung der Whittle-Forgan-Korrelation (OFI) und der Groeneveld LUT 2006 (CHF). Ein Beispiel findet sich in Abb. 4.6. Das Diagramm kann verwendet werden, um zu bestimmen, ob ein Kühlkanal eines Forschungsreaktors OFI- oder CHF-begrenzt ist, und zwar basierend auf fünf Eigenschaften des Kanals: die beheizte Länge, der beheizte Durchmesser, die Eintrittstemperatur, der Austrittsdruck und der Massenstrom. Ein Reaktor wird durch einen Punkt in diesem Diagramm dargestellt, wobei die Werte des Austrittsdrucks und des Massenstroms eines einzelnen Kühlkanals zur Modellierung der thermohydraulischen Bedingungen im Reaktor verwendet werden. Liegt der eingezeichnete Punkt unterhalb der zutreffenden Umkehrlinie, die dem beheizten Durchmesser und der Eintrittstemperatur des Kanals entspricht, ist der Kanal OFI-begrenzt. Liegt der eingezeichnete Punkt oberhalb der zutreffenden Umkehrlinie, ist der Kanal CHF-begrenzt.

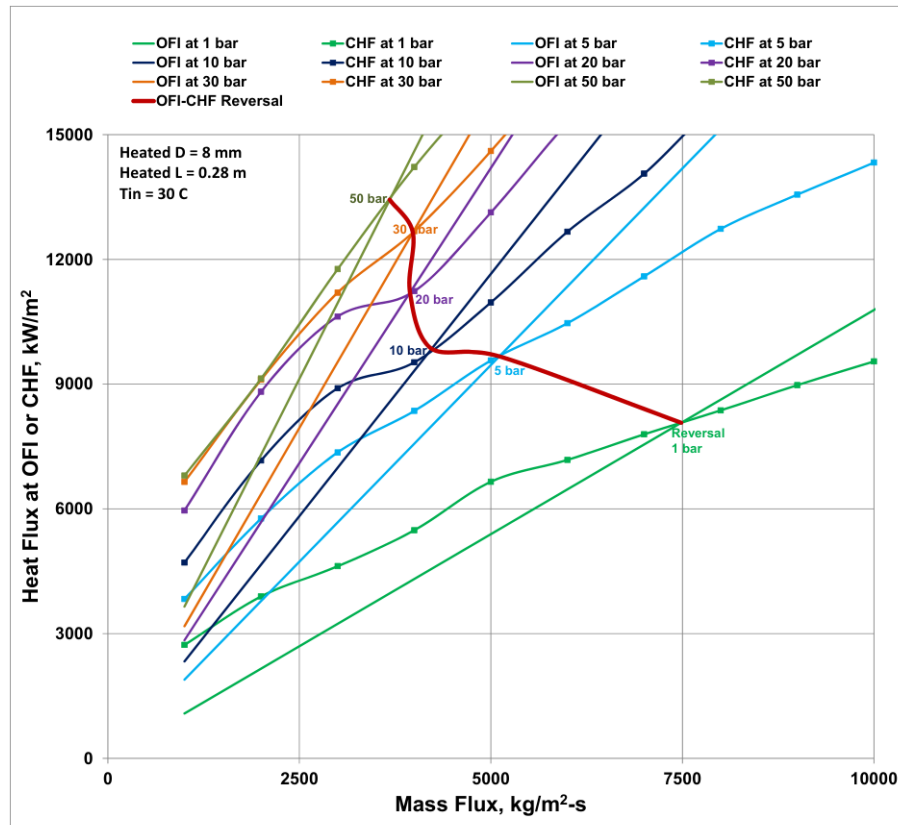


Abb. 4.6 Schnittpunkt von OFI- und CHF-Wärmefluss bei Austrittsdrücken von 1 bis 50bar /KAL 13/

Außerdem hat Kalimullah /KAL 13/ verschiedene Forschungsreaktoren (ANS Design Oak Ridge, HFIR, MITR HEU-Kern, MURR, ATR) unter Verwendung der Umkehrline bewertet und alle sind OFI-begrenzt.

4.2 Anpassung des vorliegenden ATHLET-Datensatzes eines Forschungsreaktorkernes (FRM II) (AP 2.2)

In diesem Arbeitspunkt wurden die aus AP 2.1 gewonnenen Erkenntnisse in die Anwendung umgesetzt. Die wesentlichen Schritte, die in AP 2.2 durchgeführt wurden, sind in Abb. 4.7 dargestellt.

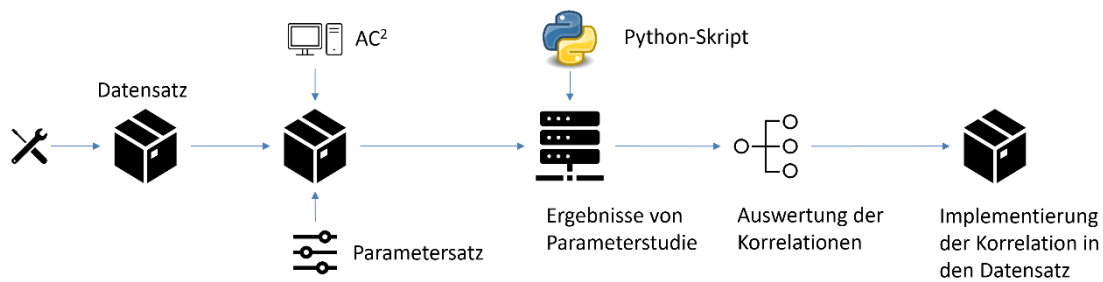


Abb. 4.7 Arbeitsschritte im AP 2.2

Als Testzweck für die Prüfung der Korrelation zur Ermittlung der Strömungsinstabilität im Kern wurde ein ATHLET-Modell des Kühlkanals zwischen zwei BE-Platten erstellt. Das ATHLET-Modell besteht aus zwei parallelen Kühlkanälen (in Abb. 4.8 dargestellt), wobei ein Kanal dem heißen Kanal (20 parallele thermohydraulische Objekte, TFOs) und der zweite Kanal dem Bypass-Kanal (1 TFO) entspricht. Wenn die Strömungsinstabilität zuerst im heißen Kanal auftreten würde (bspw. wegen reduzierenden Massenstroms), ist zu erwarten, dass sich der Durchsatz im heißen Kanal aufgrund des erhöhten zweiphasigen Druckverlustes stark reduziert, während er im Bypass-Kanal zunimmt. Die geometrischen Daten für die Erstellung des thermohydraulischen ATHLET-Modells wurden aus dem im Rahmen des Vorhabens 4717R01368 erstellten und aus dem im Rahmen des Vorhabens 4718R01321 modifizierten generischen FRM II-Datensatz (hoch- und niedriger-angereicherte Kernkonfigurationen) übernommen. Dafür wurden zusätzliche thermohydraulische Objekte bzw. GCSM-Signale implementiert, die als Randbedingungen dienen. Der Grund für die Verwendung eines vereinfachten zwei-kanaligen Modells liegt in der besseren Handhabung des Eingabedatensatzes zum Zweck der schnelleren Durchführung von Testsimulationen für die Prüfung der zu untersuchenden Korrelationen.

Der nächste Schritt ist die Durchführung einer Parameterstudie mit dem Ziel, die thermohydraulischen Phänomene von DNB sowie Strömungsinstabilität quantitativ untersuchen zu können und deren Auswirkung auf anderen wesentlichen Größen (wie z. B. Kerndurchfluss oder Plattenoberflächentemperatur) zu quantifizieren. Bei der Parameterstudie werden hauptsächlich die betrieblichen Größen variiert wie z. B. Leistung, Eintrittstemperatur und Druck. Der verwendete Parametersatz für die Parameterstudie ist in Tab. 4.3 aufgeführt. Insgesamt wurden 60 Simulationen in der Parameterstudie durchgeführt und für die Auswertung zur Verfügung gestellt.

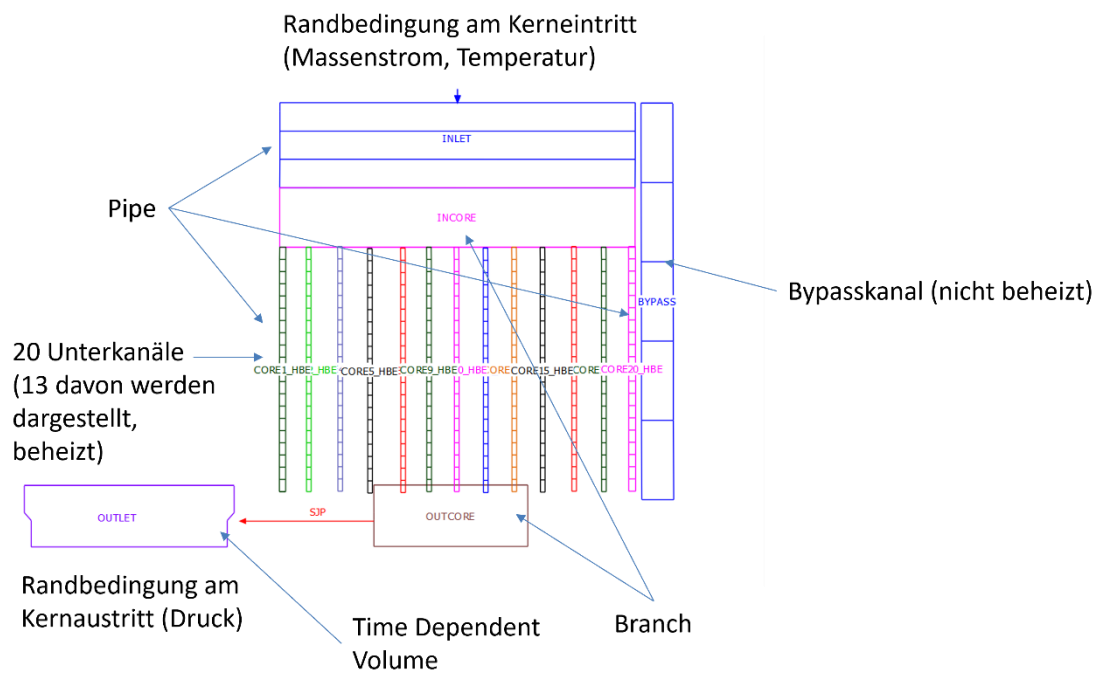


Abb. 4.8 Vereinfachtes ATHLET-Modell für die FIR-Untersuchung

Tab. 4.3 Parametersatz in der Parameterstudie

Parameter	Variation
Leistung [MW]	0,274 0,137 0,0274
Druck am Kernaustritt [bar]	2,0 1,0
Kühlmitteltemperatur am Kerneintritt [°C]	37,0 45,0
Kernkonfiguration	HEU-BOC, HEU-EOC, NEU-BOC, NEU-MOC, NEU-EOC

Als Beispiel sind einige Parameter von der Testrechnung (HEU-BOC, 0,274MW, 45°C, 2 bar) in Abb. 4.9 dargestellt. Die Transiente beginnt mit einem reduzierenden Massenstrom am Kern-Einlass mit einem Gradienten von 1 %/s bei 20 s. Der Druck am Kerneintritt nimmt ab ca. 70s wieder zu, da der Druck am Kernaustritt konstant bleibt (Randbedingung) und der Druckverlust steigt. Der Dampfanteil sowie der Druckverlust in den Knoten 2 (in der Nähe des Kerneintritts) und 18 (in der Nähe des Kernaustritts) sind in Abb. 4.10 dargestellt. Von 45 s beginnt das Kühlmittel im Knoten 18 zu siedeln, was dazu führt, dass der Druckverlust im Knoten beginnt anzusteigen, während im Knoten 2 kein Sieden beobachtet werden kann und der Druckverlust im Knoten 2 aufgrund der Reduzierung des Gesamtmassestroms kontinuierlich abnimmt. Um etwa 70 s tritt eine

Strömungsinstabilität auf, wenn der Gesamtdruckverlust im Kanal steigt, während die Gesamtmassestromrate abnimmt. Es ist zu beachten, dass ein Anstieg des Druckverlusts an einer lokalen Position nicht unbedingt die Strömungsinstabilität verursacht, sondern der globale Druckverlust.

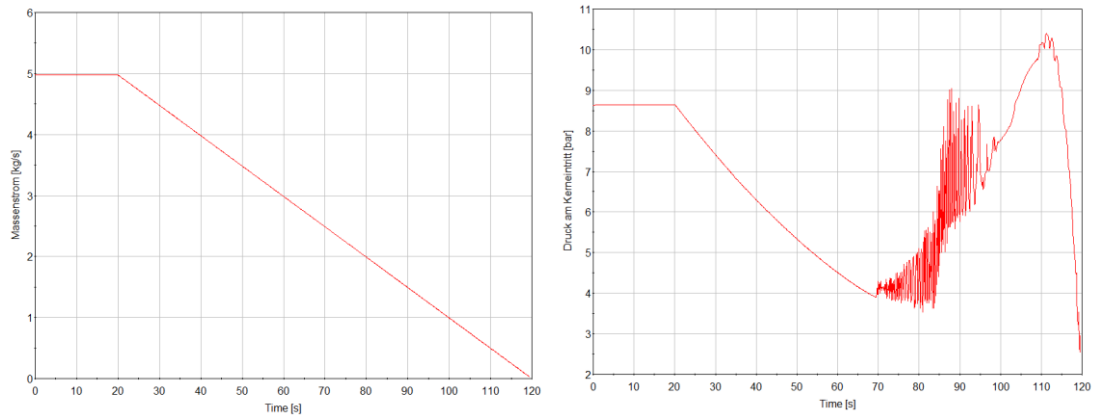


Abb. 4.9 Ergebnis von der Testrechnung: Massenstrom am Kerneintritt (links), Druck am Kerneintritt (rechts)

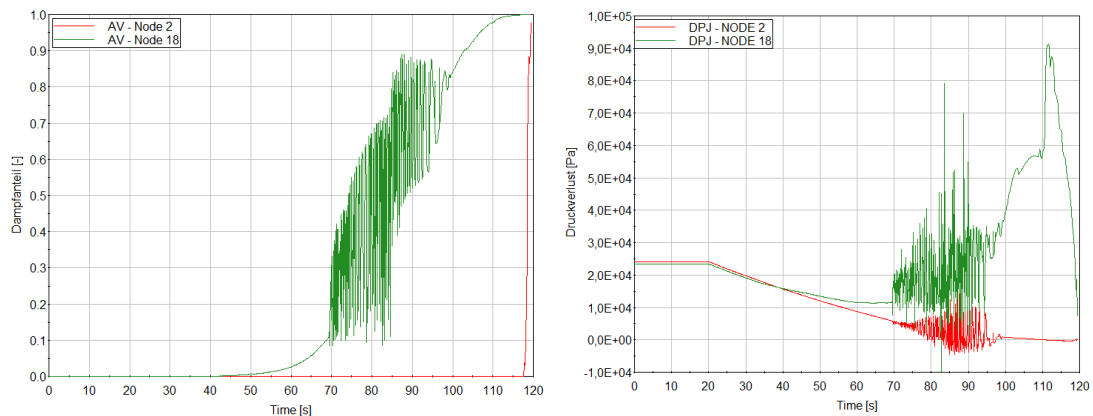


Abb. 4.10 Ergebnis von der Testrechnung: Dampfanteil im Node 2 & 18 (links), Druckverlust im Node 2 & 18

Des Weiteren wurden die im AP 2.1 gesammelten und im Kapitel 4.1.2 beschriebenen FIR-Korrelationen in einem Python-Skript umgeschrieben, um u. a. die Auswertung der Ergebnisse aus diversen ATHLET Rechnungen unter Verwendung der neuen Korrelationen mit angemessenem Zeitaufwand zu ermöglichen. Der Grund für die Verwendung eines Python-Skripts liegt daran, dass die Python-Sprache eine benutzerfreundliche Schnittstelle bietet, um die Implementierung und Auswertung von verschiedenen Korrelationen durchführen zu können.

In Abb. 4.11 wird die vom Python-Skript berechnete FIR für die Testrechnung (HEU-BOC, 0,274 MW, 45 °C, 2 bar) dargestellt. Die Giesler-Korrelation weist einen signifikant höheren initialen FIR-Wert ($\sim 3,3$ zu $t = 20$ s) im Vergleich zu Saha-Zuber, Stelling und Whittle-Forgan Korrelationen ($\sim 2,25$ zu $t = 20$ s) auf. Mit abnehmendem Massenstrom sinken alle FIR-Werte, jedoch mit unterschiedlichen Gradienten. Giesler und Saha-Zuber Korrelationen zeigen die steilsten Reduktionen, bedingt durch die schnellen Änderungen im Dampfgehalt oder unterkühlte Siededynamik. Die Saha-Zuber FIR erreicht 1,0 als erste (~ 50 s) und gilt somit als die konservativste Korrelation. Trotz des hohen initialen FIR-Werts von Giesler führt dessen schneller Abfall zur zweitfrühesten Vorhersage der Strömungsinstabilität (~ 65 s). Die Whittle-Forgan und die Stelling Korrelation stimmen am besten mit dem simulierten Instabilitätsbeginn (~ 70 s) überein.

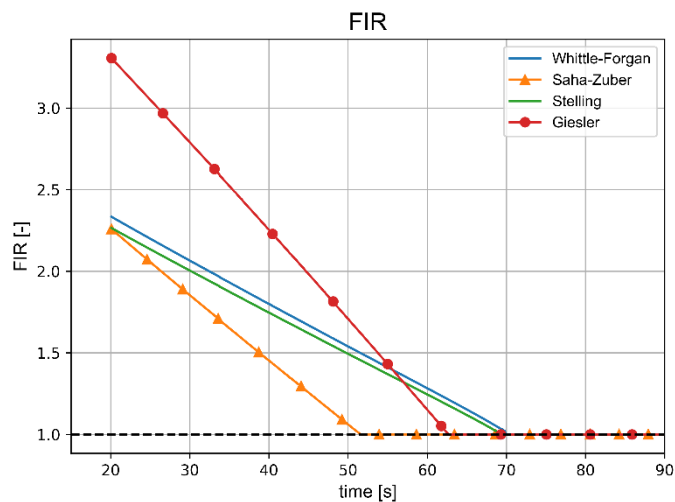


Abb. 4.11 Die von Python-Skript berechnete FIR basierend auf verschiedenen Korrelationen für die Testrechnung

FIR wird mit vier Korrelationen vom Simulationsbeginn bis zum Auftreten der Strömungsinstabilität für alle 60 Simulationen berechnet und der Wert der FIR beim Auftreten der Strömungsinstabilität wird gespeichert. Wenn der aufgezeichnete Wert um 1.0 liegt, bedeutet dies, dass die aus der Korrelation berechnete Strömungsinstabilität früher oder zum gleichen Zeitpunkt auftritt wie die simulierte Strömungsinstabilität. Abb. 4.12 zeigt den Mittelwert und die Standardabweichung der FIR bei jeder Korrelation. Es zeigt sich, dass alle vier Korrelationen gut abschneiden, mit einem Mittelwert von ca. 1.0 und einer relativ geringen Standardabweichung. Allerdings könnte dies auch bedeuten, dass einige Korrelationen im Vergleich zu den Simulationsdaten zu konservativ sind.

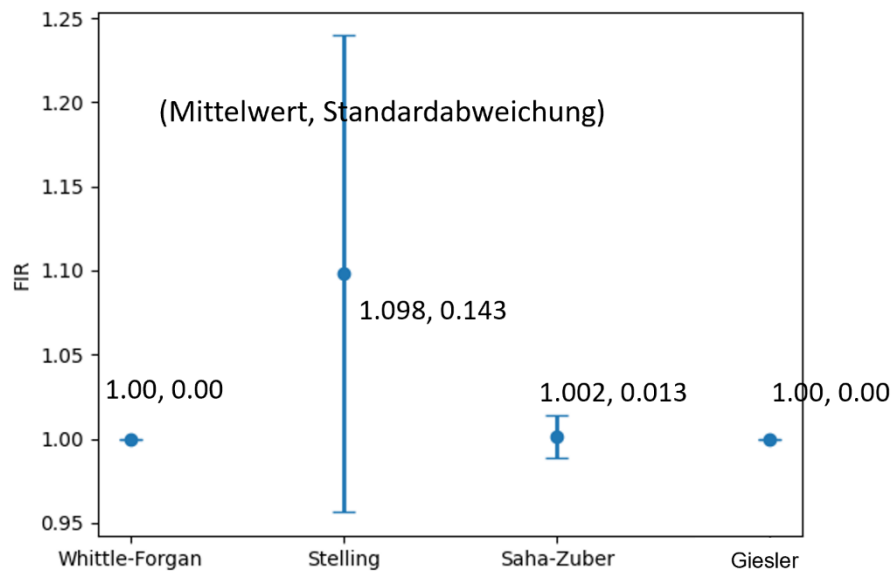


Abb. 4.12 Auswertung der Parameterstudie

Aufgrund des komplexen Zusammenhangs zwischen den Parametern in den unterschiedlichen Korrelationen wurde beschlossen, alle Korrelationen in den ATHLET-Eingabedateien zu implementieren, um eine umfassende Bewertung der FIR zu ermöglichen. Außerdem wurde beobachtet /DUZ 24/, dass in einem Mehrkanalmodell die Whittle-Forgan-Korrelation bessere Ergebnisse erzielen kann, wenn sie auf jeden Parallelkanal angewendet wird. Daher wird das FIR nicht nur unter Verwendung des Durchschnittswerts am Kerneintritt und -austritt berechnet (bezeichnet als WF_{ave}), sondern auch für jeden Parallelkanal (im Folgenden als WF_{loc} bezeichnet). Detaillierte Informationen darüber, wo die Korrelationen berechnet werden, sind in Tab. 4.4 zu finden.

Tab. 4.4 Korrelation zur FIR-Bewertung

Korrelation	Beschreibung
WF_{ave}	Bewertet auf den Mittelwert am Kerneintritt und Kernaustritt
WF_{loc}	Bewertet auf den Wert an jedem parallelen Kanal (Minimum von 20 Kanälen)
Saha-Zuber (SZ)	Bewertet auf den Wert an jedem Berechnungsknoten (Minimum von insgesamt 400 Knoten)
Giesler	Bewertet auf den Wert an jedem Berechnungsknoten (Minimum von insgesamt 400 Knoten)
Stelling	Bewertet auf den Mittelwert am Kerneintritt und Kernaustritt

Die Verifizierung der Implementierung erfolgte durch den Vergleich der FIR-Ergebnisse, die durch das Python-Skript und die GCSM-Blöcke berechnet wurden. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.13 dargestellt und zeigen ein identisches Verhalten.

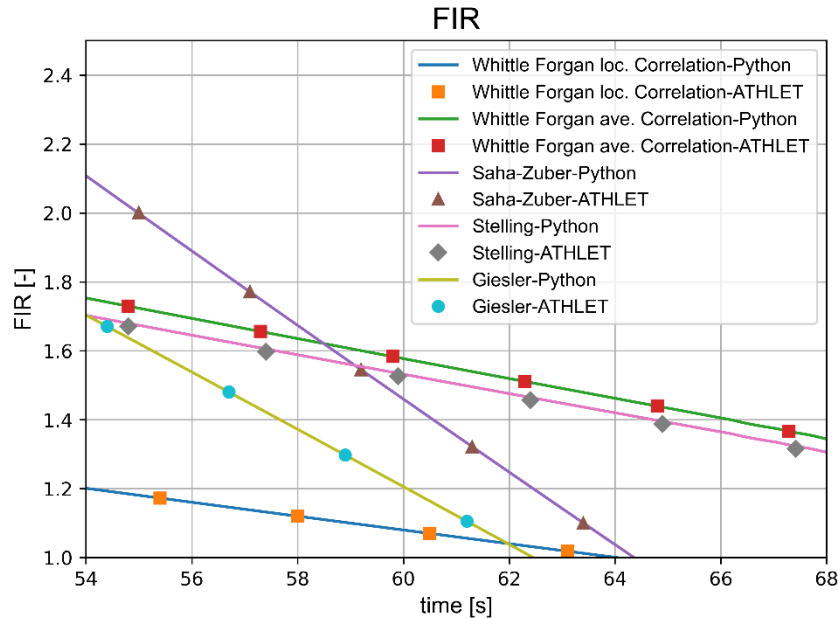


Abb. 4.13 Verifizierung der Implementierung von FIR-Korrelationen in GCSM

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Saha-Zuber und Giesler Korrelationen als konservative Korrelationen erscheinen, während die Whittle-Forgan und Stelling-Korrelationen die „Best-Estimate“ Schätzung liefern. Darüber hinaus kann der initiale FIR-Wert nicht als alleiniges Kriterium für die Beurteilung des Konservatismus herangezogen werden, da der Gradient des Abfalls während der Transienten bei allen vier Korrelationen unterschiedlich ist.

4.3 Durchführung der Transientenberechnungen und Auswertung des FIR und DNBR anhand der neuen eingesetzten Korrelationen (AP 2.3)

In diesem Arbeitsschritt wird der Unterschied zwischen verschiedenen Korrelationen unter Berücksichtigung des aktuellen Standes von W&T aufgezeigt und der Vorschlag gegeben, welche Korrelationen für die Auswertung von DNBR und FIR in der deterministische Sicherheitsanalyse (DSA) von Forschungsreaktoren herangezogen werden sollten. Im Eigenforschungsvorhaben 4718R01321 /TRA 21/ hat die GRS bereits Erfahrung mit drei Transientenberechnungen unter Verwendung des generischen FRM II Modells unter Berücksichtigung von hoch- und niedriger-angereicherten Kernkonfigurationen (HEU

und NEU) gesammelt. Die drei Transienten, die im Vorhaben 4718R01321 /TRA 21/ untersucht wurden, sind

- 1) Leck im Sammler vor dem Zentralkanal,
- 2) Ausfall aller Primärpumpen und
- 3) Anfahrstörfall durch Regelstabweichungen,

bei denen die Kühlbarkeit des Reaktorkerns entweder durch Erhöhung des Wärmestroms oder durch Verringerung des Kühlmittelmassenstroms gefährdet ist.

Um eine qualitative und quantitative Bewertung der verschiedenen Korrelationen zu erhalten, ist es sinnvoll, die im Vorhaben 4718R01321 /TRA 21/ durchgeführten Störfälle sowohl für hochangereicherte als auch für niedriger angereicherte Kernkonfigurationen mit den in AP 2.2 implementierten CHF- und FIR-Korrelationen durchzuführen. Die Ergebnisse werden in diesem Abschnitt präsentiert und ausgewertet.

Ein weiteres Ereignis mit besonderer Relevanz hinsichtlich der Strömungsinstabilität ist die (Teil-)Blockade von Kühlkanälen. Dabei können eine oder mehrere Kühlmittelkanäle teilweise oder vollständig blockiert werden mit der Folge, dass der Kühlmittelmassenstrom in dem betroffenen Kanal verringert wird. Es ist möglich, dass in bestimmten Fällen, in denen nur ein Teil des Kühlkanals blockiert ist, dies nicht vom Reaktorabschaltsystem detektiert wird, da die Auslösekriterien nicht erfüllt sind (Kühlmitteltemperatur zu hoch, Massenstrom im Primärkreislauf zu niedrig usw.). Es wäre denkbar, dass bei einem reduzierten Massendurchsatz und einem nicht abgeschalteten Reaktorkern Strömungsinstabilität auftritt oder das CHF-Kriterium erreicht wird.

Die Simulationen in diesem Abschnitt wurden mit ATHLET v.3.4.1 durchgeführt.

4.3.1 Beschreibung der Weiterentwicklung des Simulationsmodells

Seit der Veröffentlichung der Berichte zu den Vorhaben 4717R01368 /GRS 20/ und 4718R01321 /TRA 21/ wurde das Modell im Rahmen des Projekts 4721R01321 /BEC 24/ weiterentwickelt und verbessert. Eine Überprüfung der Literatur führte zur Aktualisierung des Heißfaktors auf 1,1488 (statt 1,7), was zu größeren Margen zu den Sicherheitsgrenzen führt.

Ein weiterer Entwicklungspunkt ist die Anpassung der Druckverluste. Die Druckverluste über das HEU-Brennelement, die in unterschiedlichen Publikationen zu finden sind, unterscheiden sich voneinander. Da keine entsprechenden Messdaten vorlagen, wurden die Druckverluste auf Basis von Expertenschätzungen implementiert. Seit dem Ende des Projekts 4721R01321 /BEC 24/ wurde die Druckverteilung im Kern geprüft und überarbeitet. Die Druckverteilung im Kern wurde an CFX-Rechnungen /BRE 10/ angepasst. In diesem Fall wird der Druckgewinn am Kernaustritt berücksichtigt, was eine realistischere Druckverteilung im Kern ergibt. Der Druck in den Kühlkanälen ist dadurch geringer als im Vorgängerprojekt, was zur geringeren DNBR und FIR im stationären Zustand führen würde.

Unter Berücksichtigung beider Modifikationen des Modells sind die resultierenden DNBR und FIR unter stationären Bedingungen größer im Vergleich zum Vorgängermodell. Ein Überblick findet sich in Tab. 4.5.

Tab. 4.5 Gegenüberstellung der DNBR und FIR mit dem Vorgängermodell und dem modifizierten Modell im stationären Zustand

Parameter	Vorgängermodell	Modifiziertes Modell
DNBR (Mirshak)	1,82	2,28
FIR (Whittle-Forgan loc.)	1,79	2,25

4.3.2 Beschreibung der Anfangsbedingungen/Randbedingungen

Die Startbedingungen für die ersten beiden Störfälle (Leck im Sammler vor dem Zentralkanal, Ausfall aller Primärpumpen) als auch für die Kühlkanalblockadesimulation entsprechen denen des Normalbetriebs. Im dritten Fall (Anfahrstörfall durch Regelstabweichen) befindet sich der Reaktor im Anfahrbetrieb und die Leistung ist auf 1 W begrenzt. Die Anfangs- und Randbedingungen und die Störfallabläufe werden im Sicherheitsbericht /TUM 93/ und im Bericht vom Vorhaben 4718R01321 /TRA 21/ beschrieben. Für alle drei Transienten wurde ein Einzelfehler (*single failure*) im Reaktorschutzsystem postuliert, d. h. das erste Reaktorabschaltsignal wird nicht angerechnet. Die wichtigsten Parameter im sind in Tab. 4.6 und Tab. 4.7 sowohl für die HEU- als auch für die NEU-Kernkonfigurationen im Leistungsbetrieb zusammengefasst.

Tab. 4.6 Wesentliche Parameter der Simulationsergebnisse im Leistungsbetrieb

Anfangsbedingungen	HEU	NEU
Kernleistung	18,2 MW	18,2 MW
Gesamter Massenstrom im Primärkreis	299,12 kg/s	296,57 kg/s
Kernmassenstrom	277,3 kg/s	274,45 kg/s
Kerneintrittstemperatur	37,49 °C	37,48 °C
Kernaustrittstemperatur	52 °C	52,14 °C
Kernaustrittsdruck	1,84 bar	1,85 bar
Max. Hüllrohrtemperatur	109,21 °C	109,5 °C
Max. Brennstofftemperatur	124,09 °C	134,4 °C

Tab. 4.7 Wesentliche Parameter der Simulationsergebnisse im Anfahrbetrieb

Anfangsbedingungen	HEU	NEU
Kernleistung	1 W	1 W
Gesamter Massenstrom im Primärkreis	298,02 kg/s	296,57 kg/s
Kernmassenstrom	277,2 kg/s	277,2 kg/s
Kerneintrittstemperatur	29,97 °C	29,97 °C
Kernaustrittstemperatur	30,10 °C	30,11 °C
Kernaustrittsdruck	1,85 bar	1,64 bar
Max. Hüllrohrtemperatur	30,09 °C	30,10 °C
Max. Brennstofftemperatur	30,09 °C	30,10 °C

4.3.3 Leck im Sammler vor dem Zentralkanal

Es wird ein 25 cm²-Bruch in der Sammelleitung direkt vor dem Kerneintritt postuliert. Der Kerndurchsatz verringert sich, weil das Kühlmittel in das Reaktorbecken fließt, während der gesamte Primärdurchsatz durch den Zufluss von Beckenwasser durch die Verbindung zwischen Primärkreislauf und Becke steigt. Die Lecköffnung führt zu einem schnellen Abfall des Drucks und der Kühlmittelgeschwindigkeit im Kern, aber die RESA wird nicht ausgelöst und das System erreicht einen neuen stabilen Zustand. Die erste Sekunde des Transienten ist in Bezug auf DNBR und FIR relevant.

Einige thermohydraulische Größen mit einem relevanten Einfluss auf das FIR und das DNBR sind die Kernaustrittstemperatur (Abb. 4.14), der Kernaustrittsdruck (Abb. 4.15), die Kernleistung (Abb. 4.16), der gesamte Massenstrom im Heißkanal (Abb. 4.17) und die Kühlmittelgeschwindigkeit am Kernaustritt im Heißkanal (Abb. 4.18). Nach Beginn

des Ereignisses bzw. nach der Leck-Öffnung sinkt der Massenstrom und die Kernaustrittstemperatur steigt. Die Reaktorleistung sinkt leicht aufgrund der neutronenkinetischen Rückwirkungen und bleibt auf einem hohen Niveau, da das Reaktorabschaltssystem nicht ausgelöst wird.

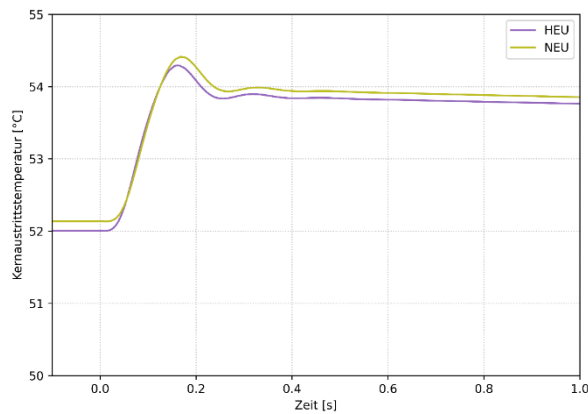


Abb. 4.14 Kernaustrittstemperatur, Simulation „Leck im Sammler“

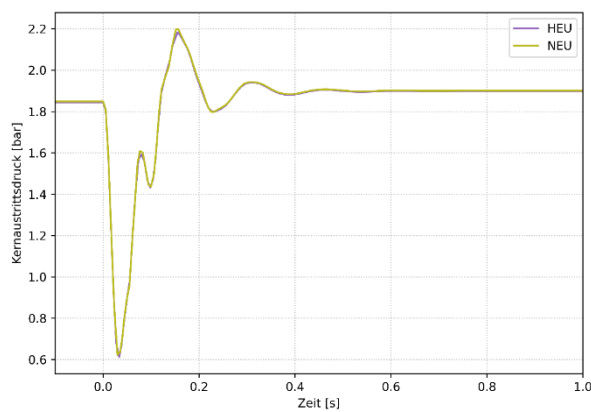


Abb. 4.15 Kernaustrittsdruck, Simulation „Leck im Sammler“

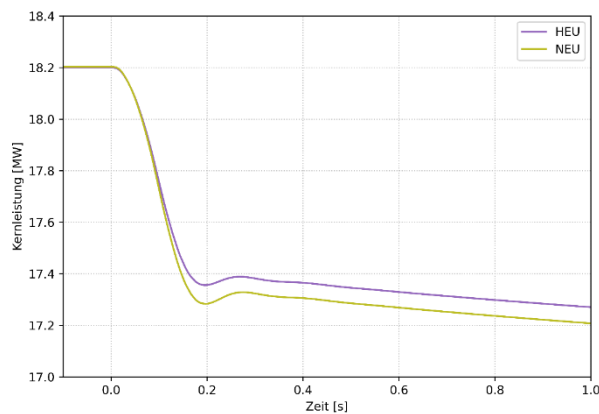


Abb. 4.16 Kernleistung, Simulation „Leck im Sammler“

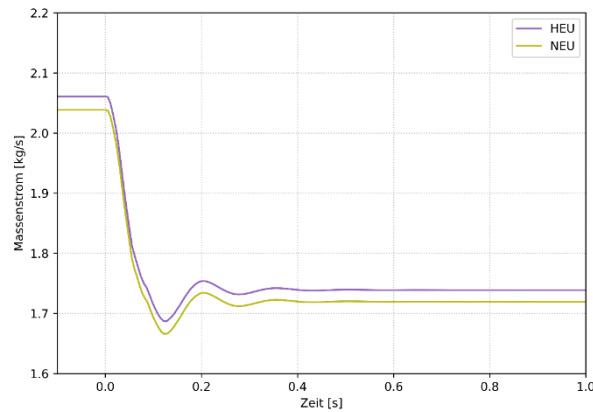


Abb. 4.17 Massenstrom im Heißkanal, Simulation „Leck im Sammler“

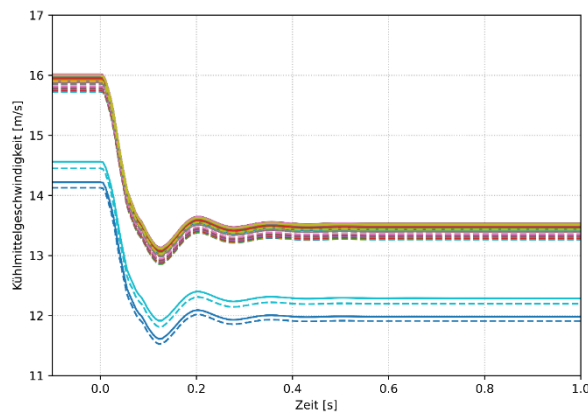


Abb. 4.18 Kühlmittegeschwindigkeit in den 20 Unterkanälen des Heißkanals, HEU und NEU (durchgezogen bzw. gestrichelt), Simulation „Leck im Sammler“

Abb. 4.19 zeigt das FI-Verhältnis (FIR) in der HEU- und LEU-Simulation. Die Sättigungstemperatur sinkt mit dem Druck, und die Kernaustrittstemperatur steigt mit der Verringerung des Durchsatzes, was zu einem Absinken des Verhältnisses führt.

In Abb. 4.20 ist das DNB-Verhältnis (DNBR) dargestellt. DNBR sinkt zu Beginn des Ereignisses aufgrund der schnellen Änderung der thermohydraulischen Bedingungen im Kern (Abfall der Kühlmittegeschwindigkeit und des Drucks) und stabilisiert sich ab etwa 0,4 s. Die Sudo-Karminaga-Korrelation hat im Vergleich zur Mirshak-Korrelation einen konservativeren Wert. Bei der „Leck im Sammler“ Simulation ist es nicht zum Filmsieden gekommen.

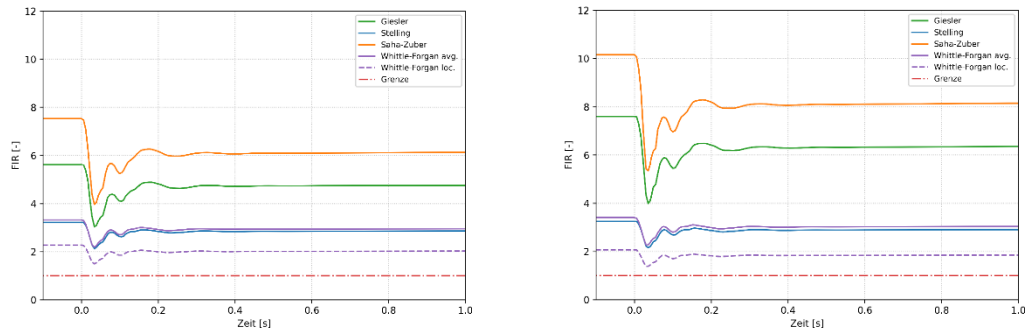


Abb. 4.19 FI-Verhältnis (FIR), Simulation „Leck im Sammler“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)

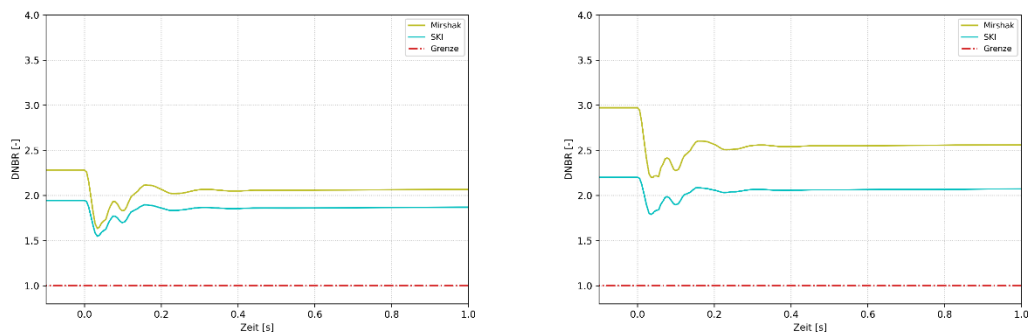


Abb. 4.20 DNB-Verhältnis (DNBR), Simulation „Leck im Sammler“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)

Die stationären und minimalen Werte (bzw. die Werte vor und während des Störfalls), die sowohl vom FIR als auch vom DNBR im Laufe dieser Simulationen erreicht wurden, sind in Tab. 4.8 zusammengefasst.

Tab. 4.8 Zusammenfassung der Ergebnisse, Simulation „Leck im Sammler“

Kern	Größe	Korrelation	Leistungsbetrieb	Minimalwert während der Transienten
HEU BoC	FIR	Giesler	5,64	3,07
		Stelling	3,17	2,11
		Saha-Zuber	7,58	4,04
		Whittle-Forgan avg.	3,29	2,16
		Whittle-Forgan loc.	2,25	1,48
	DNBR	Mirshak	2,28	1,64
		Sudo-Kaminaga int.	1,95	1,55
NEU BoC	FIR	Giesler	7,63	3,99
		Stelling	3,27	2,15
		Saha-Zuber	10,21	5,36
		Whittle-Forgan avg.	3,37	2,24
		Whittle-Forgan loc.	2,06	1,37
	DNBR	Mirshak	2,97	2,2
		Sudo-Kaminaga int.	2,2	1,79

4.3.4 Ausfall aller Primärpumpen (PUMA)

Alle Primärpumpen fallen gleichzeitig aus, das erste Reaktorschutzsignal, „Kerndurchsatz < min“, fällt aus (Einzelausfall) und die RESA wird durch das zweite Signal, „Druckunterschied Sammler-Becken < min“ ausgelöst. Die ersten zehn Sekunden des Transienten sind in Bezug auf DNBR und FIR relevant.

Die thermohydraulischen Größen mit einem relevanten Einfluss auf das FIR und das DNBR sind die Kernaustrittstemperatur (Abb. 4.21), der Kernaustrittsdruck (Abb. 4.22), die Kernleistung (Abb. 4.23), der gesamte Massenstrom im Heißkanal (Abb. 4.24) und die Kühlmittelgeschwindigkeit im Heißkanal (Abb. 4.25). Nachdem sich alle Pumpen ausgeschaltet haben, sinkt der Massenstrom im Kern und die Kernaustrittstemperatur steigt leicht an, bis die Reaktorabschaltung ausgelöst wird. Die Reaktorleistung nimmt aufgrund von neutronenkinetischen Rückwirkungen leicht ab und sinkt nach der Abschaltung des Reaktors auf das Niveau der Nachzerfallsleistung.

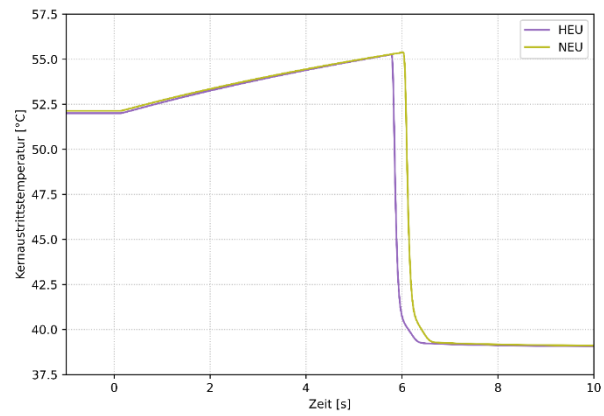


Abb. 4.21 Kernleistung, Simulation „PUMA“

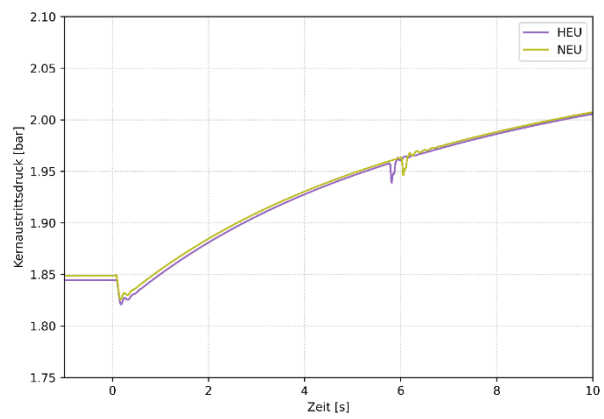


Abb. 4.22 Kernaustrittsdruck, Simulation „PUMA“

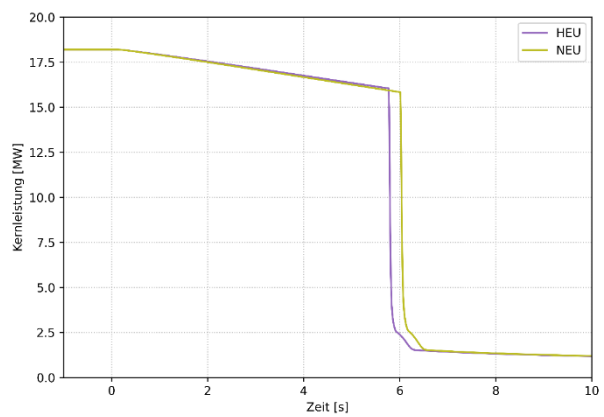


Abb. 4.23 Kernleistung, Simulation „PUMA“

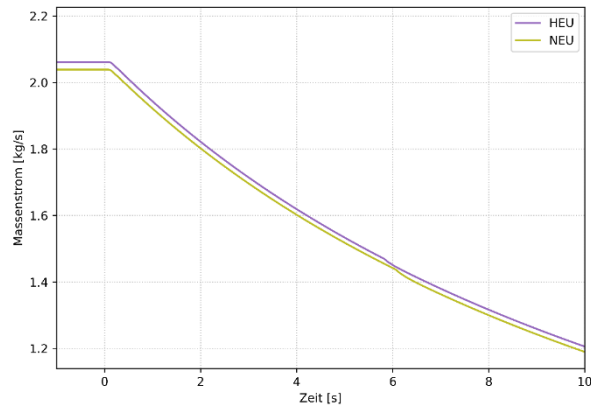


Abb. 4.24 Massenstrom im Heißkanal, Simulation „PUMA“

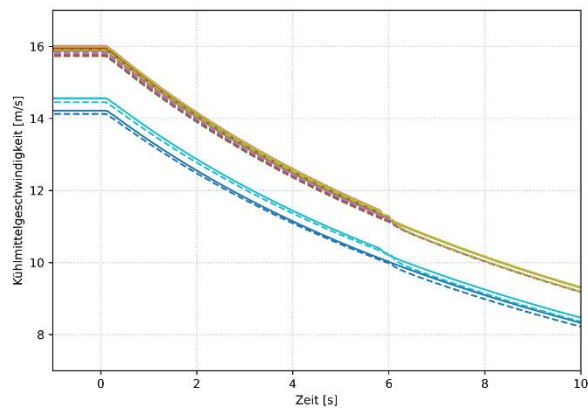


Abb. 4.25 Kühlmittelgeschwindigkeit in den 20 Unterkanälen des Heißkanals, HEU und NEU (durchgezogen bzw. gestrichelt), Simulation „PUMA“

Abb. 4.26 zeigt das FI-Verhältnis (FIR) in der HEU- und NEU-Simulation. Die Erhöhung der Kernaustrittstemperatur führt zu Beginn des Ereignisses zu einer Absenkung des FIR. Nach dem Auslösen der Reaktorabschaltung steigt das FIR aufgrund der Leistungsabnahme.

In Abb. 4.27 ist das DNB-Verhältnis (DNBR) dargestellt. DNBR sinkt zu Beginn des Ereignisses aufgrund der Änderung der thermohydraulischen Bedingungen (Abfall des Massenstroms, Erhöhung der Kühlmitteltemperatur) und steigt aufgrund der Leistungsabnahme nach ca. 6 s. Die Sudo-Karminaga-Korrelation weist im Vergleich zur Mirshak-Korrelation einen konservativeren Wert auf. Bei der „Ausfall aller Primärpumpen“ Simulation ist es nicht zum Filmsieden gekommen.

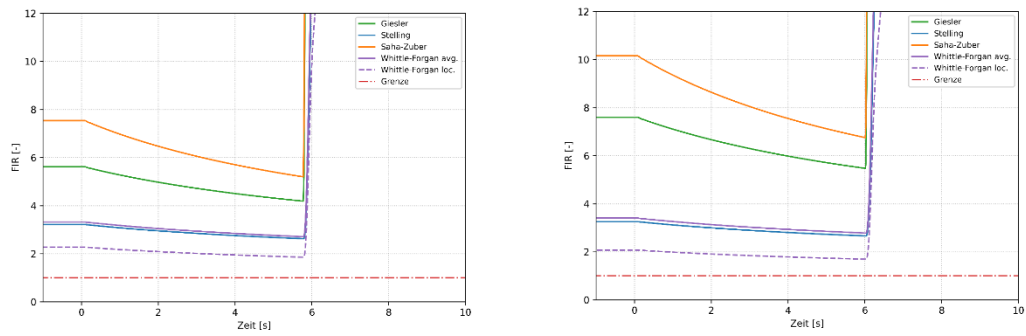


Abb. 4.26 FI-Verhältnis (FIR), Simulation „PUMA“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)

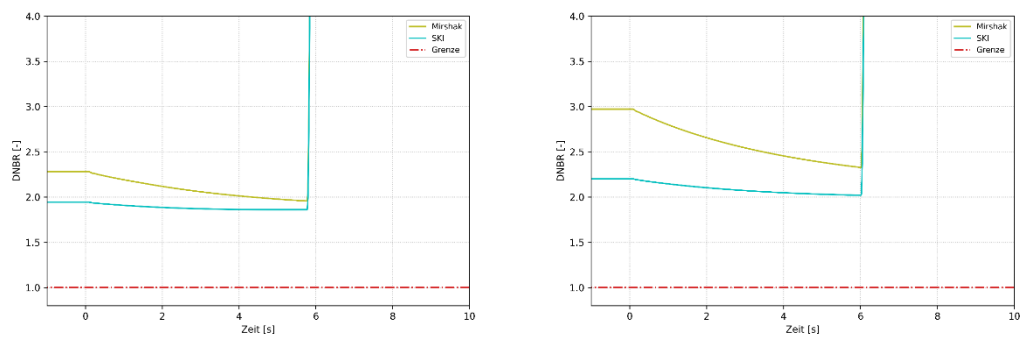


Abb. 4.27 DNB-Verhältnis (DNBR), Simulation „PUMA“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)

Die stationären und minimalen Werte (bzw. die Werte vor und während des Störfalls), die sowohl vom FIR als auch vom DNBR im Laufe dieser Simulationen erreicht wurden, sind in Tab. 4.9 zusammengefasst.

Tab. 4.9 Zusammenfassung der Ergebnisse, Simulation „PUMA“

Kern	Größe	Korrelation	Leistungsbetrieb	Minimalwert während Transienten
HEU BoC	FIR	Giesler	5,64	4,21
		Stelling	3,17	2,59
		Saha-Zuber	7,58	5,23
		Whittle-Forgan avg.	3,29	2,68
		Whittle-Forgan loc.	2,25	1,84
	DNBR	Mirshak	2,28	1,96
		Sudo-Kaminaga int.	1,95	1,86
NEU BOC	FIR	Giesler	7,63	5,51
		Stelling	3,27	2,67
		Saha-Zuber	10,21	6,8
		Whittle-Forgan avg.	3,37	2,75
		Whittle-Forgan loc.	2,06	1,68
	DNBR	Mirshak	2,97	2,33
		Sudo-Kaminaga int.	2,2	2,02

4.3.5 Anfahrstörfall durch Regelstabwehlfahren

Beim „Anfahrstörfall durch Regelstabwehlfahren“ wird davon ausgegangen, dass das Ausfahren des Steuerstabs eine lineare Reaktivitätszufuhr von $5,10^{-4}$ 1/s bewirkt. Da der Einzelausfall im Reaktorschutzsystem postuliert wurde, erfolgt die RESA durch den gleitenden Grenzwert des Leistungskanals. Die kritischen Parameter erreichen ihre Minima oder Maxima zwischen 15 und 18 Sekunden nach Beginn des Ereignisses.

Die thermohydraulischen Größen mit einem relevanten Einfluss auf das FIR und das DNBR sind die Kernaustrittstemperatur (Abb. 4.28), der Kernaustrittsdruck (Abb. 4.29), die Kernleistung (Abb. 4.30), der gesamte Massenstrom im Heißkanal (Abb. 4.31), und die Kühlmittelgeschwindigkeit im Heißkanal (Abb. 4.32). Die Reaktorleistung steigt nach Eintritt des Ereignisses an und erreicht innerhalb von 1,5 Sekunden etwa 12 MW; danach sinkt die Leistung wegen Reaktorabschaltung auf Null. Die Veränderung der Austrittstemperatur korreliert mit der Reaktorleistung mit dem max. Wert bei etwa 40 °C. Der

Druck im Kern sowie der Massenstrom werden aufgrund der schnellen Dynamik der Transiente nur geringfügig beeinflusst.

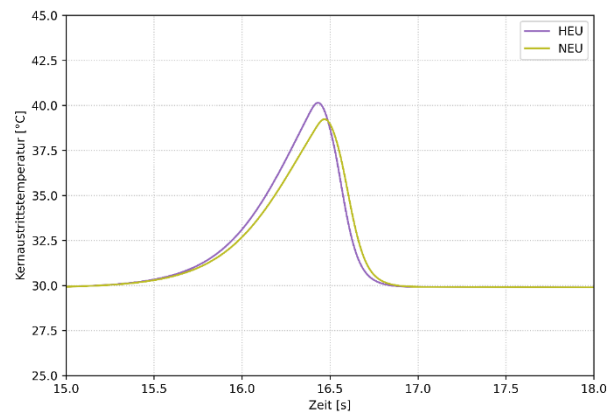


Abb. 4.28 Kernaustrittstemperatur, Simulation „Regelstabfehlfahren“

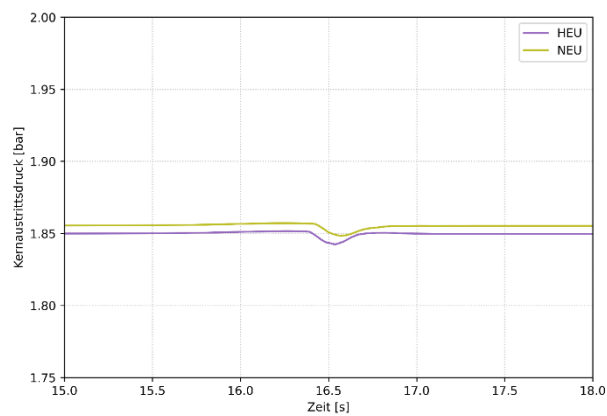


Abb. 4.29 Kernaustrittsdruck, Simulation „Regelstabfehlfahren“

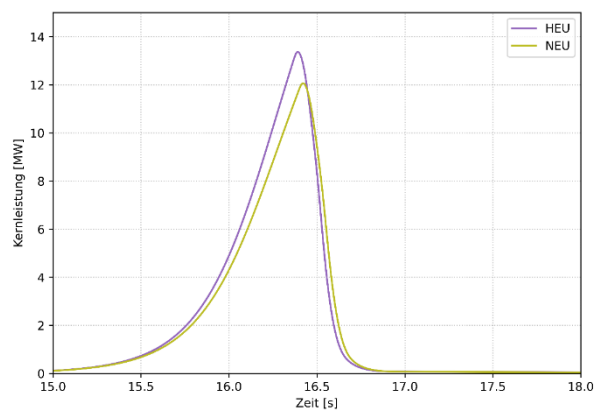


Abb. 4.30 Kernleistung, Simulation „Regelstabfehlfahren“

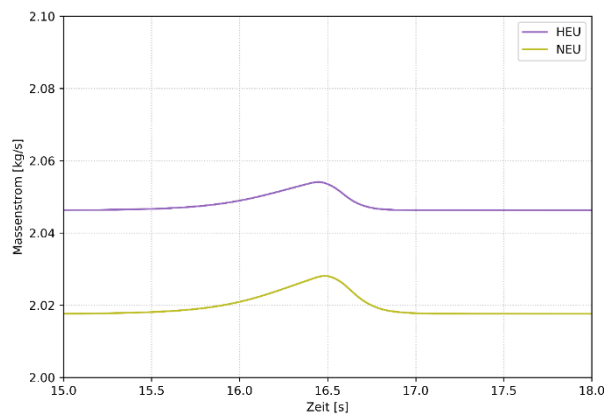


Abb. 4.31 Massenstrom im Heißkanal, Simulation „Regelstabfehlfahren“

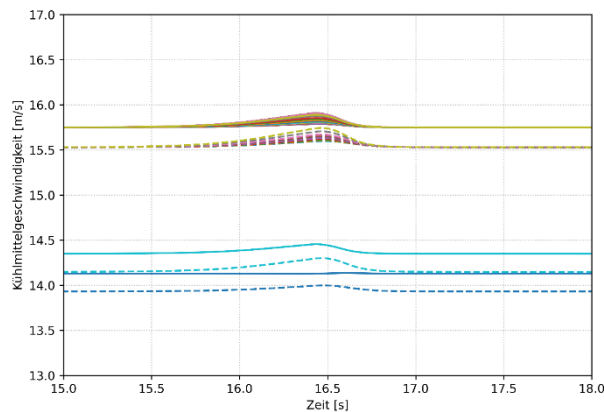


Abb. 4.32 Kühlmittelgeschwindigkeit in den 20 Unterkanälen des Heißkanals, HEU und NEU (durchgezogen bzw. gestrichelt), Simulation „Regelstabfehlfahren“

Abb. 4.33 zeigt das FI-Verhältnis (FIR) in der HEU- und NEU-Simulation. Das FIR weist vor dem Eintritt der Transiente sehr große Werte auf (s. Tab. 4.10), da die Reaktorleistung gering (1 W) und die Unterkühlung hoch ist.

Im Hinblick auf das DNBR (Abb. 4.34) ist die Leistungsexkursion die Hauptursache für das Absinken des DNBR von seinem stationären Wert (DNBR zu $t = 0 \text{ s} = 90$). Dieser ist der (maximale) Standardwert, welcher ATHLET unter „kalten“ Anfangsbedingungen wie denen in dieser Simulation ausgibt. Die Sudo-Karminaga-Korrelation hat im Vergleich zur Mirshak-Korrelation einen konservativeren Wert. Bei der „Anfahrstörfall durch Regelstabfehlfahren“ Simulation wird kein kritischer Wert der Wärmestromdichte erreicht.

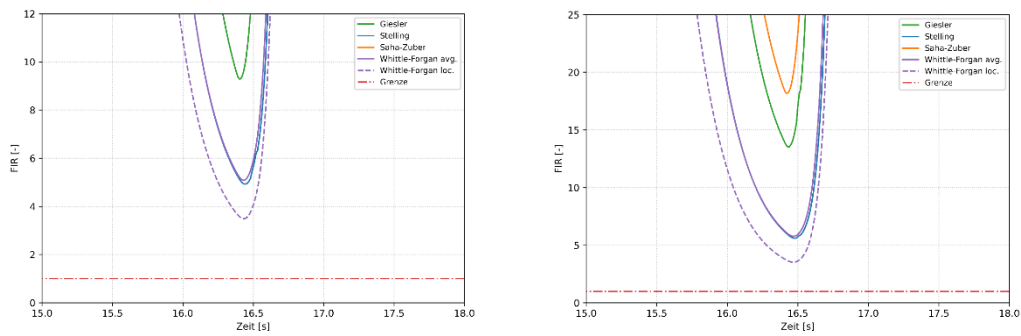


Abb. 4.33 FI-Verhältnis (FIR), Simulation „Regelstabfehlfahren“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)

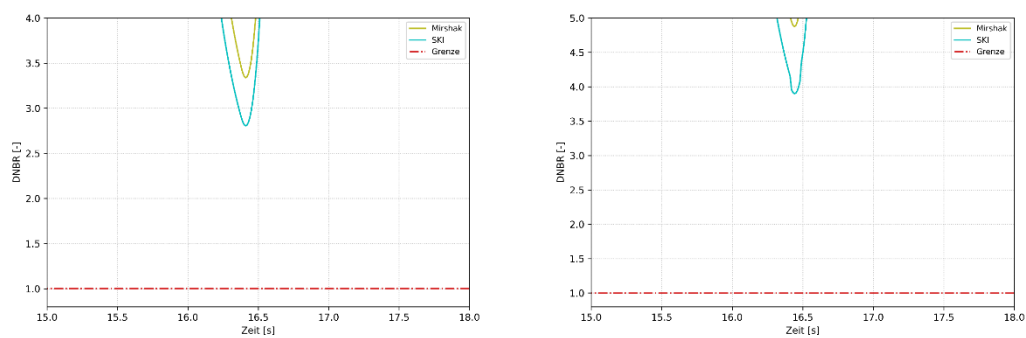


Abb. 4.34 DNB-Verhältnis (DNBR), Simulation „Regelstabfehlfahren“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)

Die stationären und minimalen Werte (bzw. die Werte vor und während des Störfalls), die sowohl vom FIR als auch vom DNBR im Laufe dieser Simulationen erreicht wurden, sind in Tab. 4.10 zusammengefasst.

Tab. 4.10 Zusammenfassung der Ergebnisse, Simulation „Regelstabfehlfahren“

Kern	Größe	Korrelation	Anfahrbetrieb	Minimalwert während Transienten
HEU BOC	FIR	Giesler	ca. 1,5E+8	9,3
		Stelling	763,62	4,85
		Saha-Zuber	ca. 2,0E+8	12,54
		Whittle-Forgan avg.	790,48	5,02
		Whittle-Forgan loc.	787,0	3,44
	DNBR	Mirshak	90	3,33
		Sudo-Kaminaga int.	90	2,8
NEU BOC	FIR	Giesler	ca. 1,8E+8	13,54
		Stelling	733,63	5,53
		Saha-Zuber	ca. 2,5E+8	18,22
		Whittle-Forgan avg.	757,46	5,71
		Whittle-Forgan loc.	754,62	3,48
	DNBR	Mirshak	90	4,87
		Sudo-Kaminaga int.	90	3,62

4.3.6 Kühlkanalblockadesimulation

4.3.6.1 Modellanpassung und Randbedingung für die Kühlkanalblockadesimulation

Die (teilweise) Verblockung eines Kühlkanals ist ein Ereignis von besonderer Bedeutung im Hinblick auf die Berechnung von kritischen Zuständen wie Filmsieden und Strömungsinstabilität. Ein oder mehrere Kühlmittelkanäle können teilweise oder vollständig blockiert sein, was zu einer Reduzierung des Kühlmittelmassenstroms führt. Um die Simulation der Kühlkanalblockierung mit dem ATHLET-Code durchzuführen, waren mehrere Änderungen am Datensatz erforderlich.

Der erste Schritt besteht darin, ein Ventil an jedem Unterkanaleinlass des Heißkanals zu implementieren, um die Verblockung zu modellieren (siehe Abb. 4.35). Der Druckverlustkoeffizient des Ventils wurde so angepasst, dass der Massenstrom und die Druckverteilung im normalen Zustand dieselben sind wie im ursprünglichen Datensatz. Die

vollständige oder teilweise Verstopfung werden durch Schließen eines oder mehrerer Ventile simuliert.

Bei ersten Testsimulationen wurde festgestellt, dass die mit der Saha-Zuber-Korrelation und der Giesler-Korrelation berechneten FIRs unmittelbar nach dem Einsetzen der Verblockung auf null fallen (siehe Abb. 4.36). Dieses Verhalten war auf die Art der gewählten Modellierung zurückgeführt: der unterste bzw. oberste Knoten des Modells enthält einen beheizten und einen unbeheizten Bereich. Der berechnete Massenstrom in diesem Knoten fällt auf null, wenn das Ventil schließt, wodurch die mit den beiden Korrelationen berechnete FIR auf null fällt. Daher wurde das Modell geändert, indem die beheizten und die unbeheizten Bereiche getrennt wurden (siehe Abb. 4.35), sodass im ersten unbeheizten Knoten eine Querströmung aus parallelen Kanälen möglich ist, was dazu führt, dass der Kühlmittelmassenstrom im Knoten des beheizten Bereichs nicht mehr gleich Null ist.

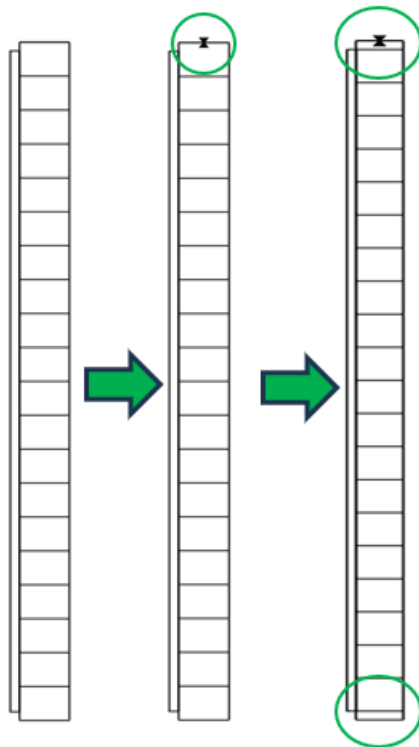


Abb. 4.35 Darstellung der Modifikationen eines Kühlunterkanals für die Simulation der Verblockung des Kernkanals

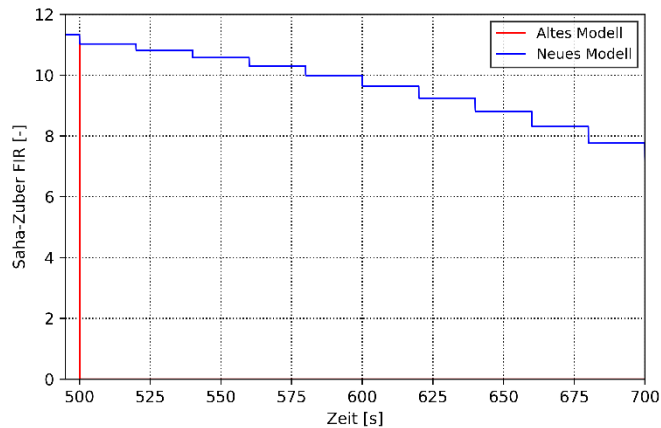


Abb. 4.36 FIR berechnet mit der Saha-Zuber-Korrelation: Auswirkungen der neuen Kanalmodellierung

Für die Simulation der Kanalblockade durch das Ventilschließen wurde ein „ATHLET-Controller“-Skript erstellt. Dieser erlaubt die automatische Durchführung mehrerer Aktionen und Steuerung von Komponenten während der Rechnung. Die Simulation wurde wie folgt durchgeführt: Eine stationäre Phase wird bis zu 500 s berechnet, wo die wesentlichen Anlagenparameter sich stabilisiert haben. Anschließend werden die Ventile in den Unterkanälen nach 500 s mit einem Zeitintervall von 20 s nacheinander geschlossen. Auf diese Weise wird eine zeitversetzte Abnahme der Gesamtströmungsfläche am Kerneintritt um ca. 5 % alle 20 s simuliert (jeder Unterkanal entspricht ungefähr 5 % der Gesamtfläche).

Die Simulationen wurden zunächst mit der Mirshak-Korrelation durchgeführt und dann mit der Sudo-Kaminaga-Korrelation für HEU- und NEU-Brennelemente wiederholt. Jede Simulation wird nach Auftreten des Filmsiedens beendet.

4.3.6.2 Ergebnisse

Die teilweise Verblockung der heißen Kühlkanäle führt zu einer Reduzierung des gesamten Massenstroms im heißen Kanal (Abb. 4.38). Die übrigen Kernkanäle werden nicht wesentlich beeinflusst und die Kernaustrittstemperatur (Abb. 4.39) ändert sich nur geringfügig. Das Reaktorschutzsystem wird nicht aktiviert, da die Reaktorleistung (Abb. 4.37) und die Kernaustrittstemperatur (Abb. 4.39) sich kaum ändern.

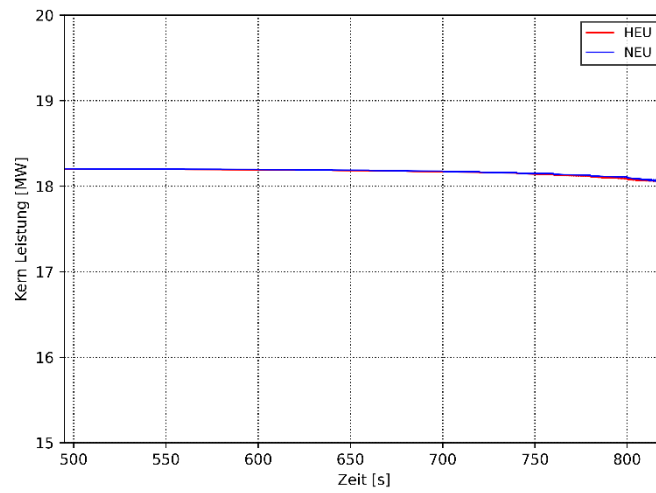


Abb. 4.37 Gesamte Reaktorleistung in der Kanalblockadesimulation

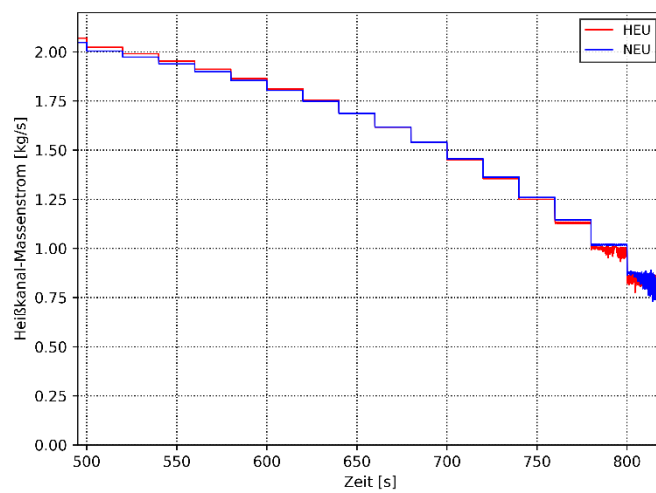


Abb. 4.38 Massenstrom im Heißkanal in der Kanalblockadesimulation

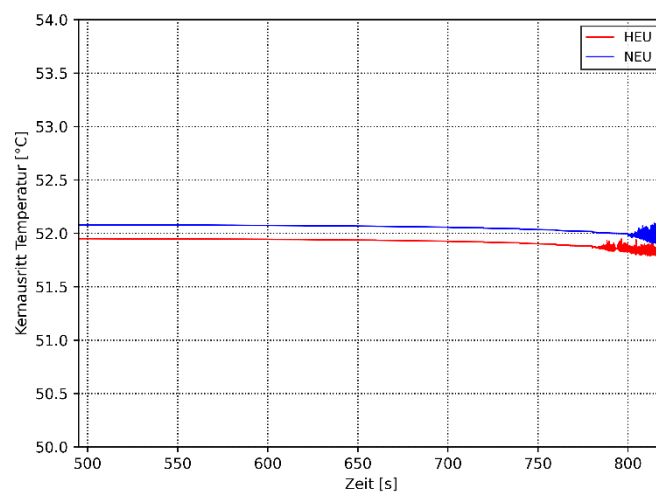


Abb. 4.39 Kernaustrittstemperatur in der Kanalblockadesimulation

Der DNBR-Parameter ist in Abb. 4.40 für das HEU und Abb. 4.42 für das NEU-Brennelement unter Verwendung beider CHF-Korrelationen dargestellt. Sobald der DNBR den Wert 1.0 erreicht, beginnt das Filmsieden mit einem drastischen Abfall des Wärmeübertragungsprozesses und die Hüllrohrtemperatur beginnt zu steigen. Da das derzeitige ATHLET-Modell das Schmelzen des Hüllrohrmaterials nicht berücksichtigt, steigt die Temperatur an, bis ein neuer Gleichgewichtszustand erreicht ist (über 5.000 °C), was physikalisch nicht sinnvoll ist. Daher wird die max. Hüllrohrtemperatur nur zur Veranschaulichung mit einem Maximalwert von 1.000 °C aufgetragen (Abb. 4.41 und Abb. 4.43). Es wird festgestellt, dass die Sudo-Kaminaga-Korrelation konservativer ist als die Mirshak-Korrelation. Bei der HEU-Konfiguration tritt das Filmsieden auf, wenn das 14. Ventil (mit Sudo-Kaminaga-Korrelation) nach 760 s oder das 15. Ventil (mit Mirshak Korrelation) nach 780 s schließt. Bei der NEU-Konfiguration tritt das Filmsieden auf, wenn das 15. Ventil (mit Sudo-Kaminaga-Korrelation) nach 760 s oder das 16. Ventil (mit Mirshak Korrelation) nach 780 s schließt.

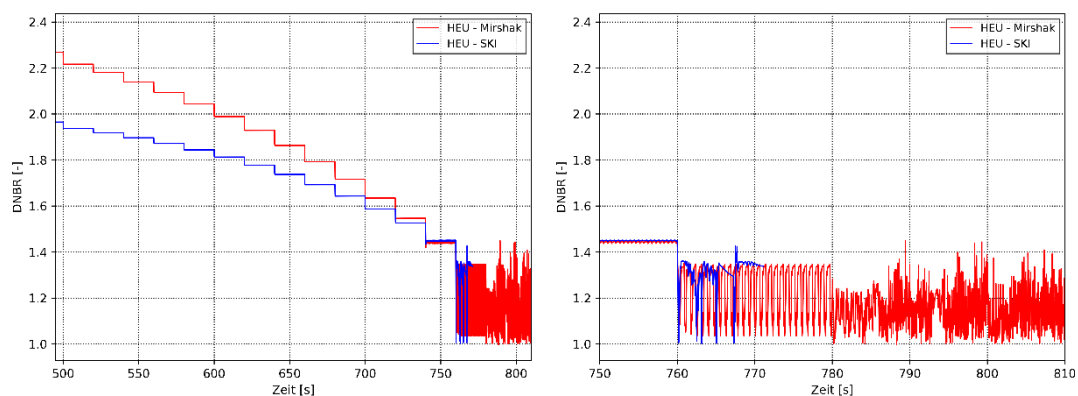


Abb. 4.40 DNBR in der Kanalblockadesimulation (HEU)

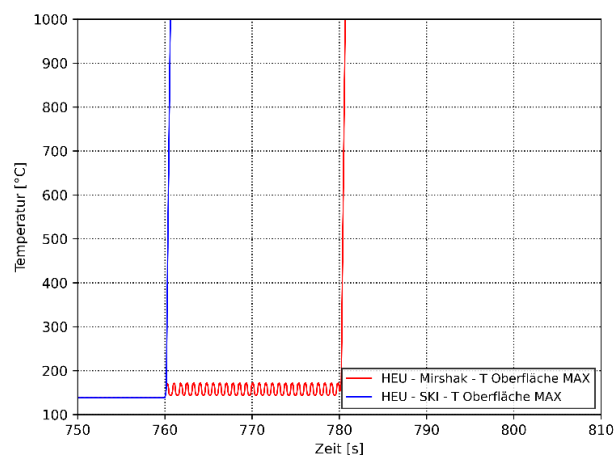


Abb. 4.41 Max. Hüllrohrtemperatur in der Kanalblockadesimulation (HEU)

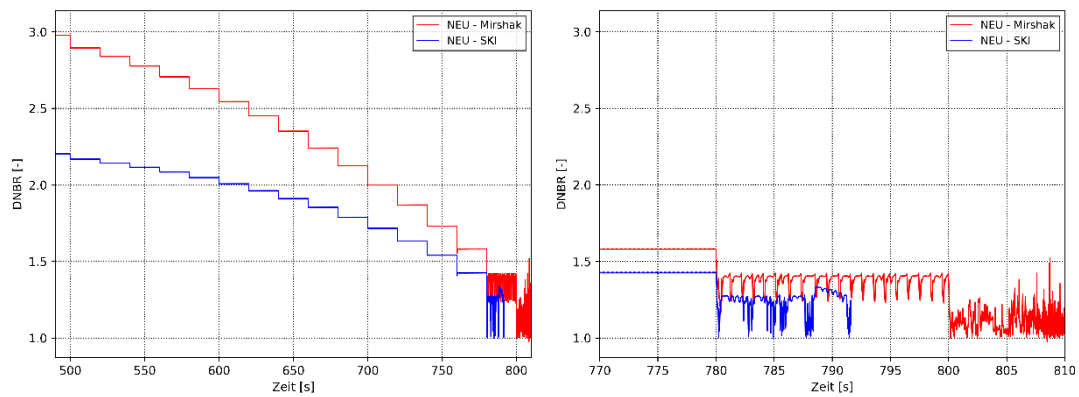


Abb. 4.42 DNBR in der Kanalblockadesimulation (NEU)

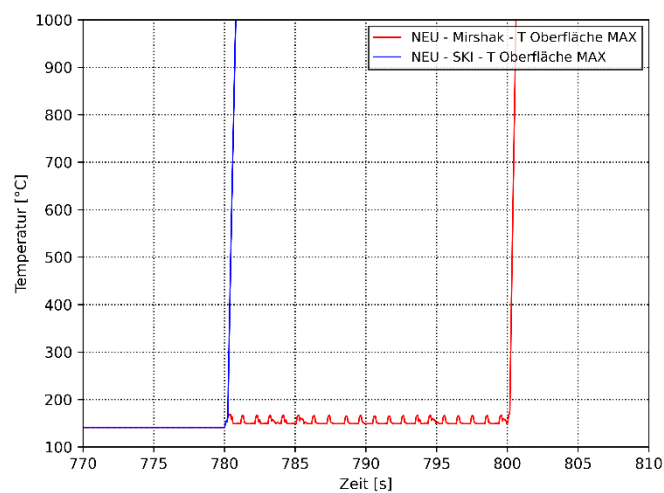


Abb. 4.43 Max. Hüllrohrtemperatur in der Kanalblockadesimulation (NEU)

In Abb. 4.44 ist der Druckverlust über den Kern dargestellt. Der Druckverlust nimmt zu, wenn der Kanal weiter blockiert wird. In der HEU-Simulation ist eine Oszillation nach dem Schließen des 15. Ventils (um 780 s) zu beobachten (dies entspricht eine Blockierung von 77 % der gesamten Strömungsfläche) und in der NEU-Simulation nach dem Schließen des 16. Ventils (um 800 s). Die Oszillation deutet darauf hin, dass sich Dampf ansammelt und das Strömungsregime des heißen Kanals sehr instabil wird.

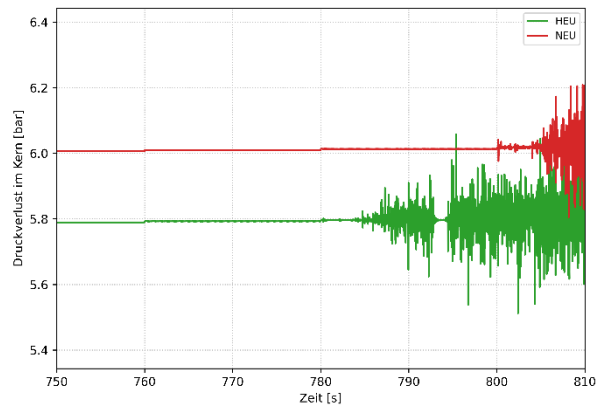


Abb. 4.44 Druckverlust im Kern in der Kanalblockadesimulation

Die berechneten FIRs werden in Abb. 4.45 für HEU-Simulation und in Abb. 4.46 für NEU-Simulation dargestellt. Verglichen mit dem Zeitpunkt des Auftretens der Druckverlustschwankung zeigen drei Korrelationen eine konservative/zutreffende Schätzung von OFI, nämlich die Saha-Zuber-Korrelation, die Giesler-Korrelation und die Whittle-Forgan-Korrelation (loc.). Das durch diese drei Korrelationen prognostizierte OFI stimmt auch mit dem durch die Sudo-Kaminaga-Korrelation berechneten Zeitpunkt der DNB überein. Daher ist es nicht eindeutig, welches Phänomen (Strömungsinstabilität oder kritische Wärmestromdichte) zuerst auftritt.

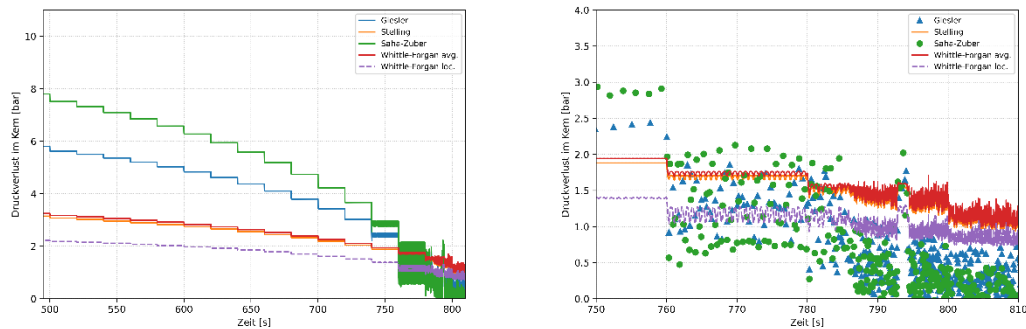


Abb. 4.45 FIR in der Kanalblockadesimulation (HEU)

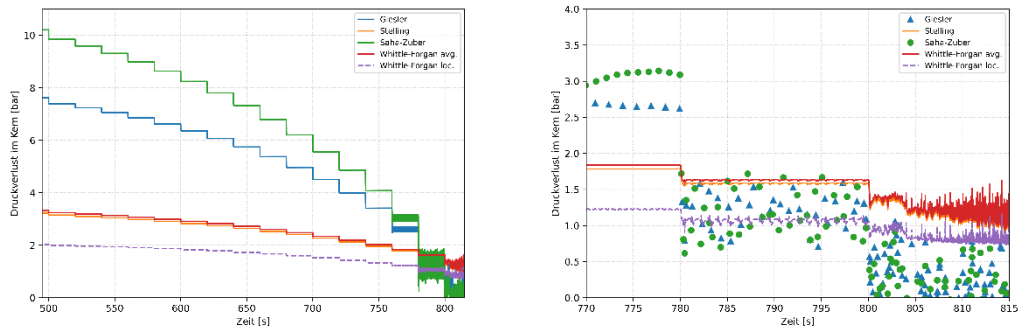


Abb. 4.46 FIR in der Kanalblockadesimulation (NEU)

Eine übersichtliche Zusammenfassung der Zeitpunkte verschiedener Phänomene ist in Tab. 4.11 dargestellt.

Tab. 4.11 Zusammenfassung der Zeitpunkte verschiedener Phänomene

	Simulation			
	HEU Mirshak	HEU SKI	NEU Mirshak	NEU SKI
Beginn des Filmsiedens	ca. 760 s	ca. 780 s	ca. 780 s	ca. 800 s
Beginn der Druckverlustoszillation	ca. 785 s	—	ca. 800 s	—
Prognostiziertes Auftreten der Strömungsinstabilität mit konservativsten Korrelationen	ca. 760 s	—	ca. 780 s	—
Gesamte Fläche der Ventilschließung am Auftritt des Filmsiedens	72 %	77 %	77 %	82 %

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im ersten Arbeitspaket (AP 1) dieses Eigenforschungsvorhabens wurden anhand vereinfachter, generischer Rechenmodelle U/S-Analysen für reaktorphysikalische Berechnungen der derzeit bestehenden HEU-Kernkonfiguration des FRM II mit hochangereichertem U_3Si_2 Brennstoff als auch einer für den FRM II möglichen, zukünftigen LEU-Kernkonfiguration mit niedrig angereichertem U-10Mo Brennstoff /REI 23/ durchgeführt. Untersucht wurde, wie sich Unsicherheiten von Eingabeparametern, in diesem Fall Geometrie-, Material- und nukleare Wirkungsquerschnittsdaten, auf die Unsicherheiten von Ergebnissen reaktorphysikalischer Berechnungen auswirken. Zudem wurden mittels Sensitivitätsanalysen die Hauptbeiträge zu den Ergebnisunsicherheiten identifiziert.

Für dieses Vorgehen wurden für die HEU- und die LEU-Kernkonfiguration jeweils ein reaktorphysikalisches Rechenmodell für den Monte-Carlo-Neutronentransportcode Serpent 2 sowie ein zweidimensionales, zylindersymmetrisches Rechenmodell für den deterministischen Neutronentransportcode PARTISN erstellt. Die Rechenmodelle bilden im Wesentlichen den Zentralkanal mit Brennelement und Regelstab, den Moderatortank und zum Teil das mit Leichtwasser gefüllte Reaktorbecken ab. Zwecks Vereinfachung und Konsistenz zwischen den Rechenmodellen wurden Moderatortankeinbauten (Strahlrohre, kalte Neutronenquelle, heiße Neutronenquelle) und Abschaltstäbe nicht modelliert. Den Rechenmodellen wurde der kalte Betriebszustand zugrundegelegt. Die Aufbereitung der für die PARTISN-Rechenmodelle notwendigen, resonanzselbstabgeschirmten, homogenisierten und kondensierten Multigruppen-Wirkungsquerschnitte erfolgte durch Anwendung der Module CSAS-MG, WAX, XSDRNPM, ICE, ALPO und ParallelAle des SCALE 6.2-Programmpakets. Für beide Kernkonfigurationen konnte jeweils eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem jeweiligen Serpent 2-Rechenmodell und dem entsprechenden SCALE-PARTISN-Rechenmodell bei Bestimmung der kritischen Steuerstabstellung, der Regelstabwirksamkeit, dem Dopplerkoeffizienten und dem Kühlmitteldichtekoeffizienten festgestellt werden.

Die SCALE-PARTISN-Rechenmodelle wurden in Kombination mit der stichprobenbasierten XSUSA-Methodik für die U/S-Analysen unter Berücksichtigung der Unsicherheiten in den nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten (nukleare Kovarianzdaten aus SCALE 6.2) verwendet. Für mehrere Elemente der Stichprobe traten Konvergenzprobleme in PARTISN auf, weshalb diese Werte nicht in die Berechnung der Unsicherheit eingegangen sind. Für die HEU-Kernkonfiguration wurde eine relative Unsicherheit für den Multiplikationsfaktor von 0,66 % bestimmt. Ein solcher Wert ist plausibel und wurde

bereits in U/S-Analysen von Leichtwasserreaktorsystemen beobachtet /AUR 17/. Für den Kühlmitteldichtekoeffizienten und die Regelstabwirksamkeit zeigten sich ebenfalls vernünftige Werte mit 2,3 % bzw. 1,1 %. Für den Dopplerkoeffizienten wurde eine im Vergleich zu den Analysen in /AUR 17/ ungewöhnlich hohe relative Unsicherheit von 11,1 % ermittelt, die nicht ausschließlich durch die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte bedingt sein kann. Die Analyse von Zwischenergebnissen der SCALE-PARTISN-Rechenkette zeigte, dass bei Verwendung von variierten Wirkungsquerschnitten die Unsicherheiten während der Kondensation der Wirkungsquerschnitte von 56 auf 16 Energiegruppen mit XSDRN und in der anschließenden Ganzkernrechnung mit PARTISN zunahmen. Zudem ist der nominale Dopplerkoeffizient aufgrund des hochangereicherten Brennstoffs sehr klein, sodass bereits numerische Artefakte die Ergebnisunsicherheit beeinflussen können. Im Fall der LEU-Kernkonfiguration wurden ähnliche Ergebnisunsicherheiten für den Multiplikationsfaktor, die Kühlmitteldichte und die Regelstabwirksamkeit ermittelt. Für den Dopplerkoeffizienten ergab sich mit einer relativen Unsicherheit von 1,8 % eine deutlich geringere Ergebnisunsicherheit als bei der HEU-Kernkonfiguration. Aufgrund der niedrigen Brennstoffanreicherung ist der nominale Wert mit $-3,17 \text{ pcm/K}$ im Vergleich zu dem der HEU-Kernkonfiguration mit $-0,399 \text{ pcm/K}$ deutlich größer, sodass numerische Artefakte einen geringeren Einfluss auf die Ergebnisunsicherheit haben. Zusätzlich konnten durch Anwendung der XSUSA-CE-Methodik auf Basis der Serpent 2-Rechenmodelle die mit XSUSA-SCALE-PARTISN ermittelten Unsicherheiten des Multiplikationsfaktors und der Steuerstabwirksamkeit für beide Kernkonfigurationen bestätigt werden.

Für beide Kernkonfigurationen zeigten die Sensitivitätsanalysen, dass die Ergebnisunsicherheit des Multiplikationsfaktors hauptsächlich von der Unsicherheit der ^{235}U Spaltneutronenausbeute dominiert wird. Weitere Beiträge folgen aus den Unsicherheiten des ^{235}U Neutroneneinfangquerschnitts, des elastischen Streuquerschnitts von ^2H , des ^{235}U Spaltspektrums und des ^{235}U Spaltquerschnitts.

Zur Ermittlung des Einflusses von Unsicherheiten in den Geometrie- und Materialparametern auf die Ergebnisunsicherheit des Multiplikationsfaktors wurde die stichprobenbasierte Methode SUSA zusammen mit den Serpent 2-Rechenmodellen angewendet. Bei beiden Kernkonfigurationen wurde eine radiale Verschiebung der gesamten Brennstoffzone von bis zu 2 mm nach außen durch Anwendung einer Gleichverteilung angenommen. Gleichzeitig wurde eine Variation der Spaltstoffmasse um 1 % durch eine beidseitig abgeschnittene Normalverteilung unter Erhalt der Gesamturanmasse angewendet.

Mit einer Stichprobengröße von jeweils 500 Variationen wurde für beide Kernkonfigurationen die gleiche relative Unsicherheit von 0,26 % für den Multiplikationsfaktor ermittelt. Die Auswertung der Pearson-Korrelationskoeffizienten zeigte, dass bei beiden Kernkonfigurationen der radiale Versatz der Brennstoffzone einen deutlich stärkeren Einfluss auf den Multiplikationsfaktor ausübt als die Variation der Spaltstoffmasse. Der Einfluss der Variation der Spaltstoffmasse ist insgesamt gering, wobei dieser im Fall der HEU-Kernkonfiguration im Vergleich zur LEU-Kernkonfiguration nochmal geringer ist.

Die in diesem Arbeitspaket durchgeführten Arbeiten legen dar, dass stichprobenbasierte U/S-Analysen für reaktorphysikalische Berechnungen von Forschungsreaktoren unter der Berücksichtigung von Unsicherheiten in den Eingabeparametern, in diesem Fall Geometrie-, Material- und nukleare Wirkungsquerschnittsdaten, erfolgreich durchgeführt werden können. Auf diese Weise wird der Einfluss der Unsicherheiten in den Eingabeparametern auf die Ergebnisunsicherheiten ermittelt und die dominanten Beiträge zu diesen Ergebnisunsicherheiten identifiziert.

Im zweiten Arbeitspaket (AP 2) dieses Eigenforschungsvorhabens geht es um die Untersuchung und Verwendung der verfügbaren Korrelationen für kritischen Wärmefluss und Strömungsinstabilität in Sicherheitsanalysen für Forschungsreaktoren. Zahlreiche Literatur zu CHF- und FIR- Korrelationen für Forschungsreaktoren wurde ausgewertet, und Informationen zu den derzeit verfügbaren Korrelationen werden gesammelt und im Hinblick auf den Gültigkeitsbereich, die Konservativität und die Eignung für den Einsatz in plattenförmigen Forschungsreaktoren verglichen und gegenübergestellt.

Die Mirshak-Korrelation überschätzt den CHF Wert in den Bereichen mit niedrigem und mittlerem Massenfluss erheblich, während die Groeneveld LUT 2006 einen hohen durchschnittlichen Fehler gegenüber den Versuchsdaten aufweist, was darauf hindeutet, dass diese Korrelation für die Vorhersage der CHF von plattenförmigen Brennelementen nicht geeignet ist. Darüber hinaus haben mehrere Literaturen darauf hingewiesen, dass die Sudo-Kaminaga-Korrelation die am besten geeignete CHF-Korrelation für Plattenreaktoren ist. Unter den untersuchten FIR-Korrelationen kann die Whittle-Forgan-Korrelation als eine best-estimate Korrelation betrachtet werden, während die Saha-Zuber-Korrelation eine konservativere Korrelation darstellt, da sie auf den Daten von OSV/NVG basiert, die vor der Strömungsexkursion auftreten sollen. Die Stelling-Korrelation kombiniert die Whittle-Forgan-Korrelation und die Stanton-Zahl aus der Saha-Zuber-Korrelation (St_{SZ}), die ein konservativeres Verhalten als die Whittle-Forgan-Korrelation aufweist. Darüber hinaus kann die Giesler-Korrelation auch als konservative Korrelation

betrachtet werden, da die Korrelation das 1,8-fache der Standardabweichung der Statistik berücksichtigt.

Als Testzweck für die Prüfung der Korrelation für die Ermittlung der Strömungsinstabilität im Kern wurde ein ATHLET-Modell des Kühlkanals zwischen zwei BE-Platten erstellt, dessen Geometriedaten mit denen des generischen Forschungsreaktorsimulators übereinstimmen. Zur systematischen Untersuchung der Strömungsinstabilität mit dem ATHLET-Modell wurde eine Parameterstudie mit einer Gesamtzahl von 60 Simulationen durchgeführt, bei der einige Randbedingungen variieren. Für die Auswertung der Parameterstudie wurde ein Python-Skript als Post-Processing Skript erstellt, mit dem vier FIR-Korrelationen (Whittle-Forgan, Saha-Zuber, Stelling und Giesler) ausgewertet wurden. Das Ergebnis der Parameterstudie zeigt, dass alle vier Korrelationen die Strömungsinstabilität vorhersagen können, bevor die Strömungsinstabilität in der Simulation auftritt. Die Saha-Zuber und Giesler Korrelationen erscheinen als konservative Korrelationen, während die Whittle-Forgan und Stelling-Korrelationen die „Best-Estimate“ Schätzung liefern. Darüber hinaus kann der initiale FIR-Wert (im normalen Leistungsbetrieb-Zustand) nicht als alleiniges Kriterium für die Beurteilung des Konservatismus herangezogen werden, da der Gradient des Abfalls während des transienten Zustands bei allen vier Korrelationen unterschiedlich ist.

Aufgrund des komplexen Zusammenhangs zwischen den Parametern in den unterschiedlichen Korrelationen wurde beschlossen, alle Korrelationen in den ATHLET-Eingabedateien zu implementieren, um eine umfassende Bewertung der FIR zu ermöglichen. Vier FIR-Korrelationen (Whittle-Forgan loc. & ave., Saha-Zuber, Stelling und Giesler) wurden mit Hilfe des GCSM-Moduls in das ATHLET-Modell implementiert und mit dem Python-Skript verifiziert.

Die in AP 2.2 entwickelten FIR-GCSM-Module und die neue CHF-Korrelation, nämlich die Sudo-Kaminaga-Korrelation, wurden im generischen Forschungsreaktorsimulator unter mehreren postulierten transienten Szenarien getestet: Leck im Sammler vor dem Zentralkanal, Ausfall aller Primärpumpen, Anfahrstörfall durch Regelstabweichungen, und Kühlkanalblockaden.

Der generische Forschungsreaktorsimulator wurde im Vergleich zu dem im Vorhaben 4718R01321 verwendeten Modell an verschiedenen Stellen ertüchtigt, wobei die Änderungen des Heißfaktors und des Drucks innerhalb des Kühlmittelkanals für die Bewertung von DNBR und FIR relevant sind. Um dieselben thermohydraulischen Rand-

bedingungen für die Bewertung der CHF-Korrelationen zu erhalten, wurden die Simulationen unter Verwendung der Mirshak-Korrelation mit dem neusten Modell wiederholt, was einen zusätzlichen Arbeitsschritt im Projekt erfordert. Die Analyse der Simulation ergab einen Unterschied zwischen den Ergebnissen des Vorgängermodells und des neu entwickelten Modells. Konkret ergab das Vorgängermodell einen DNBR von 1,82, während das aktuelle Modell einen höheren Wert von 2,28 ergab, was auf eine größere Sicherheitsmarge im normalen Leistungsbetrieb hinweist.

Die Ergebnisse der Simulationen der ersten drei Transienten (Leck im Sammler vor dem Zentralkanal, Ausfall aller Primärpumpen, Anfahrstörfall durch Regelstabwehlfahren) zeigen, dass die Sudo-Kaminaga-Korrelation konservativer als die Mirshak-Korrelation ist, was mit der Schlussfolgerung aus der Literaturrecherche in AP 2.1 übereinstimmt. In Bezug auf FIR hingegen liefert die Korrelation nach Whittle-Forgan (loc.) den konservativsten Wert. Da aber der thermohydraulische Zustand in den Simulationen noch weit weg von dem instabilen Zustand ist, wurde das konservative Verhalten der Saha-Zuber- und Giesler-Korrelationen nicht beobachtet.

Bei der Simulation der Kühlkanalblockade ist eine weitere Modelländerung erforderlich, nämlich ein Ventilelement am Kanaleintritt, das nach Initialisierung der Transiente geschlossen wird, um die Kanalblockade zu simulieren. Außerdem wurde darauf geachtet, dass das Ventilelement keinen Einfluss auf die Kühlmittelverteilung im heißen Kanal hat. Außerdem sinkt der FIR-Wert aus den Saha-Zuber- und Giesler-Korrelationen in der Testsimulation der Kanalblockade unmittelbar nach Beginn der Transiente auf Null, was auf das Auftreten von Strömungsinstabilität aus Sicht der Korrelation hinweist, während dieses Phänomen in der Simulation noch nicht zu beobachten ist. Der Grund dafür liegt in der Modellierung des ATHLET-Modells. Nach Anpassung des ATHLET-Modells ist dieses Problem gelöst.

Bei der Kanalblockadesimulation zeigen die Ergebnisse, dass die Sudo-Kaminaga-Korrelation konservativere Ergebnisse als die Mirshak-Korrelation liefert. Dies spiegelt sich in dem Zeitpunkt oder der gesamten blockierenden Kanalfläche wider, an dem das Filmsieden auftritt. Je kleiner die blockierte Strömungsfläche ist, desto konservativer ist die CHF-Korrelation (HEU-Kernkonfiguration: 72 % der verstopften Fläche in der Simulation mit Sudo-Kaminaga-Korrelation im Vergleich zu 77 % mit Mirshak-Korrelation. NEU-Kernkonfiguration: 77 % in der Simulation mit Sudo-Karminaga-Korrelation und 82 % mit Mirshak-Korrelation).

Die typischen Strömungsinstabilitätsphänomene sind bei der Simulation der Kanalblockadesimulation nicht vor dem Filmsieden aufgetreten. Große Druckschwankungen, insbesondere der Druckverlust über den Kern, treten nach dem Eintritt des Filmsiedens auf. Einige der FIR-Korrelationen, nämlich die Saha-Zuber-Korrelation, die Giesler-Korrelation und die Whittle-Forgan-Korrelation (loc.), könnten eine konservative/zutreffende Schätzung der FIR liefern, während die Korrelationen, die eine Mittelwertmethode verwenden, nämlich die Whittle-Forgan-Korrelation (ave.) und die Stelling-Korrelation, die Druckschwankung nicht vorhersagen können.

Die Sudo-Kaminaga-Korrelation wird aus folgenden Gründen für die weitere CHF-Analyse anstelle der Mirshak-Korrelation empfohlen:

- die Sudo-Kaminaga-Korrelation hat einen größeren Validierungsbereich, insbesondere im Bereich niedriger Massenströme;
- die Sudo-Kaminaga-Korrelation ist sowohl für Aufwärts- als auch für Abwärtsströmungen geeignet, was sowohl für den Normalbetrieb als auch für Naturumlauf-Regime wichtig ist.

Im Hinblick auf die FIR-Korrelationen kann die Whittle-Forgan-Korrelation (loc.) als Best-Estimate-Korrelation für ein mehrkanaliges Modell mit ungleichmäßiger Leistungsverteilung angesehen werden, während die Saha-Zuber-Korrelation sowie die Giesler-Korrelation als konservative Korrelationen gelten.

Zukünftige Arbeiten könnten sich auf weitergehende Untersuchungen dynamischer CHF-Korrelationen (s. Abschnitt 4.1.1.3) und die Durchführung von Simulationen auf Basis experimenteller Randbedingungen für CHF und FIR zur Validierung konzentrieren. Zusätzlich könnte eine Unsicherheitsanalyse mit experimentellen CHF- und FIR-Daten durchgeführt werden, um ein höheres Vertrauensniveau bei der Sicherheitsanalyse von Forschungsreaktoren mit plattenförmigen Brennelementen zu erreichen.

Literaturverzeichnis

- /ALC 18/ Alcouffe, R. E., et al.: PARTISN: A Time-Dependent, Parallel Neutral Particle Transport Code System, Manual, LA-UR-17-29704, Version 8.29, Los Alamos National Laboratory, 2018.
- /AUG 19/ Austregesilo, H., et al.: ATHLET 3.2 Models and Methods, GRS-P-1/Vol. 4 Rev. 5, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, Februar 2019.
- /AUR 17/ Aures, A., et al.: Benchmarking and application of the state-of-the-art uncertainty analysis methods XSUSA and SHARK-X, Annals of Nuclear Energy, Vol. 101, 2017.
- /AUR 18/ Aures, A., et al.: Reactor Simulations with Nuclear Data Uncertainties, In: Proceedings of BEPU-2018, Lucca, Italien, 2018.
- /AUR 25/ Aures, A., et al.: Nuclear data uncertainty propagation in continuous-energy Monte Carlo calculations, Annals of Nuclear Energy, Vol. 211, Februar 2025.
- /BAB 01/ Babelli, I., Ishii, M.: Flow excursion instability in downward flow systems, Part I, Single-phase instability, Nuclear Engineering and Design, Vol. 206, pp. 91-96, 2001.
- /BAE 12/ Baek, J. S., et. al.: Accident Analysis for the NIST Research Reactor Before and After Fuel Conversion, BNL-98524-2012-IR, Brookhaven National Laboratory, September 2012.
- /BAL 16/ Bals, C.: Berücksichtigung der Bündelgeometrie und des Einflusses von Abstandhaltern bei der Bestimmung von CHF mit Hilfe der Look-up-Tabellen von Groeneveld, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS), Technische Notiz, TN-MIS-16/1, Januar 2016.

- /BEC 24/ Becker, B., D. Gockel, I Mateos Canals: Vertiefte Untersuchungen zu hochdichten niederangereicherten Brennstoffen für Forschungsreaktoren, Vorhaben 4721R01321, GRS-772, ISBN 978-3-910548-64-0, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, Köln, März 2024, <https://www.grs.de/sites/default/files/2024-10/GRS-772.pdf>.
- /BEH 14/ Behler, M., et al.: A Generic Code Interface for Uncertainty and Sensitivity Analysis, in: Proceedings of Probabilistic Safety Assessment and Management PSAM 12, Honolulu, Hawaii, 2014.
- /BER 17/ Bernnat, W., et al.: Uncertainty Aanalysis for VVER-1000 Core Simulations with MCNP/ATHLET, in: Proceedings of MC 2017, Jeju, Korea, 2017.
- /BRE 10/ Breitzkreutz, H.: Coupled Neutronics and Thermal Hydraulics of High Density Cores for FRM II, Dissertation, Technische Universität München, November 2010.
- /BRO 18/ Brown, D. A. et al.: ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-Project Cross Sections, New Standards, and Thermal Scattering Data, Nuclear Data Sheets, Vol. 148, 2018.
- /CEL 92/ Celata G. P., et. al.: A Data Set of Critical Heat Flux of Boiling R-12 in Uniformly Heated Vertical Tubes under Transient Conditions, Experimental Thermal and Fluid Science, 1992.
- /CHA 11/ Chadwick, M. B., 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. 112, Nr. 12, S. 2887–2996, DOI 10.1016/j.nds.2011.11.002, 2011.
- /CHE 80/ Chen, S. Y., et al.: Safety Analysis Calculations for Research and Test Reactor, Proceedings of the International Meeting on Development, Fabrication and Application of Reduced Enrichment Fuels for Research and Test Reactors, Argonne National Laboratory, November 1980.

- /DOK 18/ Dokhane, A., et al.: Validation of PSI best estimate plus uncertainty methodology against SPERT-III reactivity initiated accident experiments, Annals of Nuclear Energy, Vol. 118, p. 178 – 184, 2018.
- /DUZ 24/ Du Z., et. al.: A practical modelling approach towards flow instability assessment in the field of research reactors, Proceedings of European Research Reactor Conference (RRFM), 2024.
- /GHI 18/ Ghione A., et. al.: Assessment of criteria for Onset of Flow Instability in vertical narrow rectangular channels with downward flow, 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-12), China, 2018.
- /GIE 96/ Giesler, Thermohydraulische Kernausslegung: A1C.1301735-0. Siemens.
- /GRO 68/ Groeneveld, D.C.: AECL-UO critical heat flux lookup table, Heat Transfer Eng. 7, pp. 46-62, 1968.
- /GRO 96/ Groeneveld, D.C., et al.: The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes. Nucl. Eng. Des. 163, 1–23, 1996.
- /GRO 07/ Groeneveld, D. C., et al.: The 2006 CHF Look-up Table, Nuclear Engineering and Design, Bd. 237, Nr. 15-17, S. 1909–1922, DOI 10.1016/j.nucengdes.2007.02.014, 2007.
- /GRO 15/ Groenewald, S. A., Bokov, P. M.: Propagation of uncertainty from fine-group cross-section data through lattice-physics calculations for the SAFARI-1 research reactor, Proceedings of European Research Reactor Conference (RRFM), 2015.
- /GRS 20/ Forschungskonzept für die Entwicklung eines generischen Analysesimulators für einen Forschungsreaktor, Vorhaben 4717R01368, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, März 2020.
- /HAL 00/ Hall, D. D., Mudawar, I.: Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes – II. Subcooled CHF correlations, International Journal of Heat and mass Transfer 43, pp. 2605-2640, 2000.

- /HAR 99/ Hartung, J.: Statistik, Lehr- und Handbuch der angewandten Statistik, R. Oldenbourg Verlag, 12. Auflage, 1999.
- /HAT 20/ Ha, T., et. al.: An empirical correlation for the onset of flow instability in narrow vertical rectangular channels, Transactions of the Korean Nuclear Society Virtual Spring Meeting, 2020.
- /IAE 92/ International Atomic Energy Agency, Research Reactor Core Conversion Guidebook, Volume 2: Analysis (Appendices A-F), IAEA-TECDOC-643/2, IAEA, Vienna (1992), <https://www.iaea.org/publications/902/research-reactor-core-conversion-guidebook-volume-2-analysis-appendices-a-f>.
- /IVA 16/ Ivanov, K., et al.: Benchmark for Uncertainty Analysis in Modelling (UAM) for Design, Operation and Safety Analysis of LWRs, Volume I: Specification and Support Data for the Neutronics Cases (Phase I), Version 2.1. Hrsg.: OECD Nuclear Energy Agency (NEA), NEA/NSC/DOC(2012)10, 2016, https://www.oecd-neo.org/upload/docs/application/pdf/2022-07/nsc-doc2012-11_2022-07-05_12-30-59_293.pdf.
- /KAL 13/ Kalimullah, M., et al.: Reversal of OFI and CHF in Research Reactors Operating at 1 to 50 bar, Technical Report, Argonne National Laboratory, 2013.
- /KAM 98/ Kaminaga, M., Yamamoto, K. & Sudo, Y.: Improvement of CHF correlation for research reactors using plate-type fuels. Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 35, No. 12, p. 943-951, December 1998.
- /KIM 19/ Kim, H., et. al.: Investigation of the CHF correlation for a narrow rectangular channel under a downward flow condition, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 130, p. 60-71, 2019.
- /KIM 20/ Kim, H., et. al.: Flow transient critical heat flux in a narrow rectangular channel under downward flow, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 159, 2020.

- /KLO 17/ Kloos, M., Berner, N.: SUSANA Version 1.4, Manual of Methods, Software for Uncertainty and Sensitivity Analyses, GRS-P-5 / Vol. 2, Rev. 1. Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, 2017.
- /KOC 24/ De Kock, I. J. V., Bertocchi, F., Vega, C. A.: Predicting Critical Heat Flux in Rectangular Channels: Which Correlation to Trust, Proceedings of RRFM2024, Warsaw, April 2024.
- /LED 38/ Ledinegg, M.: Instability of flow during natural and forced circulation, Die Wärme 61, pp. 891-898, 1938.
- /LEE 13/ Lee, J., Chae, H., Chang, S. H.: Flow instability during subcooled boiling for a downward flow at low pressure in a vertical narrow rectangular channel, International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013.
- /LEP 15/ Leppänen, J., et al.: The Serpent Monte Carlo Code, Status, Development and Applications in 2013. Annals of Nuclear Energy, Bd. 82, S. 142–150, DOI 10.1016/j.anucene.2014.08.024, 2015.
- /MAC 10/ MacFarlane, E. E., Kahler, A. C.: Methods for Processing ENDF/B-VII with NJOY, Nuclear Data Sheets, Vol. 111, 2010.
- /MIR 59/ Mirshak, S., Durant, W. S. and Towell, R. H.: Heat Flux at Burn-out, Technical Report DP-355, Savannah River Laboratory, February 1959.
- /MIS 83/ Mishima, K., Nishihara, H., & Shibata, T.: CHF correlations related to the core cooling of a research reactor (JAERI-M--84-073), International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors, Japan, 1983.
- /NEA 21/ OECD/NEA: Criticality safety analytical methods, 2021, https://www.oecd-nea.org/jcms/pl_24447/criticality-safety-analytical-methods.

- /PAU 02/ Pautz, A.: Rechenmodellentwicklung für die Analyse von Reaktivitäts-transienten mit Neutronentransporttheorie und gekoppelter Thermofluid-dynamik für Hochfluss-Forschungsreaktoren, Dissertation, Technische Universität München, Deutschland, 2002.
- /PAU 03/ Pautz, A., Birkhofer, A.: DORT-TD: A Transient Neutron Transport Code with Fully Implicit Time Integration. Nuclear Science and Engineering, Nr. 145, S. 299 – 319, 2003.
- /PEL 13/ Pelowitz, D. B.: MCNP6 User's Manual, Version 1.0, Manual Rev. 0. Los Alamos National Laboratory (LANL), LA-CP-13-00634, Rev. 0, 765 S., Mai 2013.
- /PLO 20/ Plompen, A. J. M., et al.: The Joint Evaluated Fission and Fusion Nuclear Data Library, JEFF-3.3, The European Physical Journal A, Bd. 56, Nr. 7, S. 1, DOI 10.1140/epja/s10050-020-00141-9, 2020.
- /REA 18/ Rearden, B. T., Jessee, M. A. (Hrsg.): SCALE Code System, ORNL/TM-2005/39, Version 6.2.3. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA, Available from Radiation Safety Information Computational Center as CCC-834., März 2018.
- /REI 23/ Reiter, C., et. al.: A Low-Enriched Uranium (LEU) option for the conversion of FRM II, Annals of Nuclear Energy, Vol. 183, 2023.
- /RES 06/ Rest, J., et al.: U-Mo Fuels Handbook – Version 1.0, ANL-09/31, Argonne National Laboratory, June 2006.
- /SAH 74/ Saha, P., Zuber, N.: Point of Net Vapor Generation and vapor void fraction in subcooled boiling, Proceedings of the 5th International Heat Transfer Conference, Tokyo, Japan, vol. 4, pp. 175-179, 1974.
- /SCH 21/ Schöffel, P., et al.: Weiterentwicklung des AC² Thermohydraulik-Moduls ATHLET zur Simulation komplexer, zweiphasiger Strömungsphänomene, Abschlussbericht, GRS-630, ISBN 978-3-949088-19-3, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, Köln, März 2021, <https://www.grs.de/sites/default/files/2022-07/GRS-630.pdf>.

- /SEU 08/ Seubert, A., Velkov, K., Langenbuch, S.: The time-dependent 3D discrete ordinates code TORT-TD with thermal-hydraulic feedback by ATHLET models, in: Proceedings of International Conference on the Physics of Reactors "Nuclear Power: A Sustainable Resource", Interlaken, Switzerland, September 14-19, 2008.
- /SHI 11/ Shibata, K., et al.: JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering. Journal of Nuclear Science and Technology, Bd. 48, Nr. 1, S. 1–30, DOI 10.1080/18811248.2011.9711675, 2011.
- /SIM 95/ Siman-Tov, M., et al.: Experimental Study of Static Flow Instability in Subcooled Flow Boiling in Parallel Channels, 4th ASME/JSME Thermal Engineers Joint Conference, Hawaii, 1995.
- /SIM 97/ Siman-Tov, M., et al.: FY 1995 Progress Report on the ANS Thermal-Hydraulic Test Loop Operation and Results, ORNL, Published 1997.
- /SON 20/ Song, J. H., et al.: Correction Factor Development for the 2006 Groeneveld Look-Up Table for Rectangular Channels under Low Pressure, Nuclear Engineering and Design, 370, 2020.
- /STE 96/ Stelling, R., et. al.: The onset of flow instability for downward flow in vertical channels, ASME Journal of Heat Transfer 118, pp. 709-714, 1996.
- /STU 16/ Stuke, M., Peters, E., Sommer, F.: Generation of Integral Experiment Covariance Data and their Impact on Criticality Safety Validation, GRS-440, ISBN 978-3-946607-22-9, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, November 2016, <https://www.grs.de/sites/default/files/publications/grs-440.pdf>.
- /SUD 85/ Sudo Y., et. al.: Experimental Study of Differences in DNB Heat Flux between Upflow and Downflow in Vertical Rectangular Channel, Journal of Nuclear Science and Technology, 1985.

- /SUD 93/ Sudo Y., Kaminaga M.: A New CHF Corelation Scheme Proposed for Vertical Rectangular Channels Heated from Both Sides in Nuclear Research Reactors, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 115, pp. 426-434, 1993.
- /TON 67/ Tong, L. S.: Prediction of Departure from Nucleate Boiling for one Axially Non-uniform Heat Flux Distribution, Jour. of Nucl. Energy, Vol. 21, pp. 241-248, 1967.
- /TRA 21/ Trapp, M.: Entwicklung von Bewertungsmethoden für Umrüstungsstrategien bei Forschungsreaktoren von hochangereicherten (HEU) auf niederangereicherten (LEU) Brennstoff, Vorhaben 4718R01321, GRS-627, ISBN 978-3-949088-15-5, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, Köln, März 2021, <https://www.grs.de/sites/default/files/2021-08/grs-627.pdf>.
- /TUM 93/ TUM: Neutronenquelle München FRM-II in Garching Sicherheitsbericht, TUM, Garching, 1993.
- /VIL 17/ Villarino, E., Fabisik, J.: Neutronic uncertainties analysis in OPAL reactor, Proceedings of European Research Reactor Conference (RRFM), 2017.
- /WHI 67/ Whittle R. H., Forgan R.: A Correlation for the Minima in the Pressure Drop versus Flow-Rate Curve for Sub-cooled Water Flowing in Narrow Heated Channels, Nuclear Engineering and Design, 1967.
- /WIS 22/ Wisudhaputra, A., et. al.: Improvement of the critical heat flux correlation in a thermal-hydraulic system code for a downward-flow narrow rectangular channel, Nuclear Engineering and Technology, Vol. 54, 2022.
- /ZHU 11/ Zhu., T.: Sensitivity and uncertainty analysis of (Th, Pu)O₂ benchmark experiments in ZED-2 using TSUNAMI, Master Thesis, McMaster University, 2011.

- /ZWE 09/ Zwermann, W., et al.: Influence of Nuclear Covariance Data on Reactor Core Calculations, in: Proceedings of WONDER 2009, 2nd International Workshop on Nuclear Data Evaluation for Reactor Applications, CEA Cadarache Château, France, 29. September – 2. Oktober 2009, 2009.
- /ZWE 18/ Zwermann, W., et al.: Weiterentwicklung moderner Verfahren zu Neutrontransport und Unsicherheitsanalysen für Kernberechnungen, GRS-498, ISBN 978-3-946607-83-0, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, Köln, 2018, <https://www.grs.de/sites/default/files/publications/grs-498.pdf>.

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1	Ablaufschema einer U/S-Analyse mit XSUSA.....	6
Abb. 2.2	Ablaufschema einer U/S-Analyse mit SUSAS	8
Abb. 3.1	Serpent 2-Rechenmodell: Vertikale Darstellung der HEU-Kernkonfiguration	16
Abb. 3.2	Serpent 2-Rechenmodell: Horizontale Detaildarstellung des Brennelements und Regelstabs mit Hafnium-Absorberregion	17
Abb. 3.3	Serpent 2-Rechenmodell: Vertikale Detaildarstellung des Brennelements und Regelstabs	17
Abb. 3.4	Sequenz zur modellabhängigen Resonanzbehandlung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte σ in 56 Energiegruppen unter Verwendung von SCALE 6.2-Modulen.....	18
Abb. 3.5	Schematische Darstellung des Dreizonenplattenmodells zur Resonanzbehandlung der Wirkungsquerschnitte mit CSAS-MG	19
Abb. 3.6	Sequenz zur Wichtung, Kondensierung und Erstellung einer 16-Energiegruppenbibliothek im ANSIN-Format mit makroskopischen Wirkungsquerschnitten unter Verwendung von SCALE 6.2-Modulen.....	20
Abb. 3.7	Schematische Darstellung eines XSDRNPM-Modells mit konzentrischen Brennstoffplatten zur Aufbereitung der Wirkungsquerschnitte.....	21
Abb. 3.8	Schematische Darstellung des zweidimensionalen PARTISN-Rechenmodells der HEU-Kernkonfiguration	24
Abb. 3.9	PARTISN-Rechenmodelle der HEU-Kernkonfiguration: links mit vollständig ausgefahrenem Regelstab, rechts mit vollständig eingefahrenem Regelstab	25
Abb. 3.10	Verteilung der berechneten Dopplerkoeffizienten	30
Abb. 3.11	Sensitivitätskoeffizienten des Neutronenmultiplikationsfaktors für die HEU-Kernkonfiguration	31
Abb. 3.12	Leistungsverteilung der HEU-Kernkonfiguration berechnet mit SCALE-PARTISN.....	32
Abb. 3.13	Unsicherheit der Leistungsverteilung für die HEU-Kernkonfiguration	32

Abb. 3.14	Illustration der Korrelationen und Verteilungen der variierten Parameter und des Multiplikationsfaktors für die HEU-Kernkonfiguration	35
Abb. 3.15	Serpent 2-Rechenmodell: Horizontale Detaildarstellung des Brennelementes und Regelstabs (Beryllium-Moderatorregion) der LEU-Kernkonfiguration	39
Abb. 3.16	Schematische Darstellung des PARTISN-Rechenmodells der LEU-Kernkonfiguration	41
Abb. 3.17	PARTISN-Rechenmodelle der LEU-Kernkonfiguration: links mit vollständig ausgefahrenem Regelstab, rechts mit vollständig eingefahrenem Regelstab	42
Abb. 3.18	Sensitivitätskoeffizienten des Neutronenmultiplikationsfaktors für die LEU-Kernkonfiguration	46
Abb. 3.19	Leistungsverteilung der LEU-Kernkonfiguration berechnet mit SCALE-PARTISN	47
Abb. 3.20	Unsicherheit der Leistungsverteilung für das LEU-System	47
Abb. 3.21	Illustration der Korrelationen und Verteilungen der variierten Parameter und des Multiplikationsfaktors für die LEU-Kernkonfiguration	49
Abb. 4.1	Siedekurve für Wasser bei 1 bar	53
Abb. 4.2	Sudo-Kaminaga-Korrelation /KAM 98/	57
Abb. 4.3	Das CHF Verhältnis zum transienten Zeitparameter /KIM 20/	58
Abb. 4.4	Das Einsetzen der Strömungsinstabilität bei einem beheizten Kanal /HAT 20/	62
Abb. 4.5	Experimentdaten verglichen mit Korrelationen /SIM 97/	66
Abb. 4.6	Schnittpunkt von OFI- und CHF-Wärmefluss bei Austrittsdrücken von 1 bis 50bar /KAL 13/	70
Abb. 4.7	Arbeitsschritte im AP 2.2	71
Abb. 4.8	Vereinfachtes ATHLET-Modell für die FIR-Untersuchung	72
Abb. 4.9	Ergebnis von der Testrechnung: Massenstrom am Kerneintritt (links), Druck am Kerneintritt (rechts)	73
Abb. 4.10	Ergebnis von der Testrechnung: Dampfanteil im Node 2 & 18 (links), Druckverlust im Node 2 & 18	73

Abb. 4.11	Die von Python-Skript berechnete FIR basierend auf verschiedenen Korrelationen für die Testrechnung	74
Abb. 4.12	Auswertung der Parameterstudie	75
Abb. 4.13	Verifizierung der Implementierung von FIR-Korrelationen in GCSM	76
Abb. 4.14	Kernaustrittstemperatur, Simulation „Leck im Sammler“	80
Abb. 4.15	Kernaustrittsdruck, Simulation „Leck im Sammler“	80
Abb. 4.16	Kernleistung, Simulation „Leck im Sammler“	80
Abb. 4.17	Massenstrom im Heißkanal, Simulation „Leck im Sammler“	81
Abb. 4.18	Kühlmittelgeschwindigkeit in den 20 Unterkanälen des Heißkanals, HEU und NEU (durchgezogen bzw. gestrichelt), Simulation „Leck im Sammler“	81
Abb. 4.19	FI-Verhältnis (FIR), Simulation „Leck im Sammler“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)	82
Abb. 4.20	DNB-Verhältnis (DNBR), Simulation „Leck im Sammler“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)	82
Abb. 4.21	Kernleistung, Simulation „PUMA“	84
Abb. 4.22	Kernaustrittsdruck, Simulation „PUMA“	84
Abb. 4.23	Kernleistung, Simulation „PUMA“	84
Abb. 4.24	Massenstrom im Heißkanal, Simulation „PUMA“	85
Abb. 4.25	Kühlmittelgeschwindigkeit in den 20 Unterkanälen des Heißkanals, HEU und NEU (durchgezogen bzw. gestrichelt), Simulation „PUMA“	85
Abb. 4.26	FI-Verhältnis (FIR), Simulation „PUMA“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)	86
Abb. 4.27	DNB-Verhältnis (DNBR), Simulation „PUMA“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)	86
Abb. 4.28	Kernaustrittstemperatur, Simulation „Regelstabfehlfahren“	88
Abb. 4.29	Kernaustrittsdruck, Simulation „Regelstabfehlfahren“	88
Abb. 4.30	Kernleistung, Simulation „Regelstabfehlfahren“	88
Abb. 4.31	Massenstrom im Heißkanal, Simulation „Regelstabfehlfahren“	89

Abb. 4.32	Kühlmittelgeschwindigkeit in den 20 Unterkanälen des Heißkanals, HEU und NEU (durchgezogen bzw. gestrichelt), Simulation „Regelstabfehlfahren“	89
Abb. 4.33	FI-Verhältnis (FIR), Simulation „Regelstabfehlfahren“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)	90
Abb. 4.34	DNB-Verhältnis (DNBR), Simulation „Regelstabfehlfahren“, HEU BoC (links), NEU BoC (rechts)	90
Abb. 4.35	Darstellung der Modifikationen eines Kühlunterkanals für die Simulation der Verblockung des Kernkanals	92
Abb. 4.36	FIR berechnet mit der Saha-Zuber-Korrelation: Auswirkungen der neuen Kanalmodellierung	93
Abb. 4.37	Gesamte Reaktorleistung in der Kanalblockadesimulation	94
Abb. 4.38	Massenstrom im Heißkanal in der Kanalblockadesimulation	94
Abb. 4.39	Kernaustrittstemperatur in der Kanalblockadesimulation	94
Abb. 4.40	DNBR in der Kanalblockadesimulation (HEU)	95
Abb. 4.41	Max. Hüllrohrtemperatur in der Kanalblockadesimulation (HEU)	95
Abb. 4.42	DNBR in der Kanalblockadesimulation (NEU)	96
Abb. 4.43	Max. Hüllrohrtemperatur in der Kanalblockadesimulation (NEU)	96
Abb. 4.44	Druckverlust im Kern in der Kanalblockadesimulation	97
Abb. 4.45	FIR in der Kanalblockadesimulation (HEU)	97
Abb. 4.46	FIR in der Kanalblockadesimulation (NEU)	98

Tabellenverzeichnis

Tab. 3.1	Reaktorphysikalische Kenngrößen des SCALE-PARTISN-Rechenmodells im Vergleich zum Serpent 2-Rechenmodell der HEU-Kernkonfiguration	26
Tab. 3.2	Mit der SCALE-PARTISN-Rechenkette berechnete Mittelwerte und relative Unsicherheiten für die HEU-Kernkonfiguration.....	29
Tab. 3.3	Mit der XSUSA-CE-Serpent 2-Rechenkette berechnete Mittelwerte und relative Unsicherheiten für die HEU-Kernkonfiguration.....	31
Tab. 3.4	Definition der stochastisch variierten Modellparameter für die HEU-Kernkonfiguration	33
Tab. 3.5	Statistische Ergebnisgrößen aufgrund von Unsicherheiten in den Geometrie- und Materialparametern für die HEU-Kernkonfiguration	34
Tab. 3.6	Pearson-Korrelation zwischen dem Multiplikationsfaktor und der variierten Eingangsgrößen für die HEU-Kernkonfiguration	35
Tab. 3.7	Reaktorphysikalische Kenngrößen des SCALE-PARTISN-Rechenmodells im Vergleich zum Serpent 2-Rechenmodell der LEU-Kernkonfiguration	43
Tab. 3.8	Mit dem SCALE-PARTISN-Rechenmodell berechnete Mittelwerte und relative Unsicherheiten für die LEU-Kernkonfiguration	45
Tab. 3.9	Mit der XSUSA-CE-Serpent 2-Rechenkette berechnete Mittelwerte und relative Unsicherheiten für die LEU-Kernkonfiguration	45
Tab. 3.10	Definition der stochastisch variierten Modellparameter für die LEU-Kernkonfiguration	48
Tab. 3.11	Statistische Ergebnisgrößen aufgrund von Unsicherheiten in den Geometrie- und Materialparametern für die LEU-Kernkonfiguration.....	48
Tab. 3.12	Pearson-Korrelation zwischen dem Multiplikationsfaktor und der variierten Eingangsgrößen für die LEU-Kernkonfiguration.....	49
Tab. 3.13	Top-5 Sensitivitätsindices R^2 der verschiedenen Kernkonfigurationen	51
Tab. 4.1	Gegenüberstellung des Validierungsbereichs der recherchierten CHF-Korrelationen /GRO 07/, /MIR 59/, /SUD 93/, /HAL 00/	60
Tab. 4.2	Gegenüberstellung des Validierungsbereichs der recherchierten FIR-Korrelationen /WHI 67/, /SAH 74/, /STE 96/ und THTL-Testversuch /SIM 97/	68

Tab. 4.3	Parametersatz in der Parameterstudie	72
Tab. 4.4	Korrelation zur FIR-Bewertung.....	75
Tab. 4.5	Gegenüberstellung der DNBR und FIR mit dem Vorgängermodell und dem modifizierten Modell im stationären Zustand	78
Tab. 4.6	Wesentliche Parameter der Simulationsergebnisse im Leistungsbetrieb	79
Tab. 4.7	Wesentliche Parameter der Simulationsergebnisse im Anfahrbetrieb	79
Tab. 4.8	Zusammenfassung der Ergebnisse, Simulation „Leck im Sammler“	83
Tab. 4.9	Zusammenfassung der Ergebnisse, Simulation „PUMA“	87
Tab. 4.10	Zusammenfassung der Ergebnisse, Simulation „Regelstabfehlfahren“	91
Tab. 4.11	Zusammenfassung der Zeitpunkte verschiedener Phänomene	98
Tab. A.1	Energiegruppenstrukturen: SCALE 6.2-56-Gruppenstruktur und für die PARTISN-Rechnungen verwendete 16-Gruppenstruktur.....	123

Abkürzungsverzeichnis

ANS	Advanced Neutron Source
BEPU	Best-Estimate-Plus-Uncertainty
CHF	Critical Heat Flux
CHFR	CHF-Ratio
DNB	Departure from Nucleate Boiling
DNBR	DNB-Ratio
DSA	Deterministische Sicherheitsanalyse
FI	Flow Instability
FIR	FI-Ratio
HEU	Hochangereicherte Kernkonfiguration
HFIR	High Flux Isotope Reactor
LUT	Look-Up-Table
LEU	Niedrig angereicherte Kernkonfiguration
NEU	Niedriger angereicherte Kernkonfigurationen
NVG	Net Vapor Generation
OFI	Onset of Flow Instability
ONB	Onset of Nucleate Boiling
OSV	Onset of Significant Void
PUMA	Ausfall der Hauptkühlmittelpumpen
RERTR	Reduced Enrichment in Research and Test Reactor
RRFM	European Research Reactor Conference
SK	Sudo-Kaminaga-Korrelation
SKI	Sudo-Kaminaga (int.) -Korrelation
SZ	Saha-Zuber-Korrelation
THTL	Thermal Hydraulic Test Loop

A Anhang

Tab. A.1 Energiegruppenstrukturen: SCALE 6.2-56-Gruppenstruktur und für die PARTISN-Rechnungen verwendete 16-Gruppenstruktur

Gruppen- grenze [eV]	SCALE 6.2 56-Gruppen	16-Gruppen	Gruppen- grenze [eV]	SCALE 6.2 56-Gruppen	16-Gruppen
2,00000E+07	1	1	7,00000E+00	33	11
6,43400E+06	2	1	6,87500E+00	34	11
4,30400E+06	3	1	6,50000E+00	35	11
3,00000E+06	4	2	6,25000E+00	36	11
1,85000E+06	5	3	5,00000E+00	37	12
1,50000E+06	6	3	1,13000E+00	38	12
1,20000E+06	7	3	1,08000E+00	39	12
8,61100E+05	8	4	1,01000E+00	40	13
7,50000E+05	9	4	6,25000E-01	41	13
6,00000E+05	10	4	4,50000E-01	42	13
4,70000E+05	11	4	3,75000E-01	43	13
3,30000E+05	12	4	3,50000E-01	44	13
2,70000E+05	13	4	3,25000E-01	45	13
2,00000E+05	14	5	2,50000E-01	46	14
5,00000E+04	15	5	2,00000E-01	47	14
2,00000E+04	16	5	1,50000E-01	48	14
1,70000E+04	17	6	1,00000E-01	49	14
3,74000E+03	18	7	8,00000E-02	50	14
2,25000E+03	19	7	6,00000E-02	51	14
1,91500E+02	20	8	5,00000E-02	52	15
1,87700E+02	21	8	4,00000E-02	53	15
1,17500E+02	22	8	2,53000E-02	54	15
1,16000E+02	23	8	1,00000E-02	55	15
1,05000E+02	24	8	4,00000E-03	56	16
1,01200E+02	25	9	1,00000E-05		
6,75000E+01	26	9			
6,50000E+01	27	9			
3,71300E+01	28	9			
3,60000E+01	29	10			
2,17500E+01	30	10			
2,12000E+01	31	10			
2,05000E+01	32	10			

**Gesellschaft für Anlagen-
und Reaktorsicherheit
(GRS) gGmbH**

Schwertnergasse 1
50667 Köln

Telefon +49 221 2068-0

Telefax +49 221 2068-888

Boltzmannstraße 14

85748 Garching b. München

Telefon +49 89 32004-0

Telefax +49 89 32004-300

Kurfürstendamm 200

10719 Berlin

Telefon +49 30 88589-0

Telefax +49 30 88589-111

Theodor-Heuss-Straße 4

38122 Braunschweig

Telefon +49 531 8012-0

Telefax +49 531 8012-200

www.grs.de

ISBN 978-3-910548-92-3