

Untersuchungen der Ursachen für Neutronenfluss- schwankungen

Abschlussbericht

Untersuchung der Ursachen für Neutronenfluss- schwankungen

Abschlussbericht

Christoph Bläsius
Joachim Herb
Matthias Küntzel

Januar 2016

Anmerkung:

Das diesem Bericht zugrunde-
liegende F&E-Vorhaben wurde
im Auftrag des Bundesministe-
riums für Wirtschaft und Energie
(BMWi) unter dem Kennzeichen
RS1533 durchgeführt.

Die Arbeiten wurden von der
Gesellschaft für Anlagen-
und Reaktorsicherheit (GRS)
gGmbH ausgeführt.

Die Verantwortung für den In-
halt dieser Veröffentlichung
liegt beim Auftragnehmer.

Deskriptoren:

Neutronenfluss, Neutronenflussschwankungen, Neutronenflussrauschen, Druckwasserreaktor, DWR, Rauschanalyse

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Sammlung von mögliche Ursachen und Vergleich mit Beobachtungen und Messungen.....	3
2.1	Sammlung von Messdaten des Phänomens	4
2.1.1	Beobachtungen in deutschen DWR	4
2.1.2	Beschreibung Messdaten	5
2.2	Messung und Charakterisierung des Neutronenflussrauschens.....	5
2.3	Eigenschaften.....	8
2.4	Auswertung der Messdaten	8
2.5	Mögliche Thermohydraulische Ursachen	19
2.6	Bekannte mechanische Schwingungen mit Auswirkungen auf den Neutronenfluss	20
2.7	Neutronik	26
2.8	Systematische Aufstellung möglicher Ursachen und Abgleich mit Beobachtungen in deutschen DWR	28
2.8.1	Analytisches Modell der Detektorsignale	30
2.8.2	Numerische Modelle des Neutronenflusses bei Kühlmitteltemperaturschwankungen	51
2.8.3	Empirisches Modell der Detektorsignale durch eine sich bewegenden Punktquelle.....	56
2.8.4	Identifikation möglicher mechanischer Schwingungen	68
2.9	Zusammenarbeit mit anderen Forschungsorganisationen und dem VGB.....	75
3	Spezifikation der Modelle und Simulationen für die Überprüfung der ermittelten Ursachen.....	77
3.1	Thermohydraulische Modelle	77
3.2	Strukturmechanische Modelle.....	79
3.3	Neutronenphysikalische Modelle	82

3.4	Integration der Modelle, Auswertung von Daten und Zusammenarbeit mit anderen Forschungsgruppen	84
4	Zusammenfassung	87

1 Einleitung

Der gemessene Neutronenfluss in Kernreaktoren weist auch im stationären Leistungsbetrieb einen transienten multifrequenten Anteil geringer Amplitude auf, das Neutronenflussrauschen. Schon früh in der Reaktorentwicklung erkannte man den diagnostischen Wert dieses Signals, das Aufschluss über zeitabhängige Änderungen, z. B. von Vibrationen der Steuerstäbe, aber auch stationäre Transportphänomene im messtechnisch sehr unzugänglichen Inneren des Druckbehälters gibt und das hauptsächlich zum Erkennen von Alterungsprozessen und von Abweichungen vom normalen Anlagenbetrieb aber auch zur Ableitung kinetischer Größen wie dem Moderatortemperaturkoeffizienten (MTK, engl. MTC: moderator temperature coefficient) genutzt wird.

In deutschen Druckwasserreaktoren beobachtete man seit den neunziger Jahren einen Anstieg der Amplitude des Neutronenflussrauschens. Allerdings haben sich die globalen Kernparameter in den Reaktoren nicht maßgeblich verändert. Geändert wurden die Beladungen der Reaktoren. Diese entwickelten sich zu höheren Abbränden hin. Zum Schutz des Reaktordruckbehälters vor Neutronenschäden wurden die Anordnungen der Brennelemente so umgestellt, dass sich eine niedrigere Leckstromrate (LLLP: "low-leakage loading pattern") ergab. Ab 2004 kamen Brennelemente mit modifizierten Abstandshaltern zum Einsatz. Die Konstruktion der Abstandshalter zielte unter anderem auf eine Verbesserung der thermohydraulischen Eigenschaften durch eine verbesserte Durchmischung des Kühlmittels und einer Reduktion der Frettingsschäden durch eine größere Kontaktfläche zwischen Abstandshaltern und Brennstäben ab. Sie wiesen aber auch veränderte mechanische Eigenschaften, insbesondere die Steifigkeit, auf. In den folgenden Jahren war eine weitere Zunahme des Rauschens zu verzeichnen, was einige Anlagen zu einer Leistungsreduzierung nötigte /SEI 15/ und in mindestens einem Fall zu einer Reaktorschnellabschaltung (RESA) führte /BFS 12/. Erst mit der Einführung von Brennelementtypen mit einer höheren Steifigkeit ging die Amplitude des Störsignals wieder zurück /SEI 15/. Darüber hinaus wurden anscheinend in der o. g. Zeitspanne keine Veränderungen an den Komponenten des Kerns bzw. Kühlkreislaufes vorgenommen.

Sowohl die physikalischen Ursachen dieser Schwankungen als auch der Grund für die Zunahme der Schwankungsamplitude sind bislang nicht befriedigend geklärt (siehe auch /SEI 15/). Aus Sicht der Reaktor-Sicherheitskommission (RSK) müssen die Ursachen und Mechanismen der Neutronenflussschwankungen so verstanden sein, dass

alle relevanten Einflussfaktoren soweit erklärbar und quantitativ eingrenzbar sind, dass diese bei der Auslegung des Reaktorkerns berücksichtigt werden können. Daher empfiehlt die RSK in /RSK 13/ eine Intensivierung der Maßnahmen zur Ursachenklärung, speziell eine vertiefte Auswertung von Messdaten, deren Korrelation untereinander und mit integralen sowie lokalen Veränderungen an den Reaktorkernen.

Im Rahmen dieses Forschungsvorhabens wurden Daten und mögliche Erklärungsmodelle für die Neutronenflussschwankungen zusammengetragen. Die verschiedenen Erklärungsmodelle wurden dann näher untersucht. Abschließend wurde ermittelt, welche Modelle in zukünftigen Arbeiten weiter untersucht und darauf aufbauend welche Simulationen durchgeführt werden sollen.

2 Sammlung von mögliche Ursachen und Vergleich mit Beobachtungen und Messungen

Im stationären Reaktorbetrieb liegen den Neutronenflussschwankungen in mit Leichtwasser betriebenen Druckwasserreaktoren verschiedene physikalische Mechanismen zugrunde. Weil Kernreaktionen quantenmechanisch zu beschreiben sind, hat das Neutronenflusssignal einen inhärent stochastischen Charakter. Die Abhängigkeit der nuklearen Wirkungsquerschnitte von der Temperatur bewirkt eine Kopplung der Neutronenphysik an thermodynamische Änderungen sowohl direkt über die Wahrscheinlichkeit der Kernspaltung (Doppler-Koeffizient) als auch indirekt über Eigenschaften des Moderators (MTK: Moderator-Temperatur-Koeffizient und Dampfblasenkoeffizient) und das dadurch bedingte Neutronenspektrum. Die Kopplungsmechanismen gehorchen verschiedenen Zeitskalen. Während eine Änderung der Temperatur und der Dichte des Kühlmittels einen unmittelbaren Effekt auf die Anzahl der durch Moderation erzeugten Spaltneutronen und damit indirekt auf die Temperatur des Brennstoffs hat, wird der Brennstoff durch Wärmeleitung nur relativ langsam beeinflusst. In dieser Hinsicht verhält sich der Brennstab thermodynamisch wie ein Tiefpassfilter. Weitere wichtige Zeitkonstanten werden durch die Verteilungsfunktion der verzögerten Neutronen und thermisch durch weitere Nachzerfallsprozesse vorgegeben.

Neben Neutronik und Thermodynamik haben auch mechanische Prozesse einen Einfluss auf das Neutronenflusssignal. Fluid-Struktur-Wechselwirkungen oder thermohydraulisch angeregte Schwingungen bewirken Änderungen der lokalen Moderations- oder Streuungsverhältnisse, die über die Änderung der lokalen Reaktivität Schwankungen im Neutronenfluss auslösen. An diese Wirkungskette schließen sich unter Umständen weitere Effekte und Rückkopplungen an.

Bei der Interpretation des Neutronenflusssignals muss berücksichtigt werden, dass auch der eigentliche Messprozess Störeinflüssen unterliegt. Außer den diesbezüglichen Phänomenen, die bei jeder elektrischen Übertragung auftreten, sind auch die Auswirkungen der Relativbewegungen von Detektor und Neutronenquelle, das sogenannte Geometrierauschen als Folge der mechanischen Anregungen des Reaktors, zu beachten. Neben dem veränderten Abstand sowie der damit verbundenen Bewegung im Flussgradient trägt die veränderte Dicke von Schichten, in denen Absorption und Streuung stattfindet, insbesondere die des Ringraumwasserspalts, zu einer Zeitabhängigkeit des gemessenen Spektrums und der Signalintensität bei. Von diesem Effekt

sind interne und externe Detektoren wegen mechanischer Kopplung auf unterschiedliche Weise betroffen.

Die Beiträge der einzelnen Störungsmechanismen überlagern sich im Neutronenflusssignal und sind nicht einfach zu trennen /WAC 76/.

2.1 Sammlung von Messdaten des Phänomens

2.1.1 Beobachtungen in deutschen DWR

Von den Schwankungen des Neutronenflusses sind die verschiedenen deutschen Anlagentypen unterschiedlich stark betroffen. Die folgende Liste ist in aufsteigender Reihenfolge sortiert:

1. Konvoi ohne Vorwärmkammer mit Siebtonne
2. Vorkonvoi ohne Vorwärmkammer mit Siebtonne
3. Vorkonvoi mit Vorwärmkammer und Schemel im unteren Plenum, ohne Siebtonne

Wie sich diese Einflussfaktoren (Dampferzeugervorwärmkammern, Schemel/Siebtonne) auf die deutschen Druckwasserreaktoren verteilen, ist in Tab. 2.1 aufgeführt.

Tab. 2.1 Mögliche konstruktive Einflussfaktoren auf das Neutronenflussrauschen in den deutschen DWR

Anlage	Typ	Vorwärmkammern im Dampferzeuger	Schemel/Siebtonne
Grafenrheinfeld	Vorkonvoi	Ja	Schemel
Philippsburg II	Vorkonvoi	Nein	Siebtonne
Grohnde	Vorkonvoi	Ja	Schemel
Brokdorf	Vorkonvoi	Ja	Schemel
Isar II	Konvoi	Nein	Siebtonne
Emsland	Konvoi	Nein	Siebtonne
GKN II	Konvoi	Nein	Siebtonne

2.1.2 Beschreibung Messdaten

Der GRS wurden von den Betreibern eines deutschen Vorkonvois sowie eines Konvois Datensätze des Neutronenflussrauschens zur Verfügung gestellt.

Die Daten des Vorkonvois bestehen aus 3 Datensätzen, die in drei hintereinanderliegenden Zyklen gemessen wurden. Die Datensätze enthalten jeweils zeitsynchrone Messungen der in- und Ex-core-Neutronenflussdetektoren, sowie der Temperaturmessfühler am oberen Ende der Instrumentierungsanlagen. Dabei liegen jeweils für acht In-core-Messanlagen die Messreihen von 6 Neutronenflussdetektoren vor. Aufgrund von Ausfällen stehen einige dieser Detektormessreihen nicht für alle Zyklen zur Verfügung. Außerdem enthält der Datensatz jeweils Messreihen der Ex-core-Neutronenflussdetektoren für zwei unterschiedliche Höhen an vier azimuthalen Positionen (siehe Abb. 2.1).

Für den Konvoi besteht der Datensatz aus Zeitreihen von Ex-core-Detektorsignalen an vier verschiedenen azimuthalen Positionen.

2.2 Messung und Charakterisierung des Neutronenflussrauschens

Die Messung des Neutronenflusses im Leistungsbetrieb erfolgt in deutschen Anlagen mit typischerweise vier externen ("ex-core") Ionisationskammern an jeweils vier azi-

mutalen Positionen und Reaktor intern ("in-core") mit acht Messlanzen, die jeweils sechs axiale SPN-Detektoren ("self-powered neutron detector") (siehe Abb. 2.1), drei im oberen und drei im unteren Teil des Kerns (siehe Abb. 2.2), beherbergen. In unregelmäßigen Abständen werden diese Messinstrumente mit dem Kugelmesssystem kalibriert. Bei der Interpretation der Ergebnisse der externen Sensoren muss man beachten, dass thermische Neutronen aus dem Reaktorinneren nur in geringer Zahl nach außen dringen, weil sie meistens vorher absorbiert oder zurückgestreut werden. Das Signal wird an diesen Stellen dagegen von schnellen Neutronen dominiert, die erst in den Außenbereichen des Reaktordruckbehälters, dem Druckbehälterringsraum und dem biologischen Schild durch Stöße thermische Energien erreicht haben. Die von den In-core-Detektoren registrierten langsamen Neutronen entstammen hauptsächlich den unmittelbar benachbarten Brennstäben, da die Diffusionslänge in Wasser bei nur wenigen Zentimetern liegt.

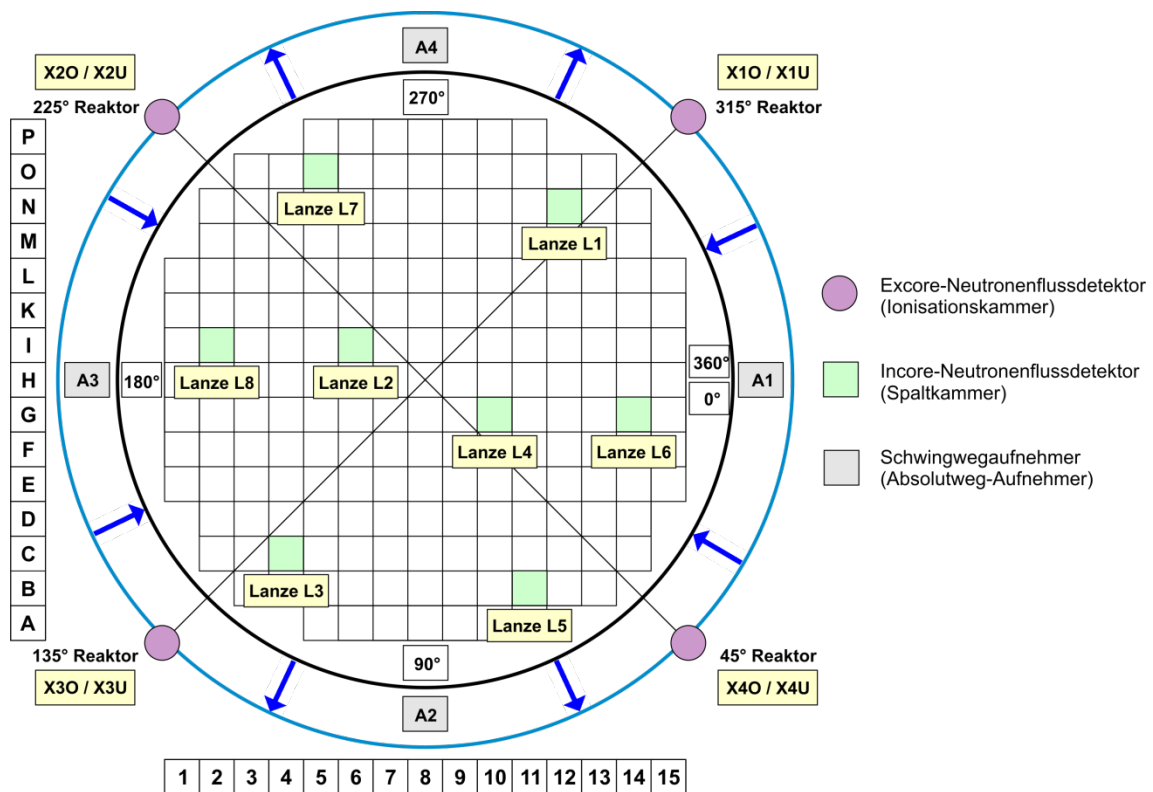


Abb. 2.1 DWR-Kernquerschnitt mit den radialen Detektor-Positionen der Kernin- und Kernaußeninstrumentierung /POL 12/

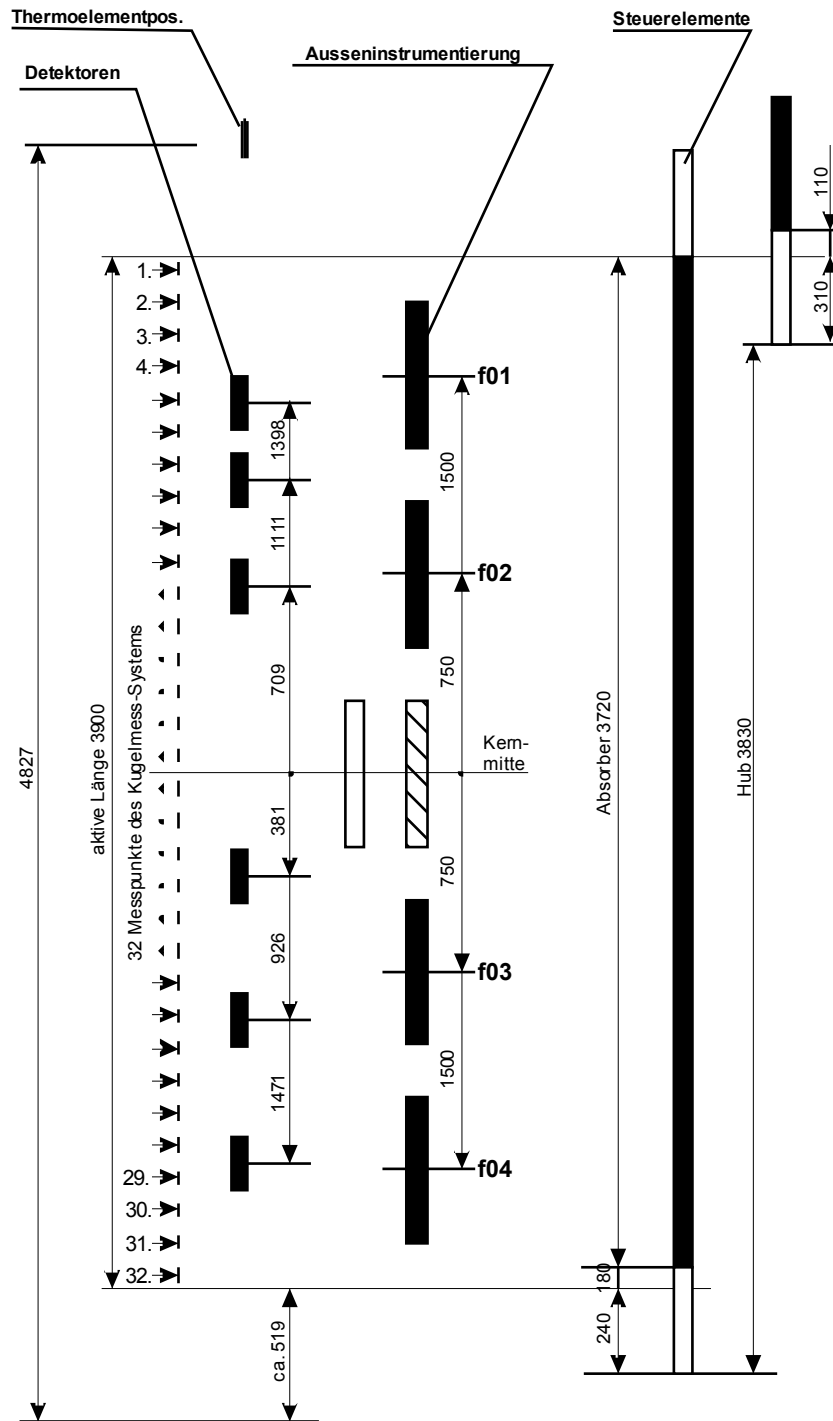


Abb. 2.2 Vertikale Anordnung der Detektoren der Kerninnen- und Kernaußeninstrumentierung /POL 12/

Man charakterisiert das Neutronenflussrauschen üblicherweise im Frequenzbereich durch die Berechnung des Autoleistungsdichtespektrums (ALDS, auch Leistungsspektrum, engl.: APSD: "auto power spectral density") an den einzelnen Messstellen sowie durch Korrelation der verschiedenen Signale untereinander, wobei die Amplitude des

Kreuzleistungsdichtespektrums (KLDS, engl. CPSD: "cross power spectral density") ein Maß für die Ähnlichkeit und ihre Phase ein Maß für zeitliche Verschiebung ist. Weil das Neutronenflussrauschen sich aus einer Vielzahl von Quellen speist und die begrenzte Anzahl der Detektoren eine Lokalisation und Zuordnung zu bestimmten Mechanismen erschwert, bezieht man auch andere Informationen in die Analyse mit ein, z. B. die Ergebnisse der mechanischen Schwingungsüberwachung, Druckmessungen oder Temperatursignale aus den Brennelementköpfen.

2.3 Eigenschaften

Die Amplitude des Neutronenflussrauschens scheint einer Gauß-Verteilung zu folgen. Im Leistungsspektrum erscheint ein offenbar universelles, globales, mehr oder weniger scharfes Maximum bei Frequenzen knapp unter einem Hertz. Zu höheren Frequenzen hin fällt die Funktion unterbrochen von mehreren lokalen, reaktorspezifischen und positionsabhängig ausgeprägten Maxima ab. Bei der Betrachtung der Kreuzleistungsdichtespektren ist bemerkenswert, dass niederfrequenten Störungen zweier bestimmter azimuthal gegenüberliegender Detektoren häufig eine Phasenbeziehung von 180 Grad aufweisen, was auf eine globale Schwingung des Neutronenflusses hindeutet. Weil die auto-spektrale Leistungsdichte proportional zum Quadrat der Leistung ist, wird der Rauschanteil des Neutronenflusses zumeist mit dem Gleichanteil des Detektorsignals normiert /FRY 83/.

2.4 Auswertung der Messdaten

Zunächst wurden die Messsignale auf die jeweiligen Mittelwerte normiert, so dass alle Daten als relative Änderungen um den Mittelwert betrachtet werden. Abb. 2.3 zeigt beispielhaft die relativen Schwankungen der oberen Ex-core-Neutronenflussdetektorsignale in der betrachteten Vorkonvoianlage.

Die Signale der einzelnen Ex-core-Neutronenflussdetektoren schwingen um bis zu 10 % um den Mittelwert, wobei die Schwingungen unregelmäßig zu sein scheinen. Es ist eine Gegenphasigkeit von gegenüberliegenden Detektoren zu beobachten, wobei es davon auch Abweichungen gibt (in Abb. 2.3 z. B. zum Zeitpunkt 105,5 s: die Detektoren an den Positionen 225° und 315° zeigen Maximalwerte, während die Detektoren an den Positionen 45° und 135° Werte um den Mittelwert liefern).

Diese Gegenphasigkeit lässt sich sowohl in der Vorkonvoi- wie auch der Konvoianlage beobachten, wobei die relativen Schwingungsamplituden um den Mittelwert in der Vorkonvoianlage größer sind als in der Konvoianlage.

Auch In-core-Neutronenflussdetektoren an (relativ zur Kernmitte, siehe Abb. 2.4) gegenüberliegenden Positionen zeigen eine Gegenphasigkeit der Schwingungen (siehe Abb. 2.5).

Durch Auswertung der Autoleistungsdichtespektren der einzelnen Messreihen bzw. der Kreuzleistungsdichtespektren zwischen den Messreihen können Aussagen über die frequenzabhängige Leistungsverteilung in den einzelnen Messreihen bzw. der frequenzabhängigen Kohärenz und der Phasenverschiebung zwischen den Messreihen ermittelt werden. Die Spektren stellen dabei Mittelwerte über jeweils den ganzen betrachteten Messzeitraum (ca. 1.800 s für die Messreihen der Vorkonvoianlage, ca. 11.000 s für die Messreihen der Konvoianlage) dar.

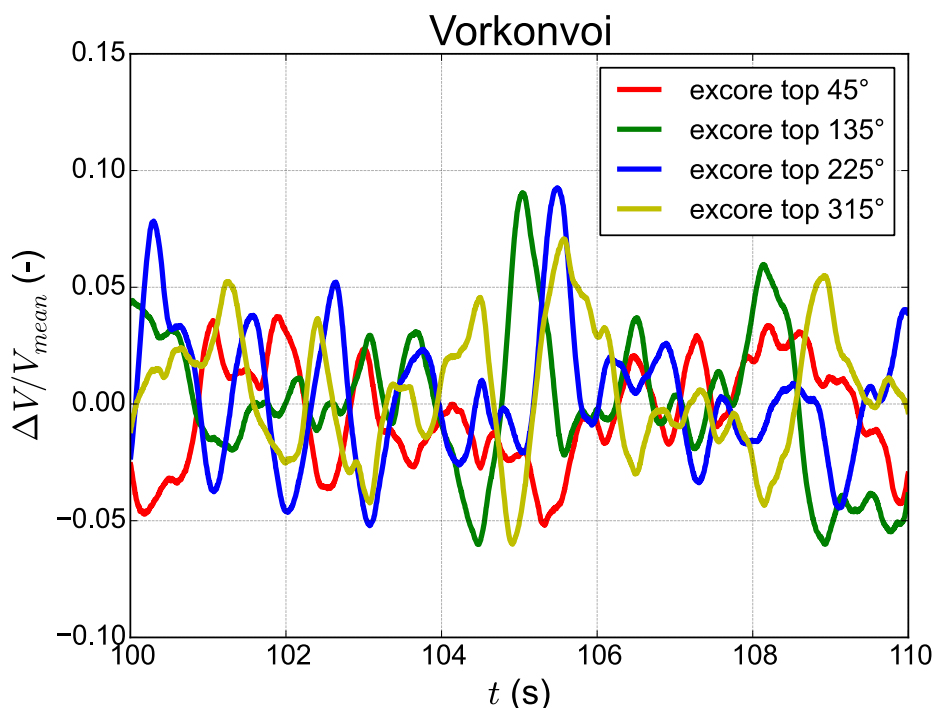


Abb. 2.3 Beispiel für die Gegenphasigkeit der Ex-core-Detektorsignale

Sowohl das Autoleistungsdichtespektrum der Vorkonvoianlage (siehe Abb. 2.6) als auch der Konvoianlage (siehe Abb. 2.7) zeigen ein Maximum im Bereich zwischen 0 und 1 Hz. Von dort fällt das Spektrum zu höheren Frequenzen hin jeweils über mehre-

re Größenordnungen ab. Dies entspricht den Beobachtungen in früheren Messungen /SUN 85/. Der Verlauf der beiden Spektren ist qualitativ sehr ähnlich. Allerdings liegt die maximale Leistungsdichte in der Vorkonvoianlage ca. eine Größenordnung höher als in der Konvoianlage.

Durch die Mittelung über die gesamte Messdauer gehen Informationen über das zeitliche Verhalten des Neutronenflusses verloren. Betrachtet man statt der Autoleistungsdichtespektren sogenannte Spektrogramme, so zeigen diese auch das zeitliche Verhalten der frequenzabhängigen Rauschleistung.

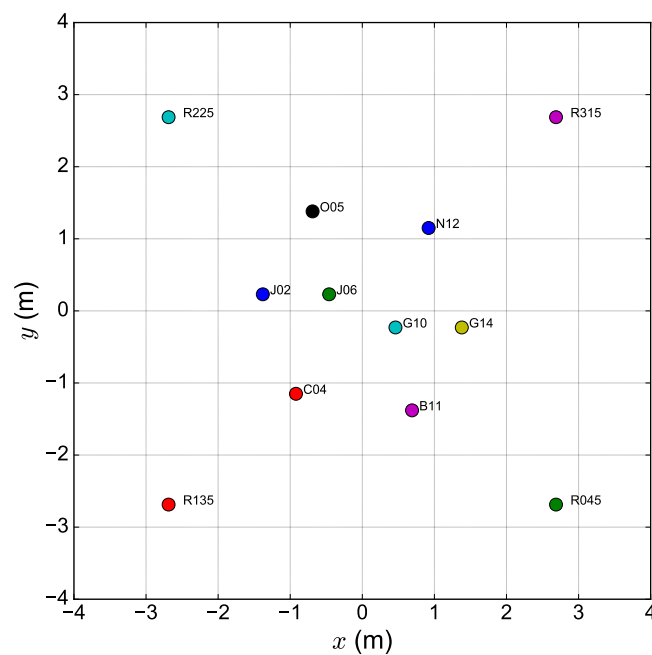


Abb. 2.4 Position der Detektoren

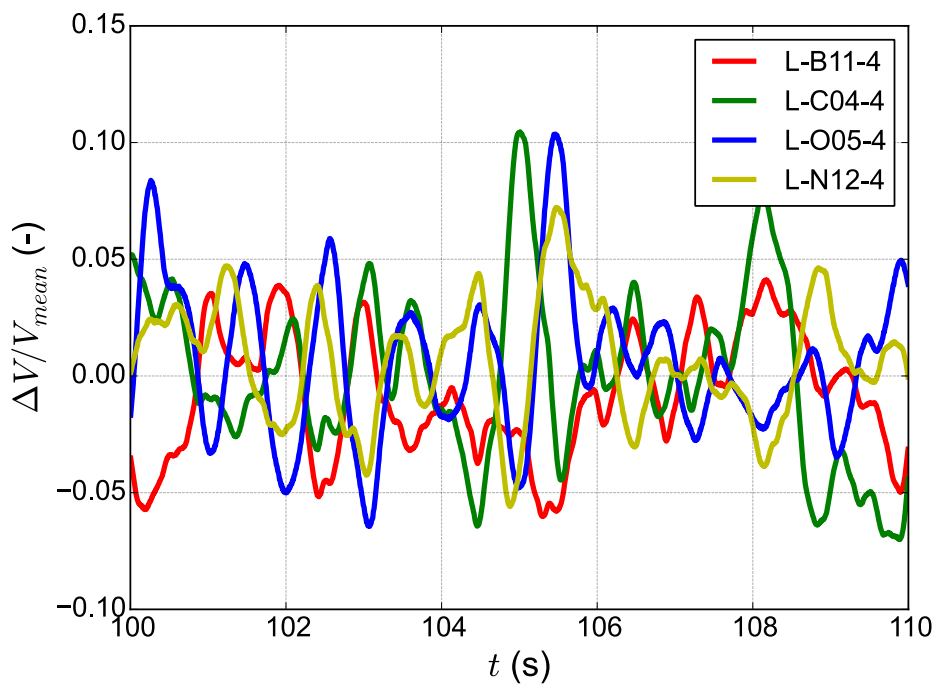


Abb. 2.5 Beispiel für die Gegenphasigkeit der In-core-Detektorsignale

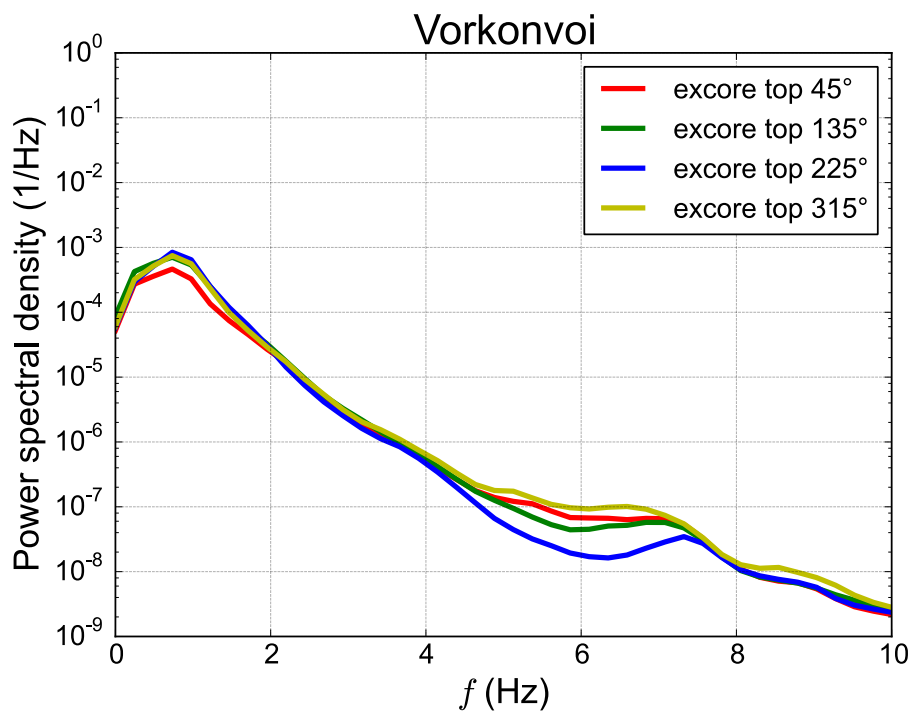


Abb. 2.6 Autoleistungsdichtespektrum der Ex-core-Neutronenflussdetektorsignale der Vorkonvoianlage

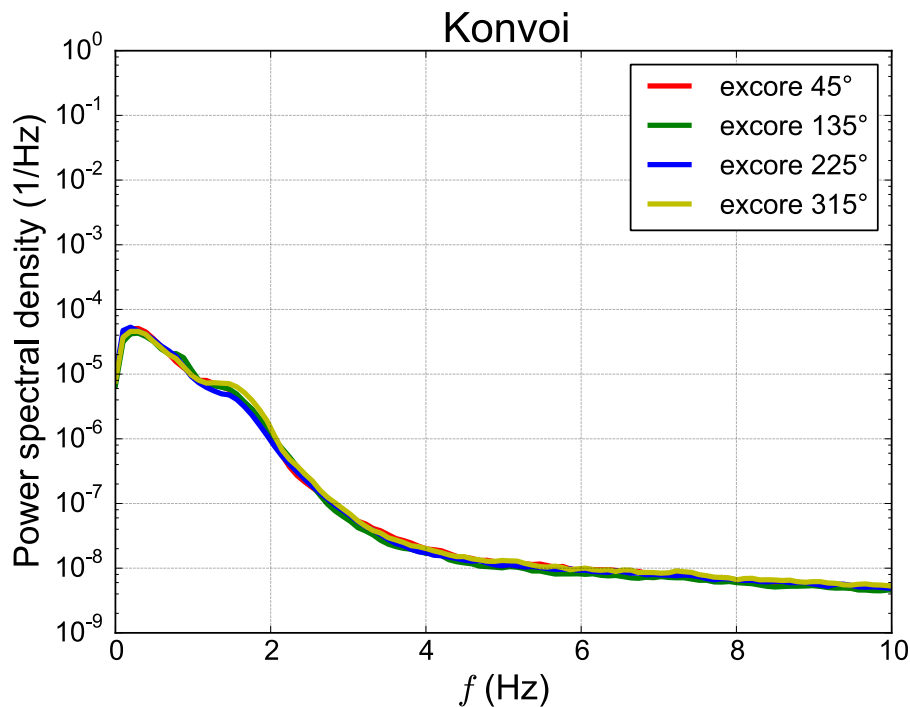


Abb. 2.7 Autoleistungsdichtespektrum der Ex-core-Neutronenflussdetektorsignale der Konvoianlage

In Abb. 2.8 sind die Spektrogramme jeweils eines Ex-core-Detektors für die Vorkonvoi- bzw. die Konvoianlage für eine Messdauer von 500 s dargestellt. Es zeigt sich, dass die Schwankungen des Neutronenflusses nicht durch eine Schwingung mit einer konstanten Frequenz dargestellt werden können, sondern dass das Maximum der Leistungsdichte über die Zeit variiert.

Die Kohärenz und Phase des Kreuzleistungsdichtespektrums zwischen zwei Signalen liefern jeweils ein Maß dafür, wie stark die Schwankungen dieser beiden Signale korreliert sind und ob sie gegeneinander phasenverschoben sind. In Abb. 2.9 sind diese Größen für zwei nebeneinanderliegende sowie zwei gegenüberliegende Ex-core-Neutronenflussdetektoren in der Vorkonvoianlage dargestellt.

Für beide Detektorkombinationen liegt bei 1 Hz eine starke Korrelation bzw. Kohärenz zwischen den beiden Signalen vor. Die Phase für die beiden nebeneinanderliegenden Detektoren schwankt im Frequenzbereich von 0 bis 2 Hz zwischen ca. $+100^\circ$ und -45° . Wie auch am zeitlichen Verlauf der Messsignale in Abb. 2.3 zu erkennen ist, liegt keine feste Phasenverschiebung für benachbarte Ex-core-Neutronenflussdetektoren vor. Die

Phase der beiden gegenüberliegenden Ex-core-Detektoren hingegen beträgt näherungsweise 180° im betrachteten Frequenzbereich bis 5 Hz.

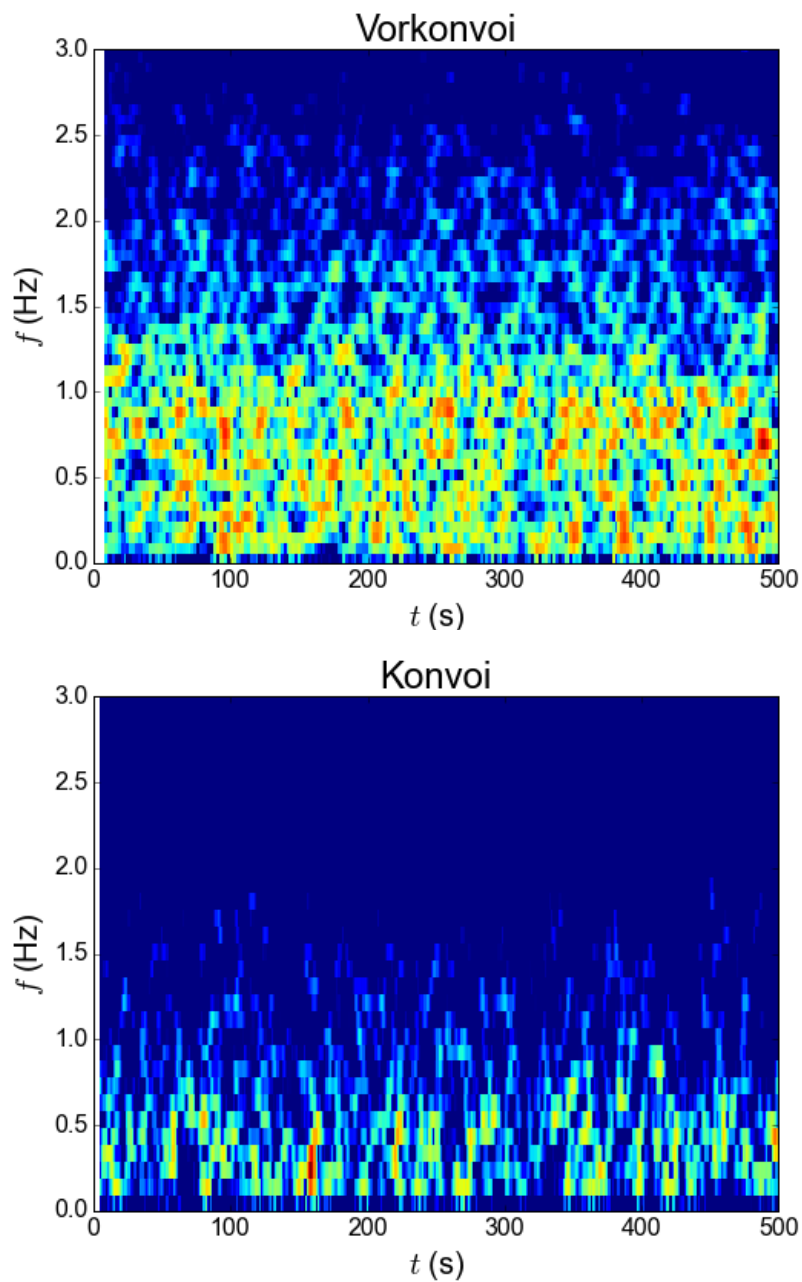


Abb. 2.8 Spektrogramme der Leistungsdichte des Neutronenflussrauschens einer deutschen Vorkonvoianlage (oben) und einer Konvoianlage (unten)

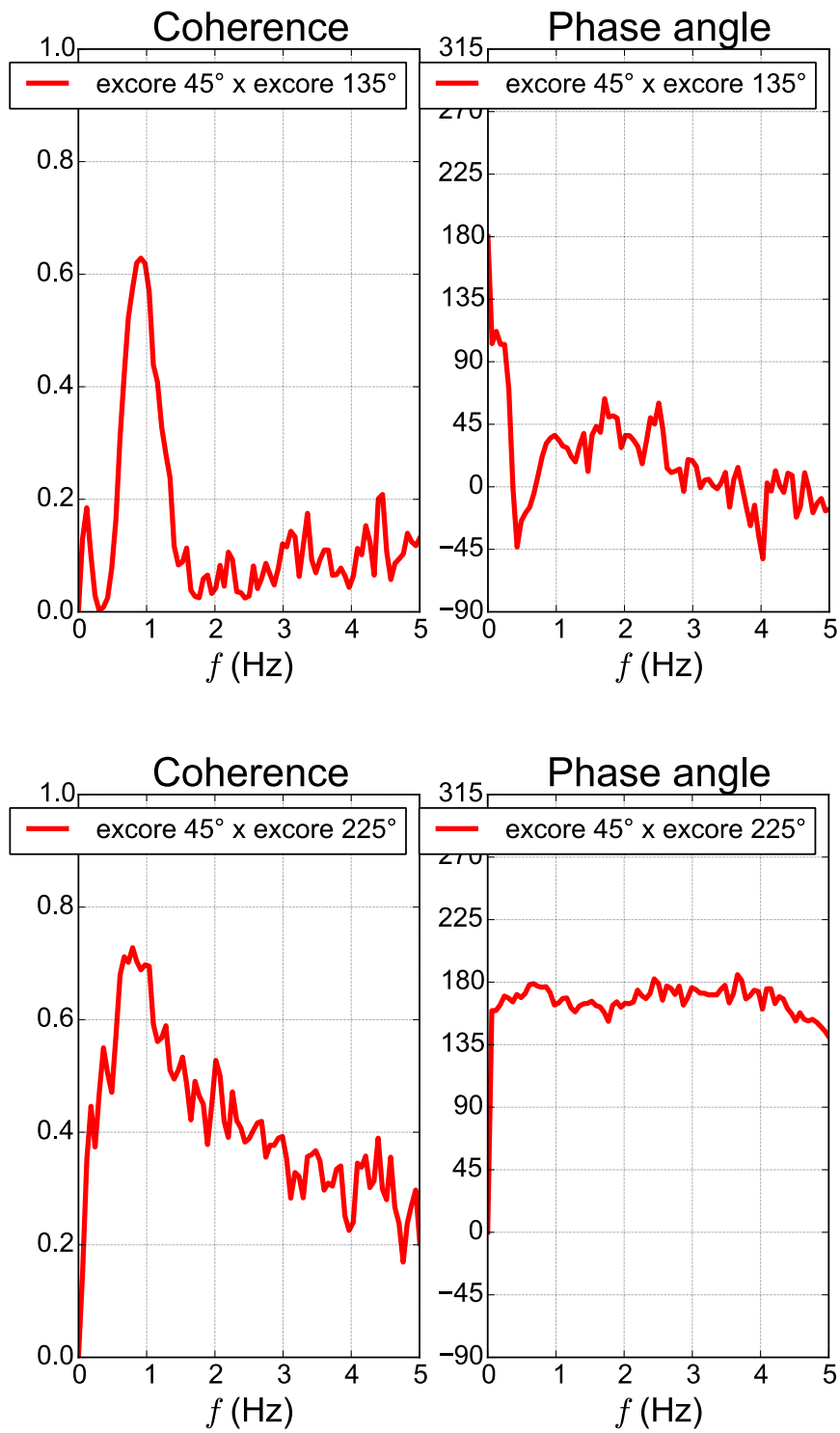


Abb. 2.9 Kohärenz und Phasenlage zweier nebeneinander (oben) bzw. gegenüberliegender (unten) Ex-core-Detektorsignale (Vorkonvoi)

Ein sehr ähnliches Verhalten lässt sich auch für benachbarte bzw. gegenüberliegende In-core-Neutronenflussdetektoren beobachten (siehe Abb. 2.10). Die Detektoren C04 und B11 liegen dabei direkt nebeneinander, während die Detektoren O05 und N12 relativ zu C04 auf der gegenüberliegenden Kernhälfte liegen (siehe Abb. 2.4).

Für alle drei Detektorkombinationen erreicht die Kohärenz bei 1 Hz einen Maximalwert. Die Phasenlage beträgt für gegenüberliegende Detektorkombinationen wieder ungefähr 180° , während für die beiden nebeneinanderliegenden Detektoren eine Phasenlage im Bereich von -45° bis $+45^\circ$ ermittelt wird.

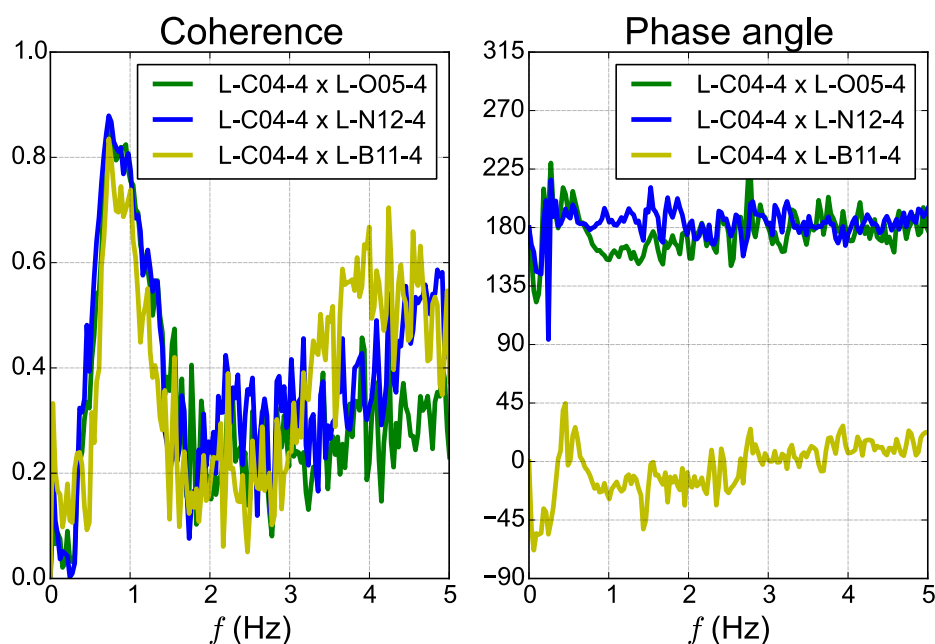


Abb. 2.10 Kohärenz und Phasenlage zwischen In-core-Detektorsignalen (Vorkonvoi)

Wird die gleiche Auswertung für die Messdaten der Konvoianlage durchgeführt, so erhält man teilweise unterschiedliche Ergebnisse (siehe Abb. 2.11). Zwar beträgt die Phasenlage zwischen den beiden gegenüberliegenden Ex-core-Neutronenflussdetektoren wieder 180° . Allerdings zeigt die Kohärenz für diese Detektorkombination bei 1 Hz einen Einbruch; lokale Maxima liegen bei ca. 0,1 Hz und 1,2 Hz. Der Maximalbetrag der Kohärenz in der Konvoianlage liegt niedriger als in der Vorkonvoianlage. Für die beiden benachbarten Detektoren ist der Betrag der Kohärenz im gesamten Frequenzbereich unterhalb von 5 Hz sehr klein und die Phase schwankt zwischen ca. -45° und $+270^\circ$.

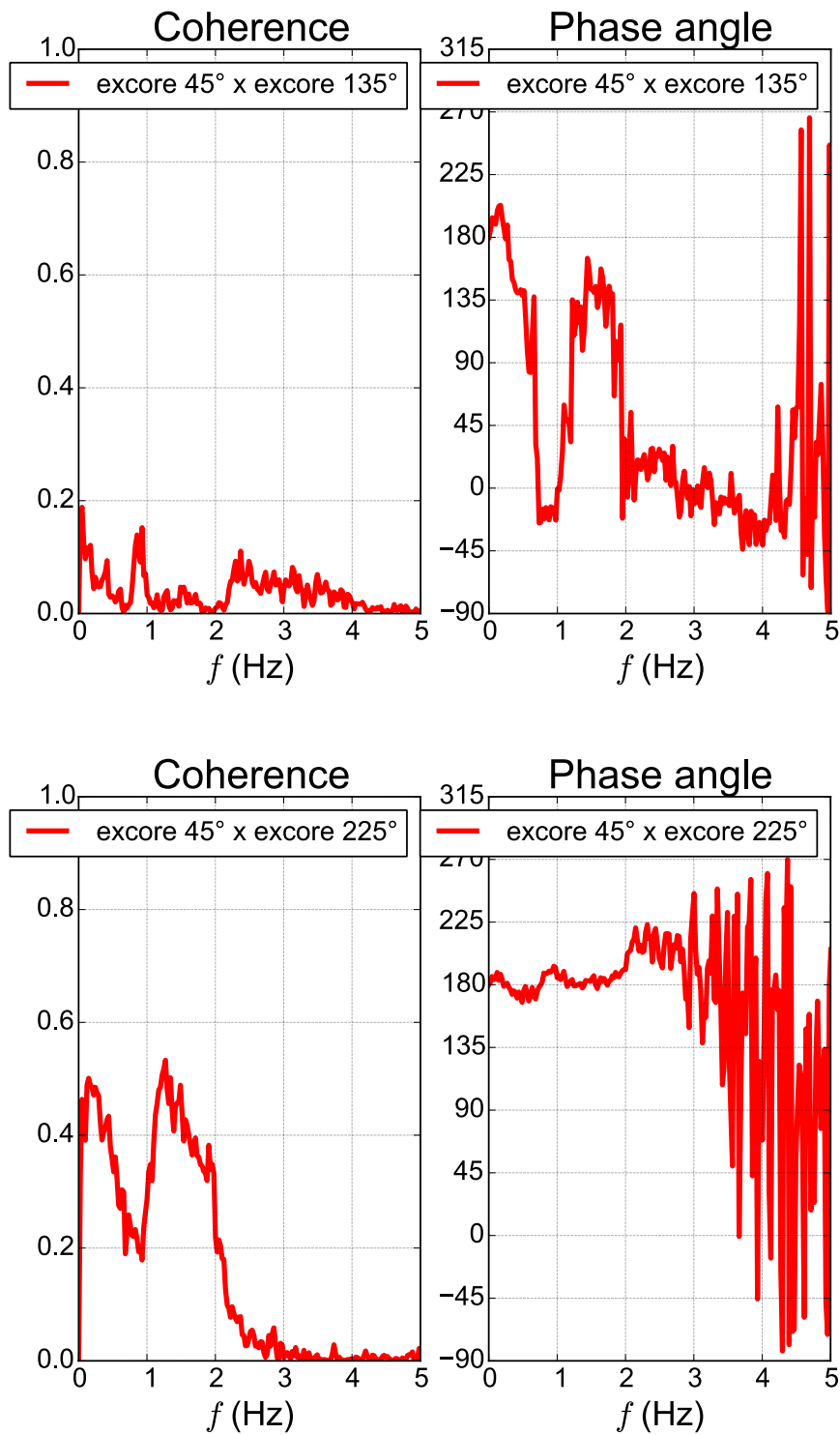


Abb. 2.11 Kohärenz und Phasenlage zweier nebeneinander- (oben) bzw. gegenüberliegender (unten) Ex-core-Detektorsignale (Konvoi)

Für beide Anlagen lassen sich die oben geschriebenen Beobachtungen für alle Detektorkombinationen machen, solange entweder benachbarte bzw. relativ zur Kernmitte gegenüberliegende Detektorkombinationen untersucht werden.

Zusammengefasst zeigen gegenüberliegende Detektoren (sowohl für In-core- wie für Ex-core-Detektoren) ein kohärentes und gegenphasiges Verhalten. Benachbarte Detektoren hingegen zeigen nur in der untersuchten Vorkonvoianlage ein kohärentes Verhalten. Eine klare Phase lässt sich nicht identifizieren.

Die (zeitlich gemittelte) relative Stärke des Rauschens der einzelnen Detektoren zueinander kann durch den Vergleich der Standardabweichungen der relativen Fluktuationen ermittelt werden. In Abb. 2.12 sind für die in- und Ex-core-Detektoren der Vorkonvoianlage die Werte dargestellt. Die Anordnung der Grafen entspricht dabei der Position der Detektoren in der horizontalen Ebene (siehe Abb. 2.4). Es werden in den einzelnen Balkendiagrammen für jede Messlanze bzw. die Ex-core-Detektorpositionen die Messwerte für die unterschiedlichen Höhenpositionen der Detektoren übereinander dargestellt. Die Länge der Balken ist proportional zur Standardabweichung, wobei alle Graphen gleich skaliert sind. Falls Werte nicht verfügbar waren, ist der entsprechende Balken weggelassen.

Alle In-core-Detektoren zeigen ein Maximum der Rauschleistung ungefähr in Höhe der Kernmitte bzw. leicht darunter. Die Rauschleistung nimmt sowohl nach oben wie nach unten hin ab. Für die Ex-core-Detektoren liegt die Rauschleistung in der oberen Hälfte des Kerns leicht unter den Werten in der unteren Kernhälfte.

In radialer Richtung nimmt die Rauschleistung zum Kernrand hin zu. Die radial außen liegenden In-core-Detektoren zeigen dabei fast gleiche Werte an wie die Ex-core-Detektoren. Die In-core-Detektoren, die näher an der Kernmitte liegen, liefern deutlich niedrigere Rauschleistungen.

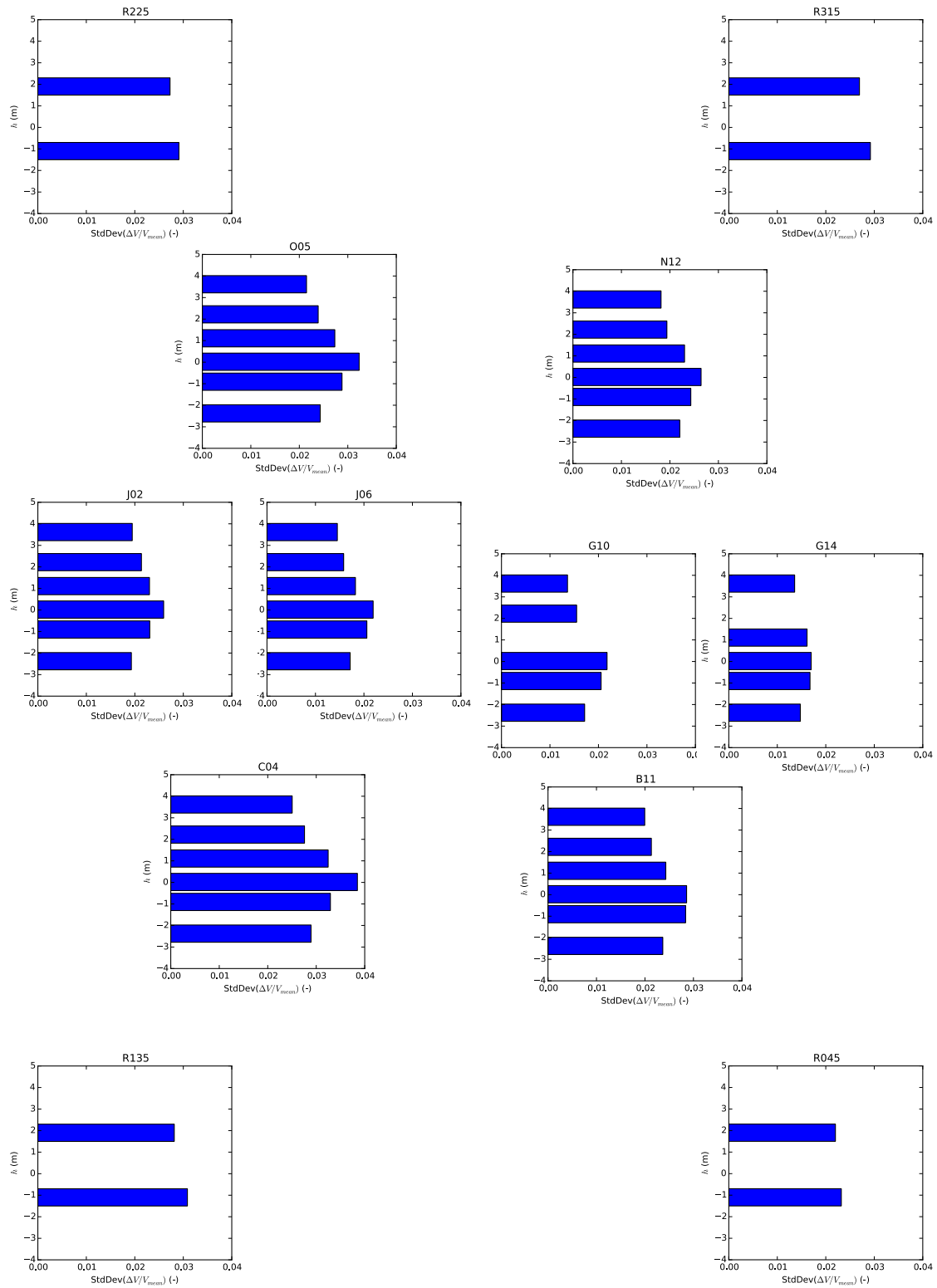


Abb. 2.12 Standardabweichung des relativen Neutronenflussrauschens, aufgetragen jeweils über der Höhe des Detektors (Vorkonvoi)

2.5 Mögliche thermohydraulische Ursachen

Zeitlich veränderliche thermohydraulische Verhältnisse in einem mit vorgegebener Leistung gefahrenen Druckwasserreaktor können mehrere Ursachen haben. Die radial nicht konstante Neutronenflussverteilung sowie zeit- und ortsabhängige Strömungsgeschwindigkeiten führen ebenso wie Fluktuationen in der Wärmeübertragung durch turbulente Strömungen zu lokalen Schwankungen der Temperatur. Unter Umständen können in Druckwasserreaktoren lokale Dichteveränderungen durch unterkühltes Sieden auftreten. Ein Beispiel für eine Quelle von Inhomogenität außerhalb des Reaktordruckbehälters sind die Dampferzeuger, in deren unterschiedlich langen U-Rohren das Wasser eine entsprechend große Wärmeabfuhr erfährt. Man nimmt an, dass die Mischungsvorgänge auf dem Weg zum unteren Plenum nicht vollständig sind und Kaltstrahlen selbst die Hauptkühlmittelpumpe passieren. Dies wurde z. B. durch Messungen am kalten Strang im Kernkraftwerk Borssele bestätigt /TÜR 82/. Dadurch würde am unteren Kerngitter eine räumlich veränderliche, transiente Temperaturverteilung vorliegen.

In der Praxis sind an den Stützen der kalten Stränge Temperaturdifferenzen gemessen worden /TÜR 82/. Präzise zeitlich aufgelöste Messungen der Temperatur stellen sich wegen der thermischen Trägheit von Temperatursensoren als schwierig dar. Direkt am Kerneintritt sind in deutschen Leistungsreaktoren keine Wärmefühler installiert. An den Temperatursensoren in den Brennelementköpfen beobachten die Autoren in /KOS 88/ zeitabhängige Signale, die im Frequenzbereich unter 1 Hz eine Kohärenz mit den In-core-Neutronenflusssignalen unabhängig von der axialen aber abhängig von der radialen Detektorposition aufweisen. Die Phase fällt bis ca. 1 Hz linear über der Frequenz ab. Aus der Steigung wird eine Geschwindigkeit berechnet, die gut mit dem Auslegungswert der Kühlmittelgeschwindigkeit im Kern übereinstimmt. Aufgrund dieser Beobachtungen wird oft der niederfrequente Anteil des Neutronenflussrauschens ganz /KOS 88/ oder teilweise /FRY 83/ thermohydraulischen Störungen zugeschrieben. In /POR 88/ wird das Phänomen der linearen Phase, die auch axial zwischen den In-core-Neutronendetektoren zu erkennen ist, mit unterkühltem Sieden erklärt, da es in Abhängigkeit von der (lokalen) Reaktorleistung auftritt.

In Simulationen, mit zufälliger Störung der Temperaturverteilung am Kerneintritt zeigt sich, dass die Stärke der Auswirkungen auf den Neutronenfluss stark von den stochastischen Eigenschaften der Eingangssignale, z. B. der Korrelationslänge, abhängen

/ZYL 13/. Thermohydraulischen Störungen werden theoretisch mit der Kühlmittelgeschwindigkeit durch den Reaktor transportiert. Sie unterliegen aber auf ihrem Weg abschwächenden bzw. ausgleichenden Effekten wie Turbulenz oder Querströmungen und werden überlagert von axialen Prozessen. So variiert z. B. die Stärke des unterkühlten Siedens mit der Höhe. Einen Überblick über verschiedene theoretischer Ansätze zu den Auswirkungen thermohydraulischer Störungen und ihrer Analyse findet man in /RUN 87/ und /KAT 88/.

Der Grad der Durchmischung des Kühlmittels vor dem Kerneintritt ist konstruktionsbedingt über die verschiedenen deutschen Baureihen unterschiedlich. In moderneren Anlagen ist eine Siebtonne zur Strömungsvergleichmäßigung eingebaut (siehe Tab. 2.1). Reaktoren mit dieser Ausstattung weisen einen geringeren Rauschpegel im Neutronenflusssignal auf /SEI 15/. Des Öfteren wird in der Literatur stärkeres Rauschen auch mit der Existenz einer Vorwärmkammer in den Dampferzeugern früherer Bauvarianten in Verbindung gebracht /SEI 15/.

2.6 Bekannte mechanische Schwingungen mit Auswirkungen auf den Neutronenfluss

Mechanische Schwingungen von Kerneinbauten schlagen sich deutlich sichtbar als Maxima im Neutronenflusssignal an den entsprechenden Eigenfrequenzen nieder (Abb. 2.13). Dieser Umstand wird neben der eigentlichen außen am Reaktor instrumentierten Schwingungsüberwachung sowie der Überwachung von Oszillationen des Primärkreisdrucks zur Anomaliedetektion bzw. Schadenserkennung genutzt. Korrelationsbetrachtungen zwischen den Signalen erleichtern dabei die Zuordnung der Maxima zu den Komponenten.

Neben den isolierten Einzelschwingungen bestehen innerhalb des Vielmassensystems gekoppelte Schwingungen zwischen Komponenten mit unter Umständen chaotischen Schwingungsformen, was dazu führt, dass das Frequenzspektrum sehr dicht besetzt ist und nicht alle zugehörigen Prozesse eindeutig im Neutronenflusssignal zu identifizieren sind, das zudem noch thermohydraulischen Einflüssen unterliegt. Hier soll kurz auf die wichtigsten mechanischen Schwingungen und deren Charakteristika im Neutronenflussrauschen eingegangen werden. Ausführliche Darstellungen finden sich in /SUN 85/, /RUN 87/ sowie /FIE 02/.

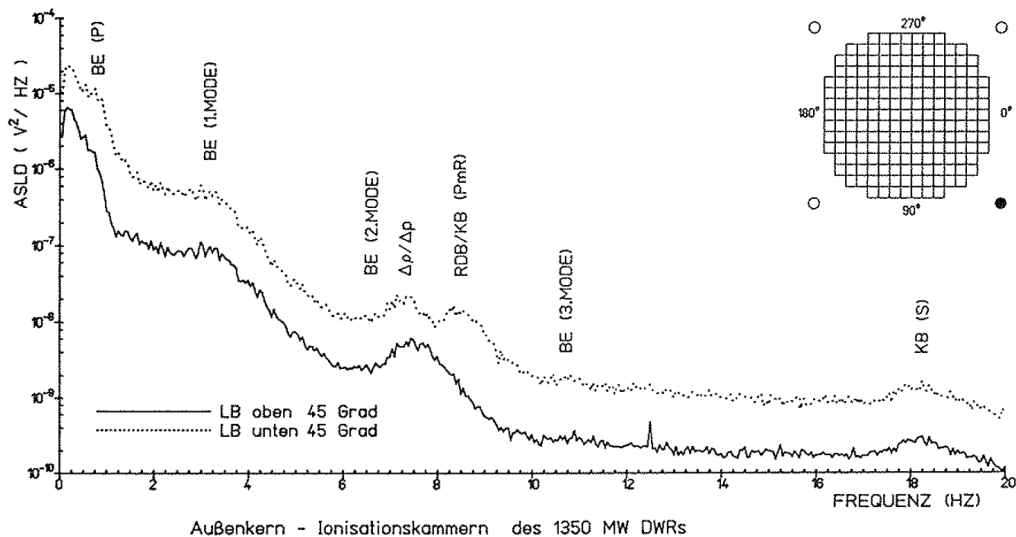


Abb. 2.13 Identifikation von mechanischen Schwingungen im ex-core Leistungsdichtespektrum eines Vor-Konvoi-Reaktors /RUN 87/

Die im Neutronenflussspektrum identifizierten Eigenschwingungen mit den niedrigsten Eigenfrequenzen (vgl. Abb. 2.13) gehen auf Biegeschwingung der Brennelemente zurück. Der Peak bei ca. 0,8 Hz wird in /RUN 87/ Gesamtschwingungen der Brennelemente als idealisiert einseitig eingespannte Biegebalken zugeordnet. Diese Zuordnung ist allerdings in der Literatur nicht einheitlich. Der Peak für die dominierende erste Eigenform von als beidseitig eingespannte Balken approximierte Brennelemente liegt für Vorkonvoi-Reaktoren bei ca. 2,6 – 4 Hz. Die zugehörigen höheren Eigenformen sind wesentlich schwächer ausgeprägt und können bei ca. 7,0 – 9 Hz und im Bereich zwischen 12,8 und 24,5 Hz ausgemacht werden (/SUN 85, RUN 87/). Die Anregungsenergie der im Wesentlichen regellosen Pendelbewegung nach unterschiedlichen Richtungen beziehen die Brennelemente dabei aus der Strömung im Kern. Über alle Brennelemente gleichen sich die Bewegungen größtenteils aus, sodass ein eindeutiger Nachweis nur mit In-core-Detektoren möglich ist. Dort lassen sich die Schwingungen durch eine gute Kohärenz sowie Gleichphasigkeit axial übereinanderliegender Detektoren identifizieren. Die der ersten Mode zuzuordnenden Signalstärken sind symmetrisch zur Kernmitte. Die Überwachung des Signals ist von besonderer Bedeutung, da im Rahmen der Schwingungsüberwachung keine weitere Messgröße für die mechanische Integrität dieser Kerneinbauten zur Verfügung steht.

Die Schwingungseigenschaften der Brennelemente werden durch Geometrie, Materialauswahl, Materialzustand sowie Lagerungscharakteristik determiniert. Die Grundstruktur eines Brennelements bilden die mit dem Kopf- und Fußteil verschraubten Steuerstabführungsrohre, an denen die Abstandshalter mit Schweißpunkten fixiert sind. Die Brennstäbe werden in den Abstandshaltern federnd arretiert und haben keine feste Verbindung zu Kopf- und Fußteil (Abb. 2.14). Die axiale Inhomogenität sowie die Elastizität in der Verschraubung führt dazu, dass das Brennelement von der Charakteristik eines streng harmonischen Oszillators abweicht, Eigenmoden nicht rein auftreten und die Eigenfrequenz negativ mit der Schwingungsamplitude korreliert (/SUN 85/).

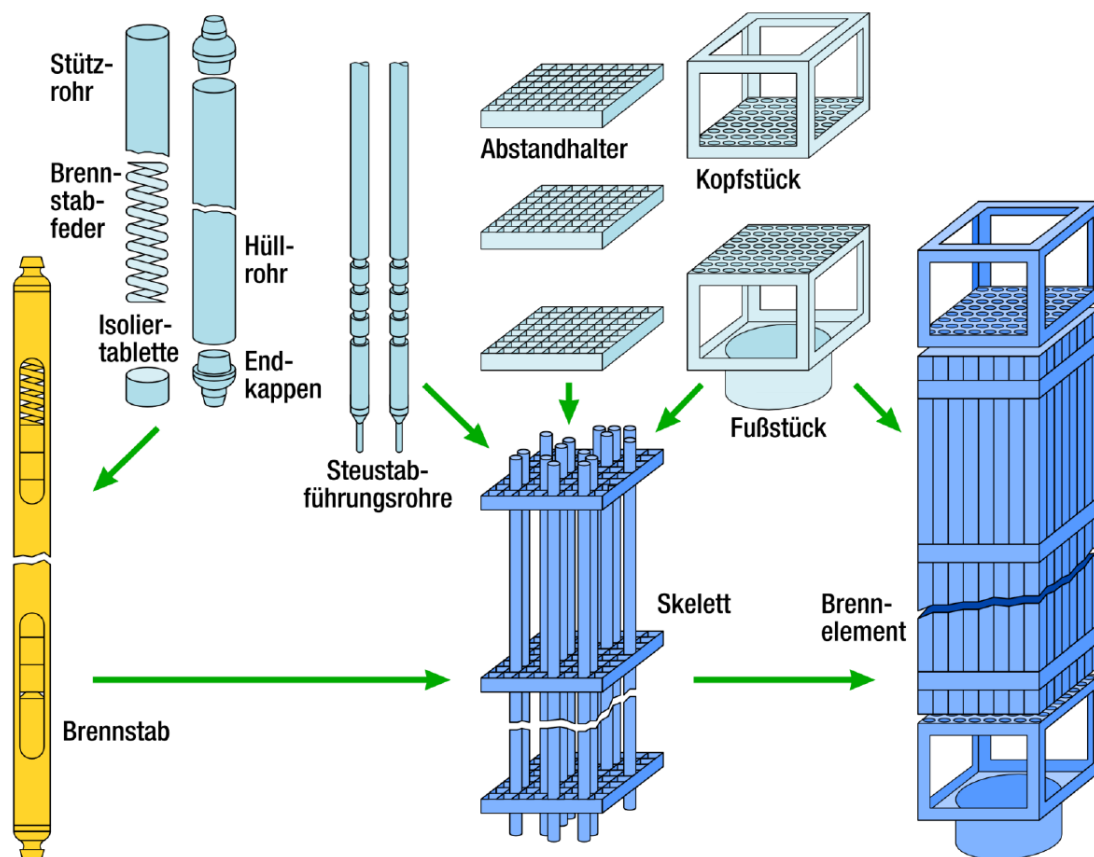


Abb. 2.14 Schematische Übersicht über den Aufbau eines typischen Brennelements für deutsche Druckwasserreaktoren /MIH 12/

Brennelemente sind sowohl durch mechanische Belastung als auch durch den Neutronenbeschuss Altersprozessen ausgesetzt, die zur Änderung ihrer mechanischen Eigenschaften führen und über Frequenzverschiebungen auch deutlich im Neutronenflusssignal sichtbar werden. In /SUN 85/ wurden die ersten drei Zyklen nach der initialen Inbetriebnahme einer Vorkonvoianlage ausgewertet und ein Rückgang der zugehörigen Eigenfrequenz von 5,2 – 3,9 Hz über 4,7 – 3,63 Hz auf 4,0 – 3,3 Hz im dritten

Zyklus beobachtet. Danach waren durch den kontinuierlichen Ersatz jeweils eines Drittels der Kernbeladung keine weiteren Veränderungen mehr zwischen aufeinanderfolgenden Zyklen zu beobachten.

Die Fixierung der Brennelemente im unteren Rost ist durch die Gewichtskraft und die Niederhalte kraft in Verbindung mit der Reibung vergleichsweise steif. Die obere Fixierung in der Gitterplatte verhindert eine große seitliche Bewegung durch die Zentrierstifte. Dennoch ist hier aufgrund der fehlenden Seitenkräfte eine gewisse translatorische und rotatorische Flexibilität vorhanden (vgl. Abb. 2.14). /RUN 87/ vermutete neben den bereits beschriebenen Schwingungsmoden des beidseitig eingespannten Biegebalkens eine Mode des einseitig (unten) eingespannten Biegebalkens in Form einer synchronen Schwingung aller Brennelemente und des Kerns bei etwa 0,8 Hz.

Die einzelnen Brennstäbe können ebenfalls zu Biegeeigenschwingungen angeregt werden. Dabei ist die Schwingungsform durch die Abstände zwischen den Abstandshaltern und die damit verbundene Fixierung in Querrichtung determiniert. Abhängig von Brennelement- und Reaktortyp besteht eine große Varianz, sodass die zugehörigen Eigenschwingungen zwischen 26 und 56 Hz beobachtet wurden (/SUN 85, RUN87/). Die Auswirkungen der Schwingungen auf den Neutronenfluss sind lokal begrenzt und können in der Regel nur in den In-core-Detektoren nachgewiesen werden.

Der Kernbehälter aller zurzeit noch in Betrieb befindlichen deutschen DWR bildet eine Einheit mit dem thermischen Schild. Er wird mit Hilfe eines Tragflansches im RDB befestigt und über Niederhalter verspannt (Abb. 2.15). Die Biegeschwingungen des Kernbehälters schlagen unter allen mechanischen Schwingungen am stärksten im Neutronenflussspektrum durch (/SUN 85/). Sie zeichnen sich insbesondere durch eine Gegenphasigkeit gegenüberliegender Detektoren und einer Gleichphasigkeit übereinanderliegender Detektoren aus. Die Energie zur Anregung wird Druck- und Strömungskräften im Ringraum entnommen. Die Wirkung auf den Neutronenfluss erfolgt im Wesentlichen über die Beeinflussung der Dicke des Ringraumwasserspalts in Form eines Abschwächungsrauschens und ist eindeutig nur mit Ex-core-Detektoren zu beobachten. Dabei spielt weniger die absolute Schwingung des Kernbehälters eine Rolle als die Relativbewegung zum ebenfalls mit abweichender Frequenz schwingenden RDB. Dieser führt regellose Pendelbewegungen nach unterschiedlichen Richtungen aus, die von Druckfluktuationen aus Restunwuchten in der Kühlmittelpumpe erzwungen und von Bewegungen aus der mechanischen Kopplung mit dem Kernbehälter sowie Eigen-

schwingungen überlagert werden. In den Vorkonvoianlagen wird daher das gegenphasige Verhalten im gesamten Frequenzbereich 0,5 – 13 Hz auf das gekoppelte System RDB-Kernbehälter zurückgeführt (/SUN 85/). Ein Maximum der Relativschwingung zwischen Kernbehälter und RDB zeigt sich bei ca. 8,1 – 8,3 Hz. Die Eigenfrequenz des Kernbehälters bezogen auf ein Inertialsystem beträgt ca. 10,3 – 10,5 Hz (/SUN 85, RUN 87/).

Eine weitere Schwingung des Kernbehälters liegt bei ca. 23,5 - 24,5 Hz. Dabei handelt es sich um eine Schalenschwingung, bei der sich der Kernbehälter abwechselnd in zueinander orthogonaler Richtung elliptisch verformt. Die Schwingung korreliert besonders gut mit Druckschwankungen in den Loops. Hauptidentifikationsmerkmal im Neutronenfluss ist das gleichphasige Verhalten gegenüberliegender und gegenphasige Verhalten von um 90° versetzten Ex-core-Detektoren (/SUN 85/). Vertikalschwingungen des Kernbehälters bei 14,7 Hz oder Vertikalschwingungen des RDB schlagen im stabfreien Betrieb nicht auf das Neutronenflussrauschen durch (/RUN 87/).

Außer Brennelementen, Brennstäben, Kernbehälter und RDB können auch die Schwingungen anderer Kerneinbauten Auswirkungen auf das Neutronenflussrauschen haben (vgl. Abb. 2.15). Jedoch ist hier in der Regel keine direkte Wirkung möglich und die Schwingung wirkt sich indirekt über die Kopplung mit einem der vorgenannten Bauteile aus. So sind z. B. Schwingungen des Kernschemels (bei ca. 29,5 Hz) oder des oberen und unteren Rosts, der Gitterplatte sowie diverser weiterer Strukturelemente möglich (/RUN 87/). Schwingungen der Steuerstäbe zeigen beim stabfreien Betrieb keinen nennenswerten Effekt. Schwingungen der In-core-Instrumentierungsanzlen wurden in der Literatur nicht explizit im Neutronenflussrauschen identifiziert.

Neben der stochastischen Anregung, welche sich in Maxima an den Eigenfrequenzen äußert, sind für die Kerneinbauten in unterschiedlichem Ausmaß auch erzwungene Schwingungen mit definierten Anregungsfrequenzen möglich (/SUN 85/). Bereits erwähnt wurde eine Schwingungsform des RDB, die von Druckfluktuationen durch Restunwuchten der Kühlmittelpumpe aufgeprägt wird. Daneben können auch stehende Wellen, Hohlraumresonanzen im Druckhalter oder Schwingungen der anderen Komponenten des Loops Druckstöße erzeugen, die beispielsweise eine Relativbewegung Kernbehälter/RDB erzwingen.

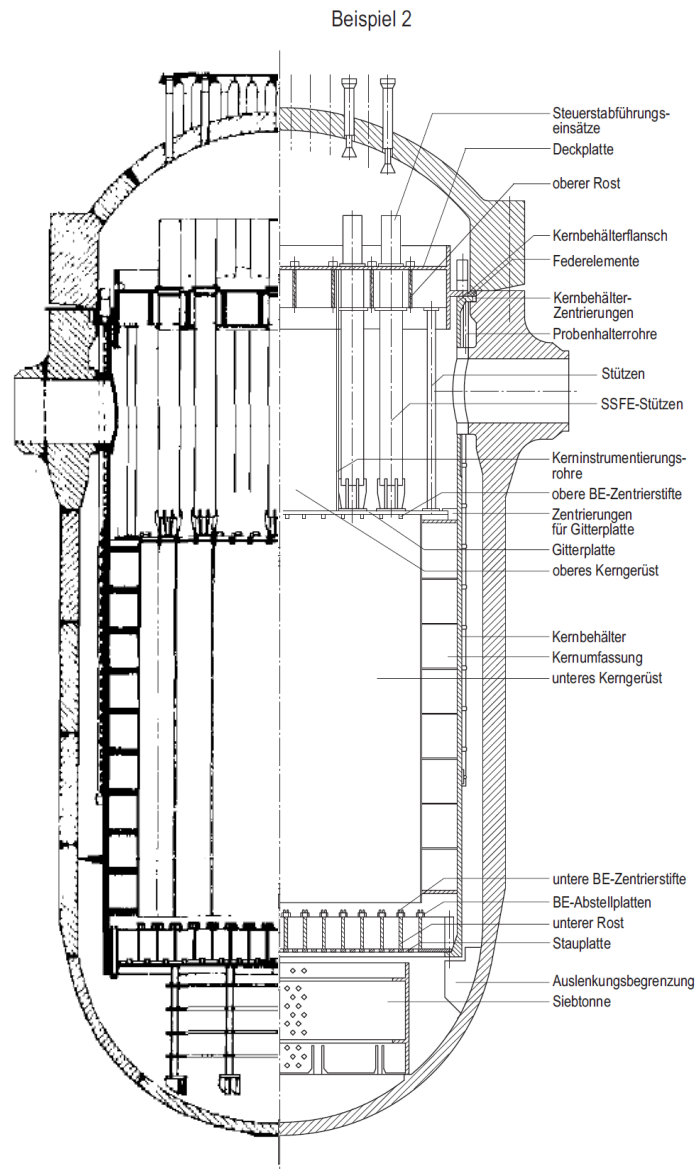


Abb. 2.15 Übersicht über die typische Anordnung von Kerneinbauten in deutschen Druckwasserreaktoren nach /GRS 90/ (links; mit Schemel) und /KTA 08/ (rechts; mit Siebtonne)

In Tab. 2.2 sind die wichtigsten in der Literatur identifizierten mechanischen Schwingungen und deren Messbarkeit in den Detektoren der Schwingungsüberwachung tabellarisch zusammengefasst.

Tab. 2.2 Im Neutronenflussrauschen identifizierte mechanisch schwingende Bauteile

Bezeichnung	Eigenfrequenz(en)	Nachweisbarkeit				
		Incore mittig	Incore aussen	Excore	Loop-druck	Weg-sensor
Gesamtschwingung der einseitig unten fest eingespannten BE und des Kerns	0,8-1,0 Hz (/RUN 87/) ²	x ¹	x ¹	x ¹	-	-
Biegeschwingung des beidseitig fest eingespannten BE im 1.Mode	2,8-4,0 Hz (/SUN 85/) ² 2,6-3,5 Hz (/RUN 87/) ² 2,0-3,0 Hz (/FIE 02/) ³	x	x	(x)	-	-
Biegeschwingung des beidseitig fest eingespannten BE im 2.Mode	7,8-9,0 Hz (/SUN 85/) ² 6,0-7,0 Hz (/RUN 87/) ² 6,0-7,0 Hz (/FIE 02/) ³	x	x	(x)	-	-
Biegeschwingungen des Kernbehälters relativ zur Pendelbewegung RDB	7,4-7,8 Hz (/SUN 85/) ² 8,1-8,3 Hz (/RUN 87/) ² 8,4 Hz (/FIE 02/) ³	-	(x)	x	(x)	x
Biegeschwingungen des Kernbehälters relativ zur Umgebung	10,3-10,5 Hz; 12,4 Hz (/RUN 87/) ² 11,1 Hz; 12,4 Hz (/FIE 02/) ³	-	(x)	x	(x)	x
Biegeschwingung des beidseitig fest eingespannten BE im 3.Mode	23,5-24,5 Hz (/SUN 85/) ² 12,8-14,0 Hz (/RUN 87/) ² 11,1 Hz (/FIE 02/) ³	(x)	(x)	(x)	-	-
Vertikalschwingungen des Kernbehälters	14,7 Hz (/RUN 87/) ² 14,7 Hz (/FIE 02/) ³	-	-	-	-	x
Schalenschwingungen des Kernbehälters	23,5-24,5 Hz (/SUN 85/) ² 18,1-18,8 Hz (/RUN 87/) ² 10,3-10,5 Hz (/FIE 02/) ³	-	-	x	x	-
Biegeschwingungen der BS	54,1 Hz (/SUN 85/) ² 26,0-30,0 Hz (/RUN 87/) ²	x	x	-	-	-
Erzwungene Schwingungen		(x)	(x)	(x)	(x)	(x)

(x) Im Rauschspektrum nur schwach oder nur mit Korrelationsverfahren identifizierbar

1 Form der Schwingung nicht endgültig geklärt

2 für Vorkonvoianlagen

3 für Konvoianlagen

2.7 Neutronik

Die neutronische Antwort auf thermohydraulische Störungen wird unter anderem vom Moderator Temperaturkoeffizienten bestimmt. Um ein selbst beschränkendes System zu garantieren sind Druckwasserreaktoren so ausgelegt, dass die Rückwirkung einer thermischen Exkursion integral stabilisierend auf das System wirkt. Der Koeffizient

muss also direkt nach der Beladung negativ sein. Im Verlauf des Zyklus sinkt sein Wert. Man beobachtet eine nahezu lineare Zunahme des Betrags, unter anderem als Folge der Abnahme der Borkonzentration /SWE 85/. Durch die stärkere Rückwirkung steigt die Amplitude des Rauschens. Die Wirkung der Borkonzentration auf den Moderator temperaturkoeffizienten liegt in der Modulation des Neutronenspektrums durch den Absorber begründet. Sweeney et al. /SWE 84/ referieren (S. 40), dass für niedrige Frequenzen das lineare Verhalten in Punktkinetikmodellen durch Brennelementvibrationen konstanter Amplitude reproduziert werden kann, wohingegen Temperaturfluktuationen zu einer nichtlinearen Abhängigkeit des Neutronenflussrauschens von der Borkonzentration führen. Die Autoren von /TRA 15/ bestätigen in einer 2D-Simulation eine monotone Verstärkung der Rauschamplitude dagegen nur für eine Untermenge der Brennelemente am Kernrand, die aber unter Umständen das Signal am Ex-Core-Detektor dominieren.

Direkten Einfluss auf das Neutronenspektrum haben die Nuklidinventare der Brennelemente, wodurch eine zusätzliche Abhängigkeit vom Abbrand eingeführt wird. Die Amplitude des Neutronenflussrauschens ist beim Einsatz von Mischoxid-Brennelementen (MOX) erhöht /SEI 15/. Da die Signale der Neutronenflussdetektoren im Wesentlichen durch die Brennelemente in ihrer unmittelbaren Umgebung bestimmt werden, können z. B. MOX Brennelemente am Rand des Reaktorkerns zu größeren Messwerten von direkt benachbarten Ex-core-Neutronenflussdetektoren führen /SEI 15/. Auch die Anordnung der Brennelemente untereinander, die Beladung des Reaktors, ist für die Ausbildung des Spektrums von großer Bedeutung: vibrierende Brennelemente sind bei einer inhomogenen Anordnung größeren Flussgradienten ausgesetzt.

Ein bekannter Mechanismus, der zu einer langreichweitigen raum-zeitlichen Veränderung des Neutronenflusses führt, ist die Neutronengift-Oszillation. Durch eine Asymmetrie im Kern werden mit unterschiedlichen Raten Nuklide mit hohem Absorptionsquerschnitt verbrannt. Durch den gleichzeitigen Aufbau von ihren Vorprodukten entsteht nach deren Zerfall ein Übermaß von Neutronengiften, so dass sich eine ursprüngliche Flussüberhöhung ins Gegenteil verkehrt. Bei den üblicherweise als wichtig erachteten Giften wie z. B. Xe135 liegen die Zeitperioden allerdings im Bereich von mehreren Stunden.

Generell können lokale Störungen die globale Flussverteilung beeinflussen. Weinberg und Schweinler [WIE 48] berechneten die Neutronenflusssoszillationen, die in Experimenten zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten mit periodisch bewegten Absorbieren auftreten. Bei niedrigen Anregungsfrequenzen behält die Neutronenflussverteilung ihre Form und ändert nur ihre Amplitude, wohingegen höhere Frequenzen zur Ausbildung von sich ausbreitenden, gedämpften Wellen führen, die am Reflektor wieder zurückgeworfen werden. Die Anregung von höheren geometrischen Eigenmoden des kritischen Reaktors, die dann wieder exponentiell zerfallen, wird zeitlich von den verzögerten Neutronen bestimmt.

2.8 Systematische Aufstellung möglicher Ursachen und Abgleich mit Beobachtungen in deutschen DWR

Wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben, können verschiedene Ursachen zum Neutronenflussrauschen und seiner Amplitude beitragen. Die möglichen Zusammenhänge sind in Abb. 2.16 zusammengefasst. Es wird daraus deutlich, dass mögliche Einflussfaktoren über verschiedene Wirkungsketten die Signale der Neutronenflussdetektoren beeinflussen können. Die verschiedenen physikalischen Wirkmechanismen zeigen auch untereinander Rückkopplungsmechanismen. So können sich mechanische Schwingungen und Schwankungen des Strömungsfelds gegenseitig beeinflussen und verstärken. Änderungen der Kerengeometrie können zu einer Veränderung des Abbrandverhaltens führen, was wiederum einem veränderten Neutronenflussfeld führt, das seinerseits wiederum die mechanischen Eigenschaften der Kerneinbauten beeinflusst.

Im Folgenden wird ein einfaches Modell aus der Literatur dargestellt, das einen der möglichen Erklärungsansätze für eine Kopplung von thermohydraulischen und neutronenphysikalischen Effekten darstellt. Dessen Ergebnisse werden dann mit numerischen Simulationen des Neutronenflussrauschens auf Basis von schwankenden thermohydraulischen Randbedingungen am Kerneinlass verglichen. Anschließend wird ein empirisches Modell vorgestellt, das die Messdaten gut wiedergibt, das aber keine direkte physikalische Ursache für die Schwankungen liefern kann. Es deutet aber darauf hin, dass die Ursache in mechanischen Schwankungen liegen könnte. Diese werden abschließend näher betrachtet.

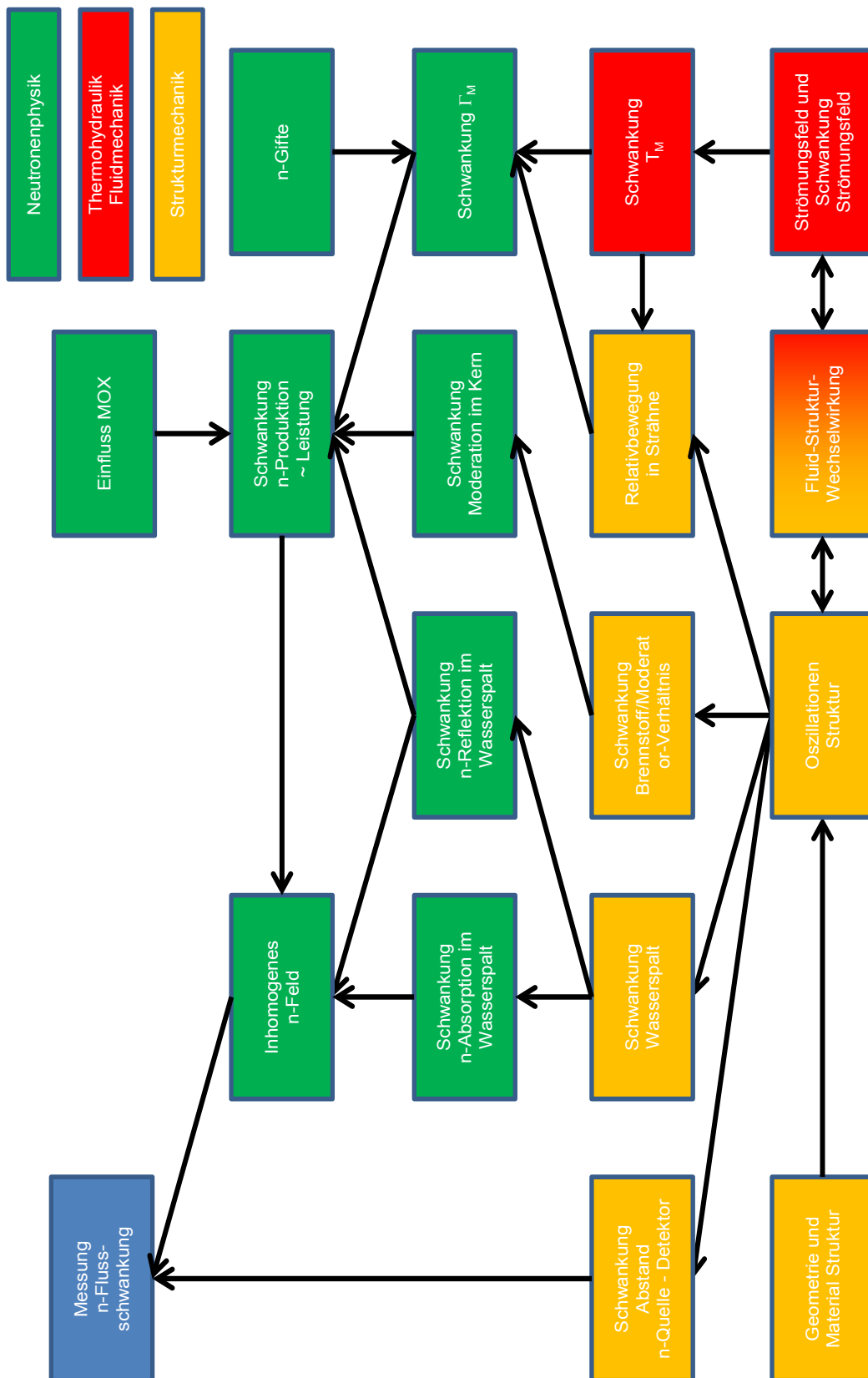


Abb. 2.16 Mögliche zu berücksichtigende Zusammenhänge bei der Erklärung der Neutronenflussschwingungen

2.8.1 Analytisches Modell der Detektorsignale

Bereits in den 1970er Jahren wurde eine Theorie entwickelt, die zeigt, dass das Neutronenflussrauschen aus Schwankungen der Kühlmitteltemperatur am Kerneinlass verursacht werden kann /KOS 71/, /KOS 72/. Sie beruht auf einer Kopplung eines punktkinetischen Modells für die Neutronenphysik mit einem eindimensionalen thermohydraulischen Modell für die Kühlmittel- und die Brennstofftemperatur. Durch sie ergibt sich der qualitative Verlauf des Neutronenflussrauschspektrums für niedrige Frequenzen. Sie ist eine mögliche Erklärung für das Phänomen, dass traditionell (z. B. in /SUN 85/) als „thermohydraulischer Effekt“ beschrieben wird. Ist das Spektrum der Temperaturfluktuationen am Kerneinlass bekannt, so lassen sich mit diesem Modell auch quantitative Aussagen über das Spektrum des Neutronenflussrauschens machen.

In /RUN 87/ wurde dieses Modell verwendet, um die Signale von Ex-core- und In-core-Neutronenflussdetektoren sowie der Temperaturmessfühler an den Instrumentierungsanlagen im Kern zu berechnen. Es basiert auf den folgenden Annahmen:

- Die Neutronenphysik des Kerns wird von einem punktkinetischen Modell bestimmt. Die Leistungsschwankungen des Kerns sind damit ortsunabhängig.
- Der von den Ex-core-Neutronenflussdetektoren gemessene Neutronenfluss ist orts- und damit höhenunabhängig.
- Die In-core-Neutronenflussdetektoren messen einen lokalen Neutronenfluss, der sich zusammensetzt aus einer globalen Komponente (ortsunabhängig) und einer lokalen, die abhängig von der lokalen (höhenabhängigen) Kühlmitteltemperatur ist.
- Thermoelemente messen die lokale (höhenabhängige) Temperaturschwankung.

In /RUN 87/ und anderen Quellen konnten keine quantitativen Angaben zum Verhältnis der Einflussgrößen auf die In-core-Neutronenflussdetektoren gefunden werden. Deshalb können davon abhängige Aussagen nur qualitativ betrachtet werden.

Die frequenzabhängigen Schwankungen der Detektorsignale werden mit den folgenden Gleichungen beschrieben:

$$S_t'(z, \omega) = cT_K'(z, \omega) \quad (2.1)$$

$$S'_i(z, \omega) = gP'(\omega) + bT'_K(z, \omega) \quad (2.2)$$

$$S'_e(\omega) = g_e P'(\omega) \quad (2.3)$$

$S_t(z, \omega)$ symbolisiert das frequenz- und höhenabhängige Signal von Thermoelementen, $S_i(z, \omega)$ das Signal von In-core-Neutronenflussdetektoren und $S_e(\omega)$ das Signal von Ex-core-Neutronenflussdetektoren. Gegeben sind dabei die Detektorproportionalitätskonstanten c , g , b und g_e . P' ist die Fluktuation der Reaktorleistung, T' ist die Fluktuation der Kühlmitteltemperatur, z die axiale Höhe und $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz.

2.8.1.1 Thermohydraulisches Modell

Zur Bestimmung der lokalen Kühlmitteltemperatur wird in /RUN 87/ von den beiden Gleichungen (2.4) und (2.5) ausgegangen.

$$\tau_B \frac{\partial T_B(z, t)}{\partial t} = T_K(z, t) - T_B(z, t) + q\phi(z)P(t) \quad (2.4)$$

$$\tau_K \frac{\partial T_K(z, t)}{\partial t} = T_B(z, t) - T_K(z, t) - v\tau_K \frac{\partial T_K(z, t)}{\partial z} \quad (2.5)$$

v ist dabei die Kühlmittelgeschwindigkeit, $P(t)$ die zeitabhängige Reaktorleistung, $\phi(z)$ die axiale Flussverteilung über die Kernhöhe (im Folgenden als konstant = 1 angenommen) und q der Koeffizient zur Kennzeichnung der neutronenflussabhängigen Wärmeproduktion. τ_K und τ_B sind die Kühlmittel- und Brennstoffzeitkonstante.

Zur Bestimmung der Werte von q , τ_K und τ_B wird im Folgenden auf die Herleitung in /LAM 01/ zurückgegriffen. Dabei ergeben sich die Gleichungen (2.6) und (2.7) für die Parameter τ_B und q für ein Brennstabstück mit Höhe dH und Oberfläche dA . N ist die Anzahl der Brennstäbe und R der thermische Widerstand für den Übergang zwischen dem Brennstoff über das Hüllrohr in das Kühlmittel.

$$\tau_B = m_B c_{p,B} R = \pi(a + b)^2 dH \rho_B c_{p,B} R \quad (2.6)$$

$$q = \frac{RdA}{NA} \quad (2.7)$$

Mit Hilfe von Gleichung (2.8) kann die Kühlmittelzeitkonstante τ_K berechnet werden. Dabei ist A_K die Fläche des Kühlkanals, der einem Brennstab zugeordnet werden kann

$$\tau_K = m_K c_{p,K} R = A_K dH \rho_K c_{p,K} R \quad (2.8)$$

Für den thermischen Widerstand R ergibt sich Gleichung (2.9).

$$R = \frac{1}{4\pi dH k_B} + \frac{b}{2\pi a dH k_H} + \frac{1}{h dA} = \frac{H}{dH} \left(\frac{1}{4\pi H k_B} + \frac{b}{2\pi a H k_H} + \frac{1}{h A} \right) \quad (2.9)$$

Der erste Term ist der thermische Widerstand innerhalb des Brennstoffs, der zweite Term der Widerstand über das Hüllrohr und der dritte Term der Widerstand beim Wärmeübergang vom Hüllrohr in das Kühlmittel. a ist der Radius des Pellets und b die Dicke des Hüllrohrs. Die Werte k_B und k_H sind die thermische Leitfähigkeit des Brennstoffs bzw. des Hüllrohrs (Dimension $W/(m K)$). h ist der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Hüllrohr und Kühlmittel (Dimension $W/(m^2 K)$).

Setzt man (2.9) in (2.6), (2.7) bzw. (2.8), so erhält man mit $dA = \pi(a + b)dH$ die Gleichungen (2.10) und (2.12).

$$\tau_B = \pi(a + b)^2 H \rho_B c_{p,B} \left(\frac{1}{4\pi H k_B} + \frac{b}{2\pi a H k_H} + \frac{1}{h A} \right) \quad (2.10)$$

$$q = \frac{1}{N} \left(\frac{1}{4\pi H k_B} + \frac{b}{2\pi a H k_H} + \frac{1}{h A} \right) \quad (2.11)$$

$$\tau_K = A_K H \rho_K c_{p,K} \left(\frac{1}{4\pi H k_B} + \frac{b}{2\pi a H k_H} + \frac{1}{h A} \right) \quad (2.12)$$

Basierend auf den Materialparametern in Tab. 2.3 ergeben sich die Werte aus Tab. 2.4 für die Parameter in den Gleichungen (2.4) und (2.5).

In der folgenden Herleitung wird angenommen, dass die Werte in Tab. 2.3 und Tab. 2.4 als konstant angenommen werden, d. h. sich nicht räumlich in Kern oder zeitlich durch Rückwirkungen von Neutronenflussschwankungen ändern.

Tab. 2.3 Materialparameter für eine KONVOI-Anlage (bei 300 °C Kühlmitteltemperatur und 16 MPa Kühlmitteldruck)

Brennstoffradius	a	$5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Hüllrohrdicke	b	$0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Brennstabhöhe (aktiv)	H	3,9 m
Dichte Brennstoff	ρ_B	10200 kg/m ³
Dichte Kühlmittel (bei 300 °C, 16 MPa)	ρ_K	727,5 kg/m ³
Wärmekapazität Brennstoff	$c_{p,B}$	480 J/(kg K)
Wärmekapazität Kühlmittel (bei 300 °C, 16 MPa)	$c_{p,K}$	5440,6 J/(kg K)
Thermische Leitfähigkeit Brennstoff	k_B	2,2 W/(m K)
Thermische Leitfähigkeit Hüllrohr	k_H	180 W/(m K)
Wärmeübergangskoeffizient	h	42.000 W/(m ² K)
Anzahl der Brennstäbe	N	193 * 300 = 57900
Fläche des Kühlkanals zugeordnet einem Brennstab	A_K	$5,607 \text{ m}^2 / 57.900 - \pi(a + b)^2 = 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$

Tab. 2.4 Parameter für die Gleichungen (2.4) und (2.5) basierend auf den Werten in Tab. 2.3

Brennstoffzeitkonstante	τ_B	9,7 s
Kühlmittelzeitkonstante	τ_K	16,0 s
Koeffizient zur Kennzeichnung der neutronenfluss-abhängigen Wärmeproduktion	q	$1,6 \cdot 10^{-7} \text{ K/W}$

Die zeitlichen Änderungen der Reaktorleistung, der Kühlmittel- sowie der Brennstofftemperatur können dann mit Hilfe der Gleichungen (2.13) - (2.15) als Summe aus einem zeitlich konstanten Mittelwert und einer zeitabhängigen Fluktuation um diesen Mittelwert beschrieben werden.

$$P(t) = P_0 + P'(t) \quad (2.13)$$

$$T_B(z, t) = T_B(z) + T_B'(z, t) \quad (2.14)$$

$$T_K(z, t) = T_K(z) + T_K'(z, t) \quad (2.15)$$

Setzt man einmal die zeitunabhängigen Größen in die Gleichungen (2.4) und (2.5) ein, sowie zeitabhängigen Größen nach Gleichung (2.13) - (2.15) und zieht die Gleichungen dann voneinander ab, so erhält man die zeitabhängigen Differentialgleichungen (2.16) und (2.17) für die zeitabhängigen Störgrößen.

$$\tau_B \frac{\partial T_B'(z, t)}{\partial t} = T_K'(z, t) - T_B'(z, t) + q\phi(z)P'(t) \quad (2.16)$$

$$\tau_K \frac{\partial T_K'(z, t)}{\partial t} = T_B'(z, t) - T_K'(z, t) - v\tau_K \frac{\partial T_K'(z, t)}{\partial z} \quad (2.17)$$

Die Störgrößen werden nun in diese Gleichungen durch ihre Fourier-Transformierte ersetzt (2.18) und dann für jede Frequenz einzeln ausgewertet.

$$y(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} y(z, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.18)$$

Daraus und mit $\phi(z) = 1$ folgen die Gleichungen (2.19) und (2.20).

$$i\omega\tau_B T_B'(z, \omega) = T_K'(z, \omega) - T_B'(z, \omega) + qP'(\omega) \quad (2.19)$$

$$i\omega\tau_K T_K'(z, \omega) = T_B'(z, \omega) - T_K'(z, \omega) - v\tau_K \frac{\partial T_K'(z, \omega)}{\partial z} \quad (2.20)$$

Für die Fluktuationen der Temperaturen ergeben sich dann zunächst Gleichungen (2.21) und (2.22).

$$T_B'(z, \omega) = \frac{1}{1 + i\omega\tau_B} (T_K'(z, \omega) + qP'(\omega)) \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial T_K'(z, \omega)}{\partial z} + \frac{1}{v\tau_K} (1 + i\omega\tau_K) T_K'(z, \omega) = \frac{1}{v\tau_K} T_B'(z, \omega) \quad (2.22)$$

Verwendet man Gleichung (2.24) in Gleichung (2.21) und setzt dann (2.21) in (2.22) ein, so erhält man Gleichung (2.24). Die Übertragungsfunktion $G_B(\omega)$ gibt dabei an, wie stark sich Fluktuationen der Kühlmitteltemperatur bzw. der Reaktorleistung frequenzabhängig auf die Brennstofftemperatur auswirken.

$$G_B(\omega) = \frac{1}{1 + i\omega\tau_B} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial T'_K(z, \omega)}{\partial z} + \frac{1}{v\tau_K} (1 + i\omega\tau_K - G_B(\omega)) T'_K(z, \omega) = \frac{q}{v\tau_K} G_B(\omega) P'(\omega) \quad (2.24)$$

Der Faktor vor $T'_K(z, \omega)$ im zweiten Term in Gleichung (2.24) kann durch Gleichung (2.25) ersetzt werden.

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) &= \frac{1}{v\tau_K} (1 + i\omega\tau_K - G_B(\omega)) = \frac{1}{v\tau_K} \left(1 + i\omega\tau_K - \frac{1}{1 + i\omega\tau_B} \right) = \\ &= \frac{i\omega}{v} \left(1 + \frac{\tau_B}{\tau_K} \frac{1}{1 + \omega^2\tau_B^2} - \frac{\tau_B}{\tau_K} \frac{i\omega\tau_B}{1 + \omega^2\tau_B^2} \right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Für die Schwankungen der Brennstofftemperatur $T'_B(z, \omega)$ folgt nach Verwendung von Gleichung (2.23) in Gleichung (2.21) die Gleichung (2.26).

$$T'_B(z, \omega) = G_B(\omega) (T'_K(z, \omega) + qP'(\omega)) \quad (2.26)$$

Setzt man die Werte aus Tab. 2.4 für τ_B und τ_K in Gleichung (2.25) ein, so sieht man, dass das Verhältnis von τ_B/τ_K ungefähr 0,5 beträgt. Entgegen der Aussage in /RUN 87/ können der zweite und dritte Term in der Klammer nicht für alle Werte von ω vernachlässigt werden.

In Abb. 2.17 wird die Näherung der komplexen Funktion für $\alpha(\omega)$ nach /RUN 87/ mit dem vollständigen Ausdruck nach Gleichung (2.25) verglichen. Dabei werden die Werte aus Tab. 2.4 für τ_B und τ_K verwendet. Für Frequenzen größer als 0,1 Hz stimmen die Ergebnisse der Näherung sehr gut mit den exakten Werten des Absolutbetrags überein. Für Werte kleiner als ca. 0,01 Hz beträgt der relative Unterschied ungefähr 1,6. Die Phase der komplexen Funktion für $\alpha(\omega)$ unterscheidet sich zwischen den beiden Berechnungsmethoden bei ca. 0,02 Hz um ca. 13°.

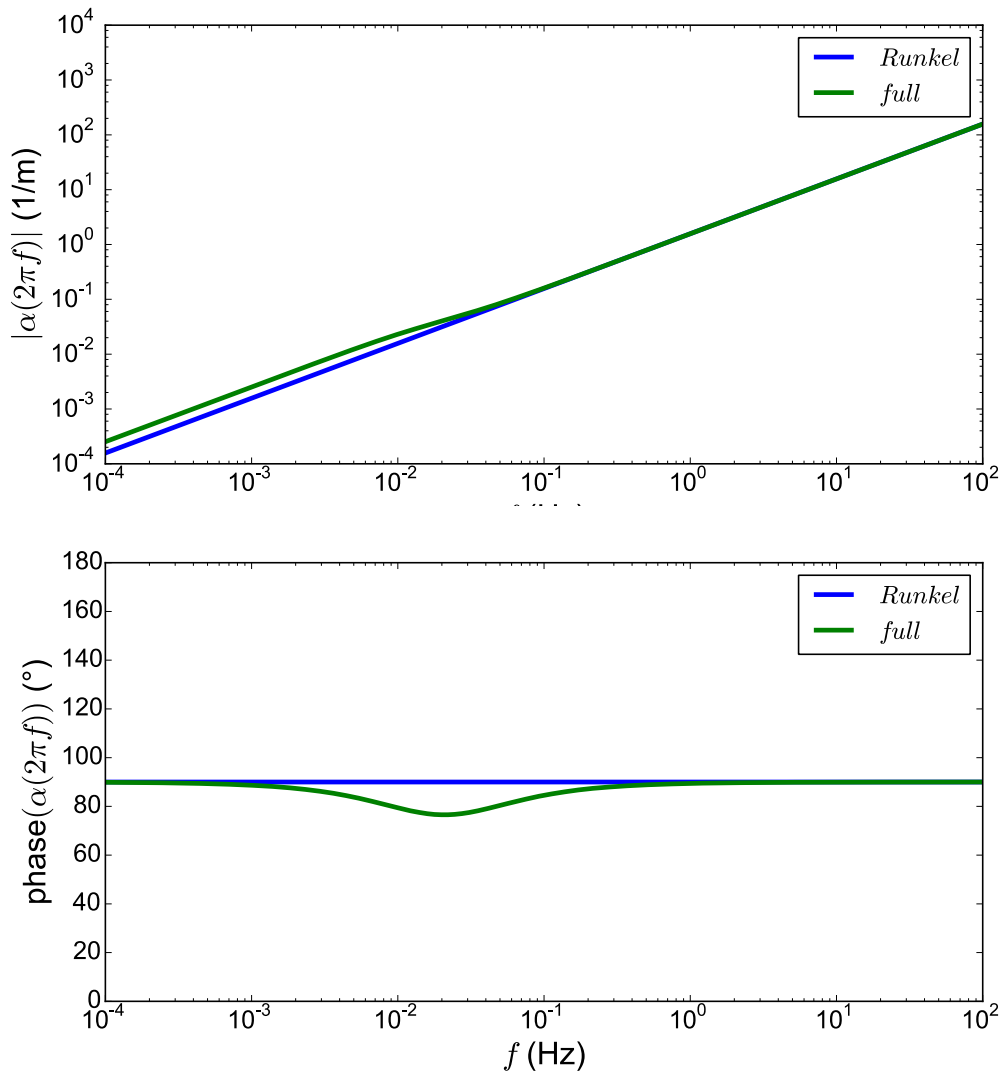


Abb. 2.17 Vergleich der Näherung nach /RUN 08/ mit der exakten Lösung für die komplexen Funktion $\alpha(\omega)$ (Absolutbetrag oben, Phase unten)

Da der relevante Frequenzbereich zur Erklärung der Zunahme des Neutronenflussrauschens wahrscheinlich bei Frequenzen kleiner als 2 Hz liegt, wird im Folgenden nicht nur die Näherung nach /RUN 87/ verwendet, sondern auch die exakte Lösung der Gleichung (2.25).

Einsetzen von Gleichung (2.25) in Gleichung (2.24) liefert dann die gewöhnliche Differentialgleichung (2.27) erster Ordnung von $T'_K(z, \omega)$ in z , deren Lösung Gleichung (2.27) unter Verwendung von (2.28) ist.

$$T'_K(z, \omega) = T'_K(0, \omega)e^{-\alpha(\omega)z} + \frac{q}{v\tau_K} G_B(\omega) P'(\omega) z A(z, \omega) \quad (2.27)$$

$$A(z, \omega) = \frac{1}{z\alpha(\omega)} (1 - e^{-\alpha(\omega)z}) \quad (2.28)$$

Wie in /RUN 87/ beschrieben, stellt der erste Term der Lösung den Transport von Kühlmitteltemperaturschwankungen, die schon am Kerneinlass vorhanden sind, durch den Kern dar. In der Näherung von /RUN 87/ ist $\alpha(\omega)$ eine rein imaginäre Funktion von ω . Dann entspricht $\alpha(\omega)$ einer Wellenzahl, mit der Temperaturschwankungen am Kerneinlass über die Kernhöhe schwingen. Wird dagegen die vollständige Funktion $\alpha(\omega)$ verwendet, so besitzt sie auch einen Realanteil, der angibt, wie stark diese Temperaturschwankungen über die Kernhöhe abklingen.

Der zweite Term in (2.27) ist der kumulierte Effekt von Leistungsschwankungen im Kern bis zur Höhe z . Diese Schwankungen können z. B. durch lokale Schwankungen der Reaktivität auf Grund von mechanischen Schwingungen verursacht werden.

Vergleicht man den Funktionsverlauf von $A(z, \omega)$ am oberen Ende des Reaktorkerns ($z = H$) einmal berechnet mit Hilfe der Näherung für $\alpha(\omega)$ nach /RUN 87/ und einmal exakt, so sind die Oszillationen des Absolutbetrags der exakten Lösung kleiner als bei Verwendung der Näherung (siehe Abb. 2.18 oben). Das gleiche gilt für die Phase der Funktionen (siehe Abb. 2.18 unten). Die Minima des Absolutbetrags der Näherungslösung in Abb. 2.18 sind Nullstellen (was auf Grund der Auflösung und der logarithmischen Skalierung nicht exakt dargestellt werden kann). An diesen Stellen springt die Phase der Näherungslösung um 180° . Im Gegensatz dazu besitzt die exakte Lösung dort keine Nullstellen und keine Phasensprünge.

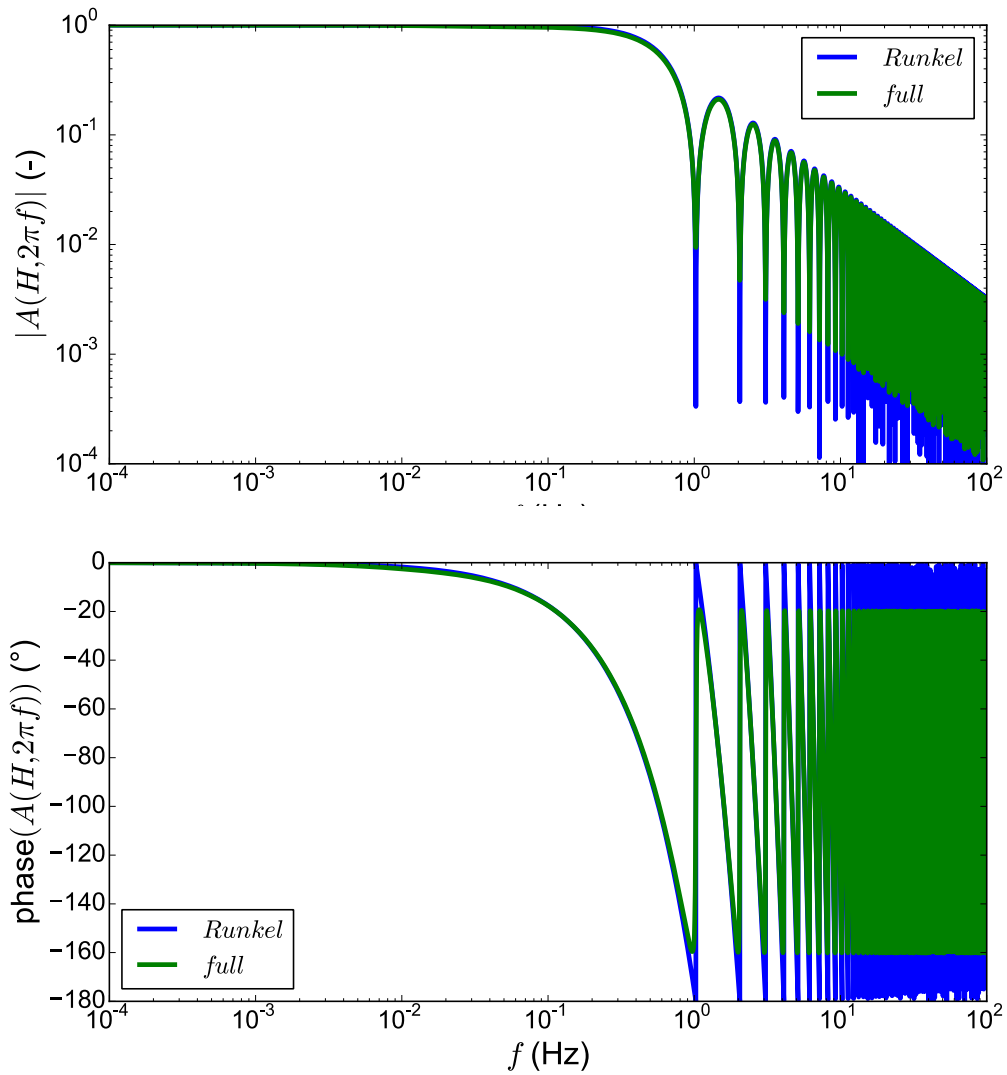


Abb. 2.18 Vergleich der Näherung nach /RUN 08/ mit der exakten Lösung für die komplexen Funktion $A(H, \omega)$ (Absolutbetrag oben, Phase unten)

2.8.1.2 Punktkinetisches Modell für die Reaktorleistung

Zur geschlossenen Lösung von Gleichung (2.27) ist es notwendig, die Funktion $P'(\omega)$ für die Leistung des Reaktors zu bestimmen. Dazu wird in /RUN 87/ der Ansatz in Gleichung (2.29) verwendet.

$$P'(\omega) = G_0(\omega)\rho'(\omega) P_0 \quad (2.29)$$

$G_0(\omega)$ ist dabei die Übertragungsfunktion eines Nullleistungsreaktors. Die frequenzabhängige Schwankung der Reaktorleistung ist proportional zum Produkt aus der frequenzabhängigen Nullleistungsreaktor-Übertragungsfunktion, der frequenzabhängigen Reaktivitätsfluktuation $\rho'(\omega)$ und der thermischen Nennleistung des Reaktors.

Nach /PAZ 10/ kann die Nullleistungsreaktor-Übertragungsfunktion $G_0(\omega)$ mit Gleichung (2.30) beschrieben werden (siehe Abb. 2.19).

$$G_0(\omega) = \frac{1}{i\omega\left(\Lambda + \frac{\beta}{i\omega + \lambda}\right)} \quad (2.30)$$

Dabei ist Λ die mittlere Lebensdauer der Neutronen, β der Anteil der verzögerten Neutronen und λ die Zerfallsrate der Mutterkerne der verzögerten Neutronen.

Die Schwankung der Reaktivität, beschrieben durch Gleichung (2.31), setzt sich zusammen aus unabhängigen Reaktivitätsschwankungen ρ_{in} (z. B. durch eine mechanische Schwingung der Brennelemente und deren Rückwirkung, z. B. über unterschiedliche Moderatorsplattweiten oder der Reflektordicke), der Rückwirkung über die Brennstofftemperatur und der Rückwirkung durch die Kühlmittel- bzw. Moderatortemperatur.

$$\rho'(\omega) = \rho_{in} + \mu_B \overline{T'_B(\omega)} + \mu_K \overline{T'_K(\omega)} \quad (2.31)$$

Es wird dabei davon ausgegangen, dass über die Temperaturschwankungen $T'_B(\omega)$ und $T'_K(\omega)$ über die Kernhöhe gemittelt werden kann, da auch die Reaktivitätsschwankungen nur als Mittelwert über den Kern betrachtet werden. Für die Mittelung werden die Temperaturen mit dem höhenabhängigen Neutronenfluss gewichtet (siehe Gleichung (2.32)). μ_B ist der Brennstofftemperaturkoeffizient und μ_K der Kühlmitteltemperaturkoeffizient. Setzt man eine konstante Leistungsverteilung über die Kernhöhe ($\phi(z) = 1$) an, so können die mittlere Brennstoff- bzw. Kühlmitteltemperatur mit Hilfe der Gleichungen (2.32) und (2.33) berechnet werden.

$$\overline{T'_B(\omega)} = \frac{\int_0^H \phi^2(z) T'_B(z, \omega) dz}{\int_0^H \phi^2(z) dz} = \frac{1}{H} \int_0^H T'_B(z, \omega) dz \quad (2.32)$$

$$\overline{T'_K(\omega)} = \frac{1}{H} \int_0^H T'_K(z, \omega) dz \quad (2.33)$$

Setzt man Gleichung (2.26) und Gleichung (2.27) in Gleichung (2.32) sowie Gleichung (2.27) in Gleichung (2.33) ein, so erhält man die Gleichungen (2.34) und (2.35).

$$\begin{aligned}
\overline{T'_B(\omega)} &= \frac{1}{H} \int_0^H G_B(\omega)(T'_K(z, \omega) + qP'(\omega))dz \\
&= G_B(\omega)T'_K(0, \omega) A(H, \omega) \\
&\quad + \frac{G_B(\omega)}{H} \frac{q}{v\tau_K} G_B(\omega)P'(\omega) \int_0^H zA(z, \omega)dz \\
&\quad + qG_B(\omega)P'(\omega)
\end{aligned} \tag{2.34}$$

$$\overline{T'_K(\omega)} = \frac{1}{H} \int_0^H \left(T'_K(0, \omega)e^{-\alpha(\omega)z} + \frac{q}{v\tau_K} G_B(\omega)P'(\omega)zA(z, \omega) \right) dz \tag{2.35}$$

$$\overline{T'_K(\omega)} = T'_K(0, \omega) A(H, \omega) + \frac{1}{H} \frac{q}{v\tau_K} G_B(\omega)P'(\omega) \int_0^H zA(z, \omega)dz$$

Das Integral über $zA(z, \omega)$ lässt sich durch Gleichung (2.36) lösen.

$$\begin{aligned}
\int_0^H zA(z, \omega)dz &= \int_0^H z \frac{1}{z\alpha(\omega)} (1 - e^{-\alpha(\omega)z})dz \\
&= \frac{H}{\alpha(\omega)} (1 - A(H, \omega))
\end{aligned} \tag{2.36}$$

Einsetzen von Gleichungen (2.34)-(2.36) in Gleichung (2.31) liefert dann Gleichung (2.37) für die frequenzabhängigen Leistungsschwankungen (gemittelt über die gesamte Kernhöhe).

$$\begin{aligned}
P'(\omega) &= G_0(\omega)\rho'(\omega)P_0 \\
&= G_0(\omega)(\rho_{in} + \mu_B\overline{T'_B(\omega)} + \mu_K\overline{T'_K(\omega)})P_0 \\
&= G_0(\omega)P_0\rho_{in} + \\
&\quad G_0(\omega)P_0\mu_B G_B(\omega)T'_K(0, \omega) A(H, \omega) + \\
&\quad G_0(\omega)\mu_B G_B(\omega) \frac{qP_0}{v\tau_K} G_B(\omega)P'(\omega) \frac{1}{\alpha(\omega)} (1 - A(H, \omega)) +
\end{aligned} \tag{2.37}$$

$$\begin{aligned}
& G_0(\omega)P_0 \mu_B G_B(\omega)qP'(\omega) + \\
& G_0(\omega)P_0\mu_K T'_K(0, \omega) A(H, \omega) \\
& G_0(\omega)\mu_K \frac{qP_0}{v\tau_K} G_B(\omega)P'(\omega) \frac{1}{\alpha(\omega)} (1 - A(H, \omega))
\end{aligned}$$

Ordnet man in Gleichung (2.37) alle Terme mit $P'(\omega)$ auf die linke Seite, so ergibt sich Gleichung

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{G_0(\omega)} P'(\omega) \\
& - \mu_B G_B(\omega) \frac{qP_0}{v\tau_K} G_B(\omega)P'(\omega) \frac{1}{\alpha(\omega)} (1 - A(H, \omega)) \\
& - \mu_B G_B(\omega)qP'(\omega)P_0 \\
& - \mu_K \frac{qP_0}{v\tau_K} G_B(\omega)P'(\omega) \frac{1}{\alpha(\omega)} (1 - A(H, \omega)) \\
& = (\rho_{in} + (\mu_B G_B(\omega) + \mu_K)T'_K(0, \omega) A(H, \omega))P_0
\end{aligned} \tag{2.38}$$

Mit Hilfe der Reaktivitätsübertragungsfunktion $G(\omega)$ des Leistungsreaktors nach Gleichung (2.39) kann dann die frequenzabhängige Schwankung der Reaktorleistung mit Hilfe von Gleichung (2.40) beschrieben werden.

$$\begin{aligned}
G(\omega) = & \left(\frac{1}{G_0(\omega)} - (\mu_B G_B(\omega) + \mu_K) \frac{qP_0}{v\tau_K} G_B(\omega) \frac{1}{\alpha(\omega)} (1 - A(H, \omega)) \right. \\
& \left. - \mu_B G_B(\omega)qP_0 \right)^{-1}
\end{aligned} \tag{2.39}$$

$$P'(\omega) = G(\omega)(\rho_{in} + (\mu_B G_B(\omega) + \mu_K)T'_K(0, \omega) A(H, \omega))P_0 \tag{2.40}$$

In /RUN 87/ wurde scheinbar bei der Herleitung von Gleichung (2.40) die Reaktorleistung P_0 nicht berücksichtigt.

2.8.1.3 Bestimmung der Schwankungsamplituden der Detektoren

Im Folgenden werden die typischen Werte aus Tab. 2.5 für die nuklearen Parameter der Nullleistungsreaktor-Übertragungsfunktion $G_0(\omega)$ in Gleichung (2.30) verwendet, um Beispielrechnungen durchzuführen.

In Abb. 2.19 wird die Reaktivitätsübertragungsfunktion $G(\omega)$, einmal nach Gleichung (2.39) und einmal nach /RUN 87/ berechnet, verglichen mit der Nullleistungsreaktor-Übertragungsfunktion $G_0(\omega)$. Für Frequenzen größer als 2 Hz sind sowohl die Absolutwerte wie auch die Phase der Reaktivitätsübertragungsfunktion unabhängig von der Berechnungsmethode gleich denen der Nullleistungsreaktor-Übertragungsfunktion. Für Frequenzen kleiner als 0,01 Hz liefert die exakte Berechnungsmethode der Reaktivitätsübertragungsfunktion deutlicher kleinere Absolutwerte als nach der Formel in /RUN 87/.

Tab. 2.5 Typische Werte für die nuklearen Parameter der Nullleistungsreaktor-Übertragungsfunktion $G_0(\omega)$ in Gleichung (2.30)

Mittlere Lebensdauer der Neutronen	Λ	$5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$
Anteil der verzögerten Neutronen	β	0,0075
Zerfallsrate der Mutterkerne der verzögerten Neutronen	λ	$0,1 \text{ s}^{-1}$

Zur Berechnung der Leistungsschwankungen nach Gleichung (2.40) werden für die folgenden Beispiele die Werte der Brennstoff- bzw. Kühlmitteltemperaturkoeffizienten aus Tab. 2.6 für den Beginn bzw. das Ende eines Zyklus (BOC/EOC) verwendet.

Tab. 2.6 Typische Werte für die Berechnung der Reaktivitätsschwankungen in Gleichung (2.31)

Koeffizient		BOC	EOC
		[pcm/K]	[pcm/K]
Brennstofftemperatur	μ_B	-2,0	-4,0
Kühlmitteltemperatur	μ_K	-10,2	-41,0

Zunächst wird eine sinusförmige Temperatur am Kerneinlass mit einer Frequenz f_T und einer Amplitude A_T nach Gleichung (2.41) betrachtet.

$$T'_K(0, t) = A_T \sin(2\pi f_T t) = A_T \sin(\omega_T t) \quad (2.41)$$

Dann ist Gleichung (2.42) die Fouriertransformierte von $T'_K(0, t)$ nach Gleichung (2.41).

$$T'_K(0, \omega) = A_T \frac{\pi}{i} (\delta(\omega_T - \omega) - \delta(\omega_T + \omega)) \quad (2.42)$$

Wird angenommen, dass keine unabhängigen Reaktivitätsschwankungen im Kern auftreten, dann kann die relative Leistungsschwingung um die thermische Reaktorleistung, die von den Ex-core-Detektoren gemessen wird, mit Hilfe von Gleichung (2.43) berechnet werden.

$$\begin{aligned} P'(\omega)/P_0 &= G(\omega)(\mu_B G_B(\omega) + \mu_K) A(H, \omega) T'_K(0, \omega) \\ &= R(\omega) T'_K(0, \omega) \\ &= R(\omega) A_T \frac{\pi}{i} (\delta(\omega_T - \omega) - \delta(\omega_T + \omega)) \end{aligned} \quad (2.43)$$

$R(\omega)$ ist eine Übertragungsfunktion (mit Dimension 1/K), die angibt, welche relativen Leistungsschwankungen durch Temperaturschwankungen am Kerneinlass ausgelöst werden. Berücksichtigt man, dass für die Funktion $R(\omega)$ gilt, dass $\text{Re}(R(\omega)) = \text{Re}(R(-\omega))$ und $\text{Im}(R(\omega)) = -\text{Im}(R(-\omega))$ so ergibt sich für die zeitabhängigen relativen Schwankungen der Ex-core-Detektoren Gleichung (2.44).

$$\begin{aligned} \frac{P'(t)}{P_0} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega) A_T \frac{\pi}{i} (\delta(\omega_T - \omega) - \delta(\omega_T + \omega)) e^{i\omega t} d\omega \\ &= A_T |R(\omega)| \sin(\omega_T t + \varphi(R(\omega))) \end{aligned} \quad (2.44)$$

Der Absolutbetrag der Übertragungsfunktion $R(\omega)$ bestimmt also, wie stark Temperaturschwankungen bei einer bestimmten Frequenz zu relativen Leistungsschwankungen in den Ex-core-Detektoren führen. Für Abb. 2.20 wurde sie einmal mit Reaktivitätskoeffizienten für den Beginn und einmal für das Ende eines Zyklus berechnet. Für BOC beträgt der maximale Wert 1,2 %/K bei einer Frequenz von 0,12 Hz. Für EOC liegt das Maximum mit einem Wert von 4,8 %/K bei 0,20 Hz.

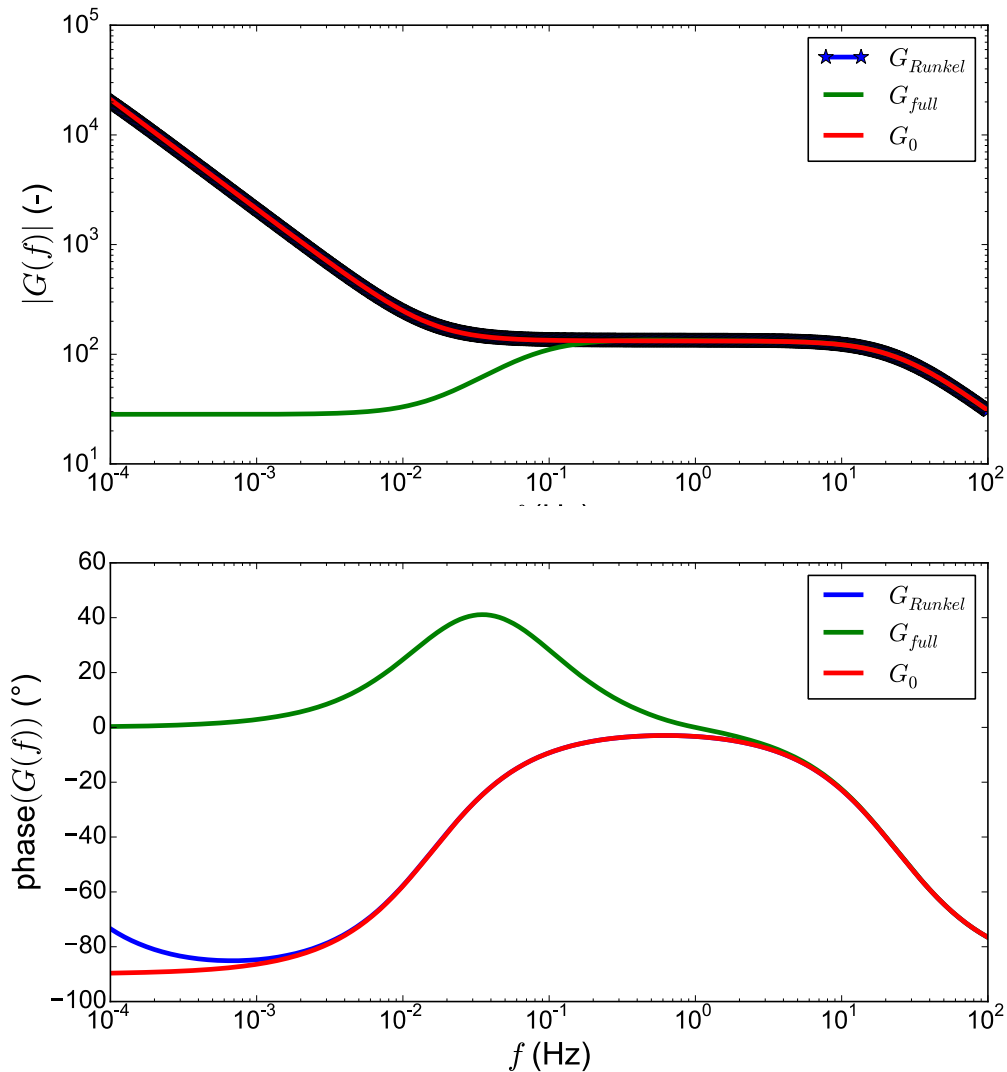


Abb. 2.19 Vergleich der Reaktivitätsübertragungsfunktion $G(\omega)$ (exakt und nach /RUN 08/) mit der Nulleistungsreaktor-Übertragungsfunktion $G_0(\omega)$ (Absolutbetrag oben, Phase unten)

Einsetzen von Gleichung (2.40) in Gleichung (2.27) liefert dann die Kühlmitteltemperaturschwankungen als Funktion von der Frequenz und der Höhe über dem Kerneinlass nach Gleichung (2.45).

$$\begin{aligned}
T'_K(z, \omega) &= T'_K(0, \omega)e^{-\alpha(\omega)z} + \frac{q}{v\tau_K}G_B(\omega)P'(\omega)zA(z, \omega) \\
&= T'_K(0, \omega) \left(e^{-\alpha(\omega)z} \right. \\
&\quad \left. + \frac{qP_0}{v\tau_K}G_B(\omega)zA(z, \omega)G(\omega) A(H, \omega)(\mu_B G_B(\omega) + \mu_K) \right) \\
&\quad + \frac{qP_0}{v\tau_K}\rho_{in}G_B(\omega)G(\omega) zA(z, \omega)
\end{aligned} \tag{2.45}$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (2.40) und (2.45) in Gleichung (2.2) erhält man auch noch die fouriertransformierten Signale der In-core-Neutronenflussdetektoren. Es müssen dazu aber die Parameter g und b , die das Verhältnis zwischen dem Einfluss der globalen Leistungs- und der lokalen Temperaturschwankungen beschreiben, bekannt sein. Wie oben beschrieben, konnten diese nicht aus der Literatur ermittelt werden.

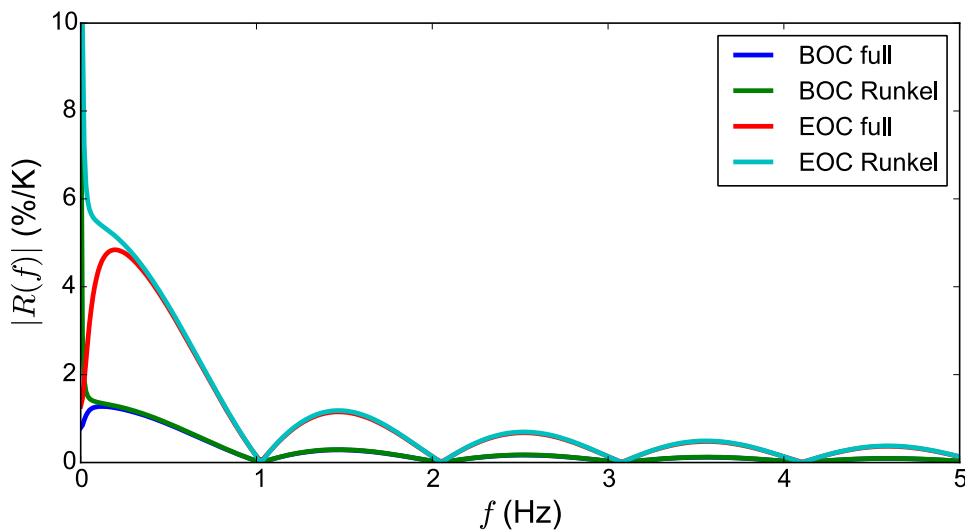


Abb. 2.20 Absolutbetrag der Übertragungsfunktion $R(\omega)$ am Beginn und am Ende des Zyklus

2.8.1.4 Vergleich der Modellvorhersagen mit Messdaten

Ein weiterer Test für die Aussagekraft des Modells ist ein Vergleich der Vorhersage für die Schwankungen der Reaktorleistung gemäß Gleichung (2.40) mit den gemessenen Autoleistungsdichtespektren der Ex-core-Neutronenflussdetektoren. Dazu ist es notwendig, die frequenzabhängige Funktion $T'_K(0, \omega)$ für die Temperaturschwankungen

am Kerneinlass zu bestimmen. Dabei ist zu beachten, dass in turbulenten Strömungen die Schwankungen der Temperatur mit zunehmender Frequenz immer stärker dissipiert werden. Es ist deshalb nicht möglich, ein weißes Rauschen für die Temperaturschwankungen anzusetzen.

In /HIN 75/ wurde eine Näherungsformel für Fluktuationen von transportierten Größen in turbulenten Strömungen bestimmt. Danach kann das Autoleistungsdichtespektrum der Fluktuationen um den Mittelwert mit Hilfe von Gleichung (2.46) beschrieben werden.

$$E_{T'_k}(f) = \overline{T'_k{}^2} \frac{2\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)}{\sqrt{\pi}\Gamma\left(\frac{1}{3}\right) f_0} \left[1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2\right]^{-\frac{5}{6}} \quad (2.46)$$

Dabei ist $\overline{T'_k{}^2}$ die Varianz der Temperaturfluktuationen um den Mittelwert. Für eine Sinusschwingung mit Amplitude ΔT entspricht sie $\Delta T^2/2$. f_0 gibt die Grenzfrequenz an, ab der die Temperaturschwankungen durch die Turbulenz dissipiert werden. In Abb. 2.21 ist ein solches Spektrum für $\Delta T_{eff} = 5$ K (gleiche Varianz wie eine Sinusschwingung mit einer Amplitude von 5 K) und $f_0 = 0,1$ Hz dargestellt.

/UIT 77/, /TÜR 82/ und /HAS 88/ veröffentlichten Messungen von Temperaturfluktuationen in verschiedenen Reaktoren, die qualitativ denselben Verlauf zeigen wie Abb. 2.21. Der Vergleich von Abb. 2.21 mit den Messungen von Autoleistungsdichtespektren der Temperaturfluktuationen im Kernkraftwerk Borssele aus /TÜR 82/ zeigt, dass diese auch quantitativ gut mit den Vorhersagen nach Gleichung (2.46) bei den gewählten Parametern übereinstimmen.

Aus dem Autoleistungsdichtespektrum lassen sich nach Gleichung (2.46) die frequenzabhängigen Fluktuationen der Kerneinlasstemperatur bestimmen /HAN 11/. Da im Folgenden wieder nur Autoleistungsdichtespektren betrachtet werden, kann dabei auf die Phaseninformationen verzichtet werden.

$$T'_k(0, f) = \sqrt{\frac{E_{T'_k}(f)}{2}} \quad (2.47)$$

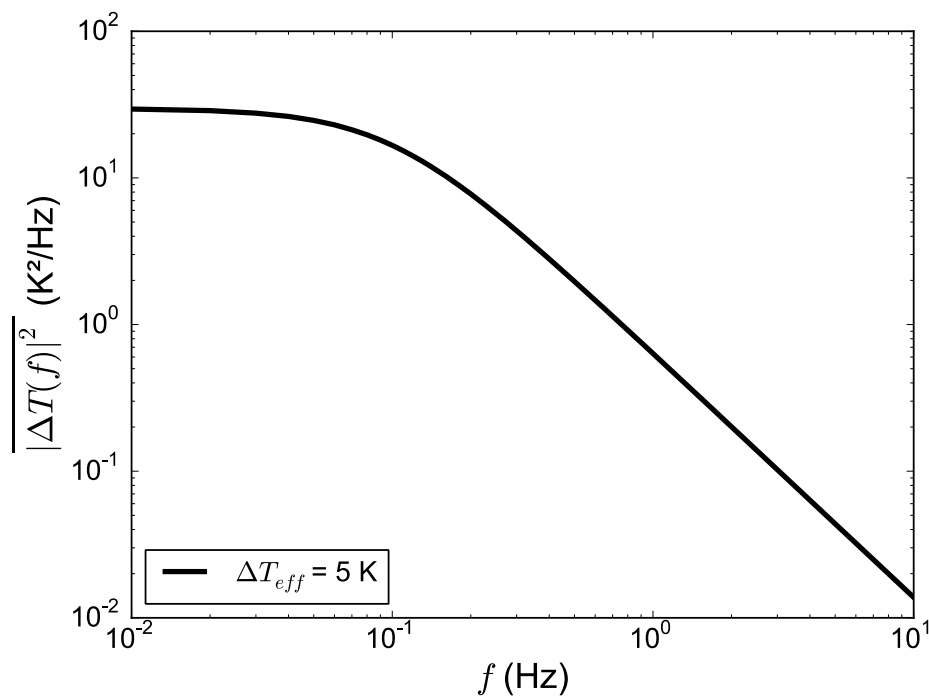


Abb. 2.21 Autoleistungsdichtespektrum einer turbulenten Temperaturschwankung nach /HIN 75/

In Abb. 2.22 werden die gemessenen Autoleistungsdichtespektren der Ex-core-Detektoren der Vorkonvoianlage mit den Leistungsfluktuationen verglichen, die durch Einsetzen der Gleichungen (2.46) und (2.47) in Gleichung (2.40) bestimmten werden. Dabei wird für die Grenzfrequenz f_0 ein Wert von 0,1 Hz und für die Varianz der Temperaturfluktuationen jeweils der Wert angenommen, der einer Sinusschwingung mit einer Amplitude von 2 K, 5 K bzw. 10 K entspricht.

Zunächst fällt auf, dass die Resonanzstruktur der Modellvorhersagen, die sich bei ca. 0,5 Hz, 1,5 Hz, ... durch lokale Maxima und bei 1 Hz, 2 Hz, ... durch lokale Minimal zeigt, in den Messdaten nicht beobachtet werden kann. In /PAS 10/ wird gezeigt, dass diese Resonanzstruktur fast verschwindet, wenn man den Reaktor nicht mehr punktkinetisch betrachtet, sondern räumliche Fluktuationen innerhalb des Reaktorkerns berücksichtigt.

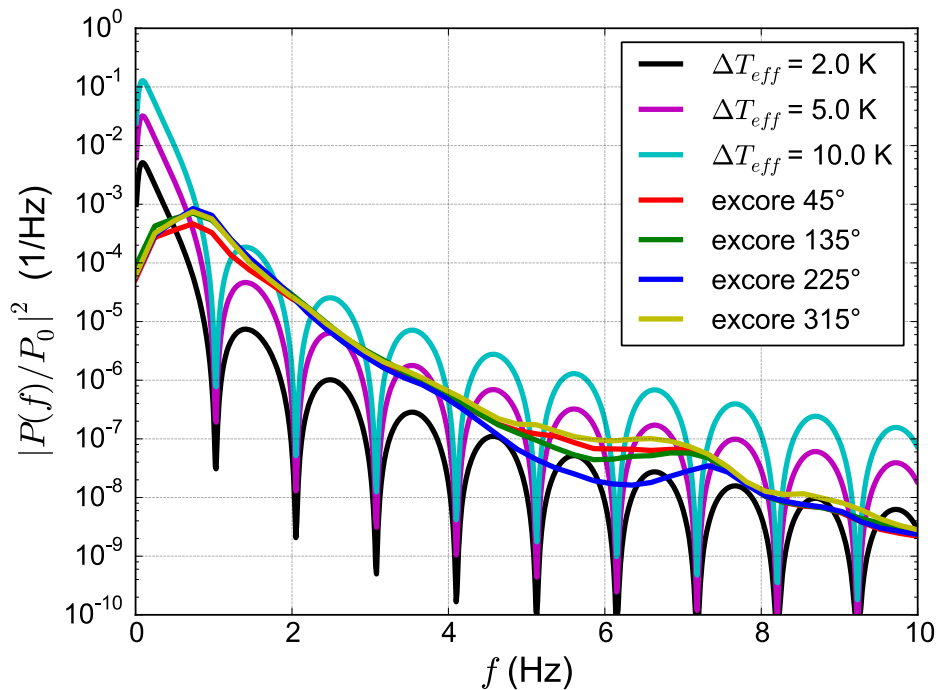


Abb. 2.22 Vergleich der gemessenen Autoleistungsdichtespektren der Ex-core-Detektoren (Vorkonvoi) mit den Modellvorhersage bei Annahme von unterschiedlich starken Temperaturfluktuationen am Kerneinlass

Der Abfall der Messwerte im Bereich zwischen 1 und 7 Hz über vier Größenordnungen wird dagegen durch das Modell gut wiedergegeben. Der Vergleich zwischen den gemessenen Autoleistungsdichtespektren mit den lokalen Maxima der Modellvorhersagen für verschiedene Amplituden der Temperaturfluktuationen zeigt die beste Übereinstimmung, wenn für die sinusschwingungseffektive Amplitude ein Wert von 5 K gewählt wird.

In /RUN 87/ wird für eine deutsche Vorkonvoianlage argumentiert, dass die Signale der In-core-Neutronenflussdetektoren erklärt werden können, wenn man davon ausgeht, dass die Temperaturschwankungen am Kerneinlass vernachlässigbar sind. Dann reduziert sich Gleichung (2.45) auf (2.48).

$$T'_K(z, \omega) = \frac{qP_0}{v\tau_K} \rho_{in} G_B(\omega) G(\omega) zA(z, \omega) \quad (2.48)$$

Die Temperaturfluktuationen und damit auch die Signale der In-core-Neutronenflussdetektoren zeigen dann beim Vergleich von Werten in unterschiedlichen

Kühlkanalhöhen eine frequenzabhängige Phasenverschiebung. Die Phasenverschiebung ist dabei eine lineare Funktion der Frequenz, falls lokale Effekte die Messungen der In-core-Neutronenflussdetektoren dominieren. In /RUN 87/ und /KOS 88/ wurden Messungen veröffentlicht, die diese Annahme bestätigen.

Bei den Bedingungen eines deutschen DWRs bei Vollast würde die Phasenverschiebung bei 1 Hz zwischen dem ersten und dritten Viertel der Kühlkanalhöhe ca. 90° betragen. Entsprechend müsste das Signal ca. 0,25 s verzögert sein, wenn Temperaturmesswerte im Abstand von einer halben Kühlkanalhöhe miteinander verglichen würden. Es würde sich auch eine Phasenverschiebung zwischen den In-core-Neutronenflussdetektoren einer Messlanze in unterschiedlichen Höhen ergeben.

Ein Vergleich der In-core-Neutronenflussdetektorsignale einer Messlanze in einem deutschen Vorkonvoi zeigt, dass die 6 Messsignale alle in Phase sind (siehe Abb. 2.23).

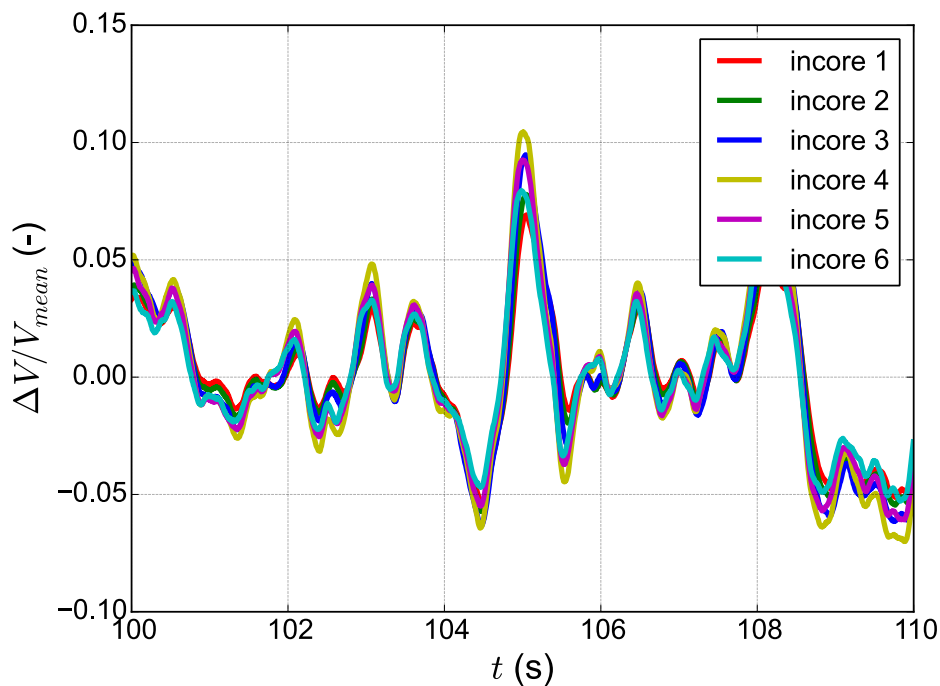


Abb. 2.23 Relative Schwankungen der In-core-Neutronenflussdetektorsignale einer Messlanze in einem deutschen Vorkonvoi

In diesem Punkt weichen die Auswertung aktuelle Messdaten signifikant von den Auswertungen in /RUN 87/ und /KOS 88/ ab: Während in den dort veröffentlichten Mes-

sungen eine Phasenverschiebung zwischen In-core-Neutronenflussdetektoren in unterschiedlicher Höhe festgestellt werden konnten, kann dieser Effekt mit den aktuellen Messdaten nicht nachvollzogen werden. Während in den alten Messungen lokale Effekte einen signifikanten Einfluss auf die Messungen der In-core-Neutronenflussdetektoren hatten, scheinen bei den aktuellen Messungen globale Effekte zu dominieren.

2.8.1.5 Bewertung des Modells

Das analytische Modell nach /RUN 87/ liefert für realistische Temperaturschwankungen am Kerneinlass (Amplitude ca. 1 K) Schwankungen in der relativen Amplitude des Neutronenflusses von bis zu 5 %. Auch der qualitative Frequenzverlauf wird richtig wieder gegeben (mit einem Maximum zwischen 0 und 1 Hz). Das Modell sagt auch richtig voraus, dass die Schwankungen am Ende eines Zyklus größer sind, als zu Beginn. Die relative Amplitude der Leistungsschwankungen ist dabei direkt proportional zum Kühlmitteltemperaturkoeffizienten. Dies entspricht den Beobachtungen in deutschen DWR /POL 12/.

Das Modell kann allerdings nicht erklären, wie es zu einer Gegenphasigkeit zwischen gegenüberliegenden Kernhälften kommt, da die Neutronenphysik mit Hilfe eines Punktkinetikmodells quasi 0-dimensional beschrieben wird.

Geht man von einem dominierenden Effekt von lokalen Temperaturschwankungen des Kühlmittels auf die lokale Neutronenflussdichte im Kern und damit auf die In-core-Neutronenflussdetektoren aus, so sagt das Modell eine Phasenverschiebung zwischen Detektoren in unterschiedlicher Kernhöhe voraus. Dies entspricht nicht den Beobachtungen.

Insgesamt lässt der Vergleich zwischen diesem analytischen Modell und den Messungen darauf schließen, dass zeitabhängige Schwankungen an den Einlässen der Kernkanäle nicht (alleine) für die beobachteten Schwankungen des Neutronenflusses verantwortlich sein können. Kühlmitteltemperaturschwankungen, die an allen Kernkanälen zeitsynchron und ohne Phasendifferenz auftreten würden, hätten zur Folge, dass In-core-Neutronenflussdetektoren einer Messlanze eine Phasenverschiebung zwischen unterschiedlichen Höhen zeigen müssten. Dasselbe gälte auch für Kühlmitteltempera-

turschwankungen, die zwischen den einzelnen Kernkanälen nicht zeitsynchron wären bzw. die eine Phasenverschiebung aufweisen würden.

Gleichung (2.48) liefert aber eine andere mögliche Erklärung für die (lokalen) Schwankungen des Neutronenflusses: (lokale) Schwankungen der Reaktivität, die unabhängig von der Kühlmitteltemperatur sind. Die Synchronität der Neutronenflusssignale in unterschiedlichen Kernhöhen weist darauf hin, dass diese Reaktivitätsschwankungen ebenfalls synchron (und ohne Phasenverschiebung) über die gesamte Kernhöhe auftreten. Eine mögliche Erklärung dafür könnten Reaktivitätsschwankungen durch mechanische Verformungen von Kerneinbauten (z. B. der Brennelemente) sein.

2.8.2 Numerische Modelle des Neutronenflusses bei Kühlmitteltemperaturschwankungen

In einem vorangegangenen Projekt der GRS /PER 12/ wurde anhand einfacher thermohydraulischer und neutronischer Modelle unter anderem untersucht, wie Änderungen der Kerngeometrie durch Druckänderungen entstehen können, und wie sie sich auswirken. Berechnungen eines Modells von zwei benachbarten, stark unterschiedlich abgebrannten Brennelementen mit ATHLET ergaben, dass unter der Annahme des Zusammenwachsens von Grenzschichten ein lateraler Druckabbau verhindert wird, und Kräfte auftreten können, die zu einer Brennelementauslenkung im Millimeterbereich führen. Von Seiten der Neutronenphysik wurde ein Modell eines Brennelements mit veränderten Wasserspalten aufgrund einer postulierten mechanischen Einwirkung betrachtet. Der Neutronenfluss über dem Brennelementdurchmesser zeigte respektive einen deutlichen Anstieg oder Abfall auf der Seite mit den vergrößerten bzw. verengten Wasserspalten aufgrund der veränderten Moderationsverhältnisse. Eine gekoppelte Neutronik/Thermohydraulik-Rechnung eines Mini-Kernmodells mit einer Kombination aus frischen und abgebrannten Brennelement ergab Leistungsänderungen von bis zu 0,15 % bei Druckoszillationen, 2,5 % bei Massenstromvariationen und 2,8 % bei Änderungen der Eintrittstemperatur. Die Schwingungen der Randbedingungen erfolgten dabei mit einer festen Frequenz von 0,8 Hz. Eine Variante des Modells, die das modifizierte Strömungsdesign einiger Brennelement-Typen nachbilden sollte, erbrachte trotz einer Änderung der Massenstromverteilung im unteren Kernbereich keine Auswirkungen auf die Stärke der Neutronenflussschwankungen.

Abarca et al /ABA 14/ berechneten die frequenzabhängige Beeinflussung der Leistung durch eine sinusförmige Störung der Kerneintrittstemperatur mit einer Amplitude von einem Kelvin in einem gekoppelten Modell. Ihre Ergebnisse zeigen insbesondere auch am Zyklusende eine Verstärkung der Leistungsschwankung im niedrigen Frequenzbereich mit einem Maximum bei ca. 0,3 Hz. Der Frequenzverlauf des Rauschens folgt qualitativ dem Verlauf der gemessenen Autoleistungsdichtespektren.

In /SEI 15/ wurden Simulationsergebnisse mit Hilfe des S3K Kernsimulators veröffentlicht. Diese basieren auf den realen Beladungsdaten einer deutschen Vorkonvoianlage. Als Randbedingung wurden an den Einlässen der Kernkanäle Temperaturschwankungen auf Basis eines weißen Spektrums vorgegeben, wobei die Schwankungen räumlich korreliert waren. Das so berechnete Rauschspektrum zeigte im niederfrequenten Bereich einen qualitativen sehr ähnlichen Verlauf wie die Messwerte von Ex-core-Neutronenflussdetektoren. Diese Simulationen konnten auch die Gegenphasigkeit von einander gegenüberliegenden Neutronenflussdetektoren reproduzieren.

Sowohl die Simulationen in /ABA 14/ als auch die in /SEI 15/ basieren auf dem Transport von thermohydraulischen Störungen durch den Kern. Sie können deshalb nicht den nahezu gleichzeitigen Verlauf der Signale von übereinanderliegenden Detektoren nachvollziehen.

Auf Basis des gekoppelten ATHLET-QUABOX/CUBBOX /PER 12/ wurden weitere Simulationen durchgeführt. Das Modell besteht aus 3x3 Brennelementen (siehe Abb. 2.24), die über das gemeinsame TFO INLET bespeist werden. Dieses wiederum wird über ein FILL-Objekt (PREINLET) bespeist, über das in den Simulationen die variierenden Randbedingungen vorgegeben werden können. Die neun Brennelemente bzw. Kühlkanäle speisen gemeinsam in das TFO PHBOUT ein.

Um auch höherfrequente Schwingungen mit Hilfe dieses Modells simulieren zu können, wurde die Höhe von PREINLET und INLET auf 0,2 m reduziert. Bei den in den Simulationen verwendeten Fluidgeschwindigkeiten in diesen TFO ergibt sich dann eine maximale Durchflusszeit für diese TFO von 0,03 s. Schwingungen mit Frequenzen kleiner als ca. 30 Hz werden damit nicht zu stark gedämpft.

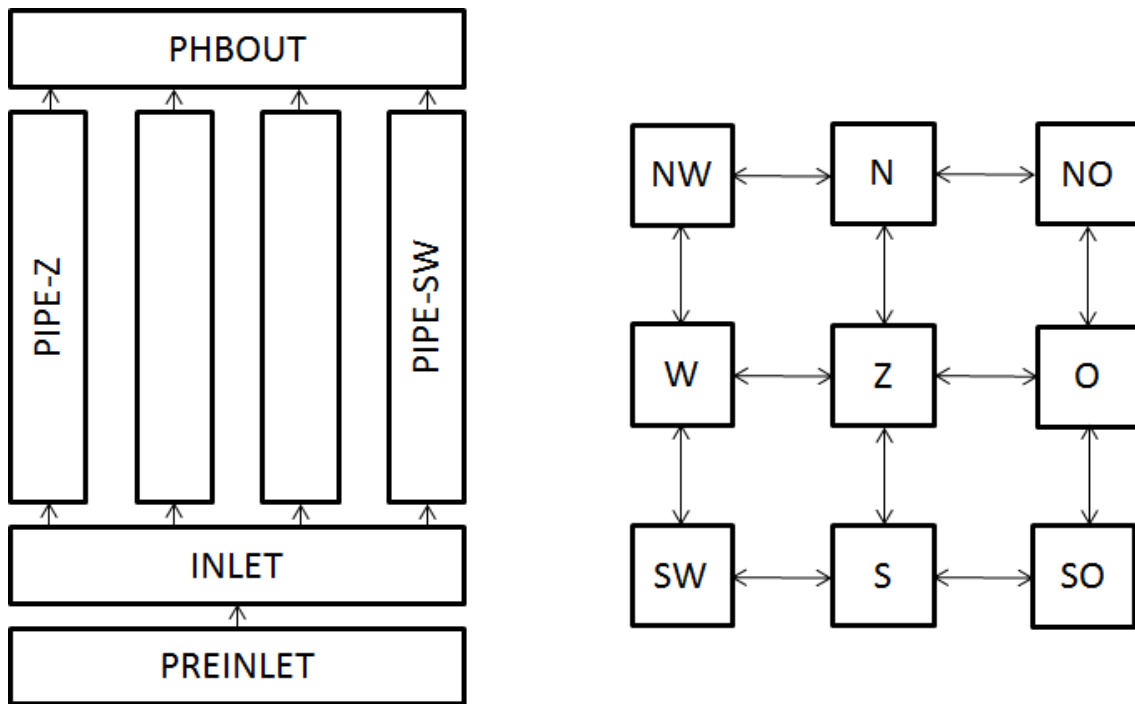


Abb. 2.24 Geometrie des gekoppelten ATHLET-QUABBOX/CUBBOX Modells /PER 12/

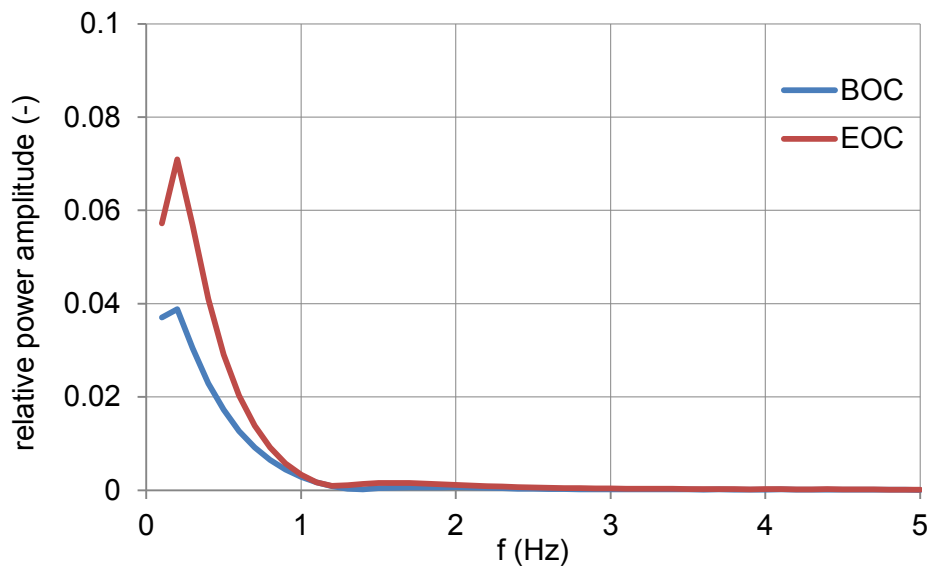


Abb. 2.25 Simulierte relative Leistungsschwankungen bei einer sinusförmigen Temperaturschwankungen von ± 1 K

In Abb. 2.25 sind Simulationen dargestellt, die für Begin of Cycle- sowie für End of Cycle-Randbedingungen durchgeführt wurden. Dabei wird eine sinusförmige Schwingung der Kühlmitteltemperatur am Einlass von PREINLET von 1 K vorgegeben. Auf der Abszisse ist dabei die Frequenz der Temperaturosillationen aufgetragen, auf der Or-

dinate die relative Amplitude der Schwingung der Gesamtleistung des Systems. Die Simulationen der Temperaturszillationen erfolgten dabei für Frequenzen zwischen 0,1 Hz und 5,0 Hz in Schritten von 0,1 Hz. Der qualitative Verlauf der Amplituden der Leistungsschwingungen in Abb. 2.25 entspricht dem Verlauf der Vorhersagen des punktkinetischen Modells in Abb. 2.20.

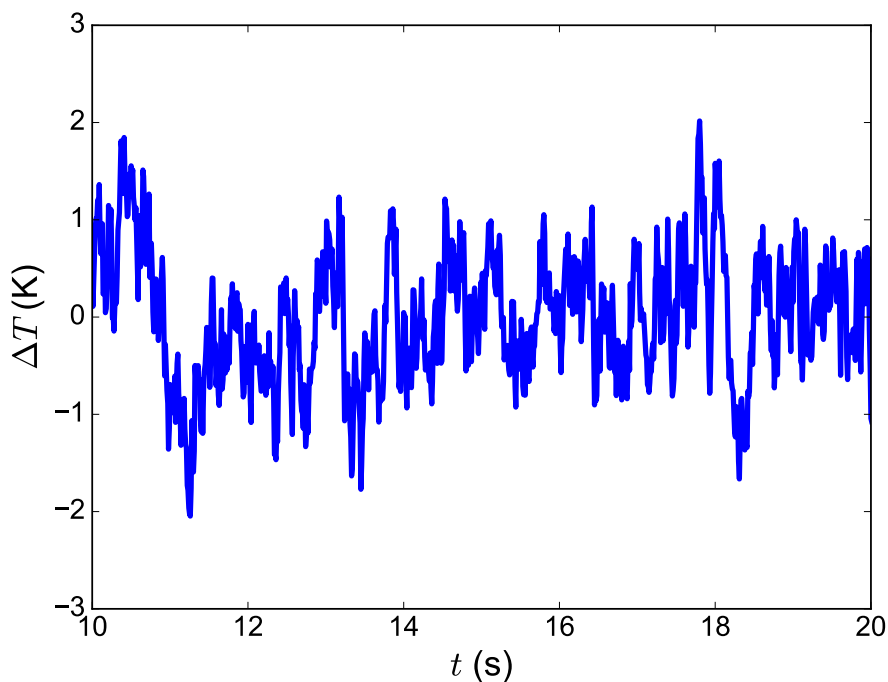


Abb. 2.26 Simulierte Temperaturschwankungen

Um die Ergebnisse des gekoppelten Modells mit den Messungen aus deutschen DWRs zu vergleichen, ist es notwendig, Annahmen über das Spektrum der Temperaturszillationen am Kerneinlass zu machen. Dazu wird im Folgenden das Modell aus Gleichung (2.46) mit einer Grenzfrequenz f_0 von 1 Hz und einer Varianz der Temperaturfluktuationen, die einer Sinusschwingung mit einer Amplitude von 1 K entspricht, verwendet. Mit Hilfe der spektralen Leistungsdichte nach Gleichung (2.46) kann dann eine Zeitreihe für die Temperatur am Kerneinlass erstellt werden (siehe Abb. 2.26 und Abb. 2.27)).

Um aus der nach Gleichung (2.46) berechneten spektrale Leistungsdichte eine Zeitreihe für die Temperaturen am Kerneinlass zu erhalten, wird eine inverse Fouriertransformation durchgeführt, wobei für die Phasen der einzelnen Moden Zufallswerte verwendet werden.

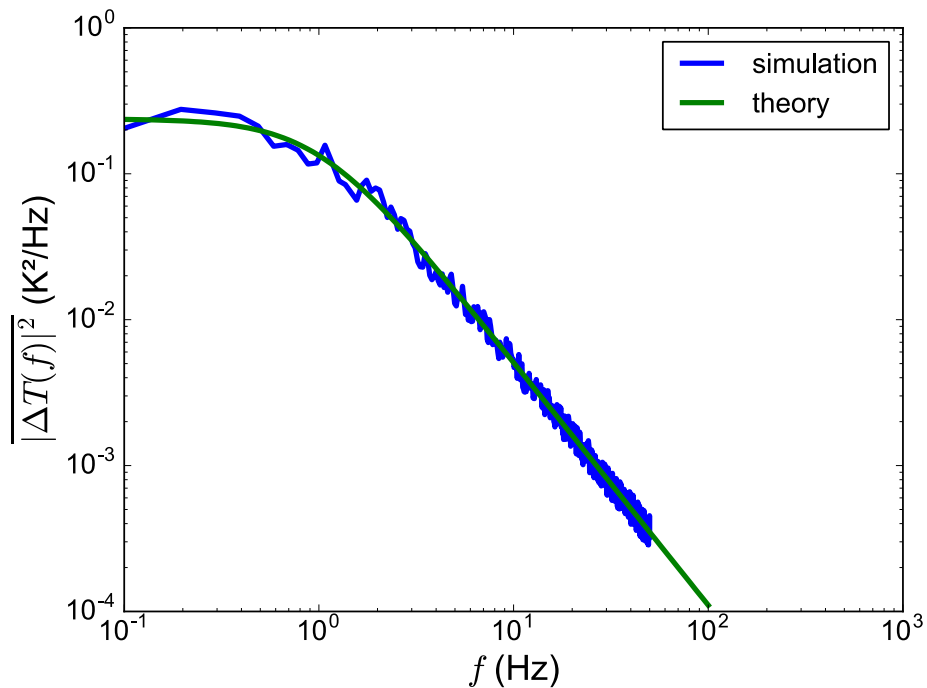


Abb. 2.27 Vergleich der spektrale Leistungsdichte der simulierten Temperaturschwankungen mit den theoretischen Werten nach Gleichung (2.46)

Der Vergleich des Autoleistungsdichtespektrums der simulierten Leistungsschwankungen mit den Messwerten aus einer deutschen Vorkonvoianlage am Ende eines Zyklus zeigt eine gute qualitative Übereinstimmungen mit den gemessenen Werten über mehrere Größenordnungen. Die Ergebnisse aus /ABA 14/ und /SEI 15/ werden damit durch die Simulationen mit Hilfe eines gekoppelten ATHLET-QUABBOX/QUBBOX-Modells bestätigt. Allerdings kann auch mit Hilfe dieses Modells nicht nachvollzogen werden, warum die Leistungsschwankungen über die gesamte Höhe des Kerns ohne Zeitverzögerung auftreten.

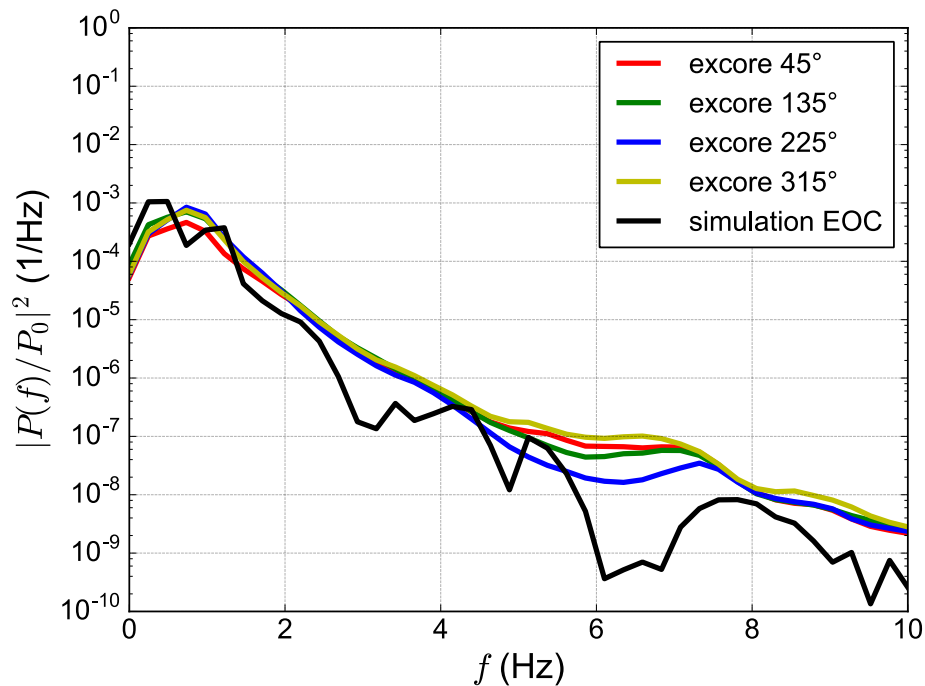


Abb. 2.28 Vergleich der spektrale Leistungsdichte der simulierten Leistungsschwankungen mit den Messungen aus einer deutschen Vorkonvoi-anlage

2.8.3 Empirisches Modell der Detektorsignale durch eine sich bewegenden Punktquelle

Als Grundlage für die weiteren Modellentwicklungen und darauf aufbauenden Simulationen wird ein empirisches Modell vorgestellt, das die wesentlichen Beobachtungen aus der Auswertung in Kapitel 2.4 reproduzieren kann. Im relevanten Frequenzbereich bis ca. 2 Hz ist dies zum einen, dass Signale von Neutronenflussdetektoren unterschiedlich stark miteinander korrelieren. Während die Signale von relativ zur Kernmitte gegenüberliegenden Detektoren eine große Kohärenz und eine Phasenverschiebung von 180° aufweisen, zeigen nebeneinander liegende Detektoren eine deutlich kleinere Kohärenz und keine klare Phasenbeziehung. Zum anderen zeigen Signale von übereinanderliegenden Detektoren ein synchrones Verhalten ohne Phasenunterschiede.

2.8.3.1 Beschreibung des Modells

Als Grundlage für das empirische Modell dient eine in /KIM 95/ vorgestellte Methode zur Analyse der Signale von Ex-core-Neutronenflussdetektoren. Mit ihrer Hilfe werden die Autoleistungsdichtespektren der Signale von vier, jeweils um 90° versetzten, Ex-core-Neutronenflussdetektoren in vier Moden zerlegt. Dabei haben diese Moden eine räumliche Interpretation (siehe Abb. 2.29). Zwei Moden entsprechen jeweils einer „Balkenschwingung“ des Neutronenflusssignals. Dabei pendelt die Leistung scheinbar auf einer Geraden zwischen zwei gegenüberliegenden Kernhälften. Eine weitere Mode entspricht einer „Globalschwingung“. Dabei schwing die Leistung des Reaktors im gesamten Kern. Die vierte Mode entspricht einer „Schalenschwingung“. In der ersten Hälfte einer Schwingung verringert sich dabei die Leistung in einer Raumrichtung während sie sich in der senkrecht dazu liegenden Raumrichtung erhöht. In der zweiten Hälfte einer Schwingungsperiode drehen sich die Verhältnisse dann um.

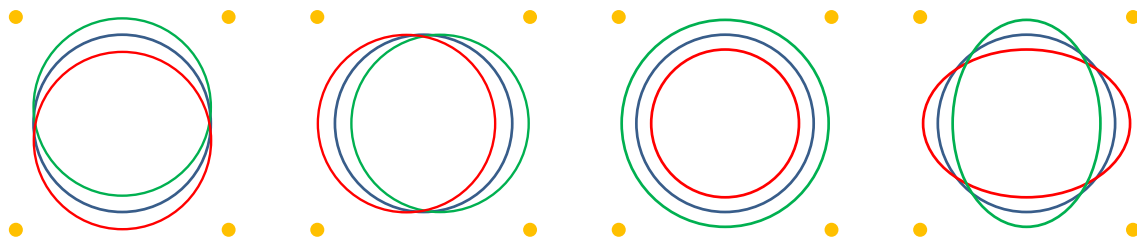


Abb. 2.29 Modenzerlegung der Signale von Ex-core-Neutronenflussdetektoren (orange) in (von links nach rechts) Balkenschwingung 1, Balkenschwingung 2, Globalschwingung und Schalenschwingung

In /FIE 02/ wurde die Methode von /KIM 95/ dazu verwendet, Messungen aus verschiedenen Reaktoren unterschiedlicher Typen auszuwerten. Dabei zeigte sich, dass in deutschen Druckwasserreaktoren der Baureihen Vorkonvoi und Konvoi im niederfrequenten Bereich jeweils eine der beiden Balkenschwingungsmoden dominiert. In WWER 440 Reaktoren und in koreanischen Reaktoren der ABB-CE Bauweise hingegen dominierte die Globalschwingung.

Eine Auswertung der der GRS vorliegenden Messdaten bestätigte die Ergebnisse von /FIE 02/. Sowohl in der Vorkonvoi- wie in der Konvoianlage dominieren wieder die „Balkenschwingungen“.

Die Methode von /KIM 95/ basiert auf einer Analyse der Messdaten im Frequenzraum mit Hilfe der Fourieranalyse. Dabei werden die Messdaten über ein bestimmtes Zeitfenster ausgewertet und dann die Ergebnisse all dieser Zeitfenster gemittelt. Dadurch gehen Informationen über das zeitliche Verhalten der Signale verloren.

Das hier vorgestellte empirische Modell geht davon aus, dass die Signale der Neutronenflussdetektoren durch die Bewegung einer Punktquelle in einer Ebene beschrieben werden können. Es wird weiterhin angenommen, dass sich die Ruheposition der Punktquelle im Ursprung des Koordinatensystems befindet und dass eine relative Änderung eines Detektorsignals S_i gleich groß ist wie die relative Änderung des Abstands zwischen der Punktquelle und dem Detektor.

$$\frac{\Delta S_i(t)}{\bar{S}_i} = \frac{|\mathbf{r}(t) - \mathbf{d}_i|}{|\mathbf{d}_i|} \quad (2.49)$$

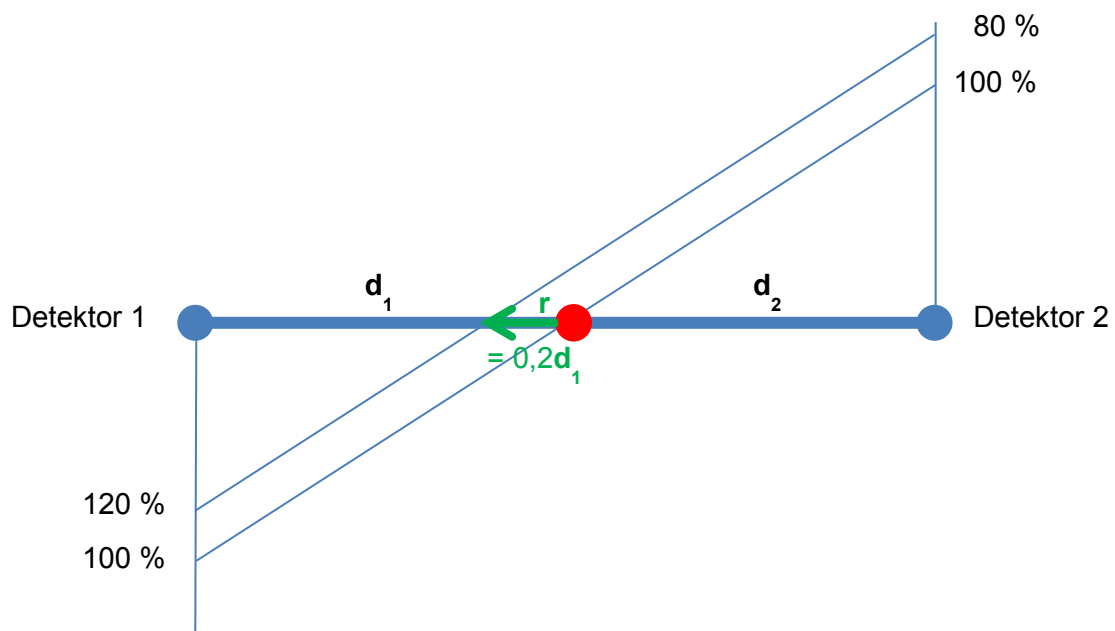


Abb. 2.30 Bestimmung des Orts der Punktquelle aus Kombination von Detektorsignalen

In Abb. 2.30 ist ein Beispiel für eine solche Verschiebung dargestellt. Dabei befinden sich zwei Detektoren relativ zur Kernmitte im gleichen Abstand auf gegenüberliegenden Seiten. Verschiebt sich nun die angenommene Punktquelle um 20 % des Ab-

stands zwischen Kernmitte und Detektor in Richtung eines der Detektoren, so für dies dort zu einer Signalerhöhung um 20 %. Der gegenüberliegende Detektor misst ein 20 % niedrigeres Signal.

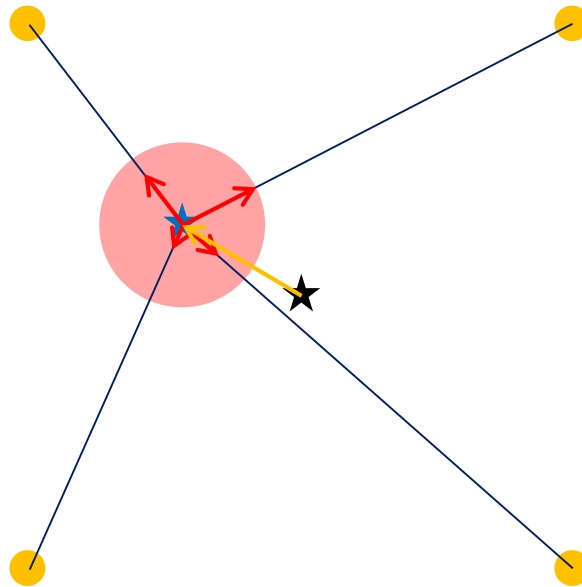


Abb. 2.31 Schema zur Bestimmung der Quellposition und des Fehlermaßes (orange Scheiben: Detektoren; schwarzer Stern: Quelle in Ruheposition; blauer Stern: Modellposition der Quelle; rote Pfeile: detektorabhängige Korrekturen der Quellpositionen; rote Scheibe: Fehler in der Quellpositionsbestimmung)

Unter diesen Modellannahmen ist es nun möglich, aus den gemessenen relativen Änderungen von drei oder mehr Detektorsignalen die Position der angenommenen Punktquelle durch Trilateration zu bestimmen. Dazu muss die Position bestimmt werden, die das Ergebnis von Gleichung (2.50) minimiert. Es ist die Summe der Quadrate der Abweichungen zwischen der Modellvorhersage und den Messsignalen der Detektoren. Dabei wird angenommen, dass sich die ungestörte Position des Kerns, für die alle Detektoren ihren Mittelwert zurückliefern, sich im Ursprung des Koordinatensystems befindet.

$$R = \sum_{i=1}^N \left(\left(\frac{|\mathbf{r}(t) - \mathbf{d}_i|}{|\mathbf{d}_i|} - 1 \right) - \frac{\Delta S_i(t)}{\bar{S}_i} \right)^2 \quad (2.50)$$

Der erste Summand für Detektor i in Gleichung (2.50) entspricht der Modellvorhersage für die relative Änderung des Detektorsignals, der zweite der gemessenen relativen Signaländerung.

Um zu überprüfen, ob das Modell konsistente Ergebnisse für alle Detektoren einer Detektorkombination ermittelt, wird für jeden Zeitpunkt ein Maß dafür bestimmt, wie gut die jeweils ermittelte Quellposition die Detektorsignale dieses Zeitschritts reproduzieren kann. Dazu wird für jeden Detektor berechnet, um welche Strecke die Quellposition auf der Verbindungslinie zwischen ermittelter Quellposition und Detektor verschoben werden muss, damit die modellierte relative Signaländerung mit der gemessenen übereinstimmt (siehe Abb. 2.31). Der Maximalwert all dieser Verschiebungskorrekturen liefert dann ein Maß für die Unsicherheit in der ermittelten Quellposition.

2.8.3.2 Auswertung von Messdaten mit Hilfe des Modells

In Abb. 2.32 sind für ein Zeitintervall von einer Sekunde die Trajektorien der angenommenen Punktquelle dargestellt, die mit Hilfe von drei Detektorkombinationen bestimmt werden. Dazu wird mit einer Zeitschrittweite von 0,02 s für jeden Zeitpunkt die Position bestimmt, die Gleichung (2.50) minimiert. Die dabei verwendeten Detektorkombinationen aus in- bzw. Ex-core-Neutronenflussdetektoren sind in Abb. 2.33 dargestellt.

Der Vergleich der Trajektorien auf Basis der beiden Detektorkombinationen von In-core-Detektoren zeigt, dass die ermittelten Positionen für jeden Zeitschritt sehr nahe im Vergleich zur gesamten Ausdehnung der Trajektorie zusammen liegen. Diese beiden Detektorkombinationen liefern also konsistente Ergebnisse.

Vergleicht man die Trajektorie einer In-core-Detektorkombination mit der der Ex-core-Detektorkombinationen, so liefern die Ex-core-Detektoren eine Trajektorie mit einer deutlich größeren Ausdehnung. Skaliert man allerdings die Trajektorie der Ex-core-Detektoren mit dem Faktor $1/3$, so stimmt sie wieder sehr gut mit den aus den In-core-Detektorsignalen bestimmten Trajektorien überein.

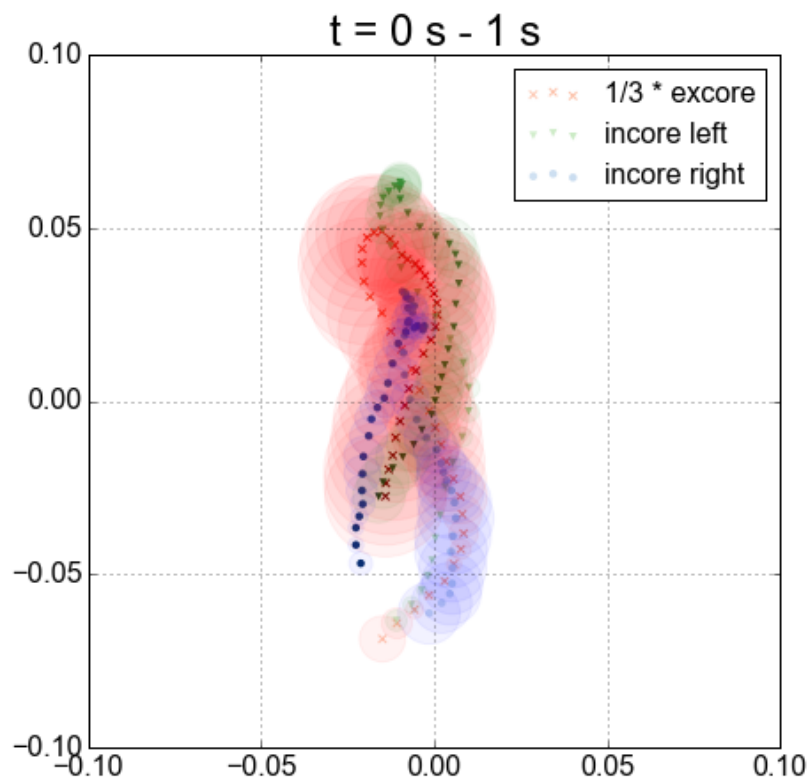


Abb. 2.32 Trajektorien für die Quelle des Neutronenflusses auf Basis unterschiedlicher berücksichtigter Detektorkombinationen (zunehmende Farbintensität von $t = 0$ s bis $t = 1$ s)

Der Vergleich zwischen der Ausdehnung der Unsicherheitskreise mit der modellierten Bewegung der Punktquelle zeigt, dass die Verschiebungen der Punktquelle aus ihrer Ruheposition deutlich größer sind, als die ermittelten Modellabweichungen.

In Abb. 2.34 ist die zeitliche Entwicklung der Quellposition für insgesamt 18 Zeitintervalle mit einer Dauer von jeweils 1 s dargestellt. Zu den meisten Zeitpunkten liefert das Modell für alle betrachteten Detektorkombinationen konsistente Ergebnisse.

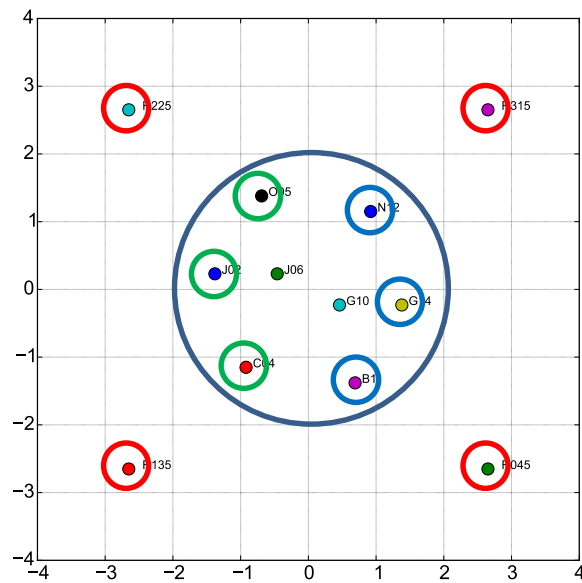


Abb. 2.33 Detektorkombinationen zur Bestimmung von Trajektorien der angenommenen Punktquelle (rot: „excore“, grün: „incore left“, hellblau: „in-core right“)

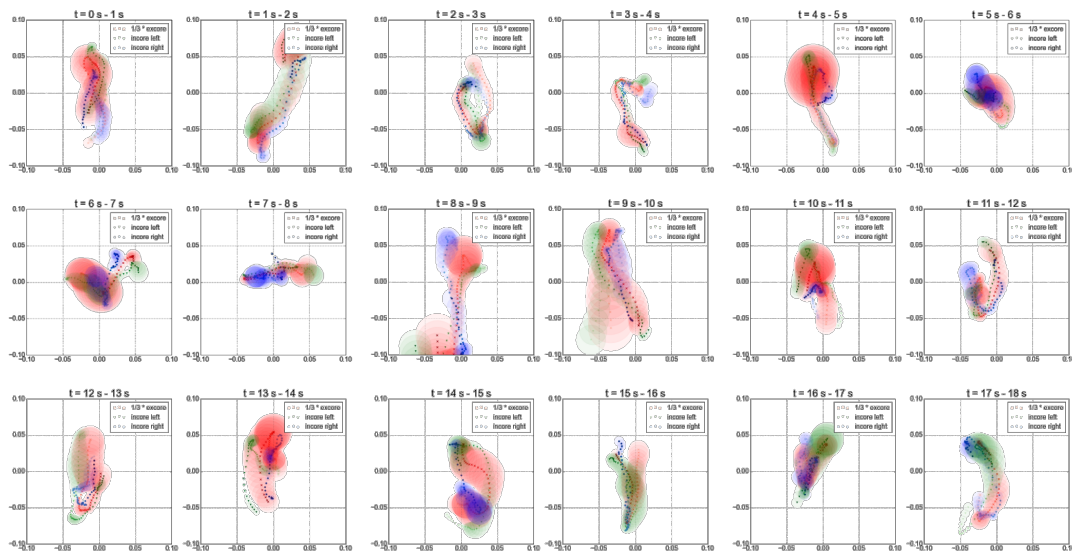


Abb. 2.34 Zeitlicher Entwicklung der Trajektorien für die Detektorkombinationen aus Abb. 2.33 (Vorkonvoi)

In Abb. 2.35 sind für eine der Detektorkombinationen (drei linke In-core-Detektoren) die mit der oben beschriebenen Methode bestimmten Unsicherheiten der Quellpositionsbestimmung dargestellt. Diese liegen zumeist bei kleineren Werten verglichen mit der

Ausdehnung der Trajektorien. Allerdings treten zu vereinzelt Zeitintervallen Unsicherheitswerte auf, die in der gleichen Größenordnung liegen wie die Ausdehnung der jeweiligen Trajektorie.

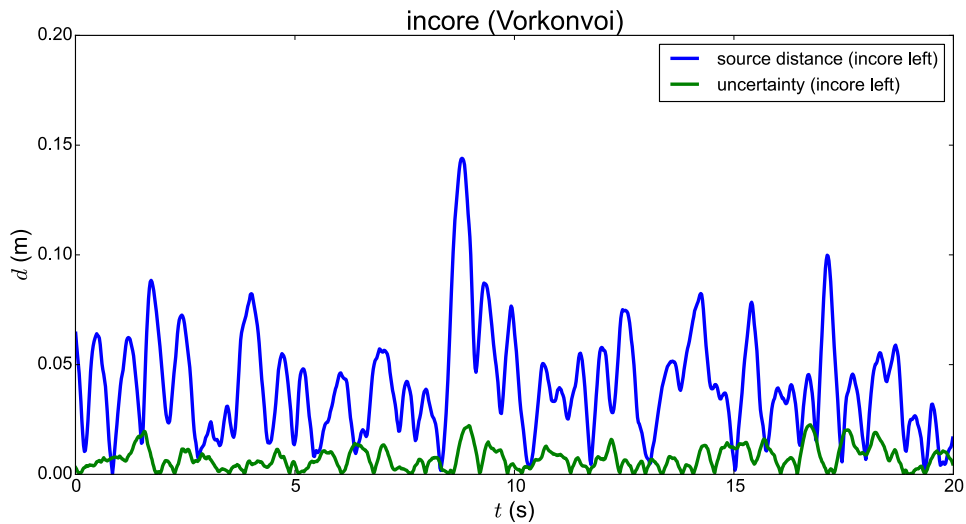


Abb. 2.35 Abstand der Punktquelle von der Ruheposition und Positionsunsicherheiten (Vorkonvoi)

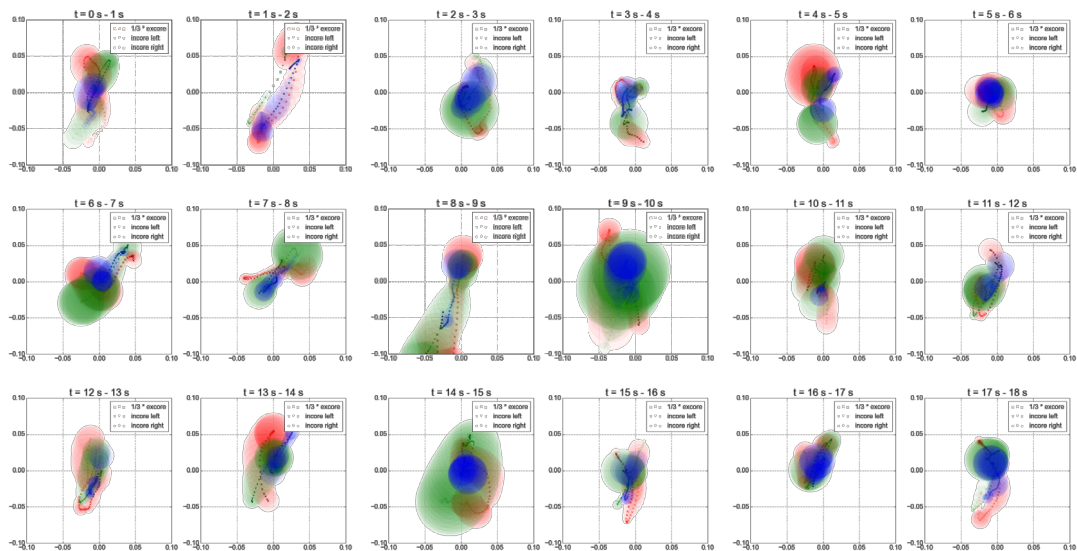


Abb. 2.36 Zeitliche Entwicklung der Trajektorien bei Berücksichtigung der der Kernmitte am nächsten gelegenen In-core-Detektoren (Vorkonvoi)

Die Ergebnisse sind konsistent für alle Höhenebenen der in- und Ex-core-Detektoren.

Wie Abb. 2.36 und Abb. 2.37 zeigen, liefert das Modell deutlich weniger konsistente Ergebnisse, wenn In-core-Detektoren der beiden Messlanzen verwendet werden, die der Kernmitte am nächsten gelegen sind (J06 und G10). Für eine signifikante Anzahl an Zeitschritten zeigt das Maß für die Positionsunsicherheit Werte, die gleich groß oder sogar größer sind als die Ausdehnung der betroffenen Trajektorie.

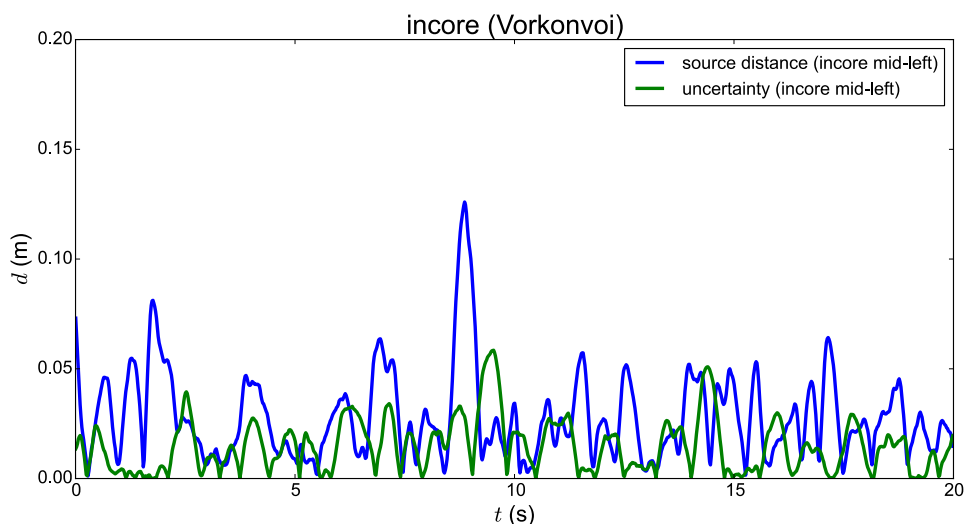


Abb. 2.37 Abstand der Punktquelle von der Ruheposition und Positionsfehler bei Berücksichtigung eines der Kernmitte am nächsten gelegenen In-core-Detektoren (Vorkonvoi)

Vergleicht man die Quellpositionen, die einmal mit einer Detektorkombination ermittelt werden, die einen mittigen Detektor enthielten, mit einer, die nur Detektoren am Kernrand berücksichtigte, dann stimmen diese für die Zeiten gut überein, für die das Maß für die Positionsabweichung klein ist. Umkehrt liefert dieses Maß große Werte für die meisten Zeitschritte, für die sich die Quellpositionen der beiden Detektorkombinationen unterscheiden (siehe Abb. 2.38). Dies zeigt, dass das gewählte Maß für die Unsicherheit der ermittelten Position eine zuverlässige Aussage über die Qualität der Positionsbestimmung liefert.

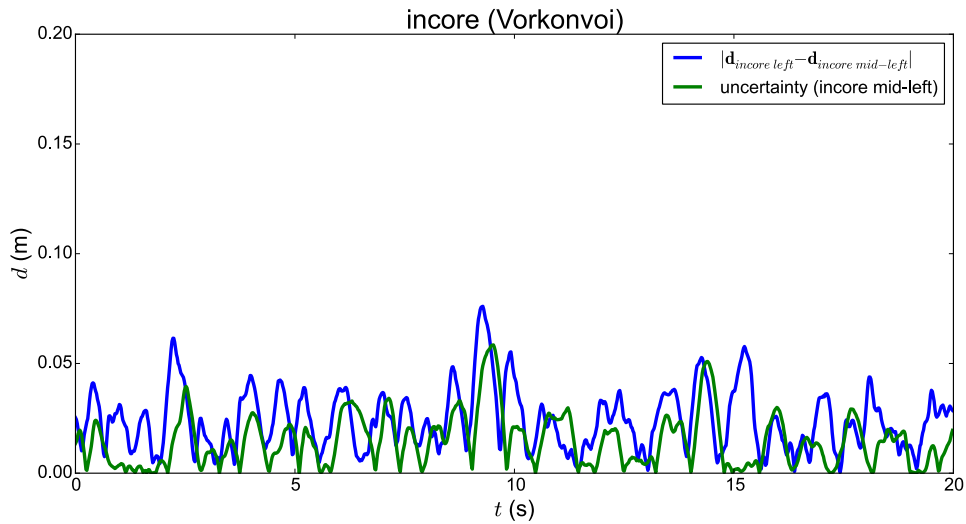


Abb. 2.38 Vergleich der Positionsabweichungen für unterschiedliche Detektorkombinationen mit dem Fehlermaß für die Positionsbestimmung (Vorkonvoi)

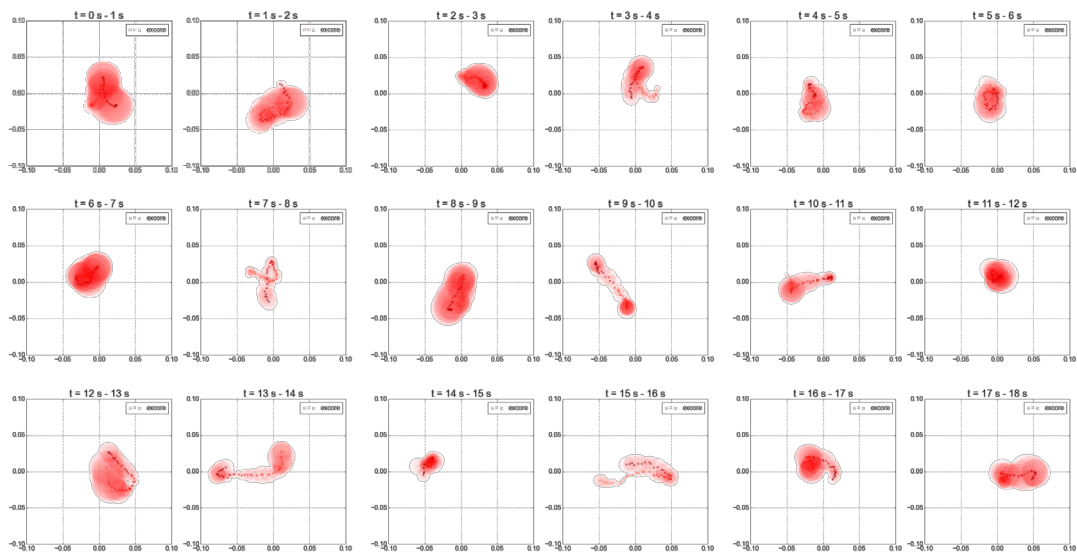


Abb. 2.39 Zeitlicher Entwicklung der Trajektorien (Konvoi)

Wendet man das Modell an, um aus den Ex-core-Detektordaten der Konvoianlage die scheinbare Position der Punktquelle zu bestimmen (siehe Abb. 2.39), so liefert es Trajektorien mit einer kleineren räumlichen Ausdehnung verglichen mit denen der Vorkonvoianlage. Im Gegensatz zu Abb. 2.34 sind die Positionen in Abb. 2.39, die auf Basis der Ex-core-Detektorsignale ermittelt wurden, nicht mit dem Faktor 1/3 skaliert.

Die kleinere Ausdehnung der Trajektorien ist konsistent mit den niedrigeren Werten im Autoleistungsdichtespektrum (siehe Abb. 2.7) der Konvoianlage verglichen mit den der Vorkonvoianlage (siehe Abb. 2.6).

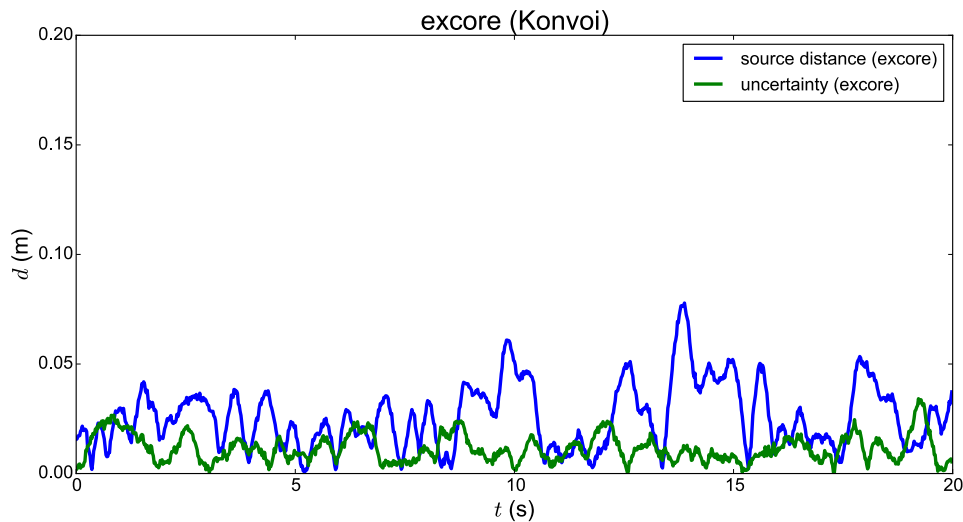


Abb. 2.40 Abstand der Punktquelle von der Ruheposition und Positionsfehler (Konvoi)

Die Unsicherheiten in den mit Hilfe des Modells bestimmten Quellpositionen sind wieder kleiner als die räumliche Ausdehnung der Trajektorie (siehe Abb. 2.40).

2.8.3.3 Bewertung des Modells

Es lassen sich die folgenden Beobachtungen bei der Anwendung des Modells einer sich bewegenden Punktquelle und einer linearen Abhängigkeit der Detektorsignalstärke vom Abstand der Punktquelle zum Detektor machen:

- Das Modell liefert jeweils für eine gewählte Detektorkombination konsistente Ergebnisse, solange keine Detektoren in der Kernmitte berücksichtigt werden
- Unterschiedliche Detektorkombinationen liefern gut übereinstimmende Quellpositionen

Diese Beobachtungen gelten sowohl für die Vorkonvoi- wie auch für die Konvoianlage.

Aus der Beobachtung, dass Kombinationen von Detektoren, die sich in beliebigen (Rand-)Bereichen des Kerns befinden können, trotzdem sehr ähnliche Quellpositionen ermitteln werden, kann geschlossen werden, dass die Schwankungen in den Signalen der Neutronenflussdetektoren durch ein Phänomen verursacht werden, das den gesamten Kern betrifft. Dieses Phänomen scheint zu einer Verlagerung der Leistung des Kerns zu führen.

Aus der Beobachtung, dass alle Detektoren einer Messlanze jeweils zeitsynchrone Signalverläufe liefern, lässt sich schließen, dass die Leistungsverlagerung des Kerns in einer Ebene senkrecht zu den Kühlkanälen erfolgt.

Die Beobachtungen, dass die Detektoren in Kernmitte kleinere Leistungsschwankungen messen als die Detektoren am Kernrand (siehe Abb. 2.12) und dass Positionsbestimmungen auf Basis der Detektoren in Kernmitte zu größeren Positionsunsicherheiten führen, lässt darauf schließen, dass die Leistungsverlagerung zu stärkeren Effekten am Kernrand führt als in der Mitte. Erklären lässt sich dies durch das Leistungsprofil des Reaktors in der horizontalen Ebene. Dieses ist in Kernmitte relativ flach, während es am Kernrand, insbesondere auch durch die sogenannte Low-Leakage-Beladung, stark abfällt. Verschiebt sich nun die Leistung des Reaktors in dieser horizontalen Ebene, so führt dies bei den Detektoren, die sich im inhomogenen Bereich der Reaktorleistung bzw. des Neutronenfeldes befinden, zu einem stärkeren Effekt als bei den Detektoren, die sich im eher homogenen Bereich befinden.

Erste Auswertung der Trajektorien hat ergeben, dass diese einen positiven Lyapunov-Exponent liefern. Dies spricht für ein chaotisches Verhalten, das z. B. durch eine mechanische Doppelpendelstruktur erklärt werden könnte.

Diese korrelierte, globale Leistungsverlagerung in der horizontalen Ebene kann nur durch Phänomene erklärt werden, die gleichzeitig auf die Neutronenflussverteilung im gesamten Kern einwirken. Dies lässt thermohydraulische Schwankungen z. B. der Temperatur oder der Kühlmittelgeschwindigkeit, die nur einzelne oder benachbarte Kernkanäle betreffen, unwahrscheinlich erscheinen. Im Folgenden wird deshalb der Schwerpunkt der weiteren Überlegungen auf mechanische Schwingungen gelegt, da diese potentiell zu reaktorweit korrelierten Schwankungen des Neutronenflusses führen können.

2.8.4 Identifikation möglicher mechanischer Schwingungen

Zur Identifikation möglicher mechanischer Ursachen oder Beteiligungen am beobachteten Effekt wurde eine systematische Suche unter den Kerneinbauten durchgeführt. Eine für die Erklärung in Betracht kommende mechanische Schwingung sollte insbesondere das Rauschen im niederfrequenten Bereich in den Ex-core- und den äußeren In-core-Detektoren, das Kohärenzmaximum um etwa 0,8 Hz bei den Daten des Vorkonvoireaktors und 1,2 Hz bei den Daten des Konvoi-Reaktors, die Gegenphasigkeit gegenüberliegender Detektoren sowie die Gleichphasigkeit axial übereinanderliegender Detektoren erklären können. Zur Erklärung sind grundsätzlich sowohl stochastische Anregungen mit besonders ausgeprägter Resonanz bei den Eigenfrequenzen als auch erzwungene Schwingungen bei einer definierten Frequenz denkbar.

Handelt es sich bei dem beobachteten Kohärenzmaximum um eine stochastisch angeregte Eigenschwingung, kommen für eine solch niedrige Eigenfrequenz nur Komponenten mit vergleichsweise hoher Masse und geringer Steifigkeit, wie die Brennelemente, in Betracht. Alternativ kann auch ein System gekoppelter Schwinger eine zusätzliche Systemeigenfrequenz unterhalb der Eigenfrequenzen der beteiligten Komponenten haben. Hier wäre beispielsweise an eine mögliche gemeinsame Schwingung des Kernbehälters und der Brennelemente zu denken. Besonders in Frage kommen weiterhin Bauteile, deren Auslenkung eine starke Korrelation mit dem Neutronenfluss aufweist.

Neben den Eigenschwingungen sind für alle Bauteile, unabhängig von Ihrer Eigenfrequenz, auch im entsprechenden Frequenzbereich erzwungene Schwingungen zur Erklärung der Beobachtungen möglich. In diesem Fall kann eine strukturmechanische Wirkungskette auch als lediglich verstärkendes Element eines eigentlich thermohydraulischen Effekts auftreten. Der Fokus liegt ebenfalls auf Bauteilen, deren Auslenkung eine starke Korrelation mit dem Neutronenfluss aufweisen, sowie auf Bauteilen, die aufgrund einer vergleichsweise niedrigen Steifigkeit eine solche Auslenkung schon bei tendenziell geringen Kräften ermöglichen. Ersteres Kriterium erfüllt insbesondere der relativ zum RDB ausgelenkte Kernbehälter, der in der Literatur als stärkste im Neutronenflussrauschen identifizierbare Quelle mit mechanischer Ursache genannt wird. Beide Kriterien werden den Brennelementen mit ihrer großen Längsausdehnung zugesprochen.

In den folgenden Kapiteln sollen daher die Hypothesen einer Schwingung der Brennelemente oder des Kernbehälters relativ zum RDB sowie ein erweitertes Erklärungsmodell einer Schwingung des mechanisch gekoppelten Gesamtsystems BE-KB-RDB unter Beteiligung möglicher weiterer Komponenten diskutiert werden.

2.8.4.1 Schwingung von Brennelementen

Die beobachtete hohe Kohärenz axial übereinander liegender Detektoren impliziert einen Effekt, der instantan über die gesamte Kernhöhe wirksam wird, was als starkes Indiz für eine mechanische Schwingung eines kernhohen Bauteils gedeutet werden kann. Die Kohärenz von 10 – 50% zwischen gegenüberliegenden Detektoren und die damit verbundene Gegenphasigkeit könnte dadurch erklärt werden, dass sich die mechanische Schwingung der Brennelemente in ihrer Gesamtheit einerseits aus regellosen Schwingungen nach allen Richtungen und andererseits aus einem Gleichanteil zusammensetzt, der entweder durch eine gemeinsame gleichsinnige Anregung aller BE oder eine Kopplung untereinander entsteht. Der Gleichanteil würde dabei ebenfalls die Sichtbarkeit in den Ex-core-Detektoren erklären, während der regellose Anteil den beobachteten chaotischen Charakter des Signals erklärt. Für den Gleichanteil heben sich die resultierenden Kräfte über den gesamten Kern nicht auf, sodass eine Übertragung der Schwingungen auf den Kernbehälter möglich ist.

Ein starkes Indiz für die Beteiligung der Brennelemente ist weiterhin, dass diese von wenigen Ausnahmen abgesehen die einzigen im Laufe der Betriebsdauer wesentlich veränderten Elemente innerhalb des Kerns darstellen. Zu den mechanisch relevanten Veränderungen gehören insbesondere der Einsatz von BE-Typen mit veränderter Geometrie, verändertem Fußstück, veränderten Abstandshalterdesigns und veränderten Materialien, höhere Abbrände und eine damit verbundene längere Einsatzdauer sowie veränderte Kernbeladungsschemata.

Für eine mechanische Schwingung der Brennelemente stellt deren Steifigkeit neben der Art der Einspannung die zentrale Kenngröße für die Ausprägung der Schwingung dar. Dabei sind zwei Effekte zu trennen. Zum einen ist bei einer geringeren Steifigkeit eine generell größere Auslenkung sowohl im statischen als auch im Resonanzfall möglich. Zum anderen verändert sich mit der Steifigkeit auch die Eigenfrequenz und rückt möglicherweise näher an eine hypothetische Erregerfrequenz heran, sodass bei ausreichend geringem Abstand zusätzlich zu der statisch erhöhten Amplitude eine weitere

dynamische Überhöhung auftritt. Abb. 2.41 illustriert diesen Sachverhalt beispielhaft bei einem Dämpfungsgrad von 0,15. Im Falle nichtharmonischer Schwinger kann eine Abhängigkeit der Eigenfrequenz von der Amplitude diesen Effekt noch weiter verstärken.

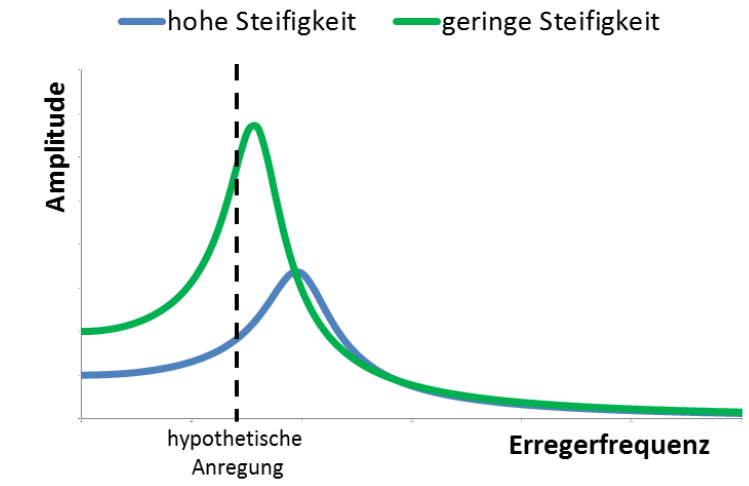


Abb. 2.41 Abhängigkeit der Resonanzantwort eines Systems von der Erregerfrequenz für eine beispielhafte Dämpfung von 0,15 mit eingezeichneter hypothetischer Anregungsfrequenz knapp unterhalb der Eigenfrequenzen

Es ist bekannt, dass die Steifigkeit neben der initialen Konstruktion und Materialauswahl auch von einem signifikanten alterungsbedingten Steifigkeitsverlust während der Einsatzzeit bestimmt wird. Für einen Einfluss der Brennelementsteifigkeit auf den beobachteten Effekt spricht besonders die Korrelation der Rauschamplitude mit dem Einsatz von Brennelementtypen geringerer Steifigkeit sowie die generelle Tendenz hin zu höheren Standzeiten und Abbränden. Auch korrelieren steifigkeitserhöhende Maßnahmen, die ursprünglich zur Reduktion des Effekts der Brennelementverbiegung eingeführt worden waren, wie steifere Steuerstabführungsrohre oder eine reduzierte Niederhalte kraft, mit einem Rückgang der Rauschamplitude in jüngster Zeit (vgl. auch /SEI 15/). Ob die mit dem unterschiedlichen Brennelementdesign zwischen Vorkonvoianlagen und Konvoianlagen verbundene unterschiedliche Steifigkeit einen Anteil an der reaktortypspezifisch unterschiedlichen Ausprägung des Neutronenflussrauschens hat, sollte ebenfalls untersucht werden.

Einen besonderen Effekt haben Brennelementschwingungen bei Einsatz einer Low-Leakage-Beladung. Charakteristisches Merkmal dieses Beladungsschemas ist, dass zum Erreichen einer besseren Neutronenökonomie die Brennelemente mit der letzten

Standzeit auf die äußeren Positionen gesetzt werden. Die Ex-core-Detektoren und die äußeren In-core-Detektoren sehen nun bevorzugt diese Brennelemente, die wegen ihrer fortgeschrittenen altersbedingten geringeren Steifigkeit möglicherweise stärker schwingen (vgl. /FUJ 82, SEI 15/). Dies deckt sich gut mit der Beobachtung eines zunehmenden Neutronenflussrauschens mit Einführung der Low-Leakage-Beladungsstrategie (/SEI 15/). Auch könnte dies möglicherweise die höhere Amplitude am Kernrand erklären. /RUN 87/ beobachtete vor Einführung der Low-Leakage-Beladungsstrategie noch gleichverteilte Brennelementschwingungen über den Kern.

An dieser Stelle können auch mögliche Querverbindungen zum Effekt der Brennelementverbiegung überlegt werden. So ist eine Kausalität in beide Richtungen denkbar, indem entweder die zyklischen Belastungen die zur Brennelementverbiegung führenden Effekte innerhalb des Materials begünstigt oder Deformationen zu einer größeren strömungsmechanischen Anregungskraft führen. Ebenso möglich ist, dass die gleichen Merkmale, insbesondere Materialauswahl, Niederhaltekraft und Steifigkeit, Auswirkungen auf beide Effekte haben.

Ein Gegenindiz für die Beteiligung der Brennelemente an den Schwingungen ist, dass in der Literatur bisher keine Berichte von einer Zunahme von Brennelementschäden zu finden sind. Möglicherweise sind die aus der Schwingung entstehenden zusätzlichen Belastungen zu klein, um für die Defektbildung relevant zu sein. Auch passt die beobachtete axiale Verteilung der Amplitudenstärken nicht zur Charakteristik einer Brennelementschwingung mit einer Symmetrie zu einem ausgeprägten Maximum in der Kernmitte. Dies könnte einerseits mit einer stärkeren Anregung durch Strömungseinflüsse der Stauplatte im unteren Bereich oder Überdeckung durch thermohydraulische Effekte erklärt werden, andererseits wäre auch eine Beteiligung des über die Reaktionskräfte des Gleichanteils angeregten Kernbehälters denkbar.

Bevor eine mögliche Anregungskraft diskutiert wird, um eine Schwingung beim beobachteten Kohärenzmaximum um ca. 0,8 – 1,2 Hz zu erklären, sollte geprüft werden, ob dieses nicht auch mit einer Eigenfrequenz als Antwort auf eine stochastische Anregung erklärt werden kann. Die niedrigste Eigenfrequenz der Brennelemente wird in /SUN 85/ mit 2,8 – 4 Hz angegeben. Eine niedrigere Eigenfrequenz dieses Bauteils ist möglich, wenn neben dem Mode des beidseitig eingespannten Balkens auch der Mode des einseitig eingespannten Balkens ausreichend ausgeprägt ist, wie dies in /RUN 87/ vermutet wird. Diese Annahme steht jedoch im Widerspruch zu der Lagerung der BE

über Zentrierstifte und der Gitterplattenzentrierung, welche eine größere Querbewegung an der oberen Einspannung verhindern. Eine Absenkung der Eigenfrequenz wäre ebenfalls durch eine hypothetische konstruktions- oder alterungsbedingt geringere Steifigkeit denkbar. Ob eine solche atypisch stark verminderte Steifigkeit, insbesondere für die einsatzältesten Brennelemente am Rand des Kerns, plausibel ist, sollte daher weiter untersucht werden.

Für die Wirkung auf den Neutronenfluss sind mehrere Wirkungsketten denkbar. So hat die äußere Reihe der Brennelemente direkten Einfluss auf die Wasserschicht zwischen diesen BE und den Ex-core-Detektoren und beeinflusst den Abschwächungs- und den Reflexionseffekt dieser. An dieser Stelle befindet sich auch ein starker Flussgradient, in welchem sich die Brennelemente mit ihren In-core-Detektoren bewegen. Die lokale Veränderung des Brennstoff/Moderator-Verhältnisses wirkt sich auf die Reaktivität aus. Eine Relativbewegung der Brennelemente gegenüber Kühlmittelstrahlen würde insbesondere die Kohärenz des Signals mit den Temperaturmessungen erklären. Diese Erklärung wird auch in der Literatur aufgrund der guten Vereinbarkeit mit dem $1/\omega^2$ -artigen Verlauf des Neutronenflussrauschens derzeit favorisiert (/SEI 15/). Eine starke Schwingung der Brennelemente würde der Untersuchung auch eine weitere sicherheitstechnische Dimension hinzufügen. So wird bei der Auslegung davon ausgegangen, dass die Auslenkung der Brennelemente im bestimmungsgemäßen Betrieb im μm -Bereich liegt und daher nicht zu einer Ermüdung führt.

2.8.4.2 Schwingung des Kernbehälters relativ zum RDB

Biegeschwingungen des Kernbehälters relativ zum RDB kommen als Ursache besonders in Betracht, da sie als dominierende Rauschquelle mechanischen Ursprungs im Normalbetrieb identifiziert wurden (/SUN 85, RUN 87/) und weiterhin die Gegenphasigkeit gegenüberliegender Ex-core-Detektoren sowie die Gleichphasigkeit übereinanderliegender Detektoren erklären. Eine Biegeschwingung des Kernbehälters würde auch den globalen Charakter des beobachteten Rauschens, die besonders starke Ausprägung des Signals in den Ex-core-Detektoren sowie die geringe Ausprägung in der Kernmitte gut erklären. Schalenschwingungen des Kernbehälters erscheinen zur Erklärung ungeeignet, da diese mit einer gleichphasigen Charakteristik gegenüberliegender Detektoren einhergehen. Die beobachtete breitbandige Steigerung des Rauschens korreliert mit der Feststellung aus /SUN 85/, das dort das gegenphasige Rauschen im ge-

samten Frequenzbereich 0,5 – 13 Hz auf die Relativbewegung zwischen Kernbehälter und ebenfalls schwingendem RDB zurückgeführt wurde.

Als weiteres Indiz wurde in /GRO 91/ in einer Anlage eine Kohärenz mit den Schwingungsaufnehmern von 0,5 gefunden. Ebenso ist der Einsatz einer Siebtonne nicht nur ursächlich für eine bessere thermische Durchmischung des Fluids, sondern korreliert auch mit einer abweichenden Lagerungskonstruktion, welche die Axialkräfte über die Befestigungsflansche abführt sowie einer dünneren Wandstärke des oberen Teils des Kernbehälters und kann daher möglicherweise ebenso die unterschiedliche Ausprägung des gestiegenen Neutronenflussrauschens für die beiden Konstruktionsvarianten erklären.

Was gegen die Beteiligung des Kernbehälters spricht, ist der Umstand, dass dieser keine konstruktiven Änderungen erfahren hat und auch keine Schädigungen festgestellt wurden. Der jüngste Rückgang des Neutronenflussrauschens (/SEI 15/) spricht ebenfalls gegen eine irreversible Schädigung. Eine stochastische Anregung des Kernbehälters erscheint unplausibel, da die niedrigste Eigenfrequenz bei etwa 10 Hz (/SUN 85/) zu weit vom Kohärenzmaximum bei 1 Hz entfernt ist. In Frage kommt daher im Wesentlichen eine erzwungene Schwingung durch eine externe Kraft oder eine Kopplung mit einem originär schwingenden Bauteil.

Als Anregungskraft kommt insbesondere eine von außen in den Ringraum eingetragene Druckfluktuation in Betracht, da diese an dem großflächigen Bauteil effektiv in eine Kraft umgesetzt werden kann. Dieser Umstand wurde schon in /RUN 87/ beschrieben. Eine periodische Strömungsablösung ist ebenfalls möglich. Die Wirkung des Kernbehälters auf den Neutronenfluss wurde bereits in Kapitel 2.6 beschrieben.

2.8.4.3 Schwingung des mechanisch gekoppelten Systems RDB-KB-BE

Eine Schwingung des mechanisch gekoppelten Systems BE-KB-RDB vereint die Erklärungen der beiden vorangegangenen Kapitel und erweitert sie um bestimmte Aspekte. Auf diese Weise kann beispielsweise der Anstieg des Neutronenflussrauschens sowohl in den Ex-core- als auch in den In-core-Detektoren erklärt werden. Im engeren Sinne handelt es sich bei dem nun betrachteten System um einen dreifach seriell gekoppelten Schwinger, von dem einer wiederum aus so vielen untereinander gekoppelten Schwingern besteht, wie sich Brennelemente im Kern befinden. Letztere unterscheiden

sich wiederum je nach Standzeit und Typ in ihren Schwingungseigenschaften. Der Übergang zwischen einer erzwungenen Schwingung dieses Systems und einer transienten Auslenkung mit Berücksichtigung der Massenträgheit ist dabei fließend. So erscheint es auch plausibel, dass Veränderungen in den Brennelementen sich über die Kopplung auch in den Schwingungen des Kernbehälters relativ zum RDB niederschlagen. Auch erklärt dieses Modell ebenfalls den beobachteten chaotischen Anteil der Schwingung. Als Ursache für die erhöhten Rauschamplituden kommen dabei drei Alternativen in Frage: Eine Systemeigenschwingung, eine erzwungene Schwingung oder ein Interaktionseffekt verschiedener Schwingungen.

Eine erzwungene Schwingung kann grundsätzlich von beiden Richtungen erfolgen. So wird bereits in /SUN 85/ über eine Fußpunktanregung der Brennelemente in der Frequenz der Kernbehälterbiegeschwingung berichtet. Eine entgegengesetzte Übertragung von Brennelementeschwingungen auf den Kernbehälter erscheint ebenfalls denkbar. Dazu kommen Einflüsse weiterer Kerneinbauten. So führt beispielsweise die Gitterplatte mit den Biegeschwingungen der Brennelemente zusammen Membranschwingungen aus. Auch Schemel, thermisches Schild, oberer oder unterer Rost spielen eine Rolle bei der Ausprägung der Schwingung.

Auf der Ebene der gekoppelten Schwingung sind neben den Eigenschwingungen der Einzelschwinger weitere Moden möglich. Damit könnten Resonanzen unterhalb der Eigenschwingung des beidseitig eingespannten Brennelements erklärt werden. Schon in /RUN 87/ wurde angenommen, dass der dort postulierte Schwingungsmodus des unten einseitig eingespannten Biegebalkens eine synchrone Schwingung aller Brennelemente und des Gesamtkerns darstellt. Zur Untersuchung dieses Umstands und des Einflusses weiterer Bauteile bedarf es eines globalen Modells.

Eine dritte Möglichkeit zur Erklärung besteht in Interaktionseffekten, insbesondere zwischen den Brennelementen mit unterschiedlichen Eigenschaften, ähnlich wie sie in der Literatur bereits für das System Kernbehälter-RDB beschrieben werden. Denkbar sind beispielsweise Schwebungseffekte oder Phasenversätze der Schwingungen zwischen Brennelementen mit verschiedenen Standzeiten. Der Effekt kann durch eine inhomogene Anregung unterstützt werden. Eine Untersuchung dazu kann an einem vereinfachten BE-Ensemble erfolgen.

2.9 Zusammenarbeit mit anderen Forschungsorganisationen und dem VGB

Die Reaktorsicherheitskommission hat in ihrer Stellungnahme /RSK 13/ unter anderem empfohlen, dass „eine Intensivierung der Maßnahmen zur Ursachenklärung und in diesem Zusammenhang insbesondere einen engeren Informationsaustausch aller bereits beteiligten Institutionen (Hersteller, Betreiber, Gutachter, Forschungseinrichtungen) zur Aufklärung der beitragenden Faktoren“ erfolgt.

Dieser Empfehlung folgend fand in diesem Projekt zunächst ein Treffen zwischen der GRS und E.ON/VGB am 20. Juli 2015 in Garching statt, bei dem von Seiten E.ON der GRS Messdaten des Neutronenflussrauschens sowie Beladepläne einer Vorkonvoianlage übergeben wurden. Die GRS hat bei diesem Treffen ihre bisherigen Arbeiten zum Thema Neutronenflussschwankungen vorgestellt, insbesondere die bis dahin erfolgte Auswertung der Literatur zu anderen Messungen sowie zur Modellierung des „thermohydraulischen Effekts“.

Am 28. September 2015 wurde in Garching ein Workshop von der GRS veranstaltet, an dem die TU Dresden, die TU München sowie E.ON/VGB teilnahmen. An beiden Universitäten laufen bzw. starten demnächst BMWi geförderte Projekte zum Thema Neutronenflussrauschen. Sowohl die GRS wie auch die TU Dresden stellten dabei ihre bis dahin durchgeführten Arbeiten vor.

Die TU Dresden hat bisher hauptsächlich Simulationen zur Neutronenphysik mit Hilfe von DYN3D durchgeführt und diese mit Messungen einer Vorkonvoianlage verglichen. Ein Schwerpunkt der weiteren Arbeiten wird in der Anwendung von sogenannten Reduced Order Models (ROM) liegen, um Einflussfaktoren wie Kühlmitteltemperaturschwankungen und mechanische Eigenschaften von Kerneinbauten zu simulieren.

Die GRS hat ihre Arbeiten zur Literaturrecherche, der analytischen Beschreibung des „thermohydraulischen Effekts“ und zur Strukturmechanik sowie die Auswertung der vorliegenden Daten vorgestellt.

Die Teilnehmer des Workshops waren sich einig, dass eine Erklärung der beobachteten Änderungen des Neutronenflussrauschen über die letzten eineinhalb Jahrzehnte sehr wahrscheinlich nicht nur durch Fluktuation der thermohydraulischen Randbedin-

gungen in den betroffenen Reaktoren erklärt werden können, sondern dass die Strukturmechanik der Kerneinbauten eine wichtige Rolle spielt.

3 Spezifikation der Modelle und Simulationen für die Überprüfung der ermittelten Ursachen

Als Fortsetzung des Projekts RS1533 können auf Basis der bisher untersuchten Modelle und deren Weiterentwicklung Simulationen durchgeführt werden. Ziel dieser Modellentwicklung sollte es sein, das Neutronenflussrauschen qualitativ und quantitativ auf Basis grundlegender physikalischer Annahmen zu beschreiben.

3.1 Thermohydraulische Modelle

Für die neutronenphysikalischen und strukturmechanischen Simulationen ist die Kenntnis von thermohydraulischen Parametern notwendig.

Als mögliche Anregungskräfte einer erzwungenen Schwingung kommen insbesondere Dichte bzw. Temperaturfluktuationen in Betracht, welche typischerweise im Bereich 1 Hz auftreten. Sie können zu Querströmungen zwischen den Kernkanälen führen, die wiederum mit den Brennelementen interagieren. Dafür spricht insbesondere die beobachtete Kohärenz des Neutronenflusssignals mit Temperaturmessungen in den Brennelementen. /FIE 02/ fand eine Hohlraumresonanz mit den Gasvolumina der Druckhalter bei 0,5 – 1 Hz. Daneben kommen auch strömungsmechanische Kräfte als Ursache in Frage. So sind Strömungen mit radialer Komponente insbesondere im unteren Kernbereich als Massenausgleichsströmungen ausgeprägt /HOR 13b/. Auch erscheint eine strömungsmechanische Interaktion mit deformierten Brennelementen oder den Abstandshaltern möglich.

Solche lokalen Effekte könnten durch die mechanische Kopplung der Brennelemente synchronisiert werden und damit einen globalen Effekt hervorrufen.

Mit Hilfe geeigneter Simulationen sollen die für die Strukturmechanik und Reaktorphysik notwendigen Randbedingungen ermittelt werden. Dabei soll überwiegend auf den Systemcode ATHLET zurückgegriffen werden. Parameter für diese quasi eindimensionalen Berechnungen sollen dabei aus CFD-Simulationen gewonnen werden. Auch soll überprüft werden, ob mit Hilfe der CFD-Ergebnisse die Ergebnisse von ATHLET auf lokale, dreidimensionale Felder interpoliert werden können.

In /MAR 14/ wurde eine CFD-Simulation eines nahezu vollständigen Primärkreis eines EPR vorgestellt. Obwohl das Rechengitter ca. 181 Millionen Zellen umfasste, war es trotzdem notwendig, Vereinfachungen vorzunehmen. Z. B. wurden die Hauptkühlmittelpumpen nicht berücksichtigt und die Brennelemente wurden vereinfacht modelliert. Bei einer reinen Simulationen des Primärkreises mit Hilfe von CFD wäre deshalb ein noch größeres Rechengitter notwendig, da sowohl das Design der Hauptkühlmittelpumpen wie auch der Kerneinbauten, insbesondere der Brennelemente und ihrer Details, eine wichtige Rolle bei der Erklärung des Neutronenflussrauschens spielen können. Außerdem müssten auf Grund des Charakters des Neutronenflussrauschens transiente Simulationen durchgeführt werden. Eine reine Behandlung des Problems mit Hilfe von CFD scheidet deshalb auf Basis der der GRS momentan zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten aus.

Da die bisherigen Untersuchungen auf eine großräumige Oszillation von Brennstäben oder Brennelementen zeitlich kohärent im gesamten Reaktorkern hindeuten, sollen thermohydraulische Simulationen durchgeführt werden, die eine großvolumige, synchrone mechanische Anregung der Brennelemente durch Strömungskräfte erklären können.

In einem ersten Schritt wird ein thermohydraulisches Modell des Primärkreises und des Reaktorkerns entwickelt, mit dem die thermohydraulischen Randbedingungen für die neutronenphysikalischen Berechnungen ermittelt werden können. Mit diesem Modell können auch lokale Variationen z. B. der Kühlmitteltemperatur oder des Dampfblasengehalts für die einzelnen Kernkanäle aufgeprägt werden. Als Grundlage zur Modellierung der inhomogenen Massenströme am Kerneinlass können die Simulationen in /FOU 07/ und /MAR 14/ dienen.

Außerdem werden mit diesem Simulationsmodell die Druckdifferenzen zwischen benachbarten Kernkanälen bestimmt, die als Eingangsgrößen für die strukturmechanischen Berechnungen dienen. Hier können die Veröffentlichungen von /CON 10/, /HOR 12/ und /HOR 13b/ zum Vergleich und zur Kalibrierung der ATHLET Simulationen dienen.

In einem zweiten Schritt wird ein CFD-Modell von benachbarten Brennelementen erstellt, mit dem die Parameter für die ATHLET-Simulationen überprüft und gegebenenfalls angepasst werden können. Dies betrifft besonders die Querströmung und die

möglichen Druckdifferenzen zwischen den einzelnen Kernkanälen. Die Ergebnisse der CFD-Simulationen werden auch dazu verwendet, um die Ergebnisse der ATHLET-Simulationen auf die einzelnen Brennstäbe zu projizieren und so die quasi eindimensionalen Ergebnisse von ATHLET auf die dreidimensionale Geometrie zu interpolieren. Weiterhin werden damit Effekte aufgelöst, welche sich auf einer Skala unterhalb des Auflösungsvermögens von Systemcodes abspielen und als Basis für detailliertere strukturmechanische Berechnungen dienen.

3.2 Strukturmechanische Modelle

Strukturmechanische Finite-Elemente-Modelle sollen neben begleitenden analytischen Abschätzungen auf den Ebenen des Einzelbauteils, der Baugruppe und des Gesamtmodells generiert werden. Alle Modelle sollen so angelegt werden, dass eine Kopplung mit den anderen Disziplinen Thermohydraulik und Neutronik im Bedarfsfall möglich ist. Insbesondere eine koordinierte Erstellung eines Brennelementmodells basierend auf der Finite Elemente Methode (FEM) und CFD erleichtert nötigenfalls eine Zusammenführung für die Abbildung von FSI-Effekten. Die Modelle der niedrigeren Ebene können zur Modellerstellung auf höherer Ebene wiederverwendet werden. Zuletzt soll basierend auf den Erkenntnissen der komplexen Modelle ein einfaches analytisches Modell entwickelt werden, das deren Eigenschaften möglichst gut repliziert und bei wesentlich geringerem Ressourcenbedarf ebenfalls in einer Kopplung genutzt werden kann.

In den Modellen soll ein generischer DWR abgebildet werden, der auf den deutschen Druckwasserreaktoren der 1300 MWe-Klasse basiert. Für die Simulation wesentliche Designunterschiede innerhalb dieser Klasse, wie beispielsweise abweichende Abmessungen oder andere Lagerungsoptionen des Kernbehälters sollen durch eine geeignete Parametrisierung des Modells oder Modellvarianten abgedeckt werden. Im Falle fehlender Informationen oder großer Unsicherheiten in den Einzelwerten sollen diese entweder durch plausible Ableitung aus anderen Größen in Verbindung mit einer Validierung oder alternativ einer Parameterstudie abgedeckt werden.

Zur Bestimmung der Schwingungsdämpfung sind neben den Strukturmodellen Hilfsmodelle notwendig, die die Dämpfung der Bewegung im stehenden Fluid, Verdrängungsströmungen sowie die Dämpfung durch Reibung in den Abstandshaltern, der Verschraubung und dem Material abbilden.

Das Einzelbrennelement soll in drei verschiedenen Komplexitätsgraden modelliert werden. An einem eindimensionalen homogenen Balkenelement mit idealisierter Lagerung sollen grundsätzliche Einflüsse der Geometrie, Steifigkeit, Niederhaltekraft und des Lagerungstyps auf die statische Biegelinie unter Querlast untersucht werden und darauf basierend die Schwingungsantworten für den dynamischen Fall abgeschätzt werden. Die dazu notwendigen Flächenträgheitsmomente und Massen sollen aus Geometriedaten realer Brennelemente abgeleitet werden. Die Validierung des Modells soll qualitativ an den in /SUN 85, RUN 87, FIE 02/ aus dem Neutronenflussrauschen extrahierten Eigenfrequenzen der Brennelemente durchgeführt werden. Weiterhin sollen die Ergebnisse nach Möglichkeit quantitativ mit experimentell gemessenen Biegelinien verglichen werden.

In einem komplexeren 3D-Modell unter statischer Last sollen Aspekte untersucht werden, die durch die vereinfachte Darstellung nicht abbildbar sind. Dazu gehört insbesondere die detaillierte Lagerungssituation, die Inhomogenität der Steifigkeit über die axiale Länge und die dem Skelett zusätzlich durch die Elastizität der Abstandshalter in Verbindung mit der Reibung an den Brennstäben hinzugefügte Steifigkeit. Dieses Modell ermöglicht die Abschätzung des Fehlers der bei Idealisierung des Brennelements als harmonischer Schwinger entsteht. Durch den Einsatz geeigneter CAD-Software soll die Modellerstellung auf der Basis von Konstruktionszeichnungen wesentlich beschleunigt werden.

Die Informationen aus dem homogen eindimensionalen und dem dreidimensionalen Modell soll genutzt werden um ein komplex eindimensionales Modell zu erstellen. Insbesondere soll dieses Modell die Inhomogenität der axialen Steifigkeit sowie die am 3D-Modell untersuchte Lagerungsbedingung abbilden. Betriebliche konstante axiale Strömungskräfte sollen an den Punkten aufgebracht werden, an denen sich Abstandshalter befinden. Wenn notwendig, soll die Abhängigkeit der Eigenfrequenz des nicht-harmonischen Schwingers von der Amplitude in diesem Modell synthetisch wiedergegeben werden.

Die Beschreibung von Kennfeldern für Schwingungsantworten von Einzelbauteilen ermöglicht bereits eine Verbindung zwischen Thermohydraulik als Ursache und Neutronenkinetik als Wirkung, sodass Effekte mit Beteiligung der Struktur schon im Vorfeld einfacher bewertet werden können.

Als Zwischenstufe soll durch die Zusammenfassung mehrerer Instanzen dieses Modells mit verschiedenen mechanischen Eigenschaften, entsprechend der im Kern eingesetzten Brennelementtypen und Standzeiten, zusammen mit weiteren Elementen und Kopplungsbedingungen ein Brennelement-Ensemble zusammengestellt werden, welches den Kern repräsentiert. An diesem sollen Untersuchungen der Reaktion auf verschiedene transiente Anregungsmuster untersucht werden.

An einem Modell der gekoppelten Schwinger RDB und Kernbehälter sollen ebenfalls deren Schwingungsantwort und -charakteristik unter transienter Anregung bestimmt werden. Der Fokus liegt dabei auf einem genaueren Verständnis der Interaktion zwischen Kernbehälter und RDB. Das Modell soll ebenfalls an den beobachteten Eigenschwingungen qualitativ validiert werden.

In Verbindung mit dem im letzten Schritt erstellten BE-Ensemble und unter Hinzufügung weiterer Konstruktionselemente soll ein Gesamtmodell entstehen. Anhand dieses Modells lassen sich Systemeigenschwingungen und die allgemeine Strukturantwort auf eine beliebige transiente Anregung bestimmen. Der Einsatz einer leistungsfähigen parametrischen CAD-Software soll in Verbindung mit den etablierten FEM-Programmen den Aufbau und die Handhabung des modularen Modells erleichtern und den Einbezug der baureihenspezifischen Konstruktionsvarianten hinreichend abbilden.

Da dieses Gesamtmodell unter Umständen zu ressourcenintensiv für eine Kopplung aller Disziplinen ist, soll basierend auf den Erkenntnissen ein vereinfachter analytischer Algorithmus geschaffen werden, welcher die Strukturantwort möglichst korrekt wiedergibt. Dieser kann dann als eigenständiges Programm genutzt oder in die Code-Kette der gekoppelten thermohydraulisch-neutronenkinetischen Rechnung integriert werden. Abb. 3.1 stellt eine Übersicht über die geplanten Modelle dar. Gepunktete Linien symbolisieren eine Übertragung von Information während durchgezogene Linien die Möglichkeit einer Wiederverwendung der Modelle andeuten.

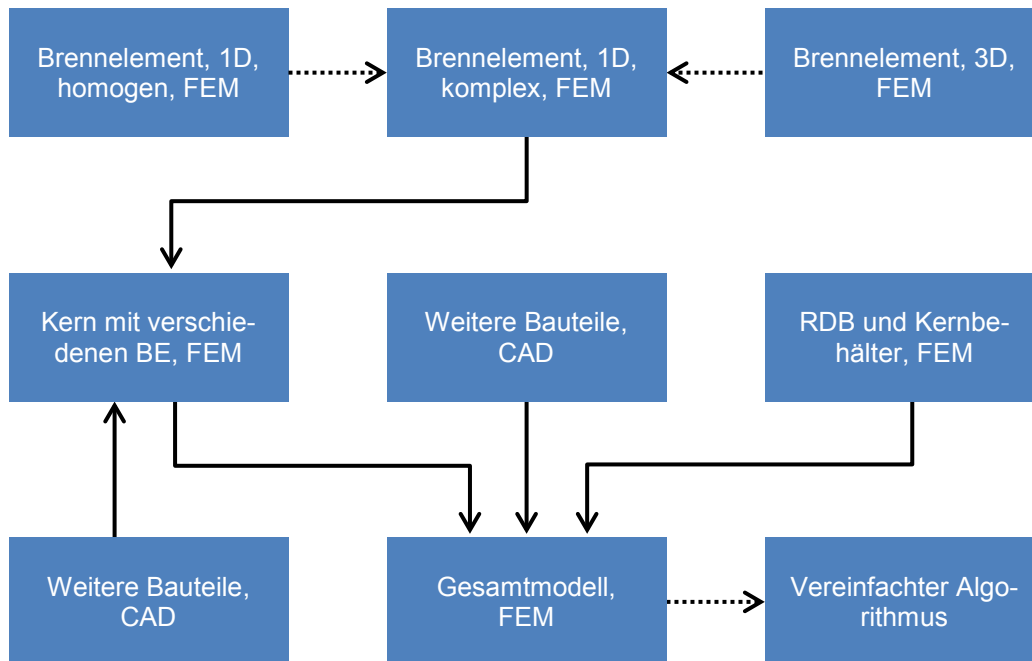


Abb. 3.1 Übersicht über die geplanten strukturmechanischen Modelle

3.3 Neutronenphysikalische Modelle

Angesichts des empirisch vermuteten Zusammenhangs auch des niederfrequenten Anteils des Neutronenflussrauschens mit mechanischen Größen wie der Biegesteifigkeit von Brennelementen stellt sich die Frage, ob die Amplitudenerhöhung des Störsignals und die globale gegenphasige Schwingung des Flusses in Simulationen mit kollektiven mechanischen Schwingungen der Reaktorbestandteile reproduziert werden können. Schon Sweeney et al. /SWE 85/ vermuteten, dass mechanisch oder akustisch gekoppelte Schwingungen einen breitbandigen Einfluss auf das Neutronenflussrauschen auch im niedrigen Frequenzbereich haben könnten. Die Brennelemente wechselwirken außerdem auch hydraulisch miteinander. Möglicherweise werden durch periodische mechanischen Störungen höhere geometrische Flussmoden des Reaktors kontinuierlich angeregt, die die beobachtete Gegenphasigkeit in den Detektorsignalen erklären könnten. Zur Untersuchung dieser Idee wird im Folgenden ein mehrstufiger Ansatz vorgeschlagen.

Aus Beobachtungen von Brennelementverbiegungen ist bekannt, dass dabei eine globale Vorzugsrichtung existieren kann, siehe /AND 02/ Seite 5 (18). Weil als eine Ursache der Verformungen auch thermohydraulische Störungen diskutiert werden, liegt es

auch angesichts der beobachteten axialen Kohärenz des Neutronenflussrauschens nahe, die Auswirkungen von gleichphasigen Auslenkungen aller Brennelemente mit der niedrigsten Eigenschwingung auf das Neutronenfeld zu untersuchen. Laut /PAI 65/ dominiert bei Fluid induzierten Vibrationen von axial umflossenen Zylindern die erste Anregungsmode.

Ziel ist es unter anderem, durch statische und dynamische Neutronenflussrechnungen abzuschätzen, wie groß die Amplituden der mechanischen Schwingungen in den Modellen sein müssen, um die beobachteten Schwankungen an den Detektoren zu erklären. Als Datengrundlage für die geplanten Untersuchungen bietet sich der BEAVRS-Benchmark /HOR 13a/ an, der eine genaue Spezifikation eines amerikanischen Druckwasserreaktors beinhaltet und öffentlich zugänglich ist, so dass keine Restriktionen bei einem Austausch mit Kooperationspartnern bestehen und die Ergebnisse von Dritten reproduzierbar sind.

Zunächst sollen die Auswirkungen der Brennelementeschwingungen statisch untersucht werden. Wegen der Möglichkeit auch komplizierte Geometrien abzubilden werden dazu mit einem Monte-Carlo-Code parametrische Studien zur Veränderungen der Kerngeometrie durchgeführt. Bei diesen Simulationen geht man von einer instantanen Anpassung des Neutronenfeldes an die veränderte Geometrie und von einer vernachlässigbaren Auswirkung der damit einhergehenden Neutronenflussänderungen auf die Thermohydraulik aus. Neben der Schwingungsamplitude können aus den Ergebnissen dieser Rechnungen, z. B. mit dem Code "Serpent", makroskopische Wirkungsquerschnitte für die nachfolgenden Simulationen mit einem dynamischen Neutronenflusslöser abgeleitet werden.

In einem zweiten Schritt überträgt man die im Vergleich mit experimentellen Daten gewonnenen mechanischen Auslenkungen aus den Monte-Carlo-Rechnungen auf ein thermohydraulisch-neutronisch gekoppeltes, dynamisches "open core"-Modell um die transiente lokale und globale Antwort des Systems auf die geometrische Störung der lokalen Moderationsverhältnisse zu untersuchen. Dazu werden die lokalen makroskopischen Wirkungsquerschnitte der Brennelemente einer zeitlichen harmonischen Variation unterworfen, indem man zwischen den Daten zu den verschiedenen Auslenkungen aus Schritt eins interpoliert. Diese Funktionalität ist in dem Flusslöser QUABOX/CUBBOX, der für die dynamischen Rechnungen zusammen mit ATHLET zum Einsatz kommen soll, noch nicht vorhanden und muss programmiert werden. Be-

sonderes Augenmerk gilt bei den Rechnungen wegen der starken Flussgradienten am Kernrand dem Einfluss der veränderlichen Reflektoreigenschaften und der direkt angrenzenden Brennelemente.

Die letzte Ausbaustufe integriert das neutronische Modell mit den Ergebnissen der thermohydraulischen und strukturmechanischen Analysen, um die Antwort des dynamischen Modells auf realistischere Schwingungszustände der Brennelemente zu untersuchen. Die Simulationen sollen jeweils für verschiedene Beladungstypen und zu unterschiedlichen Zyklusabbränden durchgeführt werden.

3.4 Integration der Modelle, Auswertung von Daten und Zusammenarbeit mit anderen Forschungsgruppen

Die Ergebnisse der Arbeiten in den verschiedenen physikalischen Fachgebieten müssen zusammengeführt und gemeinsam bewertet werden, um die Ursache bzw. Ursachen des Neutronenflussrauschens in deutschen DWR und die Veränderungen im Laufe der letzten eineinhalb Jahrzehnte bewerten zu können. Im Idealfall gelingt es, ein gekoppeltes Modell zu erstellen, das in einer Simulation die gegenseitigen Abhängigkeiten der beteiligten physikalischen Phänomene abbildet. Sollte dies nicht möglich sein, weil z. B. die zur Verfügung stehenden Rechnerkapazitäten nicht ausreichend sind oder der programmiertechnischen Aufwand der Kopplung der unterschiedlichen Simulationsprogramme nicht zu leisten ist, dann wird empfohlen, die Randbedingungen der Simulationsmodelle iterativ anzupassen, so dass sie zu einem gemeinsamen Satz konvergieren.

Die Validierung der weiterentwickelten Modelle setzt voraus, dass es weiterhin eine enge Abstimmung mit den anderen Forschungsgruppen, die aktuell auf diesem Themengebiet arbeiten, gibt. Darüber hinaus ist es für die erfolgreiche Bearbeitung der Fragestellung notwendig, die zu erstellenden Theorien und Modelle mit experimentellen Daten und Messdaten aus Anlagen abzugleichen.

Die bisherigen Analysen des Neutronenflussrauschens haben gezeigt, dass relevante Informationen durch Mittelung in den üblicherweise verwendeten Spektren verloren gegangen sind. Deshalb sollten in zukünftigen Arbeiten die Zeitsignale der Neutronenflussmessungen analysiert werden.

Andere Daten, die insbesondere für die Durchführung von neutronenphysikalischen Simulationen erforderlich sind, betreffen die Beladung des Reaktorkerns (Verwendung von MOX-Brennelementen, Standzeiten und Abbrand von Brennelementen, Low-Leakage-Beladungsweise).

Die im Vorhaben RS1533 gestartete Zusammenarbeit mit externen Partnern und anderen Forschungsgruppen, speziell in den Parallelprojekten der TU Dresden und der TU München, sollte in zukünftigen Arbeiten fortgesetzt werden.

4 Zusammenfassung

Ziel dieses Projekt war es, mögliche Erklärungen für die Schwankungen des Neutronenflusses in deutschen DWR sowie deren Änderungen über die letzten eineinhalb Jahrzehnte zu finden. Dazu wurden verschiedene Modelle aus der Literatur in den Bereichen Thermohydraulik, Strukturmechanik und Neutronenphysik ausgewertet. Es hat sich gezeigt, dass bisher kein Modell existiert, das in der Lage ist, alle beobachteten Phänomene zu erklären.

Die Auswertung der vorliegenden Messdaten aus zwei deutschen Druckwasserreaktoren deutet darauf hin, dass für die Beobachtungen zu den Schwankungen des Neutronenflusses sowohl neutronenphysikalische, thermohydraulische wie auch strukturmechanische Gründe verantwortlich sind. Mit Hilfe eines einfachen gekoppelten thermohydraulisch-neutronenphysikalischen Modells ist es möglich, den qualitativen Verlauf der Neutronenflussrauschspektren zu erklären. Dies wird auch durch numerische Simulationen bestätigt. Auch der Effekt der Zunahme des Rauschens im Laufe eines Zyklus sowie den Einfluss der Beladung auf die Neutronenflussdetektoren in der unmittelbaren Umgebung wird bestätigt. Allerdings zeigten sich auch Widersprüche zwischen den Modellvorhersagen und den Beobachtungen. Insbesondere konnte bisher nicht erklärt werden, warum übereinanderliegende Messdetektoren nahezu zeitgleich Schwankungen im Neutronenfluss ohne Phasenverzögerung wahrnehmen können. Diese Gleichzeitigkeit sowie das Maximum der Stärke des Neutronenflussrauschens in der Mitte der Kernhöhe deuten darauf hin, dass es zu mechanischen Bewegungen im Reaktorkern kommt, die über die gesamte Kernhöhe synchron und ohne Phasenverzögerung stattfinden. Unterstützt wird eine mechanische Erklärung sowohl durch die erfolgreiche Nachbildung der Detektorsignale durch eine empirisches Modell einer sich bewegenden Punktquelle, sowie durch die zeitliche Korrelation zwischen dem Einsatz von Brennelementen mit Abstandshaltern mit reduzierter lateraler Steifigkeit.

Die Korrelation der Rauschamplitude mit dem Einsatz von Brennelementtypen geringerer Steifigkeit sowie der alterungsbedingte Verlust der Brennelementsteifigkeit während der Einsatzzeit tragen wesentlich zur Erklärung der Neutronenflussschwankungen bei. Steifigkeitserhöhende Maßnahmen, wie steifere Steuerstabführungsrohre oder eine reduzierte Niederhaltekraft, die ursprünglich zur Reduktion des Effekts der Brennelementverbiegung eingeführt worden waren, korrelieren mit einem Rückgang der Rauschamplitude in jüngster Zeit. Ob die mit dem unterschiedlichen Brennelementde-

sign zwischen Vor-konvoi-Reaktoren und Konvoi-Reaktoren verbundene unterschiedliche Steifigkeit einen Anteil an der reaktortypspezifisch unterschiedlichen Ausprägung des Neutronenflussrauschens hat, sollten in weiteren Arbeiten untersucht werden.

Bei Low-Leakage-Beladungen stehen stärker abgebrannte Brennelemente, die alterungsbedingt eine geringere Steifigkeit aufweisen, am Kernrand. Ihre vermutlich stärkeren Schwingungen und das durch den Abbrand veränderte Neutronenspektrum tragen zu den gemessenen Rauschamplituden der in der Nähe befindlichen Ex-core- und äußeren In-core-Detektoren bei. Allerdings muss auch berücksichtigt werden, dass der absolute Beitrag der Randelemente zum Neutronenfluss wegen ihres Abbrandzustands geringer ausfällt, als jener der in der zweiten Reihe stehenden, frischen Brennelemente, die größtenteils auch einen geringeren Abstand zu den In-core-Messstellen aufweisen. Die Interpretation der beobachteten höheren Rauschamplituden im äußeren Kernbereich ist deswegen nicht einfach.

Insgesamt sollten zukünftige Arbeiten schwerpunktmäßig auf der interdisziplinären Kopplung der verschiedenen Modelle liegen.

Literaturverzeichnis

- /ABA 14/ A. Abarca et al., Analysis of Thermal-hydraulic Fluctuations in Trillo NPP with CTF/PARCSv2.7 Coupled Code, 23rd International Conference Nuclear Energy for New Europe, Portoroz, Slovenia, 2014.
- /AND 02/ M. Andersson, Consequences of Mis-Loading and the Power Distribution in Bowed Fuel Assemblies, Master Thesis, Chalmers University of Technology, 2002
- /BFS 12/ Bundesamt für Strahlenschutz, Kurzbeschreibung und Bewertung der meldepflichtigen Ereignisse in Kernkraftwerken und Forschungsreaktoren der Bundesrepublik Deutschland im Zeitraum Januar 2011, Stand 14.12.2012
- /CON 10/ M. E. Conner et al., CFD methodology and validation for single-phase flow in PWR fuel assemblies, Nuclear Engineering and Design 240, pp. 2088-2095, 2010
- /FIE 02/ J. Fiedler, Schwingungsüberwachung von Primärkreiskomponenten in Kernkraftwerken, 2002
- /FOU 07/ Y. Fournier et al., Evaluation of fluid flow in the lower core of a PWR with Code_Saturne, Nuclear Engineering and Design 237, pp. 1729-1744, 2007
- /FRY 74/ D. N. Fry et al., Analysis of Neutron-Density Oscillations Resulting from Core Barrel Motion in the Palisades Nuclear Power Plant, Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-4570
- /FRY 83/ D. N. Fry et al., Use of Neutron Noise for Diagnosis Of in-Vessel Anomalies in Light-Water Reactors, Oak Ridge National Laboratory, NUREG/CR-3303
- /FUJ 82/ Y. Fujita, H. Ozaki, Neutron Noise Monitoring of Reactor Core Internal Vibrations at PWRs in Japan, SMORN III, Progress in Nuclear Energy 9, pp. 423-436, 1982

- /GRO 91/ G. Grondey, R. Harms, H. Kumpf, G. Winderl, Low frequency noise in a PWR and its influence on the normal operational characteristics of the plant, Proceedings of a Specialists' Meeting, Pittsburg, USA, 1-4 October, 1991
- /GRS 90/ Gesellschaft für Reaktorsicherheit, Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke, Phase B, Verlag TÜV Rheinland, 1990
- /GRS 12/ Y. Périn, H.-G. Sonnenburg, K. Velkov, D. von der Cron, Ermittlung der Ursachen für zunehmende Neutronenfluss-Schwankungen in Druckwasserreaktoren, Technischer Bericht 80037-4, GRS, 2012
- /HAS 88/ Hashemian et al., Sensor Response Time Monitoring Using Noise Analysis, Progress in Nuclear Energy 21, pp. 583-592, 1988
- /HOR 12/ Á. Horváth, B. Dressel, Numerical simulations of square arrayed rod bundles, Nuclear Engineering and Design 247, pp. 168-182, 2012
- /HOR 13a/ N. Horelik, B. Herman, B. Forget, K. Smith, Benchmark for Evaluation and Validation of Reactor Simulations (BEAVRS), v1.0.1. Proc. Int. Conf. Mathematics and Computational Methods Applied to Nuc. Sci. & Eng., 2013. Sun Valley, Idaho
- /HOR 13b/ Á. Horváth, B. Dressel, On numerical simulations of fuel assembly bow in pressurized water reactors, Nuclear Engineering and Design 265, pp. 814-825, 2013
- /KAT 88/ T. Katona, R. Kozma, Problems of estimation of the thermohydraulic parameters using neutron and temperature noise signals, Progress in Nuclear Energy, 21, pp. 431-445, 1988
- /KIM 95/ T. R. Kim et al., Korean Experience in Neutron Noise Monitoring of Nuclear Power Plant, Proceedings of Symposium on Nuclear Reactor Surveillance and Diagnostics, Volume 1, pp. 32-39, Avignon, France, 1995

- /KOS 71/ G. Kosaly, M. M. R. Williams, Point theory of the neutron noise induced by inlet temperature fluctuations and random mechanical vibrations, Atomkernenergie 18(3) p. 203-208, 1971
- /KOS 72/ G. Kosaly.; L. Mesko, Remarks on the transfer function relating inlet temperature fluctuations to neutron noise, Atomkernenergie 20(1), p. 33-36, 1972
- /KOS 88/ L. J. Kostić, J. Runkel, D. Stegemann, Thermohydraulics Surveillance of Pressurized Water Reactors By Experimental and Theoretical Investigations of the Low Frequency Noise Field, Progress in Nuclear Energy 21, pp. 421-430, 1988
- /KRA 12/ W. Kraus et al., Evaluation of the Impact of Neutron Flux Noise for the Operation of German PWR, ENC 2012, Manchester
- /KTA 08/ KTA 3204 – Reaktordruckbehälter-Einbauten, Sicherheitstechnische Regel des KTA, Fassung 2008-11, 2008
- /MIH 12/ E. Mihdi., Grundlagen der DWR-Technik, Interne Ausbildungsunterlage der GRS, 2012
- /PAI 65/ M. P. Païdoussis, The amplitude of fluid-induced vibration of cylinders in axial flow, Atomic Energy of Canada Report AECL-2225, Chalk River, Ontario, Canada
- /PAS 10/ I. Pázsit, V. Dykin, Investigation of the space-dependent noise induced by propagating perturbations, Annals of Nuclear Energy 37, pp. 1329–1340, 2010
- /PER 12/ Y. Périn et al., Ermittlung der Ursachen für zunehmende Neutronenfluss-Schwankungen in Druckwasserreaktoren - AP 4.2: Bewertung der beobachteten Schwankungen, Technischer Bericht, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, 2012

- /PER 13/ Y. Périn, A. Aures, V. Salino, “*Challenge of PWR new core design simulation: a focus on uncertainties due to nuclear data and reflector modelling*”, EUROSAFE Forum 2013, Köln, Germany – November 4-5 2013
- /POL 12/ J. Pohlus, U. Paquée, Untersuchungen zum Neutronenflussrauschen in DWR-Anlagen - AP 4.1 Neutronenfluss-Messungen, ISTec - A - 2420, Institut für Sicherheitstechnologie (ISTec) GmbH, 2012
- /POR 88/ G. Por, O. Glöckler, U. Rindelhardt, Boiling detection in PWRs by noise measurement, Progress in Nuclear energy 21, pp. 555-563, 1988
- /RSK 13/ Reaktor-Sicherheitskommission, Stellungnahme DWR-Neutronenflussschwankungen, 457. Sitzung vom 11.04.2013
- /RUN 87/ J. Runkel, Rauschanalyse in Druckwasserreaktoren, Dissertation, Universität Hannover, 1987
- /SCH 00/ P. Schumann, Nutzung der Rauschdiagnostik für Nachweis und Überwachung der Schwingungen von Reaktordruckbehältereinbauten und zur Aufklärung ihrer Ursachen in ostdeutschen Kernkraftwerken mit WWER4401230-Reaktoren der russischen Baureihe, Forschungszentrum Rossendorf, FZR-304
- /SEI 15/ M. Seidl et al., Review of the historic neutron noise behavior in German GWU built PWRs, Progress in Nuclear Energy 85, pp 668-675, 2015
- /SUN 85/ R. Sunder, Sammlung von Signalmustern zur DWR-Schwingungsüberwachung - Informationsgehalt der Neutronenflussrauschsignale, GRS-A-1074
- /SWE 84/ F. J. Sweeney, J. P. Renier, Sensitivity of Detecting In-Core Vibrations and Boiling in Pressurized Water Reactors Using Ex-Core Neutron Detectors, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL/TM-8549, NUREG/CR-2996

- /SWE 85/ F. J. Sweeney, J. March-Leuba, C. M. Smith, Contribution of fuel vibrations to ex-core neutron noise during the first and second fuel cycles of the Sequoyah-1 pressurized water reactor, *Progress in Nuclear Energy*, 15, pp. 283-290, 1985
- /TRA 15/ H.-N. Tran, I. Pázsit, H. Nylén, Investigation of the ex-core noise induced by fuel assembly vibrations in the Ringhals-3 PWR, *Annals of Nuclear Energy*, 80, pp. 434-446, 2015
- /TÜR 82/ E. Türkcan, Review of Borssele PWR noise experiments, analysis and instrumentation, *Progress in Nuclear Energy* 9, pp. 437–452, 1982
- /UIT 77/ G. C. Van Uiter, H. Van Dam, Analysis of Pool-Type Reactor Noise, *Progress in Nuclear Energy* 1, pp. 73-84, 1977
- /WAC 76/ D. Wach, Ein neues Messmodell der Neutronenflusskreuzleistungsdichte zur Identifizierung von Rauschquellen in Leistungsreaktoren, Dissertation, Technische Universität München, 1976
- /WEI 48/ A. M. Weinberg, H. C. Schweinler, Theory of Oscillating Absorber in a Chain Reactor, *Physical Review*, 74 (8), 851-863, 1948
- /ZYL 13/ F. Zylbersztejn, H. N. Tran, I. Pázsit, C. Demazière, H. Nylén, On the dependence of the noise amplitude on the correlation length of inlet temperature fluctuations in PWRs, *Annals of Nuclear Energy* 57, pp. 134-141, 2013

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1	DWR-Kernquerschnitt mit den radialen Detektor-Positionen der Kerninnen- und Kernaußeninstrumentierung /POL 12/	6
Abb. 2.2	Vertikale Anordnung der Detektoren der Kerninnen- und Kernaußeninstrumentierung /POL 12/.....	7
Abb. 2.3	Beispiel für die Gegenphasigkeit der Ex-core-Detektorsignale.....	9
Abb. 2.4	Position der Detektoren	10
Abb. 2.5	Beispiel für die Gegenphasigkeit der In-core-Detektorsignale.....	11
Abb. 2.6	Autoleistungsdichtespektrum der Ex-core-Neutronenflussdetektorsignale der Vorkonvoianlage.....	11
Abb. 2.7	Autoleistungsdichtespektrum der Ex-core-Neutronenflussdetektorsignale der Konvoianlage.....	12
Abb. 2.8	Spektrogramme der Leistungsdichte des Neutronenflussrauschens einer deutschen Vorkonvoianlage (oben) und einer Konvoianlage (unten)	13
Abb. 2.9	Kohärenz und Phasenlage zweier nebeneinander (oben) bzw. gegenüberliegender (unten) Ex-core-Detektorsignale (Vorkonvoi).....	14
Abb. 2.10	Kohärenz und Phasenlage zwischen In-core-Detektorsignalen (Vorkonvoi).....	15
Abb. 2.11	Kohärenz und Phasenlage zweier nebeneinander- (oben) bzw. gegenüberliegender (unten) Ex-core-Detektorsignale (Konvoi).....	16
Abb. 2.12	Standardabweichung des relativen Neutronenflussrauschens, aufgetragen jeweils über der Höhe des Detektors (Vorkonvoi).....	18

Abb. 2.13	Identifikation von mechanischen Schwingungen im ex-core-Leistungsdichtespektrum eines Vor-Konvoi-Reaktors /RUN 87/.....	21
Abb. 2.14	Schematische Übersicht über den Aufbau eines typischen Brennelements für deutsche Druckwasserreaktoren /MIH 12/.....	22
Abb. 2.15	Übersicht über die typische Anordnung von Kerneinbauten in deutschen Druckwasserreaktoren nach /GRS 90/ (links mit Schemel) und /KTA 08/ (rechts mit Siebtonne).....	25
Abb. 2.16	Mögliche zu berücksichtigende Zusammenhänge bei der Erklärung der Neutronenflussschwingungen.....	29
Abb. 2.17	Vergleich der Näherung nach /RUN 08/ mit der exakten Lösung für die komplexen Funktion $\alpha(\omega)$ (Absolutbetrag oben, Phase unten).....	36
Abb. 2.18	Vergleich der Näherung nach /RUN 08/ mit der exakten Lösung für die komplexen Funktion $A(H, \omega)$ (Absolutbetrag oben, Phase unten).....	38
Abb. 2.19	Vergleich der Reaktivitätsübertragungsfunktion $G(\omega)$ (exakt und nach /RUN 08/) mit der Nullleistungsreaktor-Übertragungsfunktion $G_0(\omega)$ (Absolutbetrag oben, Phase unten)	44
Abb. 2.20	Absolutbetrag der Übertragungsfunktion $R(\omega)$ am Beginn und am Ende des Zyklus	45
Abb. 2.21	Autoleistungsdichtespektrum einer turbulenten Temperaturschwankung nach /HIN 75/.....	47
Abb. 2.22	Vergleich der gemessenen Autoleistungsdichtespektren der Ex-core-Detektoren (Vorkonvoi) mit den Modellvorhersage bei Annahme von unterschiedlich starken Temperaturfluktuationen am Kerneinlass.....	48
Abb. 2.23	Relative Schwankungen der In-core-Neutronenflussdetektorsignale einer Messlanze in einem deutschen Vorkonvoi	49

Abb. 2.24	Geometrie des gekoppelten ATHLET-QUABBOX/CUBBOX Modells /PER 12/	53
Abb. 2.25	Simulierte relative Leistungsschwankungen bei einer sinusförmigen Temperaturschwankungen von ± 1 K.....	53
Abb. 2.26	Simulierte Temperaturschwankungen.....	54
Abb. 2.27	Vergleich der spektrale Leistungsdichte der simulierten Temperaturschwankungen mit den theoretischen Werten nach Gleichung (2.46)	55
Abb. 2.28	Vergleich der spektrale Leistungsdichte der simulierten Leistungsschwankungen mit den Messungen aus einer deutschen Vorkonvoianlage	56
Abb. 2.29	Modenzerlegung der Signale von Ex-core-Neutronenflussdetektoren (orange) in (von links nach rechts) Balkenschwingung 1, Balkenschwingung 2, Globalschwingung und Schalenschwingung.....	57
Abb. 2.30	Bestimmung des Orts der Punktquelle aus Kombination von Detektorsignalen.....	58
Abb. 2.31	Schema zur Bestimmung der Quellposition und des Fehlermaßes (orange Scheiben: Detektoren; schwarzer Stern: Quelle in Ruheposition; blauer Stern: Modellposition der Quelle; rote Pfeile: detektorabhängige Korrekturen der Quellpositionen; rote Scheibe: Fehler in der Quellpositionsbestimmung).....	59
Abb. 2.32	Trajektorien für die Quelle des Neutronenflusses auf Basis unterschiedlicher berücksichtigter Detektorkombinationen (zunehmende Farbintensität von $t = 0$ s bis $t = 1$ s)	61
Abb. 2.33	Detektorkombinationen zur Bestimmung von Trajektorien der angenommenen Punktquelle (rot: „excore“, grün: „incore left“, hellblau: „incore right“)	62

Abb. 2.34	Zeitlicher Entwicklung der Trajektorien für die Detektorkombinationen aus Abb. 2.33 (Vorkonvoi)	62
Abb. 2.35	Abstand der Punktquelle von der Ruheposition und Positionsunsicherheiten (Vorkonvoi).....	63
Abb. 2.36	Zeitliche Entwicklung der Trajektorien bei Berücksichtigung der der Kernmitte am nächsten gelegenen In-core-Detektoren (Vorkonvoi)	63
Abb. 2.37	Abstand der Punktquelle von der Ruheposition und Positionsfehler bei Berücksichtigung eines der Kernmitte am nächsten gelegenen In-core-Detektoren (Vorkonvoi).....	64
Abb. 2.38	Vergleich der Positionsabweichungen für unterschiedliche Detektorkombinationen mit dem Fehlermaß für die Positionsbestimmung (Vorkonvoi).....	65
Abb. 2.39	Zeitlicher Entwicklung der Trajektorien (Konvoi)	65
Abb. 2.40	Abstand der Punktquelle von der Ruheposition und Positionsfehler (Konvoi).....	66
Abb. 2.41	Abhängigkeit der Resonanzantwort eines Systems von der Erregerfrequenz für eine beispielhafte Dämpfung von 0,15 mit eingezeichneter hypothetischer Anregungsfrequenz knapp unterhalb der Eigenfrequenzen	70
Abb. 3.1	Übersicht über die geplanten strukturmechanischen Modelle	82

Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1	Mögliche konstruktive Einflussfaktoren auf das Neutronenflussrauschen in den deutschen DWR.....	5
Tab. 2.2	Im Neutronenflussrauschen identifizierte mechanisch schwingende Bauteile	26
Tab. 2.3	Materialparameter für eine KONVOI-Anlage (bei 300 °C Kühlmitteltemperatur und 16 MPa Kühlmitteldruck)	33
Tab. 2.4	Parameter für die Gleichungen (2.4) und (2.5) basierend auf den Werten in Tab. 2.3.....	33
Tab. 2.5	Typische Werte für die nuklearen Parameter der Nullleistungsreaktor-Übertragungsfunktion $G_{\theta}(\omega)$ in Gleichung (2.30).....	42
Tab. 2.6	Typische Werte für die Berechnung der Reaktivitätsschwankungen in Gleichung (2.31).....	42

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

Schwertnergasse 1
50667 Köln

Telefon +49 221 2068-0

Telefax +49 221 2068-888

Forschungszentrum

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 978-3-944161-90-7