

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

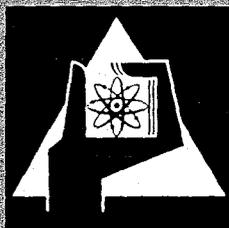
Dezember 1970

KFK 1350

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Messung des Dopplerkoeffizienten an verschiedenen Kernbrennstoffproben
in einer schnellen und schnell-thermischen Reaktoranordnung
mit der Pileoszillatormethode

L. Barleon



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 1970

KFK 1350

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Messung des Dopplerkoeffizienten an verschiedenen
Kernbrennstoffproben in einer schnellen und
schnell-thermischen Reaktorordnung mit der
Pileoszillatormethode

von

L. Barleon

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Abstract

In the critical zero energy assemblies STARK and SNEAK the pile oscillator technique was used to measure the Doppler effect with heated small samples.

In the presented paper a detailed description of the new developed apparatus and the technique used will be given.

For the first time the samples are placed in fuel filled elements, in order to avoid perturbation of the neutron spectrum in the vicinity of the sample.

Because such an element weighs up to 80 kg, a powerful pneumatic drive was needed to move it. Detailed calculations and experiments were made to study the temporal movement of this heavy elements. Furthermore the heat losses of the heated samples were calculated and measured.

Measurements of samples of depleted UO_2 and of metallic natural uranium made in STARK are reported. The experiments were compared to calculations, using various theories and nuclear data sets.

Zusammenfassung

An den kritischen Nullenergieanordnungen STARK und SNEAK wurden Messungen des Dopplereffektes mit der Pileoszillatortechnik und beheizten kleinen Brennstoffproben durchgeführt.

In der vorliegenden Arbeit wird eine ausführliche Beschreibung der neu entwickelten Meßapparatur und der verwendeten Meßmethode gegeben.

Erstmalig wurden die Proben in brennstoffgefüllte Elemente eingesetzt, um eine Störung des Neutronenspektrums in der Umgebung der Probe zu vermeiden.

Da solche Elemente bis zu 80 kg wiegen, wurde für ihre Bewegung ein kräftiger Antrieb benötigt. Der zeitliche Bewegungsablauf dieser schweren Elemente wurde in ausführlichen Rechnungen und Experimenten untersucht.

Ferner wurden die Wärmeverluste der beheizten Brennstoffproben berechnet und gemessen.

Es wird berichtet über die Messungen, die an STARK mit Proben aus abgereichertem UO_2 und metallischem Natururan durchgeführt wurden. Die Experimente wurden mit Rechnungen verglichen, wobei verschiedene Theorien und Kerndatensätze verwendet wurden.

Inhalt

1. Einleitung
2. Meßmethoden zur Ermittlung des Dopplerkoeffizienten
 - 2.1 Übertragbarkeitskriterien für Dopplerkoeffizientenmessungen auf schnelle Leistungsbrüter
 - 2.2 Meßmethoden an einer kritischen Nullenergieanordnung
3. Beschreibung des Versuchsaufbaus
 - 3.1 Vorbemerkung
 - 3.2 Mechanischer Oszillator
 - 3.21 Mechanischer Aufbau des Oszillators
 - 3.22 Parameterstudie über die Bewegungsabläufe des Oszillators
 - 3.23 Elektrische Steuerung für den Oszillator
 - 3.3 Verarbeitung des Meßsignals
 - 3.4 Die Dopplerproben
 - 3.41 Grundsätzliches zum Aufbau der Proben
 - 3.42 Mechanischer Aufbau der Proben
 - 3.43 Thermodynamische Überlegungen zum Aufheizen der Dopplerproben
 - 3.44 Elektrische Überwachung der Probenheizung
4. Durchführung der Experimente
5. Bestimmung der Reaktivitätswerte aus dem Meßsignal mit Hilfe des Zeitverhaltens eines Reaktors bei oszillierender Probe
 - 5.1 Grundsätzliches zur Wahl der Meßmethode
 - 5.2 Die kinetischen Reaktorgleichungen
 - 5.3 Bestimmung des Reaktivitätswertes der Dopplerproben aus dem Meßsignal
6. Diskussion der Meßfehler
 - 6.1 Vorbemerkung
 - 6.2 Fehler bei der Messung von kleinen Reaktivitäten
 - 6.21 Reaktorraschen
 - 6.22 Leistungsdrift
 - 6.23 Übergangseffekte und Effekte durch das Verschieben von Brennstoff

- 6.3 Fehler bei der Messung mit einer beheizten Probe
 - 6.31 Ausdehnungseffekt
 - 6.32 Einfluß der Ofenwände
 - 6.33 Fehler bei der Temperaturmessung
 - 7. Ergebnisse
 - 7.1 Messungen
 - 7.2 Rechnungen
 - 7.21 Multigruppenrechnungen
 - 7.22 Berechnung des Dopplerkoeffizienten (dK/KdT) der Proben nach der Theorie von FROELICH
 - 7.23 Berechnung der Dopplerreaktivität ($\Delta K/K$) der Proben nach FISCHER
 - 7.24 Korrektur für die Kristalleffekte im UO_2
 - 7.3 Vergleich der metallischen Natururanprobe mit der 0,4 % abgereicherten UO_2 -Probe
 - 7.4 Ergebnisse von Dopplereffektmessungen an der Schnellen Nullenergie-Anordnung Karlsruhe (SNEAK)
 - 8. Theoretische Betrachtungen zur Interpretation von Dopplerproben-Messungen in einem schnellen Reaktor
 - 8.1 Vorbemerkung zum Dopplereffekt in Reaktoren
 - 8.2 Theorie für Probenmessungen mit Proben von der gleichen Zusammensetzung wie das Core
 - 8.3 Probe mit umgebender Resonanzentkopplerzone
 - 8.4 Anwendung der Störungstheorie zur Bestimmung des Dopplerkoeffizienten (dK/KdT)
 - 8.5 Störungstheoretische Formulierung des Probenproblems
 - 9. Zusammenfassung und Schlußfolgerung
- Anhang 1: Allgemeine theoretische Grundlagen für die Berechnung des Dopplereffektes
- Anhang 2: Änderung der Reaktionsrate beim Heizen einer mit einer Nickelschicht umhüllten Brennstoffprobe in einem schnellen Reaktor

Abbildungen

Nr.

- 1 Schematischer Querschnitt des STARK mit Pile-Oszillator- und Detektorposition
- 2 Blockschaltbild der Meßanordnung mit Reaktor und Oszillator
- 3 Vertikalschnitt durch den STARK mit eingebautem Pile-Oszillator
- 4 Dopplerelement für STARK mit eingebauter Probe
- 5 Blockschaltbild für Pneumatiksteuerung des Pile-Oszillators für STARK
- 6 Zeitlicher Verlauf des Kolbenweges, der Kolbengeschwindigkeit und der Kolbenbeschleunigung für den pneumatischen Pile-Oszillator
- 7 Elektronische Steuerung des Pile-Oszillators
- 8 Untersetzer- und Impulsformerstufe
- 9 Längsschnitt durch die Dopplerprobe
- 10 Probenbehälter und Brennstoffpellets vor dem Verschweißen
- 11 Vorrichtung für das Einwalzen der Heizleiter
- 12 Montage der Dopplerproben
- 13 Wärmeverluste der Probe in Abhängigkeit von Temperatur und Beschaffenheit der Oberflächen
- 14 Pumpstand mit Überwachungseinrichtung
- 15 Einheitszellen für verschiedene Brennelementbeladungen im schnellen Core von STARK
- 16 Temperaturabhängigkeit der Reaktivität der Dopplerproben DO1 (UO_2 , 0,4 % abgereichert) und DO23 (U_{Nat} -Metall) in STARK, Ladung 5, mit und ohne Nickelzone
- 20
- 21 Messungen der Dopplerreaktivität mit einer abgereicherten UO_2 -Probe (DO1) in SNEAK 3
- 22 Gruppenflüsse ϕ_i in der Probenzone ($r = 1,094$ cm), berechnet mit den Gruppensätzen ABN und SNEAK 01 in 10^{-4} pro Volumenintegral der Spaltquelle 1
- 23 Adjungierte Gruppenflüsse ϕ_i^+ in der Probenzone ($r = 1,094$ cm), berechnet mit den Gruppensätzen ABN und SNEAK 01 in 10^{-4} pro Volumenintegral der Spaltquelle 1
- 24 Beiträge der Gruppen 8 bis 21 zur Dopplerreaktivität der 0,4 % abgereicherten UO_2 -Probe (DO1) in $10^{-7} \Delta k/k$ bei verschiedenen Probenumgebungen.

1. Einleitung

Die Kenntnis des prompten Reaktivitätstemperaturkoeffizienten schneller Brutreaktoren mit keramischem Brennstoff ist wegen ihrer Bedeutung für die Unfallsicherheit solcher Systeme von großem Interesse.

Ein dominierender Faktor bei diesem prompten Temperaturkoeffizienten ist die durch den Dopplereffekt bedingte Verbreiterung der Spalt- und Einfangquerschnitte für die Spalt- und Brutmaterialien. Eine Temperaturerhöhung des Brennstoffs erhöht die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron im Brennstoff absorbiert wird, wenn die Neutronenenergie im Gebiet der Resonanzquerschnitte liegt. Bei der Resonanzabsorption in Brutmaterialien, wie U^{238} oder Pu^{240} , werden keine Neutronen erzeugt. Deshalb wird bei solchen Reaktionen die Reaktivität vermindert. Die Resonanzabsorption in Spaltmaterialien erhöht hingegen bei der Dopplerverbreiterung der Querschnitte die Reaktivität, wenn die Spaltquerschnitte in den Resonanzen größer als die Einfangquerschnitte sind.

Es ist also der Dopplereffekt, d.h. die mit steigender Temperatur zunehmende Resonanzabsorption, in Brutmaterialien, welcher einen inhärenten Begrenzungsmechanismus für den Fall einer Leistungsexkursion eines Reaktors bewirkt.

Wegen der großen Bedeutung, die diesem Effekt zukommt, wurden schon zu Beginn der Entwicklung von schnellen Brutreaktoren in mehreren Arbeiten Berechnungsmethoden zur Bestimmung des Dopplerkoeffizienten für solche Reaktoren angegeben [1-4]. Um diese theoretischen Ergebnisse zu unterbauen, wurde auch bald versucht, den Dopplerkoeffizienten experimentell zu bestimmen. Experimente dieser Art, wie sie in Harwell und Winfrith, England, sowie in Argonne und bei Atomics International, USA, in großer Zahl durchgeführt wurden, sind in der Literatur beschrieben [5-9].

Auch in Karlsruhe wurden solche Experimente im Zusammenhang mit weiteren neutronenphysikalischen Untersuchungen an der Schnellen Null-Energie-Anordnung Karlsruhe (SNEAK) vorbereitet [10]. Um den Temperaturbereich der Messungen zu höheren Temperaturen zu erweitern, wurde neben dem sogenannten Doppler-Loop-Experiment [11], bei dem eine zentrale Zone des Reaktors mit Hilfe eines heißen und eines kalten Gasstromes periodisch geheizt und gekühlt wird, für die SNEAK eine Pileoszillatormethode mit beheizten Proben entwickelt. Bei dieser Methode, die in dieser Arbeit ausführlich beschrieben wird, wird periodisch im Reaktor eine heiße gegen eine kalte Probe ausgetauscht und das Ant-

wortsignal des Neutronenflusses gemessen. Aus der Amplitude des Neutronenflußsignals kann mit Hilfe der reaktorkinetischen Gleichungen die Amplitude der Reaktivitätsoszillation berechnet werden. Im Gegensatz zu den bereits zitierten Arbeiten in den USA und England, wo die zu oszillierenden Proben in einen Stab aus Strukturmaterial eingesetzt wurden, wurden in unserem Fall die Proben in ein teilweise mit Brennstoff gefülltes Oszillatorelement eingesetzt. Dadurch wurden Störungen des Neutronenspektrums in der Umgebung der Probe und die störenden Ausflußeffekte durch den leeren Oszillationskanal, die vor allem bei den Messungen an kleinen Reaktorcores auftreten, stark vermindert.

Bei der Oszillation der schweren brennstoffgefüllten Oszillatorelementen treten bei den gewünschten kurzen Übergangszeiten große Massenkräfte auf, die die Entwicklung eines geeigneten Antriebes und aus sicherheitstechnischen Gründen eine Überwachung der Bewegungsabläufe des Oszillators erforderlich machten. Mit der Pileoszillator-Probenmethode konnte der Dopplerkoeffizient der verschiedenen Brennstoffproben bis zu Temperaturen von 750°C gemessen werden. Die hierfür entwickelten Proben werden ebenfalls in dieser Arbeit beschrieben.

Um die Anwendungsmöglichkeit der Pileoszillatormethode für die Messung des Dopplerkoeffizienten zu testen, wurde zunächst für den Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktor Karlsruhe (STARK) eine Experimentiereinrichtung geschaffen. Diese war so aufgebaut, daß die für die SNEAK-Experimente entwickelten Proben auch an dieser Anlage verwendet werden konnten.

Im ersten Teil dieser Arbeit wird der Aufbau der für die Experimente an STARK und SNEAK neu entwickelten pneumatischen Pileoszillatoren beschrieben, die es gestattet, brennstoffgefüllte Oszillatorelemente bis zu 80 kg in Form einer möglichst gut angenäherten Rechteckfunktion zu oszillieren. Die bei dieser Bewegungsform auftretenden Probleme bei den Beschleunigungs- und Abbremsvorgängen wurden rechnerisch untersucht und an Hand der so gewonnenen Ergebnisse die konstruktiv günstigste Lösung ausgesucht. Ferner wird in diesem Teil eine kurze Beschreibung der speziell für die Pileoszillatoren entwickelten Meßeinrichtung gegeben, die zur kontinuierlichen Fernüberwachung der Bewegungsabläufe des oszillierenden Elementes dient. Im Mittelteil der Arbeit wird etwas ausführlicher auf die Messungen mit Proben aus metallischem Natururan und abgereichertem Urandioxyd an STARK eingegangen und dabei auch über die verwendete Meßsignalauswertung berichtet.

Neben der oben angedeuteten Methode, den Dopplerkoeffizienten eines Reaktors mit einer geheizten Probe zu messen, welche im Reaktor oszilliert wird, bietet sich als Alternative jene Meßmethode an, bei der man das ganze zu untersuchende Reaktorcore hochheizt und die damit verbundene Reaktivitätsänderung mißt. Diese Methode hat, wie in Abschnitt 2.2 noch ausführlicher diskutiert wird, erhebliche Nachteile gegenüber der Probenmethode. Infolge des nur schwer erfaßbaren Reaktivitätsbeitrages der Wärmedehnung beim Aufheizen eines ganzen Cores sind einerseits solche Messungen mit großen Unsicherheiten behaftet, zum anderen können bei dieser Methode bei einem mit den Probenmessungen vergleichbaren Aufwand nur niedrige Temperaturen erreicht werden. Auch ist man in der Brennstoffzusammensetzung bei einem geheizten Core wenig flexibel, und es ist nicht mehr möglich, die Ortsabhängigkeit des Dopplerkoeffizienten im Reaktor zu messen.

Die Interpretation von Probenmessungen hingegen wird, wie in dieser Arbeit noch gezeigt wird, nur wenig durch die Ausdehnungseffekte der Probe erschwert. Die größeren Schwierigkeiten bereitet bei der Deutung von Probenmessung der Effekt, daß beim Aufheizen einer kleinen Probe nur die Resonanzen in der Probe verbreitert werden, die des umgebenden Reaktors jedoch nicht. Die Folge davon ist, daß die aus der Probe austretenden Neutronen eine andere Resonanzstruktur besitzen als die einfallenden.

Der Effekt, der durch den Austausch von "heißen" Neutronen aus der Probe und "kalten" aus dem umgebenden Core zustande kommt und eine räumliche Überlagerung der beiden charakteristischen Spektren bewirkt, wurde zuerst in einer Arbeit von STORRER et al. [12] diskutiert. Eine allgemeine theoretische Formulierung solcher Probenmessungen wurde von FISCHER [13] gegeben, die auch zur theoretischen Deutung der in dieser Arbeit beschriebenen Messungen benützt wurde.

Eines der wichtigsten Ziele der Experimente, über die hier berichtet wird, war, zu überprüfen, ob und wie gut man mit Probenmessungen den Dopplerkoeffizienten einer Nullenergieanordnung in Anbetracht dieser störenden Austauscheffekte messen kann.

Daher wurde als Ergänzung zur theoretischen Interpretation bei den Messungen an STARK versucht, mit Hilfe des Experiments Aufschluß über die Größe dieser Austauscheffekte zu erhalten. Zu diesem Zweck wurden die Proben mit einer Nickelschicht umgeben, die die Aufgabe hatte, die Feinstruktur des Neutronenspektrums bei den Resonanzenergien zu glätten und die Resonanzen in der Probe und dem Reaktor energetisch zu entkoppeln.

2. Meßmethoden zur Ermittlung des Dopplerkoeffizienten

Der Problemkreis, der sich bei der Suche nach einer geeigneten Methode zur Messung des Dopplerkoeffizienten an schnellen Reaktorsystemen auftut, läßt sich dadurch in zwei ziemlich unabhängige Fragenkreise aufteilen, daß man unterscheidet zwischen

- 1) den Meßmethoden, die an einer schnellen Nullenergieanordnung angewendet werden können und
- 2) den Meßmethoden, die spezifisch auf einen eigens hierfür entwickelten schnellen Leistungsexperimentierreaktor zugeschnitten sind.

Auf letztgenannten Problemkreis, der im Rahmen des Projekts Schneller Brüter im Projekt SEFOR (Southwest Experimental Fast Oxide Reactor) seinen Niederschlag gefunden hat, soll hier nicht eingegangen werden. Er ist ausführlich in einer Arbeit von HÄFELE et al. [14] diskutiert. In dieser Arbeit sind auch die wesentlichen Kriterien für die Übertragbarkeit von Dopplerkoeffizientenmessungen an einer schnellen Nullenergieanordnung auf einen schnellen Leistungsbrüter aufgezeigt. Da sie die Grundlage bei der Diskussion über geeignete Meßmethoden an einer schnellen Nullenergieanordnung bilden werden, sollen sie im nächsten Abschnitt kurz angeführt werden.

2.1 Übertragbarkeitskriterien für Dopplerkoeffizienten-(DC)Messungen auf einen schnellen Leistungsbrüter

Das wichtigste Merkmal einer kritischen Anordnung ist ihre große Flexibilität vor allem im Hinblick auf die Corezusammensetzung. Daher können mit einer solchen Anlage gut jene physikalischen Grundlagen des DC untersucht werden, die sich auf das makroskopische Spektrum, die räumliche Flußverteilung und die Verteilung der Adjungierten in einem Reaktor beziehen. Jedoch ist die Extrapolation der damit gewonnenen Ergebnisse auf einen Leistungsreaktor fragwürdig, da zwar die Corezusammensetzung gut mit der des Leistungsreaktors übereinstimmen kann, jedoch folgende aufgeführte physikalischen Voraussetzungen in beiden Systemen gänzlich verschieden sein können.

- 1) In einem Leistungsreaktor können Temperaturen bis zu 2500^oC auftreten. Solche Temperaturen in einer kritischen Anordnung zu verwirklichen, erscheint zunächst fraglich.

- 2) In einem Leistungsreaktor ist die Brennstofftemperatur nicht gleichförmig sondern ändert sich sowohl über den einzelnen Brennstab als auch über den Corequerschnitt. In einem Brennelementstab aus $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ ändert sich z.B. die Temperatur von 500°C an der Außenwand bis auf 2500°C im Zentrum des Stabes. Ferner kann die maximale Zentraltemperatur der Brennstäbe über das Core im Bereich von 700°C in den Randzonen bis auf 2500°C im Reaktorzentrum variieren.
- 3) Bei einem gegebenen Leistungsniveau hängen die Temperaturen, die sich in einem Brennelement einstellen, von der Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffes ab. Die Leitfähigkeit selbst ist aber nun eine Funktion sowohl des Zustandes des Brennstoffs als auch seiner Temperatur. Man muß also beachten, daß der Brennstoff im Betrieb bei Leistungsdichten, wie sie für einen Leistungsreaktor typisch sind, Veränderungen seines Zustandes erfährt, was zu zentralen Hohlstellen und zu Kristallformationen führen kann, die die thermischen Eigenschaften des Brennstoffs gegenüber dem Neuzustand gänzlich verändern.
- 4) Bei der großen Wärmefreisetzung im Falle einer möglichen Exkursion kann der Brennstoff eine Phasentransformation erfahren, die einen wesentlichen Einfluß auf die Dynamik eines Reaktors hat.
- 5) Bei sehr schnellen Exkursionen, die abzufangen gerade die Hauptaufgabe des prompten DC ist, ist die Temperaturänderung im Brennstoff durch die Wärmekapazität des Brennstoffs bei hoher Temperatur bestimmt. Da die spezifische Wärme stark von der Temperatur des Brennstoffs und seinem physikalischen Zustand abhängt, ist man bei der Berechnung dieses Effekts zunächst ganz auf die Zuverlässigkeit der thermischen Daten von $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ angewiesen.

Wie man leicht einsieht, können die Ergebnisse von DC-Messungen an einer kritischen Anordnung nur in Bezug auf die ersten beiden Kriterien auf einen Leistungsreaktor extrapoliert werden.

Es soll nun diskutiert werden, mit welchen Meßmethoden und unter welchen Bedingungen Messungen des DC an einer kritischen Anordnung die Übertragbarkeitskriterien 1) und 2) erfüllen.

2.2 Meßmethoden an einer kritischen Nullenergieanordnung

Der Einfluß der Temperatur auf die Reaktivität eines Reaktors kann allgemein durch Hochheizen des Reaktors und Messen der Positionsänderung eines geeichten Regelstabes ermittelt werden. Mit dieser Methode mißt man einen Reaktivitätskoeffizienten, der sich im wesentlichen aus zwei Summanden zusammensetzt:

$$\frac{dk}{dT} = \left(\frac{dk}{dT} \right)_{\text{Doppler}} + \left(\frac{dk}{dT} \right)_{\text{Ausdehnung}}$$

Im zweiten Summanden sind alle Reaktivitätsbeiträge zusammengefaßt, die durch die Wärmedehnung des Brennstoffs selbst, des Kühlmittels und der Strukturmaterialien sowie durch die Verformung der Brennelemente unter unsymmetrischen Temperaturverteilungen hervorgerufen werden.

Von den Reaktivitätsbeiträgen sind nur der Beitrag durch den Dopplereffekt und mit Vorbehalt der Ausdehnungsbeitrag des Brennstoffs prompte Effekte. Letzterer kann bei sehr schnellen Reaktorsystemen mit Lebensdauern unter 10^{-6} sec nur noch bedingt als prompt bezeichnet werden.

Da jedoch bei schnellen Brutreaktoren mit keramischem Brennstoff der Reaktivitätsbeitrag durch die Wärmedehnung des Brennstoffs klein ist, gilt allein dem prompten Dopplereffekt das Interesse.

Bei der eben gezeigten Methode läßt sich der zweite Summand faktisch nicht eliminieren. Selbst dann, wenn sich die Größe dieses Termes experimentell erfassen und abtrennen ließe, wäre diese Methode ungeeignet, da der Aufwand, einen ganzen Nulleistungsreaktor hochzuheizen, viel zu groß wäre. Ferner wären die damit zu erreichenden Temperaturen zu niedrig und die Flexibilität einer Nullanordnung nicht mehr gegeben.

Es ist daher günstiger, zur Messung des DC kleine Proben zu verwenden, die an einer bestimmten Stelle des Reaktorcores eingebracht und dort hochgeheizt werden. Hierbei sollten die Proben eine möglichst ähnliche Zusammensetzung wie das zu untersuchende Core besitzen.

Mit Hilfe dieser Methode lassen sich die Punkte 1) und 2) der Übertragbarkeitskriterien gut erfüllen, da einerseits bei geeignetem Aufbau der Proben Temperaturen von 1000°K erzielt werden können und andererseits sich solche Probenmessungen prinzipiell an jeder Position des Reaktors bei jeder beliebigen Temperatur durchführen lassen, d.h. die Ortsabhängigkeit des Doppler-

koeffizienten gemessen werden kann. Nur bietet die Interpretation von Messungen an Positionen außerhalb des Zentrums einige Schwierigkeiten, da in diesem Fall der Beitrag der nur ungenau zu erfassenden Diffusionsterme berücksichtigt werden muß und der Einfluß der Wärmeausdehnung der Probe auf den Meßeffect größer wird.

Die Nachteile solcher Probenmessungen ergeben sich aus der Tatsache, daß sich die heiße Brennstoffprobe mit ihren dopplerverbreiterten Resonanzquerschnitten in kalter Umgebung befindet, deren Resonanzen unverbreitert sind.

Durch die Überlagerung des Neutronenspektrums, welches durch die heiße Probe geprägt wird, mit dem Spektrum der kalten Coreumgebung werden sogenannte Wechselwirkungsterme verursacht, die die Interpretation derartiger Messungen erschweren. Dieser Effekt wird qualitativ in Abschnitt 8.3 analysiert. Bei der Berechnung der Dopplerreaktivität in Abschnitt 7.2 wird er auch quantitativ berücksichtigt.

Würde man jedoch um die Probe eine ebenfalls beheizte Corezone einführen, deren Dicke etwa 2 bis 3 mittlere freie Weglängen für Neutronen im Resonanzgebiet betragen müßte, so könnte auch dieser Nachteil der Probenmeßmethode beseitigt werden, da jetzt durch Messen des Effektes der heißen Probe in kalter und heißer Umgebung sich diese Austauschsterme messen ließen.

Für große Cores und nicht zu dicke Umgebungszone könnte mit dieser erweiterten Probenmethode nach wie vor Punkt 2) des Übertragbarkeitskriteriums erfüllt werden.

Alle Nachteile, die sich bei der Anwendung der Probenmeßmethode ergeben, werden dadurch kompensiert, daß man bei ihr zur Messung der Reaktivitätsänderung beim Heizen der Probe die Pileoszillatormethode verwenden kann.

Diese Methode zeichnet sich vor allem durch ihre hohe Meßgenauigkeit aus. Wir wollen hierzu noch eine Vorbemerkung einfügen. Man kann den Temperatureffekt der Probe ermitteln, indem man den Reaktor mit kalter Probe exakt kritisch fährt. Heizt man nun die Probe auf, so läßt sich aus der Änderung der Regelstabposition, die erforderlich ist, um den Reaktor wieder kritisch zu machen, die Dopplerreaktivität der Probe ($\Delta k/k$) ermitteln.

Da die auftretenden Reaktivitätsänderungen sehr klein sind, erfordert diese statische Reaktivitätsmeßmethode einen sehr stabilen Reaktor, d.h. einen Reaktor mit kleiner zeitlicher Drift des Neutronenflusses und einen Regelstab mit Feinstablesung. Bei der Pileoszillatormethode lassen sich die störenden

Einflüsse der Reaktordrift auf die Meßergebnisse weitgehendst eliminieren. Im wesentlichen besteht diese Methode darin, periodisch eine heiße Probe gegen eine kalte an der zu messenden Position im Reaktor auszutauschen, wodurch eine dem Dopplereffekt entsprechende periodische Reaktivitätsänderung bewirkt wird. Die periodische Reaktivitätsänderung als Eingangssignal verursacht ein periodisches Antwortsignal des Reaktors, nämlich eine Oszillation des Neutronenflusses. Diese Flußoszillation wird mit einem Detektor, meist einer mit B^{10} belegten Ionisationskammer, gemessen.

Aus der Amplitude des Meßsignals läßt sich dann mit Hilfe der reaktorkinetischen Gleichungen die gesuchte Amplitude der Reaktivitätsoszillation und damit die Dopplerreaktivität $(\Delta k/k)_{\text{Doppler}}$ berechnen.

Auf diese Weise können, wie in Abschnitt 6 noch gezeigt wird, bei einem Reaktor mit guter Langzeitkonstanz Reaktivitätswerte $\Delta k/k < 10^{-7}$ gemessen werden.

Eine Variante der PO-Methode beruht im Prinzip darauf, die Probe bzw. einen kleinen Teil des Cores periodisch zu heizen und abzukühlen [11].

Bei der in [11] beschriebenen Lösung wird ein Teil des Cores mit einem heißen Gasstrom (CO_2) geheizt und mit einem kalten Gasstrom gekühlt.

Um die Periodenlänge in sinnvollen Grenzen zu halten, muß bei dieser Lösung der beheizte Teil des Corematerials in Form von Brennelementstäben mit grossem Oberflächen- zu Volumenverhältnis aufgebaut werden, was einen großen mitbeheizten Anteil von Strukturmaterial zur Folge hat.

Die Vorteile dieser Methode liegen in der Möglichkeit, die Komposition der Testzone gut variieren zu können, da die Brennstäbe beliebig austauschbar sind. Die Wärmeverluste der Heißgaszuleitungen an die kalte Coreumgebung und die damit verbundene allmähliche Aufheizung der Core beschränken bei dieser Methode die Probentemperatur (Testzone) auf $< 500^\circ C$.

3. Beschreibung des Versuchsaufbaus

3.1 Vorbemerkung

Die Versuchsaapparaturen, die für die Messung des Dopplerkoeffizienten für die SNEAK und für den STARK gebaut wurden, sind sich in den wesentlichen Punkten gleich. Es genügt daher, ihren prinzipiellen Aufbau zu beschreiben und die für die einzelnen Anlagen unterschiedlichen Daten anzugeben. Da die Messungen, über die in dieser Arbeit berichtet wird, am STARK durchgeführt wurden, schien es jedoch zweckmäßig die Versuchsaapparatur am STARK eingehender zu behandeln, vor allem was den Reaktor selbst und die verwendete Methode zur Meßsignalauswertung betrifft.

Die Nullenergieanordnung STARK ist ein flexibler schnell-thermischer Reaktor, der aus einem unterkritischen schnellen Core und der umgebenden Treiberzone vom Typ Argonaut besteht. Der grundlegende geometrische Aufbau ist in Abb.1 dargestellt. Das schnelle Core (von 37,2 cm mittlerem Durchmesser) wird durch eine Matrixanordnung von 37 vertikalen rostfreien Stahlrohren gebildet, welche am unteren Ende durch eine Gitterplatte gehalten werden. Die Vierkantrohre können mit Plättchen (2" x 2") aus verschiedenen Materialien gefüllt werden. Um starke Spitzen in der U^{235} -Spaltrate an den Ecken der schnellen Zone zu vermeiden, ist diese Zone von einem 5 cm dicken Natururanmantel umgeben, welche die von der Treiberzone kommenden langsamen Neutronen absorbiert. Auf diese Weise wird die Kopplung zwischen den Zonen hauptsächlich durch den Austausch von schnellen Neutronen bewirkt. Das thermische Core besteht aus bis zu 370 Brennelementplatten vom Typ Argonaut und leichtes Wasser als Moderator. Die Brennelementplatten, von denen jede 20,93 g U^{235} (20% angereichert) enthält, sind in 24 Gruppen mit einem Abstand von 6,3 mm innerhalb eines ringförmigen Aluminiumtanks angeordnet. Das Volumen zwischen der Brennstoffregion und der äußeren Tankwand ist mit Graphitplatten und Keilen ausgefüllt. Im Normalbetrieb wird die thermische Zone bei 80°C gefahren, um bei einer eventuellen Leistungsexkursion so rasch wie möglich Sieden des leichten Wassers und damit verbunden ein Entleeren des thermischen Cores zu erreichen. Dieses Konzept machte bei den Pileoszillatormessungen den Einsatz eines Feinstregelstabes erforderlich, mit dem die durch Temperaturschwankungen des geheizten thermischen Cores verursachten langsamen Flußschwankungen ausgeregelt werden konnten.

Der Reaktor wird im wesentlichen über die thermische Treiberzone geregelt. Zwölf Cadmiumplatten sind gleichmäßig um das thermische Core verteilt und gewährleisten eine totale Abschaltreaktivität von mindestens 2% k. Drei von ihnen werden als Regelstäbe benützt. Zusätzlich wurde in einer exzentrischen Position des schnellen Cores ein Sicherheitsstab eingebaut. Er besteht aus einem mit normalem Corematerial gefüllten Vierkanthrohr, welches vertikal bewegt werden kann und dessen über den Reaktor hinausragenden Teil mit einem Borkarbidabsorber aufgefüllt ist. Eine ausführliche Beschreibung des STARK und seiner Sicherheitsphilosophie ist in [15] gegeben.

Bei Messungen der Reaktivitätswerte von beheizten Brennstoffproben, bei denen die Differenz zwischen Probe im Reaktor und Probe außerhalb des Reaktors interessiert, ist es kaum mehr möglich ein sinusförmiges Reaktivitätssignal zu erzeugen. Dies deshalb nicht, weil der Verlauf der Reaktivität einer Probe über einen Reaktor eine komplizierte Ortsabhängigkeit aufweisen kann. So ist zum Beispiel bei Streuproben der Reaktivitätswert in der Coremitte oft wesentlich kleiner als außerhalb. Oszilliert man also eine Probe mit einem Oszillator sinusförmig in den Reaktor und aus ihm heraus, so wird aus den genannten Gründen damit noch keine sinusförmige Reaktivitätsoszillation verbunden sein. Daher wählt man vorteilhafter als Oszillationsform einen Verlauf, der sich möglichst gut einer Rechteckfunktion annähert. Um dabei den Einfluß des Streusignals, welches die Probe beim Durchlaufen des Reaktors erzeugt, auf das eigentliche Meßsignal klein zu halten, muß die Probe den Weg zwischen Coremitte und extrapoliertem Corerand möglichst schnell zurücklegen. Für die Bestimmung der Reaktivität aus dem Meßsignal ist es ohne Einfluß, welche Oszillationsform gewählt wird, nur muß ihr Verlauf bekannt sein, was am besten bei einer rechteckförmigen Bewegung gegeben ist. Da die kinetischen Gleichungen in ihrer linearisierten Form verwendet werden dürfen, kann man die Rechteckfunktion entsprechend den zugehörigen Fourierkomponenten durch die Überlagerung von Sinusschwingungen darstellen.

Der Pileoszillator zur Erzeugung einer rechteckförmigen Oszillation ist zusammen mit der übrigen Meßanordnung, die für die Messung des Dopplerkoeffizienten von Brennstoffproben an STARK benutzt wurde, schematisch in Abb.2 dargestellt. Die gesamte Meßanordnung besteht im wesentlichen aus den drei Gruppen:

- 1) Dem mechanischen Oszillator mit seiner elektronischen Steuerung,
- 2) der Dopplerprobe mit den zugehörigen Steuer- und Hilfseinrichtungen,
- 3) dem elektronischen Meßstrang für die Signalaufnahme.

3.2 Mechanischer Oszillator

3.21 Mechanischer Aufbau des Oszillators

Der periodische Austausch der heißen Probe gegen die kalte erfolgt mit Hilfe eines pneumatischen Oszillators, dessen Gesamtaufbau an STARK, Abb.3, zeigt, welche einen Vertikalschnitt durch den STARK darstellt. Zum Einbau des Oszillators wird das Brennelement auf Position 19/19 (Abb.1) des schnellen Cores von STARK entfernt und an seine Stelle ein leeres Vierkantrohr mit den gleichen Außenabmessungen (53,0 mm x 53,0 mm) eingesetzt, das als Führungsrohr für den Oszillatorstab dient. Das Vierkantrohr ist an einem Führungsschlitten (Pos.9 in Abb.3) mittels zweier Axialkugellager mit Kugelschalen so befestigt, daß es in Richtung der Rohrachse nicht verschiebbar ist, jedoch um den Kugelmittelpunkt der Aufhängung kleine Schwenkbewegungen und um die Längsachse kleine Winkelbewegungen ausführen kann. Ferner kann es mit dem Kreuzschlitten, der auf dem Führungsschlitten angebracht ist, in der Ebene senkrecht zur Oszillationsachse verschoben werden. Diese etwas komplizierte Aufhängung wurde gewählt, um zu vermeiden, daß sich das Führungsvierkantrohr beim Einsetzen in den Reaktor verspannt und damit zu einem möglichen Verklemmen des Oszillatorstabes beim Oszillieren führt.

Der Preßluftzylinder des pneumatischen Oszillators ist direkt an das Führungsrohr angeflanscht, womit für jede Einbaulage des Führungsrohres sichergestellt ist, daß Zylinderachse und Achse des Führungsrohres zusammenfallen und daher beim Oszillieren keine Querkräfte auftreten können. Zur Einstellung der exakten Position im Reaktor, an der oszilliert werden soll, ist der Führungsschlitten in der Vertikalachse verstellbar. Hierzu ist er an zwei Säulen des Pileoszillatorgerüsts (Pos.10 in Abb.3) geführt und kann mit einer Spindel stufenlos in der Höhe verstellt werden. Um diese Spindel von den Kräften, die beim Oszillieren auftreten, zu entlasten, wird der Schlitten nach jeder Höhenverstellung starr mit den Führungssäulen verklemmt.

Das Oszillatorelement (bei den Messungen des Dopplerkoeffizienten "Dopplerelement D" genannt) besteht aus einem Vierkantrohr aus rostfreiem Stahl mit den Außenabmessungen 49 mm x 49 mm und einer Wandstärke von 1 mm. Am unteren Ende des Vierkantrohres ist mit einer Spezialverschraubung der Elementfuß eingeschraubt, in dem ein Andrückstempel geführt ist (Abb.4). Am oberen Ende ist der massive Elementkopf eingeschweißt, an dem die Verbindung des Elements mit der Hubstange hergestellt wird. Am Elementkopf wie auch am Fußstück sind

Gleitschuhe aus Teflon aufgebracht, die verhindern sollen, daß zwischen dem Vierkantrrohr und dem Führungsrohr metallisches Reiben auftritt. Das Vierkantrrohr wurde mit Hilfe von Kleinplättchen mit den Abmessungen 46,7 x 46,7 x 3,2 mm möglichst homogen mit Brennstoff von etwa Corezusammensetzung, jedoch halber Dichte, beladen. In zwei Aussparungen innerhalb dieser Brennstofffüllung werden die Probe und die Blindprobe so eingesetzt, daß ihr Schwerpunktabstand gerade dem Hub des Oszillators entspricht. Nach dem Füllen des Elements und Verschrauben des Elementfußstückes wird mit einer Schraube im Elementfuß über den Andrückstempel die Brennstofffüllung so vorgespannt, daß die Plättchen bei den großen Beschleunigungskräften zu Beginn und am Ende der Übergangsbewegung stets gegenseitig verspannt bleiben. Sämtliche elektrischen Steuerleitungen, die Thermoelementausgleichsleitung sowie die Kühlluftzufuhr, sind in der Hubstange verlegt. Beim Ankoppeln des Oszillatorelements an die Hubstange des Pileoszillators wird über einen Spezialstecker die Verbindung sämtlicher elektrischer Leitungen zur beheizten Proben hergestellt.

Pneumatischer Oszillator

Die von der Theorie geforderte mäanderförmige zeitliche Änderung der Reaktivität konnte durch die Verwendung eines pneumatischen Oszillators in guter Näherung verwirklicht werden. Dabei wurde bei der Entwicklung dieses Oszillators große Mühe darauf verwendet, die Zeit für den Übergangsweg "Ein-Aus" und umgekehrt möglichst klein zu halten. Dies war vor allem im Hinblick auf schnelle Reaktorsysteme mit Driver-Zone wesentlich, bei denen die Probe beim Durchlaufen dieser Zone einen beträchtlichen Effekt zum Meßeffect bringt, dessen Einfluß von der Durchlaufzeit abhängig ist.

Die in der Literatur angegebenen mechanischen [16,17], hydraulischen [18] und elektrischen Antriebe [19] wurden nach eingehender Prüfung aus folgenden Gründen ausgeschieden.

Mechanischer Antrieb nach [16]

Bei diesem Antrieb wird ein Getriebemechanismus mit Einrastklinke verwendet. Hierbei treten zu Beginn (Einrasten) und am Ende der Übergangsbewegung (Ausklinken) Beschleunigungsstöße auf, die vor allem bei großen oszillierenden Massen (z.B. Oszillieren eines gefüllten Elements mit eingebauter Probe) kaum zu lösende Schwierigkeiten bei der Bewältigung der dabei auftretenden Kräfte mit sich bringen. Außerdem ist bei dieser Lösung das Verhältnis von Übergangszeit zu Verweilzeit starr festgelegt, was sich besonders bei langen Oszillationsperioden unangenehm bemerkbar macht.

Hydraulischer Antrieb nach 18

Bei diesem Antrieb wird ein Hydraulikzylinder mit Öl als Arbeitsmedium verwendet, der mit einem Elektromagnetventil umgesteuert wird. Bei diesem Oszillator lassen sich zwar die Abbremsprobleme sehr gut beherrschen, jedoch lassen sich kleine Übergangszeiten hiermit nur schwer erreichen. Für die Messungen an STARK und SNEAK konnte diese Lösung aus Sicherheitsgründen nicht verwendet werden, da der Oszillator jeweils über dem Core installiert werden muß. Bei einem eventuellen Bruch einer Rohrleitung würde eine organische Flüssigkeit in das schnelle Reaktorsystem eingebracht, was einen großen positiven Reaktivitätseffekt bewirken würde.

Elektrischer Antrieb nach 19

Hierbei beschleunigt eine Entladespule einen Lenz'schen Kurzschlußring aus Kupfer, der mit einem Stahlstößel verbunden ist. Dieser überträgt seinen Impuls durch Stoß an die Probe, die in den Reaktor geschossen wird. Dort wird sie durch ein Luftpolster abgebremst und mit einem Magneten festgehalten. Mit dem gleichen Mechanismus wird die Probe auch wieder aus dem Reaktor ausgefahren. Dieser Antrieb, der den Vorteil sehr kleiner Übergangszeiten besitzt, da die Impulsübertragung vom Stößel an die Probe in sehr kurzer Zeit abläuft, d.h. die beste Annäherung an den mäanderförmigen Verlauf ergibt, hat den Nachteil, daß die Proben großen mechanischen Belastungen ausgesetzt sind. Es können daher kaum pulverförmige Probensubstanzen verwendet werden. Ferner würde sich ein solcher Oszillator nicht für Messungen des Dopplerkoeffizienten mit beheizten Proben verwenden lassen.

Der pneumatische Oszillator, der neu entwickelt wurde, besteht im wesentlichen aus einem Hubzylinder, dessen Kolben K (Abb.5) über eine Hubstange starr mit dem Oszillatorelement verbunden ist. Auf- und Abbewegung des beidseitig mit Preßluft beaufschlagten Kolbens und damit des Oszillatorelements geschieht durch Umschalten der anstehenden Preßluft mit einem Vierwegemagnetventil, welches etwa in der Mitte zwischen oberem und unterem Zylinderkopf angebracht ist. Das Ventil ist ein schnellschaltendes, hilfsgesteuertes Schieberventil mit einer Schaltzeit, die unter 20 ms liegt, und großem Durchtrittsquerschnitt.

In die Zuleitungen vom Vierwegemagnetventil zu dem oberen und unteren Zylinderkopf sind je ein Drosselrückschlagventil zwischengeschaltet, mit dem der Zulauf zum Zylinder je nach Bedarf gedrosselt werden kann. Die Preßluft wird einem Zwischenspeicherkessel entnommen, in dem der Preßluftdruck mit einem Regelventil von 1,5 bis 8 atü variiert werden kann. Um eine einwandfreie Funktion aller Ventile zu gewährleisten, ist dem Zwischenspeicherkessel SP_1 ein Filter und ein Zerstäuberöler nachgeschaltet. Das ebenfalls zwischengeschaltete Durchgangsventil MV_1 dient zur Schnellabschaltung des Oszillators bei Störungen.

Der Kolben und mit ihm das Pileoszillatorelement werden am Ende jeder Übergangsbewegung jeweils durch ein Luftpolster abgebremst, welches über die Rückschlagdrosseln DR_3 und DR_4 abgeblasen wird. Zur zusätzlichen Abbremsung des Kolbens wird etwa 50 mm vor dem Endanschlag die Auslaßdrosselung gesteuert durch den in den Zylinderkopf einlaufenden Kolben auf einen Wert verstärkt, der mit den Drosselventilen DR_5 und DR_6 eingestellt werden kann. Die zusätzlich in den Zylinderköpfen eingebauten Rückschlagventile RV_3 und RV_4 haben die Aufgabe, beim Umschalten die volle Kolbenfläche mit der anstehenden Preßluft zu beaufschlagen, womit geringere Starttotzeiten erreicht werden. Als Endanschlag für den Kolben ist ein Gummipuffer eingebaut, welcher die restliche Bewegungsenergie vernichtet und damit den harten Stoß von Metall auf Metall verhindert, jedoch immer noch eine Genauigkeit der Endposition des Kolbens und damit des PO-Elements von $<0,1$ mm gewährleistet, was für die Messung ausreichend ist.

3.22 Parameterstudie über den Bewegungsablauf des Oszillators

Bei den Messungen des Dopplerkoeffizienten und von Materialwerten mit dem Pileoszillator wurden, um die Flußverteilung in den Cores nicht zu sehr zu stören und um Fehler durch Streaming-Effekte zu vermeiden, brennstoffgefüllte Elemente oszilliert. Dabei ergaben sich vor allem bei den Elementen für Materialwertmessungen oszillierende Massen bis zu 80 kg. Die Oszillation solch großer Massen bewirkt große Beschleunigungskräfte, deren Größe zu kennen bei der Konstruktion der Apparatur sehr wichtig war. In einer Parameterstudie wurde deshalb der Bewegungsablauf eines preßluftgetriebenen Pileoszillators untersucht.

Hierbei wurden der Antriebsdruck p_2 , die Kolbenfläche F_K , die oszillierende Masse M_{osz} und der Auslaßdrosselquerschnitt F_{Dr} variiert. Der zeitliche Bewegungsablauf des Oszillators wird durch folgende Bewegungsgleichung beschrieben.

Bewegungsgleichung für den Oszillator:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + p_1(x) \frac{F_K}{M_{OSZ}} + \text{sign} \left(\frac{dx}{dt} \right) \frac{R}{M_{OSZ}} + g - p_2 \frac{F_K}{M_{OSZ}} = 0. \quad (1)$$

Den Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur liefert einmal die Gasgleichung

$$p_1(x) F_K (x - x_0) = m_1 \cdot \mathcal{R} \cdot T_1(x). \quad (2)$$

Die in dieser Gleichung unbekannte Masse der komprimierten Luft $m_1 = m(t)$ kann mit Hilfe einer Massenbilanz gewonnen werden:

$$m_1(t) = m_0 - \int_0^t \dot{m}_A dt. \quad (3)$$

Die Luftmasse m_0 zum Zeitpunkt $t=0$ läßt sich mit Hilfe der Gasgleichung ausdrücken:

$$m_0 = \frac{p_0 F_K x_0}{\mathcal{R} \cdot T_0}. \quad (4)$$

Die pro Zeiteinheit ausströmende Luftmasse \dot{m}_A liefern die Ausströmgleichungen

$$\dot{m}_A = \alpha F_{Dr} \cdot \psi \cdot p_1(x) \sqrt{\frac{2}{\mathcal{R} \cdot T_1}}, \quad \text{für } \frac{p_A}{p_1(x)} \geq 0,53, \quad (5a)$$

$$\dot{m}_A = \alpha F_{Dr} \psi_{\max} \cdot p_1(x) \sqrt{\frac{2}{\mathcal{R} \cdot T_1}}, \quad \text{für } \frac{p_A}{p_1(x)} < 0,53, \quad (5b)$$

$$\text{mit } \psi = \left(\frac{p_A}{p_1} \right)^{1/\kappa} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{p_A}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}.$$

Eine weitere Beziehung, die einen Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur bzw. Druck und Weg gibt, wurde durch eine Energiebilanz der komprimierten Luft gewonnen, wobei die Geschwindigkeitsenergie der bewegten Luftsäule im Zylinder gegenüber der inneren Energie vernachlässigt wurde.

Energiebilanz:

$$\frac{dT}{dt} - \frac{1}{C_V m_1 - K \cdot \mathcal{R} (m_0 - m_1) p_1^{-\beta} - \frac{K \mathcal{R}^2 (m_0 - m_1) p_1^{-\beta} m_1 T_1}{F_K (x - x_0)}} \left\{ \left[\dot{m}_1 C_V - K \mathcal{R} \dot{m}_1 p_1^{-\beta} \right. \right. \\ \left. \left. + K \mathcal{R}^2 (m_0 - m_1)^\beta p_1^{-(1+\beta)} \frac{\dot{m}_1 (x - x_0) - m_1 \dot{x}}{F_K (x - x_0)^2} T_1 \right] T_1 + p_1 F_K \dot{x} \right\} = 0 \quad (6)$$

$$\text{mit } \beta = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \quad \text{und} \quad K = p_A \frac{\kappa - 1}{\kappa}.$$

Es bedeuten:

- x = Laufweg des Kolbens zur Zeit t ,
 x_0 = Kolbenhub,
 $p_1(x)$ = weg- bzw. zeitabhängiger Druck,
 p_2 = Antriebsdruck,
 $p_0 = (p_1)_{x=0}$ = Druck zur Zeit $t = 0$,
 p_A = Außendruck (Atmosphärendruck),
 F_K = Kolbenfläche,
 M_{osz} = oszillierende Masse,
 R = Reibkraft des Kolbens an den Zylinderwänden und der Kolbenstange,
 T = weg- bzw. zeitabhängige Temperatur der komprimierten Luft im Zylinder,
 \mathcal{R} = Gaskonstante,
 C_p = spezifische Wärme von Luft bei konstantem Druck,
 C_v = spezifische Wärme von Luft bei konstantem Volumen,
 $\kappa = C_p/C_v$ = Adiabatenexponent der Luft,
 F_{Dr} = Querschnitt der Ausströmdrossel,
 α = Drosselbeiwert,

Die Bewegungsgleichung, die Differentialgleichung für die Temperatur und die Ausströmgleichung wurden auf der digitalen Rechenmaschine 7074 mit Hilfe des eigens hierfür entwickelten Programms PNEUMOS numerisch gelöst. Der interessierende zeitliche Verlauf des Kolbenweges, der Kolbengeschwindigkeit und der Kolbenbeschleunigung wurden graphisch ausgegeben. Der Antriebsdruck p_2 , die Kolbenfläche F_K , die oszillierende Masse M_{osz} und der Querschnitt der Auslaßdrossel wurden als Parameter variiert.

Ein Auszug dieser Ergebnisse ist in Abb.6 aufgetragen.

Anhand der Ergebnisse dieser Rechnungen, vor allem der Bremsbeschleunigungen zu Ende des Bewegungsvorganges, wurden die Abmessungen für den Pileoszillator festgelegt.

Daten für den pneumatischen Pileoszillator:

		STARK	SNEAK
Hub	H	425 mm	800 mm
Kolbendurchmesser	D	65 mm	80 mm
Wandstärke des Zylinders	s	5 mm	5 mm
Enddämpfungsweg	h	~ 50 mm	~ 85 mm
Antriebsdruck	p_2	2 - 7 atü	2 - 8 atü
Volumen des Zwischenspeichers	V_{Sp}	99 l	99 l
Maximale zu oszillierende Masse	$(M_{Osz})_{max}$	60 kg	80 kg
Übergangszeiten	T_{ij}	≥ 1 sec	≥ 1 sec
Maximale Kräfte beim Abbremsen von $(M_{Osz})_{max}$ und richtiger Einstellung	$(P_{dyn})_{max}$	< 400 kp	< 800 kp

3.23 Elektronische Steuerung des Oszillators (Blockschaltbild - Abbildung 7)

Ein quarzgesteuerter Zeitmarkengeber (Hersteller: Tektronix, Inc., Typ 180A) dient sowohl als Schrittmacher für den mechanischen Oszillator als auch den Vielkanalanalysator. Mit den vom Zeitmarkengeber im zeitlichen Abstand ΔT gelieferten Pulsen werden die einzelnen Kanäle des Vielkanalanalysators weitergeschaltet. Gleichzeitig wird die Impulsfolge 64-fach untersetzt und in ein Mäandersignal umgewandelt, mit dem über eine Verstärkerstufe das elektromagnetische Vierwegeventil des pneumatischen Oszillators geschaltet wird. Über eine weitere Zweifach-Untersetzerstufe wird jeweils der neue Zyklus des Analysators gestartet. Auf diese Weise werden im Zeitanalysator bei einem Durchlauf jeweils zwei Vollperioden des Flußantwortsignals gespeichert. Um eine kurze Ansprechzeit des Vierwegemagnetventils zu erhalten, wurde für die Verstärkerstufe eine Schaltung verwendet, die beim Einschalten kurzzeitig eine überhöhte Anzugsspannung liefert. Hiermit konnte die Ansprechzeit des Ventils (Hersteller: Herion, Stuttgart, Baureihe MV 26500) von 20 ms auf 10 ms reduziert werden, was in Vorversuchen, bei denen die Abhängigkeit der Ansprechzeit von der Anzugsspannung untersucht wurde, gezeigt werden konnte.

Zwischen Untersetzer und Verstärkerstufe (Treiberstufe) ist ein Tor zwischengeschaltet, das von der Sicherheitsschaltung geöffnet und geschlossen wird. Dieses Tor besteht aus dem "Oben-Unten"-Flipflop (Valvo-Baustein FF1), auf dessen Gleichspannungssignaleingang über eine Torschaltung das Mäandersignal gelegt wird. Die Sicherheitsschaltung hat die Aufgabe, die Übergangszeit des Oszillators zu überwachen und bei Überschreiten einer durch einen Timer vorgegebenen Zeit ein Signal zu liefern, welches einmal ein weiteres Umschalten des Vierwegemagnetventils verhindert und zum anderen das Hauptventil MV_2 schließt.

Die Übergangszeit des Oszillators wird auf folgende Weise überwacht (Abb.7): Zwei Photokontakte, mit denen die obere und untere Endlage des Oszillators angezeigt werden, sind während der Übergangsbewegung geöffnet und liefern über ein "Und-Tor" ein Signal, mit dem der Timer gestartet und gestoppt wird. Überschreitet die Laufzeit den am Timer vorgewählten Wert, so gibt dieser ein Abschaltsignal an die Sicherheitsschaltung. Der Zählinhalt des Timers muß für den Fall, daß die vorgewählte Zeit nicht überschritten wurde, nach jeder Übergangsbewegung gelöscht werden, da sonst durch Addieren der wirklichen Übergangszeiten die vorgewählte Zeit überschritten und der Timer ein Abschaltsignal liefern würde. Der Löschimpuls wird von einem Resetgenerator geliefert, der mit dem Mäandersignal, welches hinter Tor 1 abgezweigt wird, gesteuert wird. In der Sicherheitsstufe werden ferner sämtliche weiteren Verriegelungen verarbeitet, die für den sicheren Betrieb des Oszillators wichtig sind.

Aufzeichnung des Weg-Zeit-Verlaufs des Pileoszillators bei der Übergangsbewegung

Zur Überwachung der Bewegungsabläufe beim Ein- und Ausfahren des Oszillatorstabes im Reaktor wurde eine neue Methode zur Weg-Zeit-Aufzeichnung entwickelt, die gestattet, Bewegungsabläufe, angenähert durch eine Treppenform, auf einem Oszilloskopen aufzuzeichnen. Diese Technik hat gegenüber anderen Verfahren, z.B. Abgriff über einen Schiebewiderstand, den Vorteil, völlig verschleißfrei zu arbeiten. Das Grundprinzip dieser Technik läßt sich etwa folgendermaßen umreißen: Auf der sich hin- und herbewegenden Hubstange sind über eine Länge, die etwas größer als der Hub des Zylinders ist, eine größere Zahl von Schlitzmarkierungen eingebracht, die voneinander den konstanten Abstand a haben und deren Breite s beträgt. Die Schlitze werden durch zwei Lichtschranken abgetastet. Bewegt sich der Oszillatorstab und damit der Teil mit den Schlitzmarkierungen, so entstehen an diesen beiden Schranken kurze Impulse. Der zeitliche Abstand, der an ein und derselben Lichtschranke erzeugten Impulse ist umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des sich bewegenden Stabes. Mit diesen Impulsen fragt man an einem eigens hierzu entwickelten digitalen Treppenspannungsgenerator Spannungen ab, die von Impuls zu Impuls um einen konstanten Spannungssprung ΔU anwachsen oder abnehmen, je nachdem der Stab auf- oder abwärts läuft. Die Entscheidung auf- oder abwärts wird mit Hilfe der von einer zweiten Lichtschranke kommenden Pulse über eine digitale Vor-Rückwärtslogik getroffen. Diese zweite Lichtschranke muß gegenüber der ersten um $\Delta l = n a \pm \Delta a$ verschoben montiert sein.

Dabei sind:

$$n = 1, 2, 3, \text{ usw.}, \text{ je nach Platzbedarf für die Lichtschranke,} \\ a > \Delta a > s .$$

Für $s = 1/2 a$ wählt man für $\Delta a = 1/4 a$.

Die von den Impulsen abgefragte Spannung des Treppenspannungsgenerators gibt man als Ablenkspannung auf einen Oszilloskopen, bei dem man die horizontale Strahlablenkung als Zeitskala benützt. Auf diese Weise erhält man bei richtiger Wahl der Zeitbasis auf dem Oszilloskopen einen vollständigen treppenförmig angenäherten Weg-Zeit-Verlauf der Übergangsbewegung.

3.3 Verarbeitung des Meßsignals

Bei der Messung von Reaktivitätswerten mit Hilfe der Pileoszillatormethode stellt sich, ähnlich wie bei anderen Reaktivitätsmessungen, die Frage, auf welche Weise man den zeitlich veränderlichen Neutronenfluß im Reaktor messen will. Da für die Auswertung des Meßsignals numerische Methoden und ein Digitalrechner verwendet werden, würde sich zunächst eine digitale Registrierung des Neutronenflusses mit einem Proportionalzählrohr anbieten. Da jedoch die Totzeit bei Verwendung einer konventionellen Elektronik bei etwa $5 \mu\text{s}$ liegt, beträgt die Totzeitkorrektur bei Zählraten über 10^4 s^{-1} nach ANDRESEN [21] bereits 5%. Andererseits ist bei Zählraten von 10^4 s^{-1} auch der statistische Fehler mit 1% noch hoch. Solange man nicht über elektronische Ausrüstungen verfügt, deren Totzeit unter $0,1 \mu\text{s}$ liegt, erscheint es daher nicht sinnvoll, diese direkte Methode zu verwenden. Die Statistik der Messung läßt sich jedoch wesentlich verbessern, wenn man eine Ionisationskammer als Detektor benützt.

Den schematischen Aufbau der Apparatur zur Verarbeitung des Meßsignals zeigt Abb.2. Für den Nachweis der Neutronenflußschwankung wird eine γ -kompensierte B^{10} -Ionisationskammer verwendet. Der Kammerstrom wird mit einem Elektrometerverstärker verstärkt, dessen analoges Ausgangssignal mit Hilfe eines Spannungszu-Frequenzwandlers in Impulse umgesetzt wird, die dann von einem Vielkanalanalysator gezählt und gespeichert werden. Die Meßdaten können direkt über einen Analogschreiber, der am Ausgang des Elektrometerverstärkers angeschlossen ist, oder über einen Zählbetragsdrucker und eine Lochstreifenstanzeinheit ausgegeben werden. Das Weiterschalten der einzelnen Kanäle des Vielkanalanalysators sowie der Start eines neuen Zählzyklus erfolgt mit Hilfe eines Unter-

setzers mit dem gleichen Zeitmarkengeber, der auch zum Anstoßen des Pileoszillators benutzt wird. Die Ionisationskammer ist in dem Experimentierkanal K am inneren Rand des Reflektors von STARK eingebaut, womit eine genügende Empfindlichkeit der Kammer gewährleistet ist. Bei einer Reaktorleistung von ca. 10 Watt registriert die Kammer etwa 10^8 n/s, was einer statistischen Genauigkeit von ca. 0,1 ‰ entspricht. Zum Nachweis der Neutronen benutzt man die $B^{10}(n,\alpha)Li^7$ -Reaktion. Das an B^{10} angereicherte Bor ist als Belag auf die Innenfläche der Kammer aufgebracht. Die in die Kammer eindringende γ -Strahlung verursacht durch Ionisation des Füllgases einen Strom, dessen Oszillationsanteil nicht die gleiche Phasenlage wie der durch die Neutronen hervorgerufene Strom hat und dessen nicht periodischer Anteil über die Meßdauer stetig wächst. Um diesen Strom zu kompensieren, bringt man in die Kammer eine weitere Elektrode ein, die nicht mit Bor beschichtet ist und auf einer zur Bor-belegten Elektrode entgegengesetzten Spannung liegt. Hierzu sind zwei Hochspannungsversorgungen entgegengesetzter Polarität mit Spannungen von ± 300 bis 500 V erforderlich.

Da nur die periodischen Flußschwankungen interessieren, die durch die Probenoszillation hervorgerufen werden, wird der stationäre Anteil des Kammerstromes mit einer geeichten und über ein Präzisionspotentiometer einstellbaren Gegenspannung soweit unterdrückt, daß die unteren Spitzen des Modulationssignals stets über null liegen. Der restliche Anteil wird einem Gleichstromverstärker mit hoher Verstärkung zugeführt.

Der Verstärker ist ein Elektrometerverstärker mit hoher Verstärkung und einem kritisch-gedämpften Rückkopplungsnetzwerk. Der Meßbereich kann durch Verändern der Widerstände in diesem Netzwerk von 10^{-13} A bis 3×10^{-5} A variiert werden. Der Ausgang des Verstärkers ist so geschaltet, daß dem Maximalwert jedes Empfindlichkeitsbereichs eine Ausgangsspannung von 1 Volt entspricht. Die Genauigkeit des Verstärkers liegt bei $\pm 2\%$ des vollen Ausschlags für den Meßbereich 3×10^{-5} bis 10^{-8} Ampere und $\pm 3\%$ des vollen Ausschlags für den Meßbereich 3×10^{-9} bis 10^{-13} Ampere. Die Nullpunktsdrift des Verstärkers ist bei geeigneter Einstellung kleiner als 1% auf die Zeit von 8 Stunden bezogen.

Das zur Neutronendichte im Reaktor proportionale analoge Ausgangssignal des Verstärkers muß, damit es in dem mit einem Vielkanalzähler arbeitenden Zeitanalysator verarbeitet werden kann, erst in Impulse umgesetzt werden. Hierzu wird ein Spannungs-zu-Frequenzwandler benötigt, dessen Impulsfolgefrequenz proportional zum Betrag der Eingangsspannung ist. Der verwendete Wandler gibt bei einer Eingangsspannung von 1 Volt eine Pulsfolge der Frequenz 10^4 Hz ab.

Diese Pulsfolge wird in dem Vielkanalzeitanalysator registriert. Als Kanalbreite wurde $\Delta t = 1 \text{ sec}$ gewählt, so daß ein Zyklus von 2 Oszillationsperioden 256 Sekunden dauert. Bei Vollausschlag des Elektrometerverstärkers werden bei dieser Kanalbreite also in einem Zyklus 10^4 Impulse pro Kanal registriert.

Zur Synchronisierung des Vielkanalanalysators mit dem Pileoszillator wurde die externe Triggerung der Kanalbreite sowie die externe Triggerung für den Start des Zyklus benützt. Hierzu müssen die vom Zeitmarkengeber gelieferten Pulse untersetzt und je nach Aufgabe (Triggerung der Kanalbreite, des Zyklusstartes und des Pileoszillators) entsprechend geformt werden. Dies wird mit der in Abb.8 dargestellten Untersetzer- und Impulsformerstufe erreicht.

Das Anstoßsignal für den Analysatorzyklus wird parallel einem getrennten Zähler zugeführt, der die Zahl der Meßzyklen registriert, welche später für die Auswertung der gemessenen Signale benötigt wird.

Um eine Kontrolle über die Kanalhalte des Zeitanalysators nach beendeter Messung zu haben, werden sie mit Hilfe der zum Analysator gehörenden Ausgabereinheit und einem Drucker zahlenmäßig ausgedruckt.

Die für Auswertung des Meßsignals mit einem Digitalrechner benötigten Meßwerte werden ebenfalls über die Ausgabereinheit auf Lochstreifen gestanzt, welche dann später in Lochkarten umgesetzt werden.

Zur Kontrolle des Flußverlaufs während der Messung wird die Spannung am Ausgang des Elektrometerverstärkers zusätzlich mit einem Schreiber mit kurzer Ansprechzeit aufgezeichnet. Die Beobachtung des langzeitlichen Flußverhaltens anhand des Schreibers ist auch für die in Abschnitt 4 beschriebene Feinsthandregelung des Reaktors während der Messungen erforderlich.

3.4 Die Dopplerproben

3.41 Grundsätzliches zum Aufbau der Proben

Bei der Entwicklung der beheizten Proben, war es wichtig, ein Konzept zu finden, welches definierte physikalische Voraussetzungen für die Messungen schuf. Hierbei wurde besonderer Wert auf die Lösung folgender Probleme gelegt:

- 1) Die beim Heizen einer Brennstoffprobe sich ergebenden Reaktivitätsänderungen sind in erster Näherung dem Gewicht der Probe proportional. Da diese Änderungen klein sind, muß die Probe, um eine ausreichende Meßgenauigkeit zu erzielen, so groß wie möglich sein. Dem steht entgegen, daß die Abmessungen der Proben beschränkt sind. Der Durchmesser ist nach oben festgelegt durch den Querschnitt des Oszillatorlelements, die Länge der Probe durch die Tatsache, daß man lokale Effekte messen möchte und zum andern, daß lange Proben größere störende Ausdehnungseffekte bringen als kurze. Deshalb war es wichtig, die Brennstoffdichte, bezogen auf das Volumen im Oszillatorelement, welches durch den gesamten Probenaufbau (Probe + Ofen + Einbau) ausgespart wird, möglichst groß zu machen.
- 2) Will man erreichen, daß die Heizleistung zum Erreichen einer bestimmten Probentemperatur klein wird, so muß die Probe gut wärmeisoliert aufgehängt sein. Gleichzeitig vermeidet man mit einer guten Isolierung der Probe, daß der Brennstoff um die Probe aufgeheizt wird und das Meßergebnis verfälscht.
- 3) Die mechanische Aufhängung der Probe hat beim Oszillieren große Kräfte aufzunehmen und muß daher mechanisch stabil sein. Trotzdem soll sie aber so beschaffen sein, daß über sie nur wenig Wärme abfließt. Nur auf diese Weise erreicht man einen über die Probenachse annähernd konstanten Temperaturverlauf.
- 4) Um das Neutronenspektrum am Ort der Probe nicht sehr zu verändern, sollte um die Probe herum nur wenig Strukturmaterial sein.

3.42 Mechanischer Aufbau der Proben

Abb.9 zeigt in einem Axialschnitt den Aufbau der Dopplerproben. Der Probenkörper ist aus 3 Pellets, welche einen Durchmesser von 35 mm und eine Höhe von 30 mm besitzen, zusammengesetzt. Je nach Probe bestehen die Pellets aus Urandioxyd mit verschiedenen Anreicherungen an U^{235} , aus einer Mischung von Urandioxyd mit Aluminiumoxyd, aus einer Mischung von abgereichertem Urandioxyd mit Plutoniumoxyd und einer Mischung von Plutoniumoxyd mit Aluminiumoxyd. Für eine Probe wurde metallisches Natururan verwendet.

Für die Bestimmung des axialen Temperaturprofils der Proben sind an den beiden Enden und in der Mitte der Probenachse Thermoelemente angeordnet. Zu ihrem Einbau wurde in den einzelnen Pellets eine zentrale Bohrung von 2,5 mm Durchmesser vorgesehen.

Die Pellets sind in einem Behälter aus warmfestem Material (Inconel 600) vakuumdicht eingeschweißt. Dieser Behälter, der im weiteren als Probenbehälter bezeichnet werden soll, besteht aus einem rohrförmigen Teil und zwei Verschlußstopfen.

Da der Werkstoff des Probenbehälters und der der Proben unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten besitzen, dehnen sich beim Heizen Probe und Behälter unterschiedlich aus. Um den dadurch entstehenden Spalt zwischen Probenstapel und Stopfen des Probenbehälters zu vermeiden, ist der eine Verschlußstopfen mit Hilfe eines Metallbalges beweglich ausgeführt. Gleichzeitig wurde damit erreicht, daß der Brennstoff immer definiert an einem Ende des Behälters anliegt. Die zentralen Thermoelemente sind durch den starren Verschlußdeckel herausgeführt und in dem verlängerten Durchführungsstutzen mit einem 650°C-Lot vakuumdicht verlötet. Ferner ist in dem starren Verschlußstopfen ein Absaugstutzen eingeschweißt. Über diesen wird der Probenbehälter, nachdem beide Endstopfen verschweißt sind, evakuiert und dann unter Vakuum mit Hilfe eines Elektronenstrahlschweißgerätes vakuumdicht abgeschmolzen. Auf den rohrförmigen Teil des Probenbehälters sind Längsrillen eingefräßt, in die die Heizdrähte und drei weitere Thermoelemente eingelegt werden können, die zur Messung der Manteltemperaturen dienen. Abb.10 zeigt eine Aufnahme dieser Probenbehälter und der Brennstoffpellets vor dem Einbau der Proben und nach dem Verschweißen des starren Verschlußstopfens und des Absaugstutzens. Als Heizdrähte wurden sogenannte Miniaturheizleiter (Hersteller: "SACM", Societe Alsacienne de Constructions Mecaniques) verwendet. Diese bestehen aus einer Heizader (eine Chrom-Nickel-Legierung 80/20), welche zur elektrischen Isolierung in dichtgepreßten Magnesiumoxyd eingebettet ist. Der Durchmesser der Heizader beträgt 0,3 mm. Als äußerer Schutz wird ein Metallmantel aus Inconel verwendet, der einen Außendurchmesser von 1 mm und eine Wandstärke von 0,12 mm hat. An einem Ende ist die Heizader mit dem Mantel verschweißt, so daß dieser die Rückleitung des Heizstromes übernehmen kann. Hiermit erübrigt sich eine zweite Durchführung des Heizleiters durch den Deckel des Vakuumbehälters. Der außerhalb der Probe liegende und als Zuleitung dienende Teil des Heizleiters gibt seine Wärme, da er frei in der Vakuumkammer verläuft, schlecht an die Umgebung ab und neigt daher besonders leicht zum Durchbrennen. Um dies zu vermeiden, wurde der Querschnitt des Zuleitungsabschnitts auf das Vierfache vergrößert und damit seine Heizleistung stark verringert. Die unterschiedliche Dicke des Heiz- und Zuleitungsabschnitts wurde bei der Fabrikation der Heizleiter dadurch erreicht, daß man als Ausgangsmaterial einen Mantelheizleiter mit doppeltem Durchmesser verwendete und diesen auf der zu beheizenden Länge

auf den gewünschten Durchmesser von 1 mm herunterzog. Beim Zusammenbau der Proben wurden die Heizleiter mit einer besonders hierfür angefertigten Vorrichtung in die Rillen des Behälters eingelegt und eingewalzt, wodurch ein wesentlich besserer Wärmeübergang zwischen Heizleiter und Probenbehälter erreicht werden konnte. Abb.11 zeigt eine Aufnahme dieser Vorrichtung und den Vorgang des Einlegens und Einwalzens. Durch Anwendung dieser Technik konnte der Wärmeübergang vom Heizer zur Wand so weit verbessert werden, daß Proben-temperaturen bis zu 850°C erreicht werden konnten, ohne daß dabei die Durchbrenntemperatur des Heizleiters von etwa 1200°C überschritten wurde. Voraussetzung hierbei war jedoch, daß das Vakuum so gut war, daß die Heizleistung, die zum Erreichen dieser Temperatur erforderlich war, 200 Watt nicht überschritt.

Der Probenbehälter ist über zwei Kugeln aus Aluminium-Sinterkeramik, die in je zwei Tiegel im Probenbehälterdeckel und im Deckel des Vakuumbehälters eingreifen, sehr gut wärmeisoliert aufgehängt, da die Kugeln mit den Tiegeln nur Linienberührung haben und daher der Wärmeleitquerschnitt stark reduziert wird. Gleichzeitig gewährleistet diese Aufhängung genügend mechanischen Widerstand gegenüber den beim Oszillieren auftretenden Stößen. Die Vakuumkammer aus rostfreiem Stahl ist an ihrer Innenwand hochglanzversilbert, um die Wärmestrahlung von der Probe gut zu reflektieren. Um die Wärmeverluste durch Strahlung noch weiter abzusenken, sind zwischen der heißen Probe und der Wand der Vakuumkammer zusätzlich zwei Strahlschirme aus 0,15 mm dickem hochglanzpolierten Edelstahlblech eingesetzt, die an den Keramikugeln aufgehängt sind. Die Ausdehnung der heißen Probe gegenüber der kalten Vakuumkammer wird durch Tellerfedern kompensiert, die sich zwischen der Aufhängung und dem einen Deckel der Kammer befinden. Der andere Deckel des Vakuumbehälters enthält die Durchführungen für den Miniatur-Heizleiter und die Thermoelemente. Alle verwendeten Thermoelemente sind sogenannte Mantelthermoelemente mit Nickel-Nickelchrom als Adermaterial. Sie haben einen ähnlichen Aufbau wie die Heizleiter, nur sind anstelle der einen Heizader die beiden Schenkel in der Keramikmasse eingebettet.

Mit einer Ionengetterpumpe wird in der Vakuumkammer nach einmaligem Abpumpen an einem konventionellen Vakuumpumpstand, wobei gleichzeitig die Probe ausgeheizt wird, stets ein Vakuum von 10^{-3} bis 10^{-5} Torr aufrechterhalten. Hierdurch wird erreicht, daß der Beitrag der Wärmeverluste durch Wärmeleitung in der Luft vernachlässigbar klein wird. (Siehe auch nachfolgende Rechnungen.)

Zum anderen wird bei einem guten Vakuum vermieden, daß die Strahlschirme korrodieren und damit ihr Emissions- und Absorptionsvermögen von 0,1 (hochpolierte Oberfläche) auf etwa 0,8 ansteigt.

Die hierfür verwendete selbstgebaute Ionengetterpumpe befindet sich am oberen Ende des Dopplerelements und ist dort in dem für den Betrieb einer solchen Pumpe erforderlichen Magneten eingebaut.

Der Rohrstutzen der Ionengetterpumpe ist über eine ausheizbare Kugelsitzverschraubung mit dem Abpumpstutzen der Vakuumkammer vakuumdicht verbunden.

Die Vakuumkammer mit eingebauter Probe wird in einen Haltekäfig eingesetzt, der als Distanzhalter für den Brennstoffstapel des Dopplerelements dient. Außerdem bildet der Haltekäfig um die Vakuumkammer einen Luftspalt von 0,5 mm Dicke, durch den Kühlluft durchgeblasen wird. Diese Kühlluft, welche am Eingang in den Kühlpalt einen Druck von etwa 0,8 atü und eine Temperatur von 22°C besitzt, führt die von der Probe an den Vakuumbehälter fließende Wärme ab und hält ihn auf etwa 40°C. Die durchströmende Luftmenge wurde so gewählt, daß die Austrittstemperatur am Ende des Kühlpaltes maximal 5° über der Eingangstemperatur liegt. Eine größere Aufheizspanne der Kühlluft mußte vermieden werden, damit der im Oszillatorelement nachfolgende Brennstoff nicht aufgeheizt wird.

Die Kühlluft wird über die rohrförmige Hubstange des Pileoszillators zugeführt. In dieser Stange sind durch ein dünnwandiges Rohr vom Luftstrom getrennt auch die Hochspannungszuleitung für die Ionengetterpumpe, die Heizspannungsversorgung und die Thermoelementausgleichsleitungen verlegt.

3.43 Thermodynamische Überlegungen zum Aufheizen der Dopplerproben

Die Wärmeübertragung von einem heißen Körper (Probe) an die kalte Umgebung (Ofenwand) läßt sich in mehrere Anteile aufgliedern:

1) Die Wärmeabgabe durch Strahlung vom heißen Körper an die kältere Wand

Diese ist abhängig vom Emissionsvermögen der heißen Probenoberfläche sowie der kalten Ofenwand. Bei Zwischenschalten von Abschirmblechen ist sie auch abhängig von deren Strahlungseigenschaften. Bei kleinen Schichtdicken des Luftzwischenraumes ist sie unabhängig vom Druck, der darin herrscht.

2) Wärmeübertragung durch Konvektion

Dieser Anteil der Wärmeübertragung kann in unserem Fall vernachlässigt werden, da die Konvektion bei Drücken von einigen Torr verschwindend klein wird, ja selbst bei höheren Drücken (< 760 Torr) in diesem Falle infolge der geringen Abmessungen der Luftspalte nur einen kleinen Beitrag liefern würde.

3) Wärmeübertragung durch Wärmeleitung über den Luftspalt

Dieser Anteil wird umso größer sein, je größer die Zahl der vorhandenen Gasmoleküle ist. Sie wird also proportional dem Druck p im Ofen sein. Diese Proportionalität gilt jedoch nur, wenn die freien Weglängen der Gasmoleküle groß oder im Bereich der Wandabstände liegen. Bei größeren Drücken nimmt nämlich die mittlere freie Weglänge mit wachsender Anzahl der Gasatome ab. Da aber die Energieübertragung proportional der mittleren freien Weglänge λ , diese aber umgekehrt proportional mit dem Druck abnimmt, ergibt sich für die Wärmeübertragung,

$$q \sim p \lambda \sim \frac{p}{p} = \text{konst.} , \quad (4.1)$$

daß sie unabhängig vom Druck wird, für Werte bei denen $\lambda \leq d$, wobei d die Abmessung des Luftspaltes bedeutet. Für $\lambda \geq d$ wird die Wärmeleitung druckproportional, da jedes vom heißen Körper kommende Molekül seine überschüssige Energie beim Zusammenstoß mit der Wand voll abführen kann. Dies ist jedoch nur dann möglich, wenn das Gasmolekül direkt von der heißeren zur kälteren Wand fliegt, also die freie Weglänge $\lambda \geq d$ wird. Die Anzahl der mit erhöhter Energie von der heißen Wand wegfliegenden Moleküle ist in diesem Fall gleich der Anzahl der von der kalten Wand reflektierten.

Für diesen letzteren Fall gilt nach $\sqrt{22}$, jetzt auf eine Zylindergeometrie umgewendet, bei der $r_a \gg r_i$ und $l \gg r_i$

$$Q = 2\pi \cdot r_i \cdot l \cdot \frac{\mathcal{L}_V + 0,5 \mathcal{R}}{\sqrt{2\pi \mathcal{R} T M}} (T_i - T_a) \gamma p. \quad (4.2)$$

In dieser Gleichung bedeuten:

- $r_i \approx r_a$ der Radius des heißen Zylinderkörpers,
 l Länge des Zylinderkörpers,
 \mathcal{L}_V die Molwärme für konstantes Volumen,
 \mathcal{R} die allgemeine Gaskonstante,
 T_i die Temperatur des heißen Körpers,
 T_a die Temperatur der Außenwand,
 T die Temperatur des Gases im Luftspalt,
 p der Gasdruck,
 M das Molekulargewicht,
 γ der Akkommodationskoeffizient, der den Bruchteil der Moleküle angibt, die mit einer Energie von der kalten Wand reflektiert werden, die der Wandtemperatur entspricht,
 $\frac{\mathcal{L}_V + 0,5 \mathcal{R}}{\sqrt{2\pi \mathcal{R} T M}}$ die "molekulare" Wärmeleitfähigkeit des Gases bei der absoluten Temperatur T .

4) Wärmeverluste der Probe über ihre Aufhängung, über die Thermoelemente und Heizdrähte

Dieser Anteil wurde durch die bereits beschriebene Art der Aufhängung klein gehalten und wird zunächst bei der rechnerischen Behandlung des Problems vernachlässigt. Die Größe dieser Verluste wurde überschlägig berechnet und ihr Einfluß auf die Temperaturverteilung in der Probe durch mehrere Vorversuche ermittelt.

Überlegungen zur Zahl der Strahlungsschirme

Bei diesen vorbereitenden Betrachtungen werden außer der Wärmestrahlung alle sonstigen Anteile zur Wärmeabgabe des heißen Körpers außer Acht gelassen.

Wie man durch Kombination mehrerer Wärmebilanzgleichungen einfach zeigen kann, gilt für den Strahlungswärmeübergang zweier paralleler Wände mit n zwischengeschalteten Strahlungsschirmen für den Fall, daß $C_{12} = C_{23} = \dots C_{ij} = \dots C_{n,n+1}$

$$Q_{1,n+1} = F_1 C_{ij} \frac{1}{n+1} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{n+1}}{100} \right)^4 \right]. \quad (4.3)$$

Es bedeuten:

$n+1$	Index für die kalte Außenwand,
$Q_{1,n+1}$	die von der heißen zur kalten Wand durch Strahlung übertragene Wärme in kcal/h,
F_1	Fläche der heißen Wand in m^2 ,
T_1	Temperatur der heißen Wand in $grad\ K$,
T_{n+1}	Temperatur der kalten Wand in $grad\ K$,
$C_{ij} = \frac{C_s}{\frac{1}{\epsilon_i} + \frac{1}{\epsilon_j} - 1}$	Strahlungsaustauschkonstante zweier benachbarter paralleler Flächen,
$C_s = 4,96$	Strahlungskonstante des schwarzen Körpers in $kcal/m^2 h\ grad$,
ϵ_i	Emissionsvermögen der i-ten Wand,
ϵ_j	Emissionsvermögen der j-ten Wand.

Gl.(4.3) zeigt, daß der Wärmeverlust des heißen Körpers an die kalte Außenwand proportional der Anzahl n der zwischengeschalteten Schirme abnimmt. Da der Spalt zwischen der Probe und der Wand des Vakuumbehälters nur 3,5 mm beträgt, mußte die Zahl der Schirme auf 2 beschränkt werden.

Für den beschriebenen Probenaufbau wurde eine quantitative Untersuchung über die Wärmeverluste in Abhängigkeit von der Probertemperatur durchgeführt, um für die Auslegung der Heizung und der Kühlung Unterlagen zu erhalten. Bei diesen Untersuchungen wurden folgende vereinfachende Annahmen zugrunde gelegt:

- Das Problem kann in guter Näherung eindimensional behandelt werden, da $r_i \gg r_a - r_i$.
- Die in den Strahlschirmen auftretenden Temperaturdifferenzen zwischen innen und außen sind vernachlässigbar klein, was für dünne Stahlbleche (0,15 mm) und nicht zu große Wärmestromdichten ($< 1\ W/cm^2$) gut erfüllt ist.

Für den zeitlich stationären Fall gilt die Wärmebilanz

$$(Q_{12})_{Str} + (Q_{12})_L = (Q_{23})_{Str} + (Q_{23})_L = \dots \quad (4.4)$$

Setzt man in diesen Bilanzgleichungen die Beziehungen für $(Q_{ij})_{Str}$ und $(Q_{ij})_L$ ein,

$$(Q_{ij})_{Str} = F_i C_{ij} \left[\left(\frac{T_i}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_j}{100} \right)^4 \right], \quad (4.5)$$

$$(Q_{ij})_L = F_i K_{ij} (T_i - T_j), \quad (4.6)$$

wobei

$(Q_{ij})_{\text{Str}}$ die von der i-ten an die j-te Fläche durch Strahlung übertragene Wärme,

$(Q_{ij})_{\text{L}}$ die von der i-ten an die j-te Fläche durch Leitung übertragene Wärme,

$K_{ij} = \frac{\mathcal{L}_V + 0,5 \mathcal{R}}{\sqrt{2 \pi \mathcal{R} T M}}$ die Wärmeübertragungszahl für die Wärmeleitung im Luftspalt in kcal/grd m²h für $\lambda \cong d = (r_a - r_i)$,

T_i Temperatur der heißeren Wand in grd K

T_j Temperatur der kälteren Wand in grd K .

So erhält man zur Berechnung von T_2 und T_3 ein Gleichungssystem, aus dem sich die beiden Größen nur noch numerisch ermitteln lassen:

$$\begin{aligned} (C_{12} + C_{23}) \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 + (K_{12} + K_{23}) T_2 - C_{23} \left(\frac{T_3}{100}\right)^4 - K_{23} T_3 - C_{12} \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - K_{12} T_1 &= 0 \\ C_{12} \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 + K_{12} T_2 + C_{34} \left(\frac{T_3}{100}\right)^4 + K_{34} T_3 - C_{12} \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - K_{12} T_1 - C_{34} \left(\frac{T_4}{100}\right)^4 - K_{34} T_4 &= 0 . \end{aligned}$$

Zur Lösung des Systems wurde zunächst in der Beziehung für K_{ij} $\mathcal{L}_V = \mathcal{L}_p - \mathcal{R}$ eingesetzt. Für die Abhängigkeit der spezifischen Wärme \mathcal{L}_p von der Temperatur wurde mit Hilfe der von [23] angegebenen experimentellen Werte die empirische Beziehung

$$\mathcal{L}_p = 1,55 \times 10^{-3} T + 6,36$$

ermittelt. Für die Temperatur T der Luft im Luftspalt wurde dabei der geometrische Mittelwert $T = 0,5 (T_i + T_j)$ eingesetzt.

Die numerische Lösung wurde auf der Digitalrechenmaschine "IBM 7074" für die in der Abb.13 tabellierten Kombinationen von Materialkonstanten und Drücke durchgeführt. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb.13 dargestellt, wobei die einzelnen Kurven mit den Kombinationsnummern gekennzeichnet sind.

3.44 Elektrische Überwachung der Probenheizung

Eine schematische Darstellung der Steuerung und Überwachung der Dopplerproben ist in Abb.2 gegeben. Ein von 0 bis 150 Volt regelbares Gleichspannungsnetzgerät (Hz) liefert den für die Heizung der Proben erforderlichen Heizstrom. Gleichspannung wird verwendet, weil in dem langen beweglichen Zuführungskabel wie auch in der Hubstange die Kabel für die Heizungsversorgung und die Thermoelementausgleichsleitungen unabgeschirmt dicht nebeneinander liegen und bei Wechselstromversorgung leicht Störspannungen in letzteren verursacht werden könnten.

Ein Masseschluß eines Heizleiters auf der Eingangsseite kündigt sich durch starkes Ansteigen des Heizstromes an, da ja der Widerstand erheblich sinkt. Gelingt es, die Heizspannung rechtzeitig abzuschalten, so kann man vermeiden, daß der Außenmantel des Heizleiters und damit unter Umständen auch die dünne Wand des Probenbehälters durchbrennt. Dies mußte jedoch vor allem bei Messungen mit plutoniumhaltigen Proben vermieden werden. Daher ist das Gleichspannungsnetzgerät mit einer schnellschaltenden elektronischen Überstromsicherung ausgestattet, die beim Überschreiten eines Heizstroms von ca. 2,5 A diesen sofort abschaltet. Um zu vermeiden, daß durch Unachtsamkeit Probertemperaturen über 800°C gefahren werden, wurde eine der Temperaturmeßstellen am Mantel des Probenbehälters auf einen Zweipunktregler gelegt, der bei Überschreiten dieser Temperatur über die Sicherheitssteuerung (SiSt) ein Abschaltsignal an die Heizungsversorgung liefert. Mit einem weiteren Thermoelement wird die Temperatur des Außenmantels des Vakuumbehälters überwacht, welches bei Überschreiten von 80°C wiederum über einen Zweipunktregler und die Sichersteuerung ein Abschaltsignal an die Heizungsversorgung gibt. Die Kühlluftversorgung wird mit Hilfe eines Schwimmerdurchflußwächters (DF) mit einer Lichtschranke überwacht, der bei Unterschreiten eines vorgegebenen Kühlluftdurchsatzes ebenfalls ein Abschaltsignal liefert.

Der Strom, der über die Ionengetterpumpe fließt, welche ständig das Vakuum im Ofen aufrechterhält, ist abhängig vom Druck in diesem Vakuumsystem und kann deshalb zur Überwachung dieses Druckes verwendet werden. Aus diesem Grund ist das Hochspannungsgerät, mit dem die Ionengetterpumpe betrieben wird, mit einer einstellbaren Überstromsicherung versehen, welche bei Überschreiten eines vorgeählten Stromes ebenfalls ein Signal an die Sicherheitssteuerung gibt.

4. Durchführung der Experimente

In zwei Meßreihen wurde der Reaktivitätseffekt einer auf 0,4 % abgereicherten UO_2 -Probe sowie einer metallischen Natururanprobe bei verschiedenen Temperaturen im Bereich von $300^\circ K$ bis $1030^\circ K$ ermittelt. Bei der ersten Meßreihe waren die Proben direkt vom schnellen Core des STARK, Ladung 5, umgeben.

In der zweiten Meßreihe wurde zwischen Core und Proben eine etwa 25 mm dicke Nickelschicht eingefügt, die oben und unten 55 mm über die 90 mm langen Dopplerproben hinausragte. Zum Einbringen dieser Nickelschicht wurden die 8 umliegenden Elemente nach dem in Abb.15 aufgezeichneten Füllschema beladen.

Hauptziel der zweiten Meßreihe war, Aufschluß über den in Abschnitt 8.3 behandelten Probengrößeneffekt zu erhalten.

Um Anschluß an die von KUSSMAUL [24] an der gleichen Ladung durchgeführten Materialwertmessungen zu erhalten, wurden in beiden Meßreihen zusätzlich die Materialwerte eines Kleinplättchens aus metallischem Natururan und 20% angereichertem Uran gemessen. Die Kleinplättchen mit den Abmessungen 46,8 mm x 46,8 mm x 3,2 mm wurden hierbei in ein Oszillatorelement eingesetzt, welches, abgesehen vom Probenbehälter, mit der gleichen Brennstoffzusammensetzung gefüllt war.

Für den Einbau des Oszillators in das schnelle Core von STARK mußte erst das zentrale Element Nr.19 ausgetauscht werden. Da die Sicherheitsvorschriften für den Betrieb von STARK völlige Dichtheit des schnellen Cores gegen Wassereintrich vom thermischen Core fordern, mußte der freiliegende Mittelkanal mit einer Haube abgedeckt werden, welche auf den Gummidichtmanschetten der um den Pileoszillatorkanal angeordneten Brennelemente gedichtet wurde. Der rohrförmige Ansatz dieser Haube, dessen Achse mit der Mittelachse des Reaktors zusammenfällt, ist nach oben offen und so bemessen, daß er bis über den Drehdeckel hinausragt (Abb.3). In den so gebildeten freien Zentralkanal wurde das Führungsrohr für das Pileoszillatorelement eingesetzt.

Die Brennstoffanreicherung der Brennstofffüllung des Oszillatorelements betrug nur etwa die Hälfte der des ausgebauten Originalelements. Zudem war noch ein großer Teil des Oszillatorelements, welcher im Gebiet hohen Neutronengewichts liegt, von der Natururan- bzw. der abgereicherten UO_2 -Probe ausgefüllt. Um den Reaktor wieder kritisch zu machen, mußten daher im thermischen Core 6 Brennelementplatten mit je 20,83 g U^{235} zugeladen werden. Beim Einbringen der Nickelzone mußten im thermischen Core nochmals 6 Brennelementplatten zugeladen werden.

Die Proben wurden vor dem Einsetzen in das Oszillatorelement an einem Vakuum-pumpstand bis zu einem Druck von 10^{-6} Torr abgepumpt, wobei die Probe gleich-zeitig auf eine Temperatur hochgeheizt wurde, die in jedem Fall höher gelegt wurde als die im Experiment gewünschte Maximaltemperatur. Gleichzeitig wurden auch alle ausheizbaren Teile des Vakuumsystems mit Hilfe eines Heißluftföhns bei etwa 200°C ausgeheizt.

Der Pumpstand, der hierfür benützt wurde, ist zusammen mit all den zugehörigen Überwachungseinrichtungen in Abb.14 dargestellt.

Nach längerem Abpumpen der Proben bei hoher Temperatur wurde die Heizung abge-schaltet. Jedoch erst nach völligem Erkalten der Proben, was infolge der guten Wärmeisolierung 10 bis 12 Stunden dauerte, wurde das Abpumpventil geschlossen und die Proben vom Pumpstand abgetrennt.

Vor dem Einbau der Probe in das Oszillatorelement wurde, um die Dichtheit des geschlossenen Abpumpventils zu prüfen, der Strom der Ionengetterpumpe gemessen. Anschließend wurden die Proben zusammen mit den Plättchen aus Brennstoff und Strukturmaterial entsprechend der in Abb.15 dargestellten Zusammensetzung in das Dopplerelement (Oszillatorelement) eingesetzt. Das beladene Dopplerelement wurde mit Hilfe eines Krans in den STARK eingebaut und dort an den Pileoszil-lator angekuppelt, wobei mit Hilfe eines Spezialsteckers sämtliche elektrischen Leitungen sowie der Kühlluftanschluß verbunden wurden.

Mit dem Hubschlitten wurde nun die Coremitteposition des Oszillators angefahr-en, d.h. jene Position, bei der sich die Probe bei eingefahrenem Stab gerade in Coremitte befindet.

Der Reaktor wurde bei ausgefahrener Probe (Blindprobe eingefahren!) durch Zie-hen der einzelnen Sicherheitsplatten (siehe Abb.1) durch Auffüllen des thermi-schen Cores mit Wasser von ca. 80°C sowie durch Ausfahren der Regelplatten bei einer Leistung von ca. 10 Watt kritisch gemacht. Nachdem die gewünschte Reak-torleistung erreicht war, wurde an dem zur Neutronenflußmessung verwendeten Elektrometerverstärker die Empfindlichkeit und der geeignete Kompensations-strom eingestellt. Bei den meisten Messungen wurde ein Elektrometerbereich von $3 \cdot 10^{-8}$ Ampere und ein Kompensationsstrom von $44 \cdot 10^{-8}$ Ampere gewählt, so daß einem Vollausschlag des Verstärkers etwa eine 2,3 %-ige Leistungsänderung des Reaktors entsprach.

War der Reaktor annähernd kritisch, wurde die Oszillation gestartet. Hierdurch wurde, je nachdem ob der Reaktivitätswert der Blindprobe positiv oder negativ in Bezug auf die Dopplerprobe war, eine negative oder positive Leistungsdrift verursacht. Diese Drift wurde zunächst grob mit Hilfe der Regelplatte R_1 danach fein mit dem Feinstregelstab kompensiert, so daß der Neutronenfluß im Mittel konstant blieb. In diesem im Mittel stationären Zustand des Reaktors ist der zeitliche Mittelwert seiner Reaktivität leicht negativ, d.h. der Reaktor ist im Zeitmittel gesehen leicht unterkritisch. Dieser scheinbare Widerspruch, unterkritisch - stationär, wird aufgehoben, wenn man beachtet, daß bei einem positiven Reaktivitätssprung die Reaktorperiode kürzer ist als bei einem gleich großen negativen Sprung, was sich anhand der Lösungen der Inhour-Gleichungen für einen positiven und negativen Reaktivitätssprung zeigen läßt [26]. Der Feinstregelstab, der nicht zur Grundausrüstung des STARK gehört, wurde vor dem Einbau des Pileoszillators in einer der Bestrahlungskanäle im Natururanmantel eingesetzt.

Die Datenregistrierung wurde erst eingeschaltet, nachdem sich der Reaktor bei laufendem Oszillator völlig stabilisiert hatte. Trotzdem traten bei einigen Experimenten während der Datenregistrierung Langzeitdriften auf, die durch Temperaturschwankungen des auf 80°C geregelten thermischen Cores verursacht wurden.

Um zu verhindern, daß der Neutronenfluß den vorgewählten Meßbereich überschritt, wurde diese Drift während der Messung mit dem Feinstregelstab kompensiert. Der Neutronenfluß wurde dabei mit dem dem Elektrometerverstärker nachgeschalteten Kompensationslinienschreiber überwacht. Vorbedingung für diese Regeleingriffe war, daß einmal die pro Oszillationsperiode T eingebrachte Regelreaktivität klein gegen die Reaktivität der Probe war und daß ferner die während einer ganzen Messung eingebrachte Regelreaktivität absolut klein blieb. Da der gesamte Reaktivitätshub des voll eingefahrenen Feinstregelstabes nur etwa $2 \text{ } \mu$ betrug und während des Experiments bei den schlechtesten Messungen höchstens 10% des Hubes verteilt auf die ganze Meßzeit verfahren wurden, verfälschten die Regeleingriffe nur sehr wenig die Meßergebnisse. Dies konnte leicht dadurch nachgewiesen werden, daß ein- und dieselbe Probe bei konstant gehaltener Temperatur mehrmals gemessen und aus den Meßwerten die Standardabweichung gebildet wurde.

Darüber hinaus wurden, falls Eingriffe mit dem Regelstab erforderlich waren, diese möglichst in statistischer Folge über die ganze Messung verteilt, um eine systematische Verformung des Oszillationssignals zu vermeiden.

Bei jeder Meßreihe wurde jeweils zuerst die Referenzmessung - kalte Probe gegen Blindprobe - durchgeführt. Darauf wurden in Temperaturschritten von ca. 100 Grad der Reaktivitätseffekt der heißen Probe gegen die Blindprobe gemessen.

Bei der metallischen Natururanprobe wurden die Temperaturpunkte in der Nähe des α/β -Phasenumwandlungspunktes von Uran, der bei etwa 660°C liegt, dichter gelegt, um eine etwaige sprungförmige Änderung besser untersuchen zu können, die eine Folge der mit der Phasenumwandlung verbundenen sprungförmigen Volumenänderung wäre. Da die Abkühlung der Proben wegen der guten Wärmeisolierung sehr lange dauerte, wurden die einzelnen Temperaturpunkte in steigender Reihenfolge gemessen.

Die verschiedenen Temperaturen wurden mit Hilfe eines von 0 bis 150 Volt regelbaren Gleichspannungsnetzgerätes auf folgende Weise angefahren. Erst wurde die Temperatur des Probenbehälters über den Wert, bei dem gemessen werden sollte, gesteigert.

Hatte die Temperatur im Zentrum der Probe annähernd den gewünschten Wert erreicht, wurde die Heizleistung stark abgesenkt. Hatte die Temperatur am Probenbehälter von oben her fallend den gewünschten Wert erreicht, so wurde die in einem Vorexperiment ermittelte Heizleistung eingestellt, die zum Konstanthalten der betreffenden Temperatur erforderlich ist. Meist mußte dieser Heizwert nach dem Einstellen des Temperaturgleichgewichts in der Probe noch etwas korrigiert werden.

Die Datenregistrierung wurde erst gestartet, nachdem die Temperaturverteilung in der Probe sich völlig stabilisiert hatte, was mit Hilfe des 12-Punkt-Kompensographen, der die Thermospannungen der einzelnen Thermoelemente aufzeichnete, gut festgestellt werden konnte. Während der ganzen Messungen wurden ferner das Vakuum in der Probenkammer mit Hilfe des Stromes an der Ionengetterpumpe sowie Druck, Durchflußmenge und Temperatur der Kühlluft überwacht.

5. Bestimmung der Reaktivitätsänderung einer beheizten Probe aus dem Zeitverhalten eines Reaktors mit oszillierender Probe

5.1 Grundsätzliches zur Wahl der Meßmethode

Die Reaktivität einer in einen Reaktor eingebrachten Probe kann im Prinzip durch jede Art des Zeitverhaltens eines Reaktors ermittelt werden. Im Normalfall wird man jedoch solche experimentellen Methoden wählen, bei denen die gemessenen Größen (z.B. zeitliche Flußänderung nach Einbringen der Probe) in einem einfachen Zusammenhang mit der Reaktivität stehen. Bei der "Methode der stabilen Reaktorperiode" wird der zeitlich konstante Neutronenfluß durch das sprungartige Verschieben der Materialprobe im Reaktor gestört [25]. Dies hat zur Folge, daß die Neutronenpopulation sich nach einer gewissen Übergangszeit mit einer Exponentialfunktion ändert.

Beobachtet man nun die zeitliche Änderung der Neutronenpopulation im Reaktor, so läßt sich hieraus die Zeitkonstante dieser Änderung oder auch die stabile Reaktorperiode messen, die mit der Reaktivität über eine einfache Beziehung verknüpft ist [26].

Die "Rod-Drop-Methode" verwendet die gleiche Technik des sprungartigen Verschiebers, nur wird bei dieser Methode die Änderung der Neutronendichte in der oben genannten Übergangszeit unmittelbar nach der Bewegung der Probe für die Bestimmung der Reaktivität benützt [27].

Zur Vollständigkeit der Betrachtung sei noch die "Methode der gepulsten Neutronenquelle" erwähnt, bei der die Reaktivität aus der Zeitkonstanten des Abklingens eines kurzen Impulses von schnellen Neutronen bestimmt wird, die von außen eingeschossen werden [28].

Alle diese Meßmethoden haben den Nachteil gemein, daß die zu messende Reaktivität den Wert von einigen cents nicht unterschreiten darf, da sonst die Meßergebnisse mit zu großen Fehlern behaftet sind.

Bei der Messung des Dopplerkoeffizienten von beheizten Proben mit einer Größe, wie sie in dieser Arbeit beschrieben sind, liegen die zu erwartenden Meßeffekte bei etwa 0,1 cent und darunter. Größere Proben, die größere Effekte bringen, haben neben den in Abschnitt 3.41 erwähnten Nachteilen folgende weiteren: Große Proben erzeugen eine Störung des Neutronenspektrums in ihrer Umgebung, so daß die Messungen nicht mehr direkt mit dem ungestörten Reaktor verknüpft werden

können. Ferner wird mit zunehmender Abweichung von der Kritikalität die Interpretation der Reaktivitätsmeßwerte deshalb schwierig, weil z.T. die Bedingungen für die Separierbarkeit der Neutronendichteverteilung in einen rein ortsabhängigen und einen rein zeitabhängigen Anteil nicht mehr erfüllt sind, d.h. die Kinetik des Punktreaktors nicht mehr zutrifft. Die Parameter in den kinetischen Gleichungen (5.1) und (5.2) werden dann ortsabhängig und der Meßwert wird von der Position des Detektors zur Störung abhängig werden [27].

Diese Schwierigkeiten lassen sich zum größten Teil bei der "Pileoszillatormethode" umgehen. Das Flußantwortsignal auf die sich periodisch um den im Mittel kritischen Reaktor ändernde Reaktivität wird hierbei zyklisch in einem Vielkanalanalysator gespeichert, wodurch die statistische Meßgenauigkeit dieser Methode noch erheblich verbessert werden kann, wie in einem späteren Abschnitt noch gezeigt werden wird. Dadurch wird es möglich, sehr kleine Reaktivitätswerte, wie sie bei Änderung der Temperatur von Brennstoffproben auftreten, noch genügend genau zu untersuchen.

5.2 Die kinetischen Reaktorgleichungen

Eine oszillierende Probe erzeugt in einem kritischen Reaktor eine zeitliche Modulation der Neutronenpopulation. Dabei ist die Amplitude des Modulationssignals ein Maß für den Reaktivitätswert der Probe. Durch die oszillierende Reaktivität werden Oszillationen in der Neutronendichteverteilung erzeugt, die sich wellenförmig von der Störstelle aus ausbreiten. Das bedeutet aber, daß das Problem der oszillierenden Materialproben ein orts- und zeitabhängiges Problem ist. Beschränkt man sich jedoch auf Oszillationsfrequenzen < 1 Hz, so kann die Ortsabhängigkeit der Neutronenpopulation und ihre zeitliche Änderung vernachlässigt werden [29]. Das Zeitverhalten der Neutronen wird dann global durch die folgenden kinetischen Gleichungen beschrieben:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda} \cdot n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i(t), \quad (5.1)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_{i\text{eff}}}{\Lambda} n(t) - \lambda_i c_i(t). \quad (5.2)$$

Hierin bedeuten:

- $n(t)$ die Neutronendichte im Reaktor,
- $c_i(t)$ die Dichte der Vorläufer der verzögerten Neutronen der i -ten Gruppe im Reaktor,
- λ_i die Zerfallskonstante der Vorläufer der verzögerten Neutronen der i -ten Gruppe,

- β_{eff} der effektive Anteil der verzögerten Neutronen,
 $\beta_{i\text{eff}}$ der effektive Anteil der verzögerten Neutronen der Gruppe i ,
 Λ die mittlere Generationszeit der prompten Neutronen,
 $\rho(t)$ die auf β_{eff} bezogene Reaktivität des Reaktors.

Gl.(5.1) beschreibt die auf die Zeiteinheit bezogene Änderung der Anzahl der Neutronen, die sich im Reaktor befinden. Gl.(5.2) stellt die Bilanzgleichung für die Vorläufer der verzögerten Neutronen im Reaktor dar. Die Gleichungen (5.1) und (5.2) sind nicht linear. Für den Fall einer oszillierenden Reaktivität konnte bislang keine geschlossene analytische Lösung angegeben werden. Jedoch kann die Gleichung durch Linearisieren in guter Näherung gelöst werden. Hierzu denken wir uns die Neutronendichte $n(t)$ und die Konzentration der Mutterkerne $c_i(t)$, zusammengesetzt aus einem stationären Anteil und einer kleinen zeitlich schwankenden Änderung:

$$n = n_0 + \delta n(t), \quad (5.3)$$

$$c_i = c_{i0} + \delta c_i(t). \quad (5.4)$$

Unter der Annahme kleiner Werte für $\rho(t)$ lassen sich dann die Gleichungen (5.1) und (5.2) mit dem Ansatz (5.3) und (5.4) und unter Vernachlässigung des Termes $\rho \delta n$ in die linearisierte Form bringen, die sich streng lösen läßt:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t)}{\Lambda} n_0 - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda} n_0 - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda} \delta n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i (c_{i0} + \delta c_i(t)), \quad (5.5)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_{i\text{eff}}}{\Lambda} n_0 + \frac{\beta_{i\text{eff}}}{\Lambda} \delta n(t) - \lambda_i c_{i0} - \lambda_i \delta c_i(t). \quad (5.6)$$

Für den stationären Reaktor (Reaktor kritisch) gilt

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [n(t)] &= 0 \\ \frac{d}{dt} [c_i(t)] &= 0 \\ \rho(t) &= 0. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Mit den Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} n(0) &= n_0 \\ c_i(0) &= c_{i0} \end{aligned} \quad (5.8)$$

ergibt sich dann aus (5.1) und (5.2):

$$0 = -\frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda} n_0 + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_{i0}, \quad (5.9)$$

$$0 = \frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda} n_0 - \lambda_i c_{i0}. \quad (5.10)$$

Unter Beachtung der Gleichungen (5.9) und (5.10) und mit der Tatsache, daß

$$\frac{d}{dt} [n(t)] = \frac{d}{dt} [n_0 + \delta n(t)] = \frac{d}{dt} [\delta n(t)], \quad (5.11)$$

$$\frac{d}{dt} [c_i(t)] = \frac{d}{dt} [c_{i0} + \delta c_i(t)] = \frac{d}{dt} [\delta c_i(t)], \quad (5.12)$$

erhält man folgende Form für die kinetischen Gleichungen:

$$\frac{d}{dt} [\delta n(t)] = \frac{1}{\Lambda} \rho(t) n_0 - \frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda} \delta n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \delta c_i(t), \quad (5.13)$$

$$\frac{d}{dt} [\delta c_i(t)] = \frac{\beta_{i\text{eff}}}{\Lambda} \delta n(t) - \lambda_i \delta c_i(t). \quad (5.14)$$

Löst man nun noch Gl.(5.14) nach $\delta c_i(t)$ auf und setzt in (5.13) ein, erhält man unter Beachtung, daß $\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{i\text{eff}}}{\Lambda} \delta n(t) = \beta_{\text{eff}} \frac{1}{\Lambda} \delta n(t)$ folgende Form für die kinetischen Gleichungen

$$\frac{d}{dt} [\delta n(t)] = \frac{\rho(t)}{\Lambda} n_0 - \sum_{i=1}^6 \frac{d}{dt} [\delta c_i(t)], \quad (5.15)$$

$$\frac{d}{dt} [\delta c_i(t)] = \frac{\beta_{i\text{eff}}}{\Lambda} \delta n(t) - \lambda_i \delta c_i(t). \quad (5.16)$$

Für eine sinusförmige Reaktivitätsänderung läßt sich folgender Lösungssatz machen:

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \rho e^{j\omega t} \\ \delta n(t) &= \Delta n e^{j(\omega t + \varphi_n)} \\ \delta c_i(t) &= \Delta c_i e^{j(\omega t + \varphi_{ci})}. \end{aligned} \quad (5.17)$$

Hierbei sind:

- ω = Kreisfrequenz der Reaktivitätsoszillation,
- φ_n = Phasenwinkel zwischen Reaktivitäts- und Neutronendichteoszillation,
- φ_{ci} = Phasenwinkel zwischen Reaktivitätsoszillation und Oszillation der verzögerten Vorläuferkerne,
- Δn = Amplitude der sinusförmigen Neutronendichtemodulation,
- Δc_i = Amplitude der sinusförmigen Modulation der verzögerten Vorläuferkerne.

Wie man leicht zeigen kann, erhält man mit Hilfe dieses Lösungssatzes aus den Gleichungen (5.15) und (5.16) den Ausdruck

$$\frac{\Delta n}{n_0} e^{j\varphi_n} = \rho \frac{1}{j\omega \left[\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{i\text{eff}}}{j\omega + \lambda_i} \right]} \quad (5.18)$$

Hierin ist die Größe

$$A(j\omega) = \frac{1}{j\omega \left[\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{i\text{eff}}}{j\omega + \lambda_i} \right]} \quad (5.19)$$

die Übertragungsfunktion für den Nullenergiereaktor. Dieser Ausdruck (5.19) ist, da in ihm keine thermischen Rückkopplungseffekte berücksichtigt sind, nur für kleine Reaktorleistungen gültig (< 100 Watt).

Zerlegt man die Beziehung (5.18) nach Betrag und Phase, so erhält man die wichtige Beziehung zwischen der oszillierten Reaktivität und der Amplitude der Neutronendichteänderung:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = |A(j\omega)| \rho \quad (5.20)$$

Es bedeuten:

- Δn die Amplitude der sinusförmigen Neutronendichteänderung,
- n_0 der zeitliche Mittelwert der Neutronendichte,
- ρ die Amplitude der sinusförmigen Reaktivitätsänderung,

$$|A(j\omega)| = \frac{1}{\beta_{\text{eff}}} \left[\left(\omega^2 \sum_{i=1}^6 \frac{a_i}{\omega^2 + \lambda_i^2} \right)^2 + \omega^2 \left(\frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}} + \sum_{i=1}^6 \frac{a_i \lambda_i}{\omega^2 + \lambda_i^2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}$$

Für die Phase ergibt sich

$$\varphi_n = \text{arc tg} \frac{\frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}} + \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i a_i}{\omega^2 + \lambda_i^2}}{\sum_{i=1}^6 \frac{a_i}{\omega^2 + \lambda_i^2}} \quad (5.21)$$

Die Gleichung (5.20) zeigt, daß die Reaktivität nur vom Betrag der Neutronendichteamplitude, jedoch nicht von der Phase abhängt. Δn und n_0 sind Größen, die beim Experiment gemessen werden, der Proportionalitätsfaktor $|A(j\omega)|$ hängt nur von der Frequenz ω und den kinetischen Reaktorparametern a_i , λ_i und $\frac{\Lambda}{\beta_{\text{eff}}} = \frac{1}{\alpha_c}$ ab und kann berechnet werden. Aus Gleichung (5.20) läßt sich also die Reaktivität er-

mitteln. Infolge der Linearisierung der kinetischen Gleichungen ist die aus ihnen abgeleitete Transferfunktion $A(j\omega)$ mit einem Fehler behaftet. Eine von LITTLER [30] durchgeführte numerische Integration der ursprünglichen Gleichungen zeigt jedoch, daß die Abweichung der in (5.19) angegebenen Form der Übertragungsfunktion von der numerischen Rechnung nur um weniger als 0,5 % abweicht, sofern die Reaktivitätswerte kleiner als 0,3 Dollar und die Modulationsperioden kleiner als 100 sec bleiben. Die kinetischen Gleichungen (5.1) und (5.2) wurden unter der Annahme der Separierbarkeit der Neutronendichte in einen rein ortsabhängigen und einen rein zeitabhängigen Term abgeleitet. Sie beschreiben daher nur das globale Zeitverhalten des Reaktors. Deshalb müssen Störstelle (Oszillationsposition der Probe) und Detektor einige Diffusionslängen voneinander entfernt sein, da sonst der Detektor auch die lokale Störung registriert.

5.3 Bestimmung des Reaktivitätswertes der Dopplerproben aus dem Meßsignal

Die zeitliche Änderung der Neutronendichte liegt als digitales Meßsignal vor, d.h. die Anzahl der Impulse eines einzelnen Kanals des Vielkanalanalysators ist ein Maß für den über die Kanalbreite integrierten und gemäß der Zahl der durchgelaufenen Zyklen aufsummierten Strom der Ionisationskammer. Der Ionisationskammerstrom ist proportional zur globalen Neutronendichteverteilung im Reaktor. Die Proportionalität ist dabei durch die Kammerempfindlichkeit gegeben, welche abhängig ist von der Lage der Kammer im Reaktor und dem an der Einbaustelle vorhandenen Neutronenspektrum.

Bei der Messung wurden, wie in Abschnitt 3.23 beschrieben ist, in den 256-Kanal-analysator bei einem Durchlauf jeweils zwei Vollperioden des Flußantwortsignals gespeichert, d.h. einer Oszillationsperiode von 128 sec entsprechen 128 Kanäle mit einer Kanalbreite von je 1 sec. Im Gegensatz zu der im Abschnitt 5.2 betrachteten sinusförmigen Änderung der Reaktivität erfolgte bei den beschriebenen Messungen die zeitliche Änderung aus den in Abschnitt 3.2 genannten Gründen nach einer Trapezfunktion, die wegen der kurzen Verfahrzeit der Probe von $T_{üeff} = 1,5$ sec gegenüber 64 sec Halbperiode gut durch eine Rechteckfunktion bzw. deren Zerlegung in Fourierkomponenten beschrieben werden kann. Das durch diese rechteckförmige Reaktivitätsänderung erzeugte Modulationssignal der Neutronendichteverteilung erhält man dann mittels der aus den linearisierten Gleichungen (5.5) und (5.6) hergeleiteten Beziehung

$$\frac{\Delta n}{n_0} e^{j\varphi_n} = A(j\omega) \rho$$

durch Superposition sämtlicher Frequenzanteile, die in der rechteckförmigen Reaktivitätsmodulation enthalten sind.

Für eine rechteckförmige zeitliche Änderung der Reaktivität, bei der $\rho(t)$ die Werte

$$\rho(t) = \begin{cases} \rho & 0 < t < \frac{T}{2} \\ -\rho & \frac{T}{2} < t < T \end{cases}$$

annimmt, gilt nach [31] folgende Fourierzerlegung:

$$\rho(t) = \rho \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin[(2n+1)\omega t]}{2n+1} \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.22)$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Gleichung (5.20) ein, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Phasenbeziehung (5.21) der Modulationsanteil der Neutronenpopulation des kritischen Reaktors mit rechteckförmig oszillierender Probe zu

$$\Delta n(t) = n_0 \frac{4}{\pi} \rho \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin\left\{[(2n+1)\omega t] - \varphi_n[(2n+1)\omega]\right\}}{2n+1} |A[(2n+1)j\omega]| \quad (5.23)$$

Hierin ist

- t die Zeit,
- ρ die Reaktivität der Probe,
- ω die Kreisfrequenz der Oszillation,
- n_0 der zeitliche Mittelwert der Neutronenpopulation,
- $A(j\omega)$ die Übertragungsfunktion in Abhängigkeit von der Frequenz,
- φ_n die Phasenverschiebung zwischen der n-ten Harmonischen der Neutronendichteschwankung und der n-ten Harmonischen der Reaktivitätsoszillation in Abhängigkeit von der Frequenz.

Ermittelt man aus dem gemessenen Signal mit Hilfe einer Fourieranalyse die Grundwelle der Neutronendichtemodulation $\Delta n(t)$, welche durch Gleichung (5.23) beschrieben wird, so reduziert sich Gleichung (5.23) auf folgende Form, aus der die Reaktivität der Probe ρ nun leicht gewonnen werden kann:

$$\Delta n_1(t) = n_0 \frac{4}{\pi} \rho \sin(\omega t - \varphi_1) |A(j\omega)| \quad (5.24)$$

In den meisten Fällen ist jedoch das gemessene Signal keine rein harmonische Schwingung, sondern enthält zusätzlich einen Konstantanteil n_0 und einen nicht periodischen Driftanteil. Nimmt man an, der Driftbeitrag beschränke sich auf einen linearen Term $K_1 \cdot t$ und einen quadratischen, $K_2 \cdot t^2$, so läßt sich das Signal auf folgende Weise darstellen:

$$S(t) = n_0 + \Delta n(t) + K_1 t + K_2 t^2 \quad (5.25)$$

Wie die Theorie der Fourier'schen Reihen [31] zeigt, lassen sich periodische Vorgänge durch Ausdrücke der Form

$$F_n(t) = C_0 + \sum_{k=1}^n C_k \sin(k\omega + \phi_k) \quad (5.26)$$

darstellen, wo C_0 , C_k und ϕ_k Konstanten bedeuten. Es handelt sich um Überlagerung von n harmonischen Schwingungen derselben Kreisfrequenz ω mit im allgemeinen verschiedenen Scheitelwerten C_k und verschiedenen Anfangsphasen ϕ_k .

$F_n(t)$ selbst ist periodisch: $F_n(t + k \cdot 2\pi/\omega) = F_n(t)$, für $k = 1, 2, \dots$

Setzt man $\omega t = x$, zerlegt $\sin(k\omega t + \phi_k)$, so geht $F_n(t)$ über in

$$f_n(x) = a_0 + \sum_{k=1}^n a_k \cos kx + \sum_{k=1}^n b_k \sin kx, \quad (5.27)$$

mit $a_0 = C_0$, $a_k = C_k \sin \phi_k$, $b_k = C_k \cos \phi_k$, $k = 1, 2, \dots, n$.

Wenn das gemessene Signal $f(x)$ eine periodische Funktion der Periode 2π ist, läßt sich $f(x)$ angenähert durch $f_n(x)$ darstellen. Die Koeffizienten a_0 , a_k und b_k sind hierzu aus folgenden Integralen zu berechnen:

$$a_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(x) dx, \quad (5.28)$$

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \cos kx dx$$

$$b_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \sin kx dx.$$

Für $f(x)$ ist der Ausdruck einzusetzen, den man erhält, wenn man in Gleichung (5.25) ωt durch x ersetzt,

$$f(x) = s(x) = n_0 + \Delta n(x) + \delta_1 x + \delta_2 x^2, \quad (5.29)$$

worin $x = \omega t$, $\delta_1 = k_1/\omega$ und $\delta_2 = k_2/\omega$.

Für C_k und ϕ_k gelten die Beziehungen

$$C_k = n_0 \frac{4}{\pi} \rho \frac{1}{n+1} A [(2n+1)\omega], \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

$$\phi_k = -\varphi_{n+1}.$$

Berechnet man mit dem durch Gleichung (5.29) gegebenen $f(x)$ die Koeffizienten a_k und b_k , so sieht man, daß sie mit den Driftanteilen $\delta_1 x$ und $\delta_2 x^2$ behaftet sind. Beschränkt man sich bei der Auswertung des Meßsignals jedoch auf die Grundwelle, so läßt sich, wie von KUSSMAUL [32] gezeigt wurde, der Driftanteil in a_1 und b_1 auf folgende Weise eliminieren:

Bei der Auswertung des Meßsignals werden die a_1 und b_1 für einen um den Winkel ψ verschobenen Integrationsanfang gebildet, wobei ψ die Werte $0, \pi/2, \pi$ und $3\pi/2$ annehmen kann. Es sind also Ausdrücke folgender Form zu berechnen:

$$a_{1\lambda} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x + \psi_\lambda) \cos x \, dx, \quad \psi_\lambda = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2} \quad (5.30)$$

$$b_{1\lambda} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x + \psi_\lambda) \sin x \, dx.$$

Durch geeignete Kombination dieser so berechneten $a_{1\lambda}$ und $b_{1\lambda}$ erhält man Koeffizienten a_1 und b_1 , die nicht mehr mit dem Driftanteil behaftet sind. Die Integrale in Gleichung (5.30) wurden mit Hilfe der Trapezregel berechnet. Da die Impulszahlen in den 256 Kanälen jeweils das Zeitintegral über die Kanalbreite darstellen, sind nur die arithmetischen Mittelwerte von je zwei benachbarten Kanälen mit dem entsprechenden Betrag des Cosinus- und Sinusterns und der Kanal Δt zu multiplizieren und danach aufzusummieren, d.h. es sind zu bilden

$$\int_0^{2\pi} f(x + \psi_\lambda) \cos x \, dx = \left\{ \frac{1}{2} (Z_{n \cdot 32+1} + Z_{n \cdot 32+2}) P_1 + \frac{1}{2} (Z_{n \cdot 32+2} + Z_{n \cdot 32+3}) P_2 + \dots + \frac{1}{2} (Z_{n \cdot 32+127} + Z_{n \cdot 32+128}) P_{128} \right\} \Delta t$$

$$\int_0^{2\pi} f(x + \psi_\lambda) \sin x \, dx = \left\{ \frac{1}{2} (Z_{n \cdot 32+1} + Z_{n \cdot 32+2}) Q_1 + \frac{1}{2} (Z_{n \cdot 32+2} + Z_{n \cdot 32+3}) Q_2 + \dots + \frac{1}{2} (Z_{n \cdot 32+127} + Z_{n \cdot 32+128}) Q_{128} \right\} \Delta t,$$

wobei n die Werte $0, 1, 2, 3$ annimmt, $Z_{n \cdot 32+1}, Z_{n \cdot 32+2} \dots$ sind die Impulsbeträge der Kanäle $(n \cdot 32+1), (n \cdot 32+2), \dots (n \cdot 32+128)$ und P_1, P_2, \dots bzw. Q_1, Q_2, \dots die Beträge $1, 2, \dots 128$ des Cosinus- bzw. des Sinusgliedes. Der Mittelwert n_0 läßt sich durch Mittelwertbildung aller 128 Kanäle gewinnen. Er entspricht dem Term a_0 in Gleichung (5.27).

Wird ein Teil der Ausgangsspannung der Ionisationskammer kompensiert (vgl. Abschnitt 3.3) also nicht von dem Vielkanalanalysator registriert, so muß in diesem Fall die am Elektrometerverstärker abgelesene Kompensationsspannung in den entsprechenden Impulsbetrag umgerechnet werden. Dieser Impulsbetrag ist mit der Anzahl der Zählzyklen zu multiplizieren, die ja bei dieser Methode eine additive Überlagerung der Meßsignale bedeuten.

6. Diskussion der Meßfehler

6.1 Vorbemerkung

Bei den vorliegenden Messungen des Dopplerkoeffizienten mit dem Pilsoszillator können folgende Einflüsse, die man zweckmäßigerweise in zwei Gruppen aufteilt, Ursachen von Meßfehlern sein. Die eine Gruppe enthält jene Einflüsse, die mit der Messung von kleinen Reaktivitäten zusammenhängen. Hierzu zählen das Reaktorraschen, die Reaktordrift und die Einflüsse, die durch das Verschieben der Proben und der Brennstofffüllung des Dopplerelements verursacht werden.

Die andere Gruppe beinhaltet jene Störeffekte, die bei der Messung mit einer beheizten Probe auftreten, wie Ausdehnungseffekte, Einfluß der Ofenwände und ungleichförmige Temperaturverteilung in der Probe.

6.2 Fehler bei der Messung von kleinen Reaktivitäten

6.21 Reaktorraschen

Diese erste Fehlerquelle ist eine Folge der begrenzten Reaktorleistung, bei der die Pileoszillatormethode angewendet werden kann. Die Zahl der in einem Reaktor vorhandenen Neutronen ist statistischen Schwankungen unterworfen, die ihre Ursache in der diskreten Natur der Neutronenprozesse haben. Die Folge hiervon ist, daß bei Messungen des Neutronenflusses das Signal Schwankungen um einen Mittelwert aufweist, deren Amplituden im Vergleich zu diesem Mittelwert umso größer sind, je kleiner die Reaktorleistung ist. Dieses Phänomen, das in Anlehnung an die Vorgänge beim Ladungstransport in Elektronenröhren Reaktorraschen genannt wird, bildet die natürliche Grenze für die Genauigkeit bei Messungen des Neutronenflusses. Das Signal-zu-Rauschverhältnis kann nach [33] für eine Pileoszillatormessung mit der Oszillationsfrequenz ω direkt aus folgendem Ausdruck berechnet werden:

$$\frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}} = S(\omega) = \frac{\rho}{\pi} \left[\frac{2r P N Z T A^2(\omega)}{1 + r |A(j\omega)|^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

Hierin bedeuten:

- ρ Reaktivität der Probe,
- r Zahl der im Detektor nachgewiesenen Neutronen zur Gesamtzahl der Neutronen im Reaktor,
- P Reaktorleistung in Watt,

- N Umrechnungsfaktor: Anzahl der im Reaktor befindlichen Neutronen pro Sekunde pro Watt,
 Z Anzahl der Zählzyklen,
 T Oszillationsperiode,

$|A(j\omega)|$ Betrag der Übertragungsfunktion.

In Gleichung (6.1) ist nicht berücksichtigt, daß der Nachweisprozeß des Detektors ebenfalls einer Statistik unterworfen ist. Wie in einer Arbeit von COHN [34] gezeigt wird, kann jedoch der Fehler durch die Nachweisstatistik vernachlässigt werden, sofern r größer als 5×10^{-5} ist. Diese Bedingung war jedoch im vorliegenden Experiment gut erfüllt. Vom Frequenzspektrum des Reaktorrauschens, welches aus einem kontinuierlichen Band besteht, geht, wie aus Gleichung (6.1) ersichtlich ist, nur der Frequenzanteil als Fehlerbeitrag ein, der der Oszillationsfrequenz ω entspricht.

Die Reaktivitätsamplitude ρ , bei der das Signal-zu-Rauschverhältnis gerade gleich 1 wird, das bedeutet, bei der gerade die Genauigkeitsgrenze erreicht ist, wird als Standardabweichung definiert.

Zur Berechnung der Standardabweichung für die DC-Messungen am STARK können folgende Parameter zugrunde gelegt werden:

$$\begin{aligned} r &= 3 \times 10^{-4}, \\ P &= 10 \text{ Watt}, \\ N &= 3,1 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1} \text{ Watt}^{-1}, \\ T &= 128 \text{ sec}, \\ |A(j\omega)| &= 3,14 \end{aligned}$$

Bei den meisten Messungen wurden 30 Zählzyklen registriert, womit sich folgende durch das Reaktorrauschen bedingte Standardabweichung ergibt:

$$\rho_{\text{standard}} = 6,5 \times 10^{-8} \left[\Delta k/k \right].$$

Das bedeutet, daß der Fehler, der durch das Reaktorrauschen verursacht wird, bei Messung einer Reaktivitätsänderung $\Delta\rho \approx 7 \times 10^{-6}$, wie sie beim Heizen der UO_2 -Probe von 300°K auf 1000°K auftritt, bei 1% liegt.

6.22 Leistungsdrift

Geringfügige Temperatur- und Luftdruckschwankungen sowie Geometrieänderungen infolge mechanischer Erschütterungen oder Wärmespannungen können eine Veränderung der Kritikalität eines Reaktors bewirken. Bei den Experimenten am STARK waren es vor allem die Temperaturschwankungen des auf 80°C geregelten thermischen Cores, die eine Drift während der einzelnen Messungen verursachten. Diese Temperaturschwankungen wurden z.T. durch Temperaturänderungen der aus der Reaktorhalle entnommenen Kühlluft hervorgerufen, welche zwischen dem thermischen und dem schnellen Core durchgeblasen wird, um eine Aufheizung des schnellen Cores zu verhindern. Die Luft in der Reaktorhalle zeigte jedoch Regelschwankungen von $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$.

Prinzipiell kann man Driftanteile soweit sie sich auf lineare und quadratische Terme beschränken mit dem Auswerteverfahren von Abschnitt 5.3 eliminieren. Wie bereits beschrieben, wurden bei den Messungen ca. 93% des Gleichspannungssignals der Ionisationskammer unterdrückt und die restlichen 7%, welche hauptsächlich das Oszillationssignal enthalten, so verstärkt, daß gerade 7% dem Vollausschlag am Verstärkerausgang entsprachen. Bei einem Temperaturkoeffizienten des thermischen Cores von $-1,8 \text{ } \mu/\text{grd}$ würde aber bei einer Temperaturschwankung von nur $0,05^{\circ}\text{C}$ dieser Bereich schon nach ca. 15 Minuten über- oder unterschritten. Da jedoch Meßzeiten von ca. 1 Stunde erforderlich waren, war es unumgänglich, diese Langzeitdrift mit einem Feinstregelstab zu kompensieren, was nach der in Abschnitt 4 beschriebenen Weise durchgeführt wurde.

Um den durch die Regeleingriffe verursachten Fehler im Meßsignal zu untersuchen, wurden einige Messungen mit stillgesetztem Oszillator, sonst aber möglichst ähnlichen Meßbedingungen, gemacht. Es zeigte sich, daß durch die Kompensation der Langzeitdrift mit dem Feinstregelstab eine Unsicherheit der Meßergebnisse von etwa $\pm 2 \times 10^{-7} \Delta k/k$ verursacht wird.

6.23 Übergangseffekte und Effekte durch das Verschieben von Brennstoff

Bei einer idealen Rechteck-Oszillation treten im Flußantwortsignal nur die ungeraden Harmonischen auf. Im vorliegenden Experiment werden jedoch auch gerade Harmonische durch Neutronenstreueffekte während der Verschiebung der Probe durch das Core angeregt. Ein weiterer starker Beitrag mit zweimal der Grundfrequenz tritt auf, verursacht durch das periodische Aus- und Einfahren von bestrahltem Brennstoff, welcher verzögerte Neutronenvorläuferkerne enthält.

Die Neutronenstreuungseffekte beim Verschieben der Probe durch den Reaktor haben ihre Ursache darin, daß die Probe hierbei Bereiche mit großem Flußgradienten durchläuft, in denen sie stärker Neutronen in den Reaktor zurückstretet als die Brennstofffüllung des Oszillatorelements. Die Probe liefert daher während der Übergangsbewegung einen positiven Reaktivitätsbeitrag, der im Flußantwortsignal beim Aus- und Einfahren positive Spitzen verursacht. Der Einfluß der Neutronenstreuungseffekte auf das Meßsignal kann durch möglichst homogene Beladung des Dopplerelements sowie durch Verkürzen der Übergangszeit verkleinert werden. Die Homogenität der Beladung ist jedoch dadurch begrenzt, daß die eingesetzten Proben nicht die gleiche Zusammensetzung haben wie die restliche Brennstofffüllung des Dopplerelements, welche möglichst gut mit der Umgebung übereinstimmen sollte. Die Übergangszeit ist aus Festigkeitsgründen ebenfalls begrenzt. Stimmt man aber die Übergangszeiten "Ein-Aus" und "Aus-Ein" so ab, daß die Streuspitzen für beide Fälle gleich groß werden, so wird bei der Fourieranalyse des Signals dieser Anteil, da er mit doppelter Grundfrequenz auftritt, eliminiert.

Der zweite zeitabhängige Beitrag, welcher durch das Verschieben des Brennstoffs verursacht wird, kann als ein negativer zeitabhängiger Quellterm, $\Delta S(t) / \beta n(t)$, interpretiert werden, welcher das Entfernen von verzögerten Vorläuferkernen aus dem System beschreibt. Theoretische Betrachtungen, welche auf dem Punktreaktormodell aufbauen [32], führen in erster Näherung zu folgendem Ausdruck für die fiktive Quelle bei eingeschwungenem Zustand des Reaktors:

$$S(\tau) = -\gamma \frac{n_0}{\Lambda} \sum_{i=1}^N \beta_{i\text{eff}} \frac{1 - e^{-\lambda_i \frac{T}{2}}}{1 - e^{-\lambda_i T}} e^{-\lambda_i \tau} \quad (0 \leq \tau \leq \frac{T}{2}). \quad (6.2)$$

γ ist dabei der Anteil der Vorläufer, die aus dem Reaktor entfernt werden. Der Einfluß dieses Effekts auf das Meßsignal läßt sich durch Verlängern der Oszillationsperiode T verringern, was jedoch nur in begrenztem Maße sinnvoll ist, da bei größeren Perioden die langzeitlichen Flußschwankungen sich im Meßsignal stärker auswirken.

Wie jedoch ebenfalls in [32] gezeigt wird, wird der durch das Verschieben von Brennstoff verursachte Effekt mit der bereits beschriebenen Fourieranalyse vollständig eliminiert.

6.3 Fehler bei der Messung mit einer beheizten Probe

6.31 Ausdehnungseffekt

Wie wir bereits gesehen haben, sind Dopplereffekte, die durch Messen der Reaktivitätsänderung beim Heizen einer Probe in einem Reaktor ermittelt werden, dem störenden Einfluß unterworfen, der von der Wärmeausdehnung der Probe herrührt.

Bei der Art der vorliegenden Messungen, bei welchen eine zylindrische Brennstoffprobe im Zentrum eines Nulleistungsreaktors aufgeheizt wird, können zwei Effekte auftreten. Der erste, der vornehmlich durch die Ausdehnung der Probe in Bereiche mit geänderten Fluß und geänderter Adjungierten bewirkt wird, ist im wesentlichen ein axialer Effekt.

Der zweite, vorwiegend ein radialer Effekt, wird dadurch verursacht, daß bei Änderung des Volumens und damit der Dichte der Probe sich die Stoßwahrscheinlichkeit der Neutronen in der Probe ändert.

Grundsätzlich läßt sich der axiale Ausdehnungseffekt dadurch auf ein Minimum bringen, daß man die Probe in ein Gebiet mit flachem Verlauf des Flusses und der Adjungierten bringt.

Diese Bedingung war in unserem Experiment gut erfüllt, da die Proben im Zentrum des Cores gemessen wurden.

Den radialen Ausdehnungseffekt kann man reduzieren, wenn man Proben von geringer Brennstoffdichte verwendet. Dadurch werden die Selbstabschirmungs- und Selbstmultiplikationseffekte und damit die Änderung der Stoßwahrscheinlichkeit beim Aufheizen verkleinert. Bei den Messungen mit den Proben DO-1 und DO-23 war diese Bedingung sicherlich nicht erfüllt.

Der Einfluß der Wärmeausdehnung auf das Meßergebnis läßt sich mit speziell gefertigten Proben untersuchen, bei denen die axiale und teilweise auch die radiale Ausdehnung mechanisch verhindert wird. Hierzu verwendet man Proben, die aus UO_2 -Pulver mit Na_2SiO_3 (Wasserglas) als Bindemittel in sehr poröser Form hergestellt werden. Die Poren haben dabei die Aufgabe, durch Verformung die Spannungen abzubauen, die entstehen, wenn beim Heizen die Wärmedehnung unterdrückt wird. Da der Verformungsprozeß irreversibel ist, kann eine solche Probe nur für einen Aufheizvorgang verwendet werden. Diese Art von Experimenten, wie sie in den USA am ZPR-6 (Zero Power Reactor 6) mehrfach durchgeführt wurden und auch in der Literatur beschrieben sind [9], wurden bei uns bislang wegen des großen Aufwandes nicht durchgeführt.

Dagegen wurde versucht, über einen anderen Effekt Aufschluß über den Beitrag durch die Wärmedehnung zu erhalten.

Metallisches Uran besitzt bei ca. 660°C einen Phasenumwandlungspunkt, bei dem das orthorombische α -Uran in das tetragonale β -Uran übergeht. Diese Phasenumwandlung ist mit einer sprungförmigen Volumenzunahme von 0,5 bis 0,6 %, abhängig von der Zahl der durchlaufenen Phasenübergänge, verbunden [35]. Legt man einen mittleren Ausdehnungskoeffizienten von $60 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{cm}^3 \text{ grad}$ für das α -Gebiet zugrunde, so läßt sich leicht berechnen, daß die sprungförmige Volumenzunahme am Phasenumwandlungspunkt einer Volumenänderung bei 100° Temperaturänderung entspricht.

Zeigt nun die durch den Dopplereffekt bedingte Reaktivitätsänderung, aufgetragen über der Temperatur, am α - β -Phasenumwandlungspunkt einen Sprung, dann ist ein Ausdehnungsbeitrag vorhanden, und es kann anhand der Sprunghöhe eine Korrektur für die Wärmeausdehnung der Probe berechnet werden. Bei der von uns verwendeten metallischen Natururanprobe konnte ein solcher Sprung innerhalb der gegebenen Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden. Für die abgereicherte UO_2 -Probe, bei der sowohl die Dichte als auch der Wärmeausdehnungskoeffizient kleiner ist, konnte hieraus gefolgert werden, daß die Ausdehnungsbeiträge ebenfalls zu vernachlässigen sind.

6.32 Einfluß der Ofenwände

Die Ofenwände können auf zweierlei Weise den Meßeffect der geheizten Probe verfälschen. Einerseits verändern sie, da sie Streumaterialien wie Nickel und Eisen enthalten, sowohl die Feinstruktur als auch den globalen Verlauf des Neutronenspektrums am Ort der Probe. Diesen Effekt, den wir in Abschnitt 8.2 noch eingehender behandeln werden, soll hier nur der Vollständigkeit wegen erwähnt werden. Andererseits können beim Aufheizen der Probe die ebenfalls beheizten Ofenwände einen Beitrag zum Dopplereffekt liefern, wenn die verwendeten Strukturmaterialien eine starke Energieabhängigkeit (Resonanzen) besitzen. Dieser Beitrag läßt sich dadurch klein halten, daß man erstens versucht, den beheizten Anteil der Ofenwände klein zu halten und zweitens solche Werkstoffe auswählt, deren Komponenten einen möglichst resonanzfreien Querschnitt zeigen. Letztere Forderung konnte durch die Verwendung des Werkstoffs "Inconel 600" für den Probenbehälter gut verwirklicht werden, da der Hauptbestandteil Nickel dieser Legierung, die sich aus 72% Nickel, 17% Chrom und 10% Eisen zusammensetzt, nur einige kleine Streuresonanzen im Gebiet von 3 keV bis 1000 keV aufweist.

Der Beitrag des beheizten Probenbehälter zum gemessenen Reaktivitätseffekt der Probe kann prinzipiell durch eine Leermessung ermittelt werden. Jedoch ist dabei zu beachten, daß durch das Fehlen der Probe dieser Effekt in einem gegenüber der Probenmessung veränderten Spektrum gemessen wird und daher nicht direkt zur Korrektur verwendet werden kann. Eine solche Leermessung wurde im vorliegenden Experiment bislang nicht durchgeführt, da Messungen, die am ZPR-6 in einem wesentlich härteren Spektrum, d.h. näher dem Resonanzgebiet von Nickel, durchgeführt wurden, darauf schließen lassen, daß dieser Korrekturbeitrag in unserem Fall innerhalb der durch die PO-Methode gegebenen Fehlergrenzen liegt.

6.33 Fehler bei der Temperaturmessung

Bei der Bestimmung der Proben temperatur sind folgende Einflüsse zu beachten, die Ursachen von Fehlerquellen sein können:

- 1) Die Toleranzen der Thermospannung der zur Temperaturmessung benützten Thermoelemente

Bei den verwendeten Chromel-Alumel-Mantelthermoelementen liegen die Toleranzen für die Thermospannung nach DIN 43710 unter 0,75 %. Prinzipiell kann die Meßgenauigkeit dieser Thermoelemente durch Eichen bis auf 1 ‰ verbessert werden. Da jedoch die Meßfehler der ungeeichten Thermoelemente bereits unter den sonstigen Meßfehlern liegen, wurde beim vorliegenden Experiment auf die zeitraubende Eichung verzichtet.

- 2) Die nicht konstante Temperaturverteilung längs der Probenachse

Infolge erhöhter Wärmeableitung über die Aufhängung an den Enden der zylindrischen Probe ist die Temperatur über die Probe nicht konstant. Es ist zweckmäßig, aus diesem Temperaturverlauf eine effektive Proben temperatur zu ermitteln, wobei man beachten muß, daß der Dopplerkoeffizient dk/kdT temperaturabhängig ist.

Legt man für die Temperaturabhängigkeit einen $1/T^\gamma$ -Verlauf zugrunde, so läßt sich, wie man leicht zeigen kann, für den Fall $\gamma = 1$ die effektive Proben temperatur aus folgender Beziehung ermitteln,

$$T_{\text{eff}} = e^{\frac{1}{V} \int_V \ln T(\ast) dV} \quad (6.3)$$

worin $T(\ast)$ die ortsabhängige Temperatur in der Probe und V das Probenvolumen sind. Die Ortsabhängigkeit der Temperatur ist in unserem Fall ein kompliziertes zweidimensionales Problem, welches nur noch voll numerisch gelöst werden kann.

Durch die in Abschnitt 3.42 beschriebene Aufhängung konnten jedoch die Wärmeverluste an den Stirnseiten der Probe so klein und damit der Temperaturverlauf so flach gehalten werden, daß selbst bei Temperaturen von 700°C die Temperaturdifferenz zwischen Stirnfläche und Mitte der Probe unter 30° blieb.

Aufgrund dieser Tatsache wurde für die Bestimmung von T_{eff} in erster Näherung angenommen, daß in der Probe nur eine rein axiale Ortsabhängigkeit vorhanden ist und daß dieser axiale Temperaturverlauf in etwa durch die Cosinusfunktion beschrieben werden kann. In diesem Fall erhält man aus Gleichung (6.3) die Beziehung für die effektive Proben­temperatur

$$T_{\text{eff}} = T_2 e^{-\frac{2}{\pi} \frac{\Delta T}{T_2}} .$$

Mit

T_2 = gemessene Temperatur in der Probenmitte,

T_1 = Temperatur an den Stirnflächen der Probe,

$\Delta T = T_2 - T_1$.

Bei den Messungen zeigten die Thermoelemente in der zentralen Bohrung an den beiden Stirnseiten unterschiedliche Werte, obwohl die Wärmeableitung an den beiden Seiten, wie in Vorversuchen nachgewiesen wurde, gleich groß war. Der niedrigere Wert der Meßstelle an der Stirnseite nahe dem Durchführungsdeckel für die Thermoelemente ließ sich nachträglich erklären. Die Thermoelemente sind lose in die zentrale Bohrung eingesetzt, so daß ihre Meßstelle nur schlechten Wärmekontakt zur Probe hat. Dies wirkte sich im Fall des Thermoelements an der Stirnseite mit dem Durchführungsdeckel deshalb ungünstig aus, weil infolge des kurzen Abstandes von der Meßstelle bis zur Stelle, wo das Thermoelement Kontakt mit einer kälteren Wand hat, viel Wärme von der Meßstelle wegfließt und sie daher eine zu niedrige Temperatur anzeigt.

Bei der Auswertung der Ergebnisse wurden deshalb die Werte dieser Meßstellen nur zur Kontrolle benützt. Für die Berechnung der effektiven Proben­temperatur wurden die Temperaturwerte der gegenüberliegenden Stirnseite eingesetzt.

Die gesamte Unsicherheit der auf diese Weise gewonnenen effektiven Proben­temperatur liegt selbst dann, wenn die oben gemachte Annahme eines zur Probenmitte symmetrischen Temperaturverlaufs nicht zutreffen würde, noch unter 2%.

7. Ergebnisse

7.1 Messungen

Die Meßergebnisse, welche in Form von Lochstreifen vorliegen, wurden nach dem in Abschnitt 5.3 beschriebenen Verfahren mit Hilfe des Programms PILOSA [32] auf dem Digitalrechner IBM-7074 fourieranalysiert.

Ein- und Ausgangssignal eines Reaktors können für den Fall, daß der Reaktor als lineares System betrachtet werden kann, in Sinusschwingungen von der Frequenz $k\omega$ zerlegt werden, wobei $\omega = 2\pi/T$ die Grundfrequenz des Eingangssignals darstellt. Wie wir bereits in Abschnitt 5 gesehen haben, besteht zwischen der Fourieramplitude des Neutronenflußsignals und der Reaktivitätsamplitude Δk einer Rechteckwelle der Zusammenhang

$$\frac{\Delta n_k}{n_0} = \begin{cases} \frac{4}{\pi k} |\Delta k| \cdot |A(jk\omega)| & (k = 1, 3, 5, \dots) \\ 0 & (k = 2, 4, 6, \dots) \end{cases} \quad (7.1)$$

wobei

$$A(jk\omega) = \frac{1}{jk\omega \left[\lambda + \sum_{i=1}^N \frac{\beta_i}{(jk\omega + \lambda_i)} \right]} \quad (7.2)$$

die Übertragungsfunktion ist. Zu ihrer Berechnung, die mit Hilfe eines Unterprogramms ebenfalls mit PILOSA durchgeführt wird, werden die effektiven Anteile $\beta_i = \beta_{i\text{eff}}$ der i -ten verzögerten Neutronengruppe sowie die Generationszeit der prompten Neutronen benötigt, die aus einer 26-Gruppen-Störungsrechnung hergeleitet werden.

$$\beta_{i\text{eff}} = \beta_i^M \frac{\int_V \sum_{j,k} \phi^+ \chi_{ij} \nu \sum_{fk}^M \phi_k \, dV}{\sum_M \int_V \sum_{j,k} \phi^+ \chi_j \nu \sum_{fk}^M \phi_k \, dV} \quad (7.3)$$

$$\Lambda = \frac{\int_V \sum_k \phi_k^+ \frac{1}{v_k} \phi_k \, dV}{\sum_M \int_V \sum_{j,k} \phi_j^+ \chi_j \nu \sum_{fk}^M \phi_k \, dV} \quad (7.4)$$

Hierin sind β_i^M der wirkliche Bruchteil der i -ten verzögerten Neutronengruppe des Isotops M und χ_{ij} die Energieverteilung der i -ten verzögerten Neutronengruppe. Die Energiegruppe j sowie alle anderen Symbole haben die im Multigruppenformalismus übliche Bedeutung.

Da sich die Zerfallskonstanten λ_i der Vorläufer der verzögerten Neutronen für U^{235} und U^{238} unterscheiden $\overline{[36]}$, wurden bei der Berechnung von β_{ieff} 12 verzögerte Neutronengruppen verwendet, 6 Gruppen für jedes Brennstoffisotop. Die Ergebnisse dieser Störungsrechnungen, die mit Hilfe von NUSYS $\overline{[37]}$ und den Gruppensätzen ABN $\overline{[38]}$ und SNEAK 001 für STARK, Ladung 5, mit und ohne Nickelzone durchgeführt wurden, sind in der Tabelle 7.2 festgehalten.

Tabelle 7.1 Parameter für die verzögerten Neutronen

Verzögerte Neutronengruppe i	Mittlere Häufigkeit a_i in der Gruppe i	Zerfallskonstante λ_i
1	$2,7423 \times 10^{-2}$	0,0124 1/s
2	$2,2690 \times 10^{-3}$	0,0132 1/s
3	$1,8031 \times 10^{-1}$	0,0305 1/s
4	$2,4741 \times 10^{-2}$	0,0321 1/s
5	$1,5915 \times 10^{-1}$	0,1110 1/s
6	$2,8490 \times 10^{-2}$	0,1390 1/s
7	$3,2443 \times 10^{-1}$	0,3010 1/s
8	$7,1193 \times 10^{-2}$	0,3580 1/s
9	$9,3526 \times 10^{-2}$	1,1300 1/s
10	$4,0735 \times 10^{-2}$	1,4100 1/s
11	$3,4157 \times 10^{-2}$	3,0000 1/s
12	$1,3578 \times 10^{-2}$	4,0200 1/s

Tabelle 7.2 Gesamter effektiver Anteil β_{eff} der verzögerten Neutronen, Generationszeit Λ der prompten Neutronen und Übertragungsfunktion $A(j\omega)$ für STARK, Ladung 5

Probenumgebung	Normal		Nickel-Zone	
	ABN	SNEAK 001	ABN	SNEAK 001
β_{eff}	$7,396 \times 10^{-3}$	$7,329 \times 10^{-3}$	$7,423 \times 10^{-3}$	$7,347 \times 10^{-3}$
Λ	$9,210 \times 10^{-5}$	$9,796 \times 10^{-5}$	$9,743 \times 10^{-5}$	$1,0137 \times 10^{-4}$
$ A(j\omega) $	3,1434	3,1431	3,1431	3,1433

Anhand dieser Reaktorparameter konnte nun nach Gleichung (7.2) $A(j\omega)$ für jede Meßreihe ermittelt werden und damit nach Gleichung (7.1) für jede einzelne Messung die Reaktivitätsamplitude Δk sowie die Phasenverschiebung.

Zur Bestimmung der Reaktivitätsänderung beim Heizen der Dopplerprobe von der Referenztemperatur auf die Temperatur T wurde die Reaktivitätsamplitude ΔK_0 der Referenzmessung vektoriell zur Reaktivitätsamplitude ΔK_y bei der Temperatur T_y addiert:

$$\Delta K_{0y} = \sqrt{\Delta K_0^2 + \Delta K_y^2 - 2 \Delta K_0 \Delta K_y \cos \Delta \varphi} \quad (7.5)$$

In diesem Ausdruck ist $\Delta \varphi = \varphi_y - \varphi_0$ die Differenz der Phasenverschiebungen des Referenz- und des Temperatursignals.

Für jeden Meßpunkt wurde nach der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Methode aus den an verschiedenen Probenpositionen gemessenen Temperaturen eine effektive Probentemperatur berechnet:

$$T_{\text{eff}} = T_2 e^{-\frac{2 \Delta T}{\pi T_2}}$$

Hierin ist T_2 die Temperatur in der Mitte der Probenachse und ΔT die Temperaturdifferenz zwischen dieser Temperatur und der Temperatur T_1 am Ende der Probenachse.

Die Abhängigkeit des Dopplerkoeffizienten von der Temperatur kann durch die Beziehung

$$\frac{dK}{K dT} = C \frac{1}{T^\gamma} \quad (7.6)$$

beschrieben werden, worin C die Dopplerkonstante und γ ein Exponent, der zwischen 0,8 und 1,5 liegen kann [40]. Integriert man Gleichung (7.6) von einer Referenztemperatur T_0 bis T , so erhält man die Temperaturabhängigkeit der durch den Dopplereffekt verursachten Reaktivität

$$\frac{\Delta K}{K} = \begin{cases} C \frac{1}{(1-\gamma) T_0^{\gamma-1}} \left[\left(\frac{T}{T_0} \right)^{\gamma-1} - 1 \right], & \text{für } \gamma \neq 1, \\ C \ln \frac{T}{T_0}, & \text{für } \gamma = 1. \end{cases} \quad (7.7)$$

Als Referenztemperatur T_0 wurde in unserem Fall die Temperatur der Probe bei der Nullmessung einer Meßreihe verwendet.

Die Dopplerkonstante C und der Exponent γ wurde in einer Ausgleichsrechnung mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Meßpunkte der einzelnen Meßreihen angepaßt. Da nicht alle Meßpunkte mit der gleichen Zahl von Oszillationszyklen gemessen wurden, war die statistische Genauigkeit der einzelnen Punkte unterschiedlich groß. Für die Ausgleichsrechnung wurde deshalb mit Hilfe der Theorie von FRISCH und LITTLER [33] (siehe auch Abschnitt 6.21) für die einzelnen Meßpunkte Gewichtungsfaktoren berechnet.

Die Referenztemperaturen waren bei den einzelnen Meßreihen nicht gleich groß. Um aber die experimentellen Ergebnisse untereinander vergleichen zu können, wurden sämtliche Meßreihen auf die Referenztemperatur von 300°K normiert. Der hierzu erforderliche Korrekturwert wurde durch Extra- bzw. Interpolation der Ausgleichskurven auf die Temperatur 300°K gewonnen.

Für den Vergleich der Meßergebnisse der 0,4 % abgereicherten UO_2 -Probe und der metallischen Natururanprobe ist der unterschiedliche Beitrag des U^{235} Dopplereffektes zu berücksichtigen. Zur Umrechnung der Meßergebnisse auf 1 kg U^{238} wurde, wie in folgendem Abschnitt noch gezeigt wird, der Dopplereffekt einer reinen U^{235} -Probe berechnet und damit der Beitrag des U^{235} in den beiden Proben bestimmt.

In Abb.16 sind die Ergebnisse der Messungen der Temperaturabhängigkeit des Dopplereffektes einer 0,4 % abgereicherten UO_2 -Probe und einer metallischen Natururanprobe in verschiedenen Umgebungen von STARK, Ladung 5, normiert auf 1 kg U^{238} aufgezeichnet.

7.2 Rechnungen

Der bei den Proben DO-1 (0,4 % abgereicherte UO_2 -Probe) und DO-23 (metallische Natururanprobe) dominierende Dopplereffekt in U^{238} ist relativ groß und gut zu berechnen. Zunächst wurde der Dopplereffekt der Proben mit dem im Karlsruher Nuklear-Programm-System $\overline{[37]}$ enthaltenen Dopplerprogramm von FROELICH $\overline{[2]}$ berechnet, wobei die Flußverwerfung durch die Probe in erster Näherung berücksichtigt wurde.

Da bei diesen Rechnungen die im Abschnitt 8.1 diskutierten Austauschereffekte von "Heißen Neutronen" aus der heißen Probe mit der kalten Umgebung und umgekehrt nicht erfaßt werden, wurden weitere Berechnungen auf der Grundlage der Theorie von FISCHER durchgeführt.

7.21 Multigruppenrechnungen

Für die Berechnungen des Dopplereffektes werden die Multigruppenflüsse ϕ_i , die Adjungierten ϕ_i^+ und das Störungsintegral benötigt. Auf der Grundlage des 26-Gruppen-ABN-Satzes $\overline{[38]}$, bei dem die Resonanzabschirmung im unteren Energiebereich durch Verwendung mischungsabhängiger effektiver Querschnitte berücksichtigt ist, wurden mit dem Querschnittsprogramm (Progr.-Nr. 446) von NUSYS die

makroskopischen Gruppenquerschnitte bereitgestellt. Um den Einfluß der Wichtung bei der Bestimmung der Gruppenquerschnitte zu untersuchen, wurden außerdem Vergleichsrechnungen mit dem 26-Gruppen-SNEAK-Satz $\overline{[39]}$ durchgeführt. Diesem liegt anstelle eines 1/E-Spektrums das Stoßdichte-Wichtungsspektrum eines dampfgekühlten schnellen Reaktors zugrunde.

Da der SNEAK-Satz die thermische Gruppe (Gruppe 26) vor allem im Hinblick auf die Querschnitte des thermischen Teiles von STARK schlecht beschreibt, wurde der Satz dahingehend geändert, daß in der 26. Gruppe die makroskopischen Querschnitte durch die mit dem ABN-Satz berechneten ersetzt wurden. Die Multigruppenflüsse ϕ_i und die Adjungierten ϕ_i^+ wurden mit Hilfe des in NUSYS enthaltenen Diffusionsprogramms berechnet. Das für die Dopplereffektberechnungen ferner benötigte Störungsintegral wurde einer nachgeschalteten Störungsrechnung entnommen. Wegen des geringen Unterschiedes im gemessenen Axialbuckling der beiden Spaltzonen von STARK $\overline{[42]}$, konnte für die Multigruppenrechnungen ein eindimensionales Reaktormodell gewählt werden. Der Reaktor wurde in 10 homogene konzentrische Zonen eingeteilt, die in ihrem geometrischen Querschnitt und in der Materialzusammensetzung (Tabelle 1) folgenden Zonen des Reaktors bzw. der Probe und ihrer Umgebung entsprachen.

1. Zone: Probenzone. Da die Rechnungen eindimensional durchgeführt wurden, wurde die Probe stets als Stab betrachtet, der sich über die ganze Höhe des Reaktors erstreckt.
2. Zone: Strukturzone. In dieser Zone sind alle Strukturmaterialien, die sich um die Probe befinden, zusammengefaßt.
3. Zone: Nickel-Resonanzentkoppler. Bei den Rechnungen "Probe in Normalumgebung hat diese Zone die gleiche Zusammensetzung wie Zone 4.
4. Zone: Schnelle Spaltzone.
5. Zone: Natururanmantel.
6. Zone: Graphiteinsatz, Wärmeisolierung, Tankwände.
7. Zone: Thermische Zone im Bereich der Brennstoffplatten.
8. Zone: Graphitfüllstücke im Außenbereich des Ringtanks.
9. Zone: Tankwände, Wärmeisolierung, Luftspalt.
10. Zone: Äußerer Graphitreflektor.

In Anlehnung an die gemessenen axialen Spaltratentraversen wurde die effektive Corehöhe $H_{\text{eff}} = 84$ cm gesetzt. Für die Resonanzabschirmungsfaktoren von U^{235} und U^{238} wurden, abgesehen von der Probenzone, die Werte bei $T = 300^{\circ}\text{K}$ verwendet.

In der Probenzone wurden die Werte bei $T = 900^{\circ}\text{K}$ eingesetzt, um annähernd die Flußabsenkung der heißen Probe zu erfassen. Bei sämtlichen Reaktorberechnungen wurden die Reaktoren durch Radieniteration der thermischen Zone (7. Zone) kritisch gemacht.

Die Flüsse und Adjungierten der Gruppen 8 bis 21, den Gruppen, die im wesentlichen die Beiträge zum Dopplereffekt liefern, berechnet für die beiden Proben in Normalumgebung und Nickelzone und den Gruppensätzen ABN und SNEAK 001, sind in den Abbildungen 22 und 23 aufgezeichnet.

7.22 Berechnung des Dopplerkoeffizienten $\frac{1}{K} \frac{dK}{dT}$ der Proben nach FROELICH

Mit Hilfe des im Karlsruher Nuklear-System enthaltenen Programms 8440 (1440) zur Berechnung von Dopplerkoeffizienten wurden zunächst die Temperaturableitungen ($d\Sigma/dT$) von U^{238} und U^{235} für die Probenmischung (Zone 1) bei den Temperaturen 300°K und 900°K ermittelt. In einer nachfolgenden Störungsrechnung wurden die daraus resultierenden Dopplerkoeffizienten (dK/KdT) bestimmt.

Die Dopplerreaktivität ($\Delta K/K$) wurde hieraus auf der Grundlage des erweiterten $1/T$ -Gesetzes $\overline{40}$,

$$\frac{1}{K} \frac{dK}{dT} = \frac{C}{T\gamma} ,$$

berechnet, in welchem sich die Größen C und γ anhand der Dopplerkoeffizienten (dK/KdT) bei 300° und 900°K bestimmen lassen.

7.23 Berechnung der Dopplerreaktivität ($\Delta K/K$) der Proben für die Temperaturen 500°K , 800°K und 1100°K nach der Theorie von FISCHER

Die Reaktivitätsänderung der Proben beim Heizen von 300°K auf 500°K (bzw. auf 800° und 1100°K) wurde durch eine numerische Auswertung der Gleichung (8.1) auf dem Digitalrechner IBM 7074 mit dem FORTRAN-Programm DOPRO $\overline{42}$ bestimmt. Die Quelldichten S_m und ihre Adjungierten wurden hierbei aus den Flüssen und adjungierten Flüssen berechnet, die den Multigruppenrechnungen (Abschnitt 7.21) entnommen wurden. Zur Abschätzung der Austauschsterme wurden Rechnungen durchgeführt, bei der nur die sogenannten "Normalsterme" der ersten Klammer von Gleichung (8.1) ermittelt wurden.

Bei den Rechnungen für die Proben mit umgebender Nickelzone wurde angenommen, daß die Flüsse völlig entkoppelt sind. Daher genügte es, für diese Fälle ebenfalls nur die "Normalterme" zu berechnen.

Um aber einen echten Vergleich zu den Probenrechnungen in Normalumgebung zu erhalten, wurde auch der Fall Probe in Nickelumgebung durch numerische Lösung sämtlicher Terme von Gleichung (8.1) berechnet.

Da die Theorie von FISCHER nur ein Dreizonenproblem behandelt, wurde bei diesen Nickelrechnungen die Struktur- und Nickelzone um die Probe zu einer einzigen Zone zusammengezogen. Die Teilchenzahldichten der Struktur- und Nickelzone wurden unter der Annahme homogener Verteilung über diese Zone berechnet.

7.24 Korrektur für die Kristalleffekte im UO_2

Bei der theoretischen Behandlung des Dopplereffektes wird die ψ -Funktion (s. Gleichung 8.28) unter der Annahme abgeleitet, daß die stoßenden Kerne die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung freier Gasatome haben [44]. Für den UO_2 -Kristall trifft diese Annahme sicher nicht mehr zu. Ist aber die Voraussetzung der "schwachen Bindung"

$$\Gamma + \Delta \gg 2 \omega_{\max}$$

erfüllt, wo Γ die totale Halbwertsbreite einer Resonanz, Δ die Dopplerbreite und ω_{\max} die obere Grenze des Phononenspektrums sind, so läßt sich, wie LAMB [45] gezeigt hat, die ψ -Funktion bei einer effektiven Temperatur beschreiben. Die Bedingung ist bei Zimmertemperatur in dem Energiebereich, der für den Dopplereffekt wichtig ist, gut erfüllt [13]. Nach LAMB ist die effektive Temperatur

$$T_{\text{eff}}(T) = \frac{1}{3NK} \int_0^{\omega_{\max}} d\omega \cdot \omega \cdot N(\omega) \left[\frac{1}{e^{\omega/kT} - 1} + \frac{1}{2} \right],$$

mit dem Phononenspektrum $N(\omega)$ und K der Boltzmann'schen Konstanten. Anhand des von DOLLING [46] an UO_2 gemessenen Spektrums wurde von SCHENTER [47] die effektive Temperatur berechnet. Mit Hilfe der hiermit gewonnenen Kurven, die auch in [13] abgebildet sind, wurden die Rechenergebnisse für die Dopplerprobe DO-1 auf den UO_2 -Kristall umgerechnet.

7.3 Vergleich der metallischen Natururanprobe mit der 0,4 % abgereicherten UO₂-Probe

Die gemessenen Reaktivitätseffekte der beheizten Proben stimmen relativ gut mit den berechneten Dopplerreaktivitäten überein. Die Rechnung mit dem ABN-Satz und der Theorie von FROELICH überschätzt den Dopplereffekt bei der metallischen Uranprobe in der Normalumgebung um etwa 12%, bei der abgereicherten UO₂-Probe um etwa 3%. Bei den Messungen ergaben sich für die UO₂-Probe in der Nickelumgebung etwa um 37% größere Werte als sie für die gleiche Probe in der normalen Coreumgebung gemessen wurden (Abb.16). Bei der metallischen Natururanprobe betrug der Unterschied der Dopplerreaktivität in den verschiedenen Umgebungen nur etwa 20%.

Die nach der Theorie von FISCHER durchgeführten Rechnungen geben diesen Effekt des größeren Dopplereffekts einer Probe mit umgebender Nickelzone nicht wieder, obwohl die Flüsse und Adjungierten sowie auch die Dopplerreaktivität selbst unter Berücksichtigung der Nickelumgebung berechnet wurden.

Mit der Theorie von FROELICH und den ABN-Daten für die Multigruppenrechnung erhält man hingegen für die Dopplerreaktivität der Probe in der Nickelumgebung einen um etwa 18% höheren Wert als in der normalen Coreumgebung (Tab.2). Der berechnete Unterschied der Dopplerreaktivität von etwa 6% der metallischen Probe in den verschiedenen Umgebungen ist ähnlich dem kleineren gemessenen Unterschied wesentlich kleiner als bei der Oxydprobe.

Bei der Theorie von FROELICH werden keine Austauschterme von Neutronen zwischen Probe und Umgebung berücksichtigt. Daher erfaßt sie auch nicht die Möglichkeit, daß diese Austauschterme durch Zwischenschalten einer Entkoppelerzone zwischen Probe und Core verändert werden können. Da diese Rechnungen jedoch einen Unterschied für die verschiedenen Umgebungen bringen, liegt zunächst der Schluß nahe, die unterschiedlichen gemessenen Dopplerreaktivitäten der Proben in Normal- und Nickelumgebung nur als Spektraleffekt zu deuten.

Vergleicht man nämlich die Flüsse und Adjungierten für die beiden Umgebungen, so sieht man, daß die Gruppen 12 bis 14, die bei der Theorie von FROELICH den größten Beitrag zum Dopplereffekt liefern (Abb.24), durch inelastische und elastische Streuung im Nickel stärker aufgefüllt werden (Abbildungen 22 und 23).

Spektrumsmessungen, die von WERLE [48] ebenfalls an STARK, Ladung 5, durchgeführt wurden, zeigen eine etwas bessere Übereinstimmung mit dem mit den SNEAK-Daten berechneten Spektrum als dem mit dem ABN-Satz berechneten; vor allem in den Energiegruppen, die für den Dopplereffekt maßgebend sind.

Aus diesem Grund wurden die Rechnungen mit der FROELICH-Theorie nochmals mit Hilfe des SNEAK-Satzes durchgerechnet (Tab.2). Doch lagen auch bei diesen Rechnungen die Unterschiede der Dopplerreaktivitäten der UO_2 -Probe in den verschiedenen Umgebungen ebenfalls bei nur 18%.

Die Tatsache, daß auch die Rechnungen mit dem speziell auf ein Dampfspektrum zugeschnittenen SNEAK-Satz keine größeren Unterschiede bringen, deutet darauf hin, daß die gemessenen Unterschiede in den beiden Probenumgebungen nicht allein durch die Spektrumsänderungen am Ort der Probe erklärt werden können.

In Abschnitt 8.3 wird nun anhand einer phänomenologischen Ableitung gezeigt, wie die Abhängigkeit der Absorptionsratenänderung von der Entkommwahrscheinlichkeit der Neutronen aus der Probe bei Zwischenschalten eines Resonanzentkopplers stark zunimmt.

Die abgereicherte UO_2 -Probe und die metallische Natururanprobe besitzen infolge ihrer unterschiedlichen Dichte eine um etwa den Faktor zwei unterschiedlich große Entkommwahrscheinlichkeit für Neutronen im Energiebereich, aus dem der Hauptbeitrag zum Dopplereffekt kommt. Die unterschiedlich großen Meßeffekte der Proben in Nickel- und in normaler Coreumgebung lassen sich also zum Teil durch ihre unterschiedliche Entkommwahrscheinlichkeit deuten.

Obwohl die Theorie von FISCHER die Austauscheffekte zwischen Probe und Umgebung als wesentlichen Bestandteil enthält und auch mögliche Änderungen bei Zwischenschalten einer Entkopplerschicht erfaßt, gaben die nach dieser Theorie durchgeführten Rechnungen den gemessenen Effekt nicht wieder.

Die Multigruppenflüsse der für den Dopplereffekt verantwortlichen Gruppen 8 bis 21 weisen vor allem bei der Nickelzonenladung in der Probenumgebung einen ziemlich starken Gradienten auf. Diese Flüsse gehen jedoch stark in die Größe der Austauschterme ein. Da sie mit Hilfe einer Diffusionsrechnung gewonnen wurden, Flußverläufe im Gebiet hoher Gradienten bekanntlich aber in der Diffusionsnäherung schlecht berechnet werden, wurde vermutet, daß dieses die Ursache sei. Deshalb wurden Flüsse und Adjungierte nochmals mit Hilfe der besseren SN-Methode bestimmt. Doch brachte auch dieser Schritt keine Klärung der Diskrepanz zwischen Theorie und Messung im Fall der beheizten Probe mit umgebender Nickelzone.

7.4 Ergebnisse von Dopplereffektmessungen an der Schnellen Null-Energie-Anordnung Karlsruhe (SNEAK)

An der SNEAK wurde an den Anordnungen 3A und 3B ebenfalls mit Hilfe eines pneumatischen Oszillators in mehreren Meßreihen der temperaturabhängige Reaktivitätseffekt von Proben aus Uranoxyd und Plutoniumoxyd (siehe Tab.3) gemessen. Aus der Vielzahl der Meßreihen sollen nur die herausgegriffen werden, die mit einer 0,4 % abgereicherten Uranoxydprobe (D01) an den verschiedenen Anordnungen durchgeführt wurden, da sie besonders anschaulich zeigen, wie empfindlich der Dopplereffekt in U^{238} vom Spektrum eines schnellen Brütters abhängt.

Die Anordnungen 3A und 3B sind kritische Nullenergieexperimente, welche dem Studium der physikalischen Eigenschaften eines schnellen, dampfgekühlten Brütters von etwa 500 l Corevolumen dienen. Der Dampf wurde bei diesen Experimenten mit Folien aus Polyäthylen simuliert [49,50].

Anordnung 3A war ein reines Urancore, die Anordnung 3B war eine Zweizonenladung mit einer inneren Zone mit Plutoniumbrennstoff und einer äußeren Uranbrennstoffzone. Die simulierten Dampfdichten in den verschiedenen Ladungen entsprachen den möglichen Dampfdichten beim Betrieb eines dampfgekühlten, schnellen Leistungsreaktors.

Es wurde bei Dampfdichten von 100% der normalen Kühlmitteldichte (3A-2 und 3B-2) gemessen; außerdem in einer Ladung, bei der das Kühlmittel teilweise entfernt war (3B-Void). Bei der Ladung 3B-2S wurde der Einfluß von Spaltprodukten in der mit Plutoniumbrennstoff gefüllten inneren Zone untersucht. Die abgereicherte Uranoxydprobe wurde ebenfalls mit der zugehörigen Blindprobe in ein mit Brennstoff gefülltes Oszillatorelement eingesetzt. Die vergleichenden Berechnungen wurden nach der Methode von FISCHER [13] durchgeführt. Dabei wurden die statistischen Resonanzparameter der Querschnittsbibliothek von SCHMIDT [51] entnommen.

In denjenigen Gruppen des 26-Gruppensatzes, für die aufgelöste Resonanzparameter verfügbar waren, d.h. bis 2,2 keV, wurden die Werte von GARG et al. [52] verwendet.

Die beim Heizen der Probe auftretenden Expansionseffekte wurden nach einer von TILL et al. [9] abgeleiteten Beziehung als vernachlässigbar klein abgeschätzt. Zur Berücksichtigung der Kristalleffekte im UO_2 wurde an den Ergebnissen die in Abschnitt 7.24 bereits erwähnte Korrektur angebracht.

Die Ergebnisse der Experimente und der Rechnungen sind in Abb.21 aufgetragen.

Die berechneten und die experimentellen Ergebnisse stimmen ziemlich gut überein. Man sieht jedoch, daß die Rechnungen den Übergang vom härteren Spektrum in Ladung 3A-2 zum weicheren in 3B-2 unterschätzen, im Gegensatz dazu jedoch den Übergang von 3B-2 zum härteren Spektrum des mit Spaltprodukten vergifteten Cores 3B-2S leicht überschätzen.

8. Theoretische Betrachtungen zur Interpretation von Probenmessungen in einem Reaktor

8.1 Vorbemerkung zum Dopplereffekt in Reaktoren

Ein Neutron, das sich in einem Reaktor mit der auf das ruhende Laborsystem bezogenen Energie E bewegt, hat in Bezug auf die einzelnen Atome der Reaktormaterialien, da sich diese in Folge der Temperaturbewegung relativ zum ruhenden Laborsystem bewegen, die kinetische Energie E' . Diese Energie E' ist je nachdem, ob sich die Atome auf das Neutron zu- oder von ihm wegbewegen größer oder kleiner als die Energie E . Da die Geschwindigkeitsverteilung der Atome isotrop ist, liegen die Energien E' gleichmäßig verteilt um E . Die Breite dieser Verteilung nimmt mit wachsender Temperatur zu und wird kleiner für größere Atomgewichte der Zielkerne. Besitzen die Zielkerne Wirkungsquerschnitte, die nur schwache oder gar keine Energieabhängigkeit aufweisen, so wird eine Temperaturerhöhung keine Änderung des Reaktionsquerschnitts bewirken. Besitzen die Zielkerne jedoch um die Energie E einen stark energieabhängigen Querschnitt, z.B. einen Querschnitt mit Resonanzcharakter mit der Resonanzenergie $E_R = E$, so wird sich der Querschnittsverlauf um E in der gleichen Weise wie die Verteilung der Relativenergie E' verändern. In Analogie zur Akustik werden solche mit Relativbewegungen verknüpfte Phänomene, in diesem Fall die Änderung des Resonanzquerschnitts, als Dopplereffekt bezeichnet. Die Wirkung des Dopplereffekts der Reaktormaterialien auf das Verhalten des Reaktors läßt sich mit Hilfe folgender Überlegungen verstehen. Durch die hohen Querschnitte in den Resonanzen wird eine starke energetische Selbstabschirmung verursacht, wodurch für die Einfangreaktion bei diesen Energien weniger Neutronen zur Verfügung stehen als in Energiegebieten mit niedrigen Wirkungsquerschnitten. Mit steigender Temperatur werden die Spitzen der Resonanzen niedriger und die Flanken angehoben. Dadurch stehen jetzt mehr Neutronen mit der Resonanzenergie E_R zur Verfügung. Das Anheben der Flanken andererseits bewirkt eine Erhöhung der Reaktionsrate. Die Kombination beider Wirkungen einer Resonanzverbreiterung hat eine Verminderung der energetischen Selbstabschirmung zur Folge, so daß mit steigender Temperatur die Reaktionsrate erhöht wird, obwohl $\frac{1}{\Delta E} \int_{E_{Res}} \Sigma(E) dE$ konstant bleibt.

Die temperaturbedingte Erhöhung der Reaktionsrate bewirkt eine Reaktivitätsänderung des Reaktors. Die auf die Temperaturänderung von 1 grd bezogene Reaktivitätsänderung nennt man den Dopplerkoeffizienten eines Reaktors.

Eine weitere Änderung der Reaktivität K mit der Temperatur wird durch die Wärmedehnung der Reaktormaterialien hervorgerufen. Die gesamte Änderung von K setzt sich also aus 2 Summanden zusammen:

$$\frac{dK}{dT} = \left(\frac{dK}{dT} \right)_{\text{Doppler}} + \left(\frac{dK}{dT} \right)_{\text{Ausdehnung}} \quad (8.1)$$

Bei der Messung des Dopplerkoeffizienten eines Reaktorsystems läßt sich natürlich der Ausdehnungsterm nicht vermeiden, weshalb eine gute Interpretation solcher Messungen im Hinblick auf den gesuchten Dopplerterm meist unmöglich ist, da sich bei einem ganzen Reaktor der Ausdehnungsterm qualitativ nur schwer erfassen läßt.

Bei der Messung des Dopplerkoeffizienten mit einer Probe läßt er sich jedoch durch geeignete Maßnahmen, die bereits erörtert wurden, klein halten gegen den Dopplerterm und außerdem großemäßig durch Korrekturen erfassen.

Auf der anderen Seite treten bei der Interpretation von Probenmessungen andere Schwierigkeiten auf. Die Resonanzen in der Probe werden verbreitert, die in dem umgebenden kalten Reaktor nicht. Daraus folgt, daß die aus der Probe in den Reaktor austretenden Neutronen eine andere Resonanzfeinstruktur besitzen als die eintretenden. Hieraus resultieren sogenannte Interferenzterme, die zunächst die Interpretation solcher Probenmessungen sehr erschweren.

Dieses Problem der räumlichen Überlagerung von zwei überlagerten Flußspektren wurde zuerst von STORRER et al. [12] diskutiert. FISCHER [13] hat dieses Problem aufgegriffen und eine allgemeine theoretische Formulierung dafür abgeleitet. Mit ein Ziel der vorliegenden Arbeit soll sein, durch das Experiment Aufschluß über diese Interferenzterme zu geben.

Um einen kurzen Einblick in den ganzen Problembereich zu geben, soll in folgendem in Anlehnung an die Arbeit von STORRER ein mehr oder minder phänomenologische Behandlung des Problems unter vereinfachenden Annahmen durchgeführt werden.

8.2 Theorie für Probenmessungen mit Proben von der gleichen Zusammensetzung wie das Core

Es soll versucht werden, die Änderung in der Reaktivität zu berechnen, die durch die Verbreiterung von Kernresonanzen bewirkt wird, wenn in einem Reaktor nur ein kleines Volumen des Reaktors geheizt wird. Der Reaktor sei ansonsten auf einheitlicher Temperatur und homogen. Außerdem soll die Probe die gleiche Zusammensetzung wie der Reaktor besitzen.

Die Änderungen der Reaktivität eines Reaktors sind proportional zu den Änderungen der Reaktionsraten geeignet gewichtet mit der Adjungierten, welche eine Funktion des Ortes und der Energie ist. Für nicht zu große beheizte Teilvolumina und kleine Temperaturänderungen kann die Adjungierte der beheizten Probe in guter Näherung durch die der kalten Probe ersetzt werden, so daß man die Adjungierte eliminieren kann. Man hat dann nur noch die Änderung der Reaktionsraten als temperaturabhängigen Faktor für die temperaturbedingte Reaktivitätsänderung zu betrachten. Bei den folgenden Überlegungen sei das Volumen des Reaktors V_2 , und es befinde sich in ihm die Probe mit dem Volumen V_1 . Im Volumen V_2 sei die Temperatur T_2 , und die makroskopischen Totalen- und Absorptionsquerschnitte betragen Σ_{t2} und Σ_{a2} . In V_1 sei die Temperatur vor dem Heizen T_1 (mit $T_1 = T_2$) und nach dem Heizen T_1' (wo $T_1' > T_2$). Die Querschnitte sind Σ_{t1}' und Σ_{a1}' nach dem Heizen, wobei die Änderungen der Querschnitte durch die Dopplerverbreiterung bedingt sind.

Ferner soll vereinfachend angenommen werden, daß der makroskopische Fluß und die Einflußfunktion sich über einen Bereich von ca. 2 bis 3 freien Weglängen um die Probe nicht ändern. Die Quelldichte q_0 ist dann räumlich konstant. Gibt (i,k) die Zahl der Neutronen wieder, welche in der Zone i produziert und in der Zone k absorbiert werden und verwendet man nach CASE et al. [53] das Konzept der Entkommwahrscheinlichkeiten P_{ik} , wobei P_{ik} die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein Neutron produziert in i nach k entkommt und dort einen Stoß erleidet, so lassen sich die Absorptionsraten in folgender Weise schreiben.

Vor dem Heizen:

$$(1,1) = q_0 V_1 P_{11} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \quad (8.2)$$

$$(1,2) = q_0 V_1 P_{12} \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} \quad (8.3)$$

$$(2,1) = q_0 V_2 P_{21} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \quad (8.4)$$

$$(2,2) = q_0 V_2 P_{22} \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} \quad (8.5)$$

Verwenden wir das Reziprozitätstheorem nach Ref. [53]

$$V_i \Sigma_i P_{i \rightarrow k} = V_k \Sigma_k P_{k \rightarrow i} \quad (8.6)$$

und beachten die Beziehungen

$$P_{11} = (1 - P_{12}) \quad \text{und} \quad P_{22} \approx 1 - P_{21}, \quad (8.7)$$

so lassen sich die Gleichungen (8.2) bis (8.5) schreiben:

$$(1,1) = q_o V_1 \left[\frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} - P_{12} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right] \quad (8.8)$$

$$(1,2) = q_o V_1 P_{12} \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} \quad (8.9)$$

$$(2,1) = q_o V_1 P_{12} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t2}} \quad (8.10)$$

$$(2,2) = q_o \left[V_2 \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} - V_1 P_{12} \frac{\Sigma_{t1} \Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}^2} \right] \cdot \quad (8.12)$$

Nach dem Heizen:

Für die Absorptionsraten nach dem Heizen lassen sich die gleichen Ausdrücke wie unter (8.8) und (8.11) anschreiben, nur sind jetzt Σ_{a1} durch Σ_{a1}' , Σ_{t2} durch Σ_{t2}' und P_{12} durch P_{12}' zu ersetzen.

Die Absorption der Probe vor dem Heizen erhält man durch Addition der Terme (1,1) und (2,1). Die Absorption des umliegenden Cores durch Addition der Terme (1,2) und (2,2). Ähnliches gilt für die Absorption von Probe und Core nach dem Heizen. Die Absorptionsänderung in der Probe beim Heizen erhält man als Differenz zwischen der Absorption nach und vor dem Heizen

$$\Delta J_{V1} = J_{V1}' - J_{V1} = q_o V_1 \left[\left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) + P_{12} \left(\frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t2}} \right) + P_{12}' \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t2}'} - \frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} \right) \right]. \quad (8.12)$$

Für die Änderung der Absorptionsraten im umgebenden Core erhält man ebenfalls durch Differenzbildung, wenn man beachtet, daß die Querschnitte Σ_{a2} und Σ_{t2} beim Heizen der Probe sich nicht ändern:

$$\Delta J_{V2} = J_{V2}' - J_{V2} = q_o V_1 \left[P_{12} \left(\frac{\Sigma_{t1} \Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}^2} - \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} \right) + P_{12}' \left(\frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} - \frac{\Sigma_{t1}' \Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}^2} \right) \right]. \quad (8.13)$$

Die gesamte Änderung der Absorptionsraten im ganzen System, bedingt durch das Heizen der Probe, beträgt:

$$\Delta J = \Delta J_{V_1} + J_{V_2} = q_o V_1 \left[\left(\frac{\Sigma_{a_1}' - \Sigma_{a_1}}{\Sigma_{t_1}'} - \frac{\Sigma_{a_1}}{\Sigma_{t_1}} \right) + P_{12}' \left(\frac{\Sigma_{a_1}}{\Sigma_{t_1}} - \frac{\Sigma_{a_1}}{\Sigma_{t_2}} \right) + P_{12} \left(\frac{\Sigma_{t_1} \Sigma_{a_2}}{\Sigma_{t_2}^2} - \frac{\Sigma_{a_2}}{\Sigma_{t_2}} \right) + P_{12}' \left(\frac{\Sigma_{a_2}}{\Sigma_{t_2}} - \frac{\Sigma_{a_1}'}{\Sigma_{t_1}'} \right) + P_{12} \left(\frac{\Sigma_{a_1}'}{\Sigma_{t_2}} - \frac{\Sigma_{t_1}' \Sigma_{a_2}}{\Sigma_{t_2}^2} \right) \right]. \quad (8.14)$$

Dieser Ausdruck ist gültig für jede beliebige Größe, Form und Zusammensetzung der Probe sowie für beliebige Temperaturänderungen. Für den Fall, daß Probe und Reaktor gleiche Zusammensetzung haben, wird $\Sigma_{a_1} = \Sigma_{a_2}$ und $\Sigma_{t_1} = \Sigma_{t_2}$. Dadurch entfallen der zweite und dritte Term in der eckigen Klammer von (8.14), und (8.14) läßt sich durch Umordnen auf die einfache Form bringen:

$$\Delta J = q_o V_1 \left(\frac{\Sigma_{a_1}'}{\Sigma_{t_1}'} - \frac{\Sigma_{a_1}}{\Sigma_{t_1}} \right) \left[1 + P_{12}' \frac{\Sigma_{t_1}' - \Sigma_{t_1}}{\Sigma_{t_1}} \right]. \quad (8.15)$$

Um die Bedeutung des zweiten Termes von (8.15) besser zu verstehen, wollen wir die drei charakteristischen Fälle einer großen Probe im geheizten Reaktor, einer sehr kleinen Probe im kalten Reaktor sowie einer großen Probe im kalten Reaktor betrachten.

1) Der ganze Reaktor geheizt

In diesem Fall ist das Spektrum in der Probe gleich dem Gleichgewichtsspektrum, welches der Temperatur T_1' entspricht. Der Beitrag des Probenvolumens V_1 zur Änderung der Reaktionsrate ist dann gegeben durch den 1. Term von Gleichung (8.15):

$$\Delta J_{oo} = q_o V_1 \left(\frac{\Sigma_{a_1}'}{\Sigma_{t_1}'} - \frac{\Sigma_{a_1}}{\Sigma_{t_1}} \right). \quad (8.16)$$

Man sieht, daß der Ausdruck (8.15) auch den Fall der homogenen Aufheizung des Reaktors beinhaltet, wobei $P_{12}'(\Sigma_{t_1}')$ null zu setzen ist. Die Wechselwirkung zwischen der heißen Probe und dem kalten Reaktor findet ihren Ausdruck in einem Korrekturterm, welcher abhängig ist von der Entkommwahrscheinlichkeit $P_{12}'(\Sigma_{t_1}')$ und daher von der Probengröße und über die Differenz $\Sigma_{t_1}' - \Sigma_{t_1}$ von der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_1' - T_1$.

Schreibt man für den totalen Querschnitt

$$\Sigma_{t_1} = \frac{\Gamma}{\Gamma_\gamma} \Sigma_{a_1} + \Sigma_{p_1}, \quad (8.17)$$

worin Γ die totale Halbwertsbreite, Γ_γ die Halbwertsbreite für Strahlungseinfang und Σ_{p1} der makroskopische Potentialquerschnitt und entwickelt nach $\Sigma_{t1}' = \Sigma_{t1} + \Delta\Sigma_{t1}$, so erhält man

$$\Delta J_\infty = q_0 V_1 \Sigma_p \frac{\Delta \Sigma_{a1}}{(\Gamma/\Gamma_\gamma \Sigma_{a1} + \Sigma_{p1})^2} \left[1 - \frac{\Gamma/\Gamma_\gamma \Delta \Sigma_{a1}}{(\Gamma/\Gamma_\gamma \Sigma_a + \Sigma_p)} + O(\Delta \Sigma_{a1}^2) \right]. \quad (8.18)$$

2) Sehr kleine Probe im kalten Reaktor

Ist die Probe klein verglichen mit der totalen mittleren freien Weglänge, so wird $P_{12}'(\Sigma_{t1}') = 1$. Verwendet man wieder (8.17), so reduziert sich in diesem Fall Gleichung (8.15) auf die Form

$$\Delta J_s = q_0 V_1 \Sigma_p \frac{\Delta \Sigma_{a1}}{(\Gamma/\Gamma_\gamma \Sigma_a + \Sigma_p)^2}. \quad (8.19)$$

Vergleicht man (8.19) mit (8.18), so sieht man, daß eine Messung mit einer sehr kleinen Probe bei kleinen Temperaturänderungen den Dopplereffekt des ganzen beheizten Reaktors mit dem Volumen V_1 liefert. Für eine große Temperaturänderung ist ΔJ_s kleiner oder größer als ΔJ_∞ , je nachdem $\Delta \Sigma_{a1}$ bei der Energie E kleiner oder größer 0 ist. Da der Hauptbeitrag zum Dopplereffekt von den Flanken einer Resonanz herrührt, d.h. von einem Bereich, wo $\Delta \Sigma_a > 0$ ist, ist zu erwarten, daß der auf die Volumeneinheit bezogene Dopplereffekt gemessen mit einer sehr kleinen Probe größer sein wird als bei einer Messung, bei der der ganze Reaktor geheizt wird.

3) Große Probe im kalten Reaktor

Als Bedingung, daß eine Probe groß genannt werden kann, muß erfüllt sein, daß sie groß ist gegen die totale freie Weglänge $L_t = 1/\Sigma_t$ der Neutronen in der Probe bei jeder Energie. Ist weiterhin die Bedingung $L_t/\bar{l} \ll 1$ erfüllt, worin \bar{l} die mittlere Sehnenlänge der Probe, so kann nach [44] für P_{12}' die WIGNER'sche Näherung

$$P_{12}'(\Sigma_{t1}') = \frac{1}{\bar{l} \Sigma_{t1}'} \quad (8.20)$$

gesetzt werden. Gleichung (8.15) nimmt daher für eine große Probe folgende Form an:

$$\Delta J_b = q_0 V_1 \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) \left[1 + \frac{1}{\bar{l} \Sigma_{t1}} \frac{\Delta \Sigma_{t1}}{\Sigma_{t1}} - O(\Delta \Sigma_{t1}^2) \right]. \quad (8.21)$$

Bei einer großen Probe nimmt das Korrekturglied proportional mit zunehmender mittlerer Sehnenlänge \bar{l} und zunehmendem totalen Querschnitt Σ_{t1} der Probe ab. Ändert man bei festgehaltener Probengeometrie, d.h. bei festgehaltenem \bar{l} die Teilchenzahldichte N_1 der Probe, so ändert sich über $\Sigma_{t1} = N_1 \sigma_{t1}$ die Entkommwahrscheinlichkeit $P_{12} = 1/\bar{l} \Sigma_{t1}$ der Neutronen aus der Probe. Da sich jedoch bei Änderung der Teilchenzahldichte der auf die Gewichtseinheit der Probe bezogene Dopplereffekt ebenfalls ändert, kann allein über die Messung von Proben mit unterschiedlicher Teilchenzahldichte noch keine Aussage über den Austauschkorrekturterm gemacht werden. Wir werden in folgendem Abschnitt nochmals auf dieses Problem eingehen.

Diese Überlegungen gelten - wie eingangs erwähnt - nur für den Fall, daß Probe und umgebendes Core gleiche Zusammensetzung besitzen. Qualitativ lassen sie sich auch für andere Brennstoffproben anwenden, solange die Anreicherung an U^{235} in der Probe gegenüber dem Core nicht zu hoch wird, da bei niedrigen Anreicherungen der Hauptbeitrag zum Dopplerkoeffizienten der Probe von den U^{238} -Resonanzen herührt. Eine ausführliche Theorie für den Fall, bei dem Probe und Reaktor unterschiedliche Zusammensetzung besitzen, wird von FISCHER [13] angegeben. Es soll später noch etwas näher darauf eingegangen werden.

Im Normalfall befindet sich zwischen Probe und Reaktor eine Schicht Strukturmaterial, nämlich die Wände des Ofens. Diese Zwischenschicht, die aus technologischen Gründen meist aus Werkstoffen mit großem Streuquerschnitt, wie Eisen und Nickel, besteht, verkleinert, da die Neutronen an den Nickel- und Eisenatomen gestreut werden, die Austauschwahrscheinlichkeit von Neutronen aus der heißen Probe in den kalten Reaktor und umgekehrt. Ferner bewirkt sie eine Einebnung der Flußfeinstruktur, die durch die hohe Absorption in den Resonanzen von U^{238} bedingt ist. Dieser Effekt wirkt sich im Hinblick auf die Interpretation von Messungen des Dopplerkoeffizienten insofern störend aus, als durch den teilweisen Abbau der Flußfeinstruktur der Anteil der Austauschneutronen auf den Gesamteffekt beim Heizen unter Umständen größer wird als bei fehlender Zwischenschicht, was im nächsten Abschnitt etwas näher untersucht werden soll.

8.3 Probe mit umgebender Resonanzentkopplerzone

Um die Größe des letztgenannten Effektes abzuschätzen, wurde bei einer Meßreihe die Probe mit einer sogenannten Resonanzentkopplerzone umgeben. Diese hatte die Aufgabe, die durch den starken Resonanzeinfang in Core und Probe bedingte Flußfeinstruktur zu glätten und damit die durch die Resonanzwechselwirkung bedingte Kopplung zwischen Probe und Core zu unterdrücken. Dies geschieht durch Wiederauffüllen der starken Flußeinsenkungen bei den Resonanzenergien mit Hilfe von Neutronen, die bei Energien oberhalb dieser Resonanzenergie Bremsstöße durchgeführt haben. An den Entkoppler mußten dabei folgende Forderungen gestellt werden:

- 1) Das Entkopplermaterial sollte im Resonanzgebiet der Brenn- und Brutstoffe selbst möglichst keine Resonanzen besitzen.
- 2) Sein Streuquerschnitt sollte möglichst groß sein, um den Entkoppler dünn halten zu können, damit die Reaktorgeometrie möglichst wenig verändert wird.
- 3) Das Atomgewicht des Entkopplers sollte so groß sein, daß der mittlere Energieverlust der Neutronen beim Stoß sehr viel kleiner ist als die Energiebreite des U^{238} -Resonanzgebietes. Dies ist deshalb erforderlich, weil man einmal möchte, daß ein Neutron möglichst oft stößt, ehe es unter das Resonanzgebiet abgebremst ist, zum anderen weil bei hohem Atomgewicht des Entkopplers der globale Verlauf des Neutronenspektrums des Reaktors weniger verändert wird.
- 4) Der Absorptionsquerschnitt des Entkopplers sollte möglichst klein sein.

Nickel mit einem mittleren Streuquerschnitt von etwa 16 barn im Energiebereich von 4,6 eV bis 100 keV und einigen kleinen Streuresonanzen im Gebiet von 3 keV bis 100 keV eignet sich gut für diesen Zweck. Es besitzt ein mittleres logarithmisches Energiedekrement von $\xi = 0,0337$, das bedeutet, daß ein Neutron mit einer Startenergie von 200 keV bei einem Stoß mit einem Nickelatom einen Energieverlust von ca. 7 keV erfährt.

Die Dicke der Nickelschicht wurde mit 2,5 cm so gewählt, daß ein Neutron beim Durchlaufen der Schicht im Mittel 3 Stöße erleidet.

Im Anhang wird für das Problem einer beheizten Probe, die von einer Resonanzentkopplerschicht umgeben ist, eine Ableitung angegeben, die ähnlich der in Abschnitt 8.2 durchgeführten Behandlung des Probenproblems mehr dazu dienen soll, einen Einblick in die Physik zu geben als eine numerische Lösung des Problems zu ermöglichen. Dabei werden, ähnlich wie in 8.2, folgende vereinfachende Annahmen gemacht;

- 1) Probe und Core haben gleiche Zusammensetzung.
- 2) Makroskopischer Fluß und die Einflußfunktion sind über die Probe, den Resonanzentkoppler und über 2 bis 3 mittlere freie Weglängen im umgebenden Core konstant.

Unter diesen vereinfachenden Annahmen erhält man für die Absorptionsratenänderung der Probe beim Heizen folgenden Ausdruck:

$$\Delta J_{\text{ges}} = \alpha_1 V_1 \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) \left[1 + P_{12} \left(\frac{\Sigma_{t1}'}{\Sigma_{p1}} - 2 \right) + P_{12} \frac{\phi_2(E)}{\phi_1(E)} \right] \quad (8.22)$$

In diesem Ausdruck ist $P_{12} = 1/\bar{l} \Sigma_{t1}$ die WIGNER'sche rationale Näherung für die Entkommwahrscheinlichkeit der Neutronen aus der Probe, $\bar{l} = 4 V/S$ die mittlere Sehnenlänge der Probe, Σ_p der makroskopische Potentialquerschnitt der Probe, $\phi_2(E)$ und $\phi_1(E)$ der Neutronenfluß bei der Energie E im Resonanzentkoppler bzw. in der Probe. Da wir vorausgesetzt hatten, daß das Entkopplermaterial keine Resonanzen besitzen soll, können wir $\phi_2(E) = \phi_{\text{makro}} = \text{konst.}$ setzen.

Vergleicht man den Ausdruck (8.22) mit (8.21), so erkennt man, daß bei Zwischenschalten einer Entkopplerzone (in unserem Fall eine Nickelschicht) zwischen Probe und Core das Korrekturglied in der eckigen Klammer stärker von der Entkommwahrscheinlichkeit P_{12} der Probe abhängig ist als bei einer Probe, die direkt vom Corematerial umgeben ist. Im entkoppelten Fall werden nämlich die Koeffizienten von P_{12} in den Resonanzen größer. Dies läßt sich besonders gut an dem Koeffizienten $\phi_2(E)/\phi_1(E)$ einsehen, da in den Absorptionsresonanzen der Probe gilt:

$$\begin{aligned} \phi_2(E) &= \phi_{\text{Makro}} \text{ ,} \\ \phi_1(E) &< \phi_{\text{Makro}} \text{ ,} \end{aligned}$$

Die 0,4 % abgereicherte UO_2 -Probe und die metallische Natururanprobe besitzen eine um etwa den Faktor 2 unterschiedliche Entkommwahrscheinlichkeit. Nach obigem Modell läßt sich also die unterschiedliche gemessene Vergrößerung des Doppellereffektes der beiden Proben zum Teil sicherlich durch ihre unterschiedliche Entkommwahrscheinlichkeit erklären.

Anhand einer phänomenologischen Betrachtungsweise haben wir Einblick in das Problem gewonnen und gefunden, daß unter der Voraussetzung vernachlässigbarer Änderungen der Adjungierten ϕ^+ beim Heizen der Probe mit Hilfe einer Probenmessung prinzipiell der Dopplerkoeffizient eines schnellen Reaktors bestimmt werden kann. Ferner haben wir gefunden, daß bei resonanzentkoppeltem Neutronenaustausch zwischen Probe und Core der Einfluß der Entkommwahrscheinlichkeit erhöht wird. Diese Betrachtungsweise liefert jedoch nur den Dopplerkoeffizienten bei konstanter Quelldichte in Probe und Reaktor und kann daher nicht für die Interpretation unserer Messungen mit den sehr unterschiedlichen Quelldichten in Probe und Umgebung verwendet werden. Deshalb wollen wir uns einer allgemeineren störungstheoretischen Formulierung des Problems zuwenden, wie sie in der Literatur von FROELICH [2] und speziell für das Probenproblem von FISCHER [13] angegeben wird.

Eine kurze Übersicht der theoretischen Grundlagen für die Berechnung des Dopplerkoeffizienten, wie sie in der Literatur bei DRESNER [44], FROELICH [2] und NICHOLSON [41] angegeben werden, sind der Vollständigkeit halber im Anhang 1 zusammengestellt.

8.4 Anwendung der Störungstheorie zur Bestimmung des Dopplerkoeffizienten (dK/dT)

Der Dopplerkoeffizient wird im Rahmen der üblichen Multigruppentheorie meist mit Hilfe des effektiven, über das Flußspektrum einer Energiegruppe gemittelten Wirkungsquerschnitts berechnet, wie er in (A.15) angegeben ist. Eine auf den Multigruppen-Diffusionsgleichungen basierende Störungstheorie liefert mit Hilfe dieser effektiven Querschnitte für die Temperaturabhängigkeit der Reaktivität folgende Beziehung, bei der die Änderungen der Ausflußverluste vernachlässigt sind:

$$\frac{dK}{KdT} = \frac{1}{N} \left\{ - \sum_i \left(\delta \tilde{\Sigma}_{\gamma i} + \delta \tilde{\Sigma}_{f i} \right) \phi_i \phi_i^+ dV + \nu_0 \sum_{ik} \left(\chi_i \phi_i^+ \delta \tilde{\Sigma}_{f k} \xi_k \phi_k dV - \sum_i \int \phi_0 \delta \tilde{\Sigma}_{\text{Brems}, i} \phi_i^+ dV - \sum_i \int \phi_i \sum_{k \neq i} \tilde{\Sigma}(i \rightarrow k) \phi_k^+ dV \right) \right\}. \quad (8.23)$$

In diesem Ausdruck ist N das Normierungsintegral, welches definiert ist durch

$$N = \nu_0 \int \sum_{ik} \chi_i \phi_i^+ \tilde{\Sigma}_{f k} \phi_k \xi_k dV. \quad (8.24)$$

Ferner bedeuten:

ϕ_i Fluß in der Gruppe i ,

ϕ_i^+ Adjungierte in der Gruppe i ,

ν_0 Anzahl der Spaltneutronen bei thermischer Spaltung,

- ξ Schnellspaltfaktor,
 χ_i Anteil der Spaltneutronen, die in der i-ten Gruppe entstehen.

In dem für die Berechnung des Dopplerkoeffizienten wichtigen Energiegebiet ($E < 100$ keV) ist $\Sigma(i \rightarrow k)$ nur dann zu berücksichtigen, wenn i und k zwei benachbarte Gruppen bezeichnen. Da ferner ϕ^+ sich von Gruppe zu Gruppe nur wenig ändert, d.h.

$$\phi_k^+ \approx \phi_i^+$$

und weiterhin $\Sigma_{\text{Brems},i} = \sum_{k \neq i} \tilde{\Sigma}(i \rightarrow k)$,

entfallen die beiden letzten Summanden in Gleichung (8.23).

Legt man für die Berechnung der Reaktivitätsänderung mit Hilfe der Störungstheorie die Temperaturänderung der Reaktionsratenverhältnisse zugrunde, so erhält man die von FROELICH [2] erstmals abgeleitete Beziehung

$$\frac{dK}{KdT} = \frac{1}{N} \sum_i \int dV \frac{\phi_i}{\Sigma_t i} \left[\left(\sum_j \chi_j \phi_j^+ \right) \nu \delta \left\langle \frac{\Sigma_f}{\Sigma_t} \right\rangle_i - \phi_i^+ \left(\delta \left\langle \frac{\Sigma_f}{\Sigma_t} \right\rangle_i + \delta \left\langle \frac{\Sigma_Y}{\Sigma_t} \right\rangle_i \right) + \left(\phi_{i+1}^+ - \phi_i^+ \right) \left\langle \frac{\Sigma_s^{i \rightarrow i+1}}{\Sigma_t} \right\rangle_i \right]$$

In diesem Ausdruck stellen die eckigen Klammern die Mittelung über die i-te Energiegruppe dar.

8.5 Störungstheoretische Formulierung des Probenproblems

Auf der Grundlage einer Lösung der integralen Transportgleichung wurde von FISCHER [13] für eine Dreizonenanordnung (Probe-Strukturzone-Core) eine störungstheoretische Lösung des Probenproblems angegeben:

$$\begin{aligned} \frac{\delta K_x}{K} = & V_1 S_{x1}^+ \left[S_1 \delta \left\langle \frac{\Sigma_{x1}}{\Sigma_{t1}} P_1 \right\rangle + S_2 (1 - \Gamma_2) \frac{1}{\Sigma_{t2}} + S_3 \frac{2}{\Sigma_{p3}} \delta \left\langle 1 \frac{\Sigma_{x1} (1 - P_1)}{\Sigma_{t1}} \right\rangle \right] \\ & + V_1 \left[- S_{x1}^+ S_3 \frac{\Gamma_2}{\Sigma_{p3}} \delta \left\langle \frac{1 \Sigma_{t1} \Sigma_{p3}}{\Sigma_{t3}} (1 - P_1) \right\rangle + S_{x3}^+ S_1 \frac{\Gamma_2}{2} \delta \left\langle \frac{\Sigma_{x3}}{\Sigma_{t3}} (1 - P_1) \right\rangle \right. \\ & \left. - S_{x3}^+ S_2 \frac{\Gamma_2 (1 - \Gamma_2)}{\Sigma_{t2}} \delta \left\langle \frac{1 \Sigma_{t1} \Sigma_{x3}}{\Sigma_{t3}} (1 - P_1) \right\rangle + S_{x3}^+ \frac{\Gamma_2^2}{2} S_3 \delta \left\langle \frac{\Sigma_{t1} \Sigma_{x3}}{\Sigma_{t3}} (1 - P_1) \right\rangle \right]. \end{aligned}$$

In dieser Gleichung bedeuten:

- $\frac{\delta K_x}{K}$ Beitrag der Energiegruppe j zur Reaktivität,
 V_1 Probenvolumen,
 S_m Quelldichte von Spalt- und Streuneutronen pro Energie- und Volumeneinheit in der m-ten Zone ($m = 1, 2, 3$),

S_m^+	die zu den Quelldichten adjungierten Größen der m-ten Zone,
$\langle \quad \rangle$	Mittelung über die Energiegruppe j,
Σ_{t_m}	totaler Wirkungsquerschnitt der m-ten Zone,
Σ_{x_m}	Wirkungsquerschnitt für die Reaktion x (f = Spaltung, a = Absorption, s = Streuung) der m-ten Zone,
Σ_{p_m}	Potentialquerschnitt der m-ten Zone,
\bar{l}	mittlere Sehnenlänge der Probe,
P_1	Stoßwahrscheinlichkeit in der Probe,
Γ_2	Durchgangswahrscheinlichkeit durch die Zone 2 (Strukturzone) bei Einfall von innen.

Die Indices m laufen über die 3 Zonen, x über die drei Reaktionsarten Spaltung, Absorption und Moderation in die folgende Gruppe, und es ist

$$\begin{aligned}
 x = \text{Spaltung} & \quad S_{x_m}^+ = \sum_i \chi_i S_{m_i}^+ , \\
 x = \text{Absorption} & \quad S_{x_m}^+ = - S_{m_j}^+ , \\
 x = \text{Moderation} & \quad S_{x_m}^+ = S_{m_{j+1}}^+ - S_{m_j}^+ .
 \end{aligned}$$

Die drei Terme in der ersten Klammer beschreiben die Resonanzabsorption (für x = Absorption) in der Probe, unabhängig von etwaigen Resonanzeffekten in der Umgebung. Wie bei [13] ebenfalls gezeigt wird, läßt sich, wenn man in diesen ersten Teil die WIGNER'sche rationale Näherung für die Entkommwahrscheinlichkeit $1-P_1 = 1/\bar{l} \Sigma_{t_1}$ einführt, ein äquivalentes σ_p (Potentialquerschnitt pro Absorberatom) für die Probe definieren. Die Berechnung dieser als "Normalterme" bezeichneten Terme der ersten Klammer lassen sich dann nach der in den Abschnitten 8.4 und 8.5 beschriebenen Theorie der Dopplerkoeffizienten durchführen.

Die Terme in der zweiten Klammer beschreiben physikalisch die Resonanzwechselwirkung der Probe mit der Umgebung. Dabei gibt der erste die Änderung der Absorption in der Probe durch die Resonanzstruktur der einfallenden Neutronen; der zweite Term berücksichtigt die bereits in Abschnitt 8.3 diskutierte Tatsache, daß die aus der Probe austretenden Neutronen nicht die Gleichgewichtsresonanzstruktur der Umgebung haben. Die restlichen beiden Terme lassen sich ähnlich deuten.

Für die Entkommwahrscheinlichkeit $1-P_1$ wurde eine rationale Näherung eingeführt. Da die einfachste Näherung von WIGNER für die praktischen Rechnungen zu ungenau war, wurde eine erweiterte rationale Näherung verwendet, die die Entkommwahrscheinlichkeit aus einem Zylinder bis auf einige Prozent wiedergibt:

$$1 - P_1 = \frac{a_1}{C_1 + \bar{1} \Sigma_{t1}} + \frac{a_2}{C_2 + \bar{1} \Sigma_{t1}},$$

mit

$$a_1 = -1,455, \quad a_2 = 2,455,$$

$$C_1 = 1,8, \quad C_2 = 4,0.$$

9. Zusammenfassung und Schlußfolgerung

In der vorliegenden Arbeit wurde über die Messungen des Dopplereffektes mit Brennstoffproben und der Pileoszillatortechnik an dem Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktor Karlsruhe (STARK) und der Schnellen Nullenergie-Anordnung Karlsruhe (SNEAK) berichtet und eine ausführliche Beschreibung der für STARK und SNEAK entwickelten Meßapparatur gegeben.

Bei den beschriebenen Experimenten wurden erstmalig die Proben in brennstoffgefüllte Elemente eingesetzt, um das Spektrum am Ort der Probe möglichst wenig zu verändern. Beim Oszillieren solch schwerer Brennelemente (bis 80 kg) treten große Kräfte auf, die nur dann unter der zulässigen Grenze zu halten sind, wenn man den Abbremsvorgang in den Endlagen des Rechteckoszillators gut beherrscht. Da dies mit den konventionellen Antrieben nicht erfüllt werden konnte, mußte der Oszillatorantrieb neu entwickelt werden. Die wichtigsten Merkmale dieser Neuentwicklung wurden in der Arbeit beschrieben. Zusätzlich wurde, um die tatsächliche Größe der Abbremskräfte zu erhalten, die bei der konstruktiven Auslegung des Oszillators wichtig waren, der Bewegungsablauf des pneumatischen Oszillators ausführlich studiert.

Ferner wurden die Wärmeverluste der beheizten Brennstoffproben berechnet und gemessen. Die zur Interpretation der Messungen wesentliche Forderung einer möglichst gleichmäßigen Probentemperatur konnten durch geeignete Aufhängung der Proben sehr gut erfüllt werden, ebenso die Forderung möglichst geringer Wärmeverluste. Die Temperaturunterschiede längs der Proben betragen im ungünstigsten Fall 4%; die Heizleistung, die erforderlich ist, die Probe auf 1050°K zu halten, betrug etwa 60 Watt.

Die theoretische Meßgenauigkeit von $\pm 6,5 \times 10^{-8} \Delta\text{K/K}$ der Pileoszillatormethode bei den vorgegebenen Bedingungen konnte bei den Messungen an STARK infolge der schwankenden Leistungsdrift nicht erreicht werden; sie betrug etwa $\pm 2,0 \times 10^{-7} \Delta\text{K/K}$. Bei den Messungen an der SNEAK, die wesentlich weniger starke Drifteffekte zeigt, konnte sie mit etwa $\pm 1,0 \times 10^{-7}$ annähernd erreicht werden.

Um auf experimenteller Basis einen Einblick in die von STORRER [12] und FISCHER [13] diskutierten Austauscheffekte von Neutronen zwischen der heißen Probe und dem kalten Reaktor zu erhalten, wurden an STARK eine abgereicherte UO_2 -Probe und eine metallische Natururanprobe einmal in normaler Coreumgebung und zum anderen mit einer die Probe umgebenden Nickelresonanzentkopplerzone gemessen.

Bei den Messungen in normaler Coreumgebung wurden die Experimente durch die Theorie gut wiedergegeben.

Die in der Nickelzone gemessene unterschiedliche Erhöhung der Dopplerreaktivität der beiden Proben gegenüber Normalumgebung, die aufgrund einer phänomenologischen Behandlung des Problems auch erwartet wurde, konnte durch die numerische Behandlung nach [13] nicht bestätigt werden. Eine Erklärung für die Diskrepanzen wurde nicht gefunden.

Mit Experimenten der Art, wie sie in dieser Arbeit beschrieben sind, mißt man zunächst die Dopplerreaktivität ($\Delta K/K$) der Probe in Abhängigkeit von der Temperatur. Durch Differentiation der durch die Meßpunkte gelegten Ausgleichskurve erhält man den Dopplerkoeffizienten ($dK/K dT$). Der Vergleich Experiment und Theorie liefert ferner eine Aussage über die Güte der verwendeten Methoden zur Berechnung des Dopplereffektes sowie eine integrale Aussage über die verwendeten Wirkungsquerschnitte der Brennstoffe [13].

Literaturverzeichnis

- [/1/] BETHE, H.A.: On the Doppler-Effect in Fast Reactors. APDA-119 (1957).
- [/2/] FROELICH, R.: Theorie der Dopplerkoeffizienten schneller Reaktoren unter Berücksichtigung der gegenseitigen Abschirmung der Resonanzen. KFK 367 (1965).
- [/3/] ANCARANI, A. et E.A. FOSSOUL: Determination de l'Effect Doppler des Elements Fissiles dans les Reacteurs Rapides. EUR 530.f (1964).
- [/4/] HWANG, R.N.: Nucl. Sci. Eng. 21, 523 (1965).
- [/5/] KATO, W.Y. and D.K. BUTLER: Measurement of the Doppler Temperature Effect in an EBR-I Type Assembly. ANL-5809 (1958).
- [/6/] BAKER, A.R. and T.A.J. JAQUES: A Measurement of the Contribution of the Doppler Effect to the Temperature Coefficient of Reactivity in a Fast Reactor. AERE R/M 168 (1958).
- [/7/] SPRINGER, T.H. and S.G. CARPENTER: A Measurement of the Doppler Effect in Thorium in a Fast Neutron Energy Spectrum with a Medium Fission Energy of 190 keV. Nucl. Sci. Eng. 17, 194-199 (1963).
- [/8/] BAKER, A.R. and R.C. WHEELER: Doppler Coefficient Measurements in ZEBRA Core 5. AEEW-R 465 (1965).
- [/9/] TILL, C.E., R.A. LEWIS, and R.N. HWANG: ZPR-6 Doppler Measurements and Comparisons with Theory. ANL-7320, 319 (1966).
- [/10/] STEGEMANN, D.: The Fast Critical Zero Energy Assembly Karlsruhe - SNEAK - and its Experimental Programme. Paper presented at the VIII Nucl. Congr., Rome, Italy (1963).
- [/11/] DÄUNERT, U.: Wird veröffentlicht als KFK-Bericht.
- [/12/] STORRER, F., A. KHAIRALLAH, and J. OZEROFF: ANL-6792, 823 (1963).
- [/13/] FISCHER, E.A.: Interpretation von Dopplerproben-Messungen in schnellen kritischen Null-Energie-Anlagen. KFK 844, in Vorbereitung.
- [/14/] HÄFELE, W. et al.: Static and Dynamic Measurements on the Doppler Effect in an Experimental Fast Reactor. 3. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 1964, p.644 (1964).
- [/15/] BARLEON, L. et al.: Evaluation of Reactor Physics Experiments on the Coupled Fast-Thermal Argonaut Reactor STARK. Proc. Int. Conf. on Fast Critical Exp. and Their Analysis, Oct. 1966, and ANL-7320 (1966).
- [/16/] HÜRLIMANN, T., P. SCHMID und H. WINKLER: Der Pile-Oszillator am Swimming-Pool Reaktor Saphir. Neue Technik 1(7), 1959.
- [/17/] LANGSDORF, A.: The Thermal Neutron Reactor as an Instrument for Measuring Neutron Cross Sections. AECD 3194
- [/18/] LIEWERS, P.: Ein globaler Pileoszillator am Rossendorfer Forschungsreaktor. Kernenergie 6, Heft 6 (1963).
- [/19/] SCHARMER, K.: Konstruktion eines elektromagnetischen Pile-Oszillators für den Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktor Karlsruhe (STARK). Große Studienarbeit am Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik (1964).

- [21] ANDRESEN, E.G.: Die Totzeitkorrektur. Kerntechnik, Isotopentechnik und Chemie 7, Heft 2, 1965.
- [22] MOENCH, G.C.: Neues und Bewährtes aus der Hochvakuumtechnik. VEB-Verlag Technik, Berlin (1961).
- [23] SCHMID, E.: Thermodynamik, Springer (1962).
- [24] BRÜCKNER, Chr. et al.: Investigations on the Loading 5 of the Fast Thermal Argonaut Reactor - STARK. To be published.
- [25] KEEPIN, G.R.: Period-Reactivity Relations Determined Directly from Prompt Burst Neutron Decay Data. Nucl. Science and Eng. 5, 1959.
- [26] GLASSTONE, S. and M.C. EDLUND: The Elements of Nuclear Reactor Theory. Van Nostrand Comp., New York (1958).
- [27] BALLOWE, W.R. et al.: Intercomparison Measurements of Control Rod Worth. Trans. Am. Nucl. Soc. 3, 1960.
- [28] EDELMANN, M., G. KUSSMAUL, H. MEISTER, D. STEGEMANN, and W. VÄTH: Pulsed Source and Noise Measurements on the STARK-Reactor at Karlsruhe. Proc. IAEA Symp. on Pulsed Neutron Research, Vol.II, Wien 1965, and KFK 303 (1965).
- [29] WEINBERG, A.M. and H.C. SCHWEINLER: Theory of Oscillating Absorber in a Chain Reactor. Physical Revue 74, No.8, 1948.
- [30] LITTLER, D.J.: Measurements of the Change in Cross Section of Irradiated Uranium Made by Modulating the Power of a Nuclear Reactor. AERE RS/R 2092, 1956.
- [31] Hütte, Des Ingenieurs Taschenbuch, Band 1.
- [32] KUSSMAUL, G. and H. MEISTER: Material Worth Measurements with a Fuel-Filled Pile-Oscillator Rod. Wird veröffentlicht.
- [33] FRISCH, O.R. and D.J. LITTLER: Pile Modulation and Statistical Fluctuation in Piles. Phil. Mag. Ser. 7, 45 (1954).
- [34] COHN, C.E.: A Simplified Theory of Pile Noise. Nucl. Sc. Eng. 7, 472-475 (1960).
- [35] LEHR, P. et J.P. LANGERON: Etude Comparee des Transformations Allotropiques du Fer et de l'Uranium. Rev. Metallurgie (1958).
- [36] KEEPIN, G.R.: Physics of Nuclear Kinetics. Addison-Wesley Publishing Comp., Inc., Reading, Ma. (1965).
- [37] BACHMANN, H. et al.: Das Karlsruher Nuklearsystem NUSYS. In Vorbereitung.
- [38] ABAGJAN, L.P. et al.: Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren. KFK-tr-144 (1963).
- [39] HUSCHKE, H.: Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte schnelle Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung. KFK 770 (1968).
- [40] FROELICH, R. and K. OTT: Results of Doppler Coefficient Calculations for Fast Reactors and Comparison of Different Methods.
ANL - 7120 S. 440-448
- [41] NICHOLSON, R.B.: APDA-139 (1960).

- 42 MEISTER, H.: Persönliche Mitteilung.
- 43 FISCHER, E.A: Persönliche Mitteilung.
- 44 DRESNER, L.: Resonance Absorption in Nuclear Reactors. Pergamon Press, 1960.
- 45 LAMB, W.E.: Capture of Neutrons by Atoms in a Crystall. Phys.Rev. 55, 190 (1939).
- 46 DOLLING, G. et al.: Can. Journ. of Phys. 43, 1397 (1965).
- 47 SCHENTER, R.E.: Effects of UO_2 Crystalline Binding on Doppler Coefficient Calculations for Fast Reactor Systems. BNWL-442 (1967).
- 48 WERLE, H.: Neutronenspektrumsmessungen an Ladung 4 und 5 des STARK und an der SUAK, UH1B-Anordnung (1967), unveröffentlicht.
- 49 SCHRÖDER, R. et al.: Physics Investigations of Uranium-Fueled Fast Steam-Cooled Reactors in SNEAK, Assemblies 3A-0, 3A-2, 3A-3.
- 50 EDELMANN, M. et al.: Physics Measurements in the SNEAK Facility on Steam-Cooled Fast Reactor Systems with Uranium and Plutonium Fuel. Proc. of the BNES-Conf. on the Physics of Fast Reactor Operation and Design, London (June 1969).
- 51 SCHMIDT, J.J.: Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials, Part I: Evaluation, KFK 120 (1965)
- 52 GARG, J.B. et al.: Neutron Resonance Spectroscopy, Phys. Rev. 134, B 985 (1965).
- 53 CASE, K.M. et al.: Introduction to the Theory of Neutron Diffusion, Vol.I, Los Alamos, (June 1953).

Tab.1 Geometrie und Materialzusammensetzung (Teilchenzahl/cm³) für Reaktorberechnungen an STARK, Ladung 5

Zone	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10		
	Probenzone		Zone mit Strukturmat.d.Pr.	Resonanz-entkopp-lerzone	schnelle Zone	Natur-uran-mantel	Graphit-einsatz-Tankwände	thermische Zone	Graphit-ring der therm.Zone	Graphit + Luftspalt		Graphit-reflektor
	UO ₂ -Probe 0,4% abger. DO-1	U _{Nat} -Metall- Probe DO-23										
äußerer Radius	1,75	1,75	3,00	5,30	18,6	24,2	30,5				cm	
Al-27					$1,641 \cdot 10^{22}$		$9,264 \cdot 10^{21}$	$1,299 \cdot 10^{22}$		$7,260 \cdot 10^{21}$	cm ⁻³	
C-12					$8,383 \cdot 10^{20}$		$4,923 \cdot 10^{22}$	$1,700 \cdot 10^{22}$	$8,525 \cdot 10^{22}$	$4,289 \cdot 10^{22}$	$8,525 \cdot 10^{22}$	cm ⁻³
CR-52			$1,764 \cdot 10^{22}$		$1,271 \cdot 10^{21}$							cm ⁻³
Fe-56			$5,828 \cdot 10^{22}$		$4,180 \cdot 10^{21}$							cm ⁻³
H-1					$1,635 \cdot 10^{21}$		$3,680 \cdot 10^{20}$	$3,604 \cdot 10^{22}$		$5,267 \cdot 10^{20}$		cm ⁻³
Mo-96			$4,300 \cdot 10^{20}$					$1,937 \cdot 10^{22}$				cm ⁻³
Ni-59			$1,635 \cdot 10^{22}$	$1,121 \cdot 10^{23}$	$1,054 \cdot 10^{21}$							cm ⁻³
O-16	$4,524 \cdot 10^{22}$				$7,276 \cdot 10^{21}$							cm ⁻³
U-235	$0,905 \cdot 10^{20}$	$3,341 \cdot 10^{20}$			$3,1665 \cdot 10^{21}$	$3,4371 \cdot 10^{20}$		$1,015 \cdot 10^{20}$				cm ⁻³
U-238	$2,253 \cdot 10^{22}$	$4,600 \cdot 10^{22}$			$2,2470 \cdot 10^{22}$	$4,7394 \cdot 10^{22}$		$4,056 \cdot 10^{20}$				cm ⁻³

Tab.2 Dopplerreaktivität ($\Delta K/K$) und Dopplerkoeffizient ($dK/K dT$) bei $T = 800^\circ K$, normiert auf 1 kg U^{238} , für die Proben DO-1 (0,4 % abger. UO_2 -Probe) und DO-23 ($U_{Nat.}$ -Metall). Rechnungen nach der Theorie von FISCHER [13] und FROELICH [2] mit Korrektur des UO_2 -Kristalleffektes.

Theorie		FISCHER				FROELICH		Experiment
Programm		13662 mit Austauschtermen		13662 ohne Austausch- terme (Flüsse entkoppelt)				
Theorie und Gruppen- satz für Reaktorbe- rechnung		Diffusion ABNSET	Diffusion SNEAK 001	Diffusion ABNSET	Diffusion SNEAK 001	Diffusion ABNSET	Diffusion SNEAK 001	
DO-1 Normal- Core	C	$- 5,897 \cdot 10^{-6}$	$- 6,366 \cdot 10^{-6}$		$- 8,023 \cdot 10^{-6}$	$- 1,057 \cdot 10^{-5}$	$- 8,148 \cdot 10^{-6}$	$- 4,756 \cdot 10^{-7}$
	γ	0,9768	0,9986		1,0627	1,0634	1,0339	0,569
	$(\Delta K/K)_{800^\circ K}$	$- 6,630 \cdot 10^{-6}$	$- 6,300 \cdot 10^{-6}$		$- 5,336 \cdot 10^{-6}$	$- 7,000 \cdot 10^{-6}$	$- 6,477 \cdot 10^{-6}$	$- 6,766 \cdot 10^{-6}$
	$(dK/KdT)_{800^\circ K}$	$- 8,608 \cdot 10^{-9}$	$- 8,032 \cdot 10^{-9}$		$- 6,595 \cdot 10^{-9}$	$- 8,648 \cdot 10^{-9}$	$- 8,120 \cdot 10^{-9}$	$- 1,060 \cdot 10^{-8}$
DO-1 Ni- Zone	C		$- 4,747 \cdot 10^{-6}$	$- 6,362 \cdot 10^{-6}$	$- 5,301 \cdot 10^{-6}$	$- 6,124 \cdot 10^{-6}$	$- 5,724 \cdot 10^{-6}$	$- 2,056 \cdot 10^{-7}$
	γ		0,9552	0,9944	1,0212	0,9490	0,9500	0,385
	$(\Delta K/K)_{800^\circ K}$		$- 6,132 \cdot 10^{-6}$	$- 6,460 \cdot 10^{-6}$	$- 5,928 \cdot 10^{-6}$	$- 8,240 \cdot 10^{-6}$	$- 7,655 \cdot 10^{-6}$	$- 9,258 \cdot 10^{-6}$
	$(dK/KdT)_{800^\circ K}$		$- 7,989 \cdot 10^{-9}$	$- 8,256 \cdot 10^{-9}$	$- 5,751 \cdot 10^{-9}$	$- 1,076 \cdot 10^{-8}$	$- 9,995 \cdot 10^{-9}$	$- 1,568 \cdot 10^{-8}$
DO-23 Normal- Core	C	$- 4,024 \cdot 10^{-5}$	$- 3,441 \cdot 10^{-5}$		$- 5,083 \cdot 10^{-5}$	$- 2,322 \cdot 10^{-5}$	$- 5,078 \cdot 10^{-6}$	$- 1,589 \cdot 10^{-6}$
	γ	1,2605	1,2483		1,3289	1,1886	0,9598	0,773
	$(\Delta K/K)_{800^\circ K}$	$- 7,881 \cdot 10^{-6}$	$- 7,269 \cdot 10^{-6}$		$- 6,529 \cdot 10^{-6}$	$- 7,094 \cdot 10^{-6}$	$- 6,387 \cdot 10^{-6}$	$- 6,355 \cdot 10^{-6}$
	$(dK/KdT)_{800^\circ K}$	$- 8,816 \cdot 10^{-9}$	$- 8,180 \cdot 10^{-9}$		$- 7,050 \cdot 10^{-9}$	$- 8,227 \cdot 10^{-9}$	$- 8,304 \cdot 10^{-9}$	$- 9,058 \cdot 10^{-9}$
DO-23 Ni- Zone	C		$- 2,322 \cdot 10^{-5}$	$- 3,821 \cdot 10^{-5}$	$- 3,724 \cdot 10^{-5}$	$- 1,340 \cdot 10^{-5}$	$- 1,335 \cdot 10^{-5}$	$- 3,778 \cdot 10^{-6}$
	γ		1,2106	1,2699	1,2800	1,0909	1,0932	0,882
	$(\Delta K/K)_{800^\circ K}$		$- 6,190 \cdot 10^{-6}$	$- 7,063 \cdot 10^{-6}$	$- 6,469 \cdot 10^{-6}$	$- 7,486 \cdot 10^{-6}$	$- 7,352 \cdot 10^{-6}$	$- 7,699 \cdot 10^{-6}$
	$(dK/KdT)_{800^\circ K}$		$- 7,102 \cdot 10^{-9}$	$- 7,862 \cdot 10^{-9}$	$- 7,162 \cdot 10^{-9}$	$- 9,122 \cdot 10^{-9}$	$- 8,950 \cdot 10^{-9}$	$- 1,039 \cdot 10^{-8}$

Tab. 3 Daten für die Brennstoffproben für Messungen des Dopplereffekts in SNEAK

Brennstoff	Proben- kurz- bez.	Länge (mm)	Durch- messer (mm)	Anreiche- rung an U ²³⁵ (Gew.%)	Konzent- ration d. PuO ₂ (Gew.%)	Vol.% UO ₂ mit U ²³⁵ in 93%iger Anreiche- rung	Vol.% PuO ₂ mit Pu ²³⁹ in 93%iger Anreiche- rung	Gewichte (g)			
								Gesamt	UO ₂	PuO ₂	Al ₂ O ₃
Uranoxydproben in verschiedenen An- reicherungen an U ²³⁵	DO1	90	35	0,4	-	-	-	877,9	877,9	-	-
	DO2	90	35	0,4	-	-	-	869,1	869,1	-	-
	DO3	90	35	15,0	-	-	-	861,7	861,7	-	-
	DO4	90	35	15,0	-	-	-	864,8	864,8	-	-
	DO5	90	35	25,0	-	-	-	873,2	873,2	-	-
	DO6	90	35	25,0	-	-	-	871,9	871,9	-	-
Plutoniumoxyd- u. Uranoxyd-Proben in verschiedenen Kon- zentrationen des PuO ₂	DO7	90	35	-	15,0	-	-	881,45	749,23*	132,22	-
	DO8	90	35	-	25,0	-	-	891,30	668,5*	222,8	-
Aluminiumoxyd-ver- dünnte UO ₂ -Proben mit verschiedenen Mischungsverhält- nissen UO ₂ /Al ₂ O ₃	DO11	150	35	-	-	10,0	-	637,72	148,59	-	489,13
	DO12	150	35	-	-	10,0	-	638,39	148,74	-	489,65
	DO13	150	35	-	-	20,0	-	715,12	290,34	-	424,78
	DO14	150	35	-	-	20,0	-	720,42	292,49	-	427,93
	DO15	150	35	-	-	30,0	-	799,22	431,20	-	368,02
	DO16	150	35	-	-	30,0	-	798,45	430,79	-	367,66
Aluminiumoxyd-ver- dünnte PuO ₂ -Proben mit verschiedenen Mischungsverhält- nissen PuO ₂ /Al ₂ O ₃	DO19	150	35	-	-	-	10,0	635,8	-	154,5	481,3
	DO20	150	35	-	-	-	20,0	722,18	-	302,82	429,46
	DO21	150	35	-	-	-	30,0	816,70	-	451,72	364,98

* Das beigemischt Uranoxyd ist ein auf 0,4 % abgereichertes Uranoxyd.

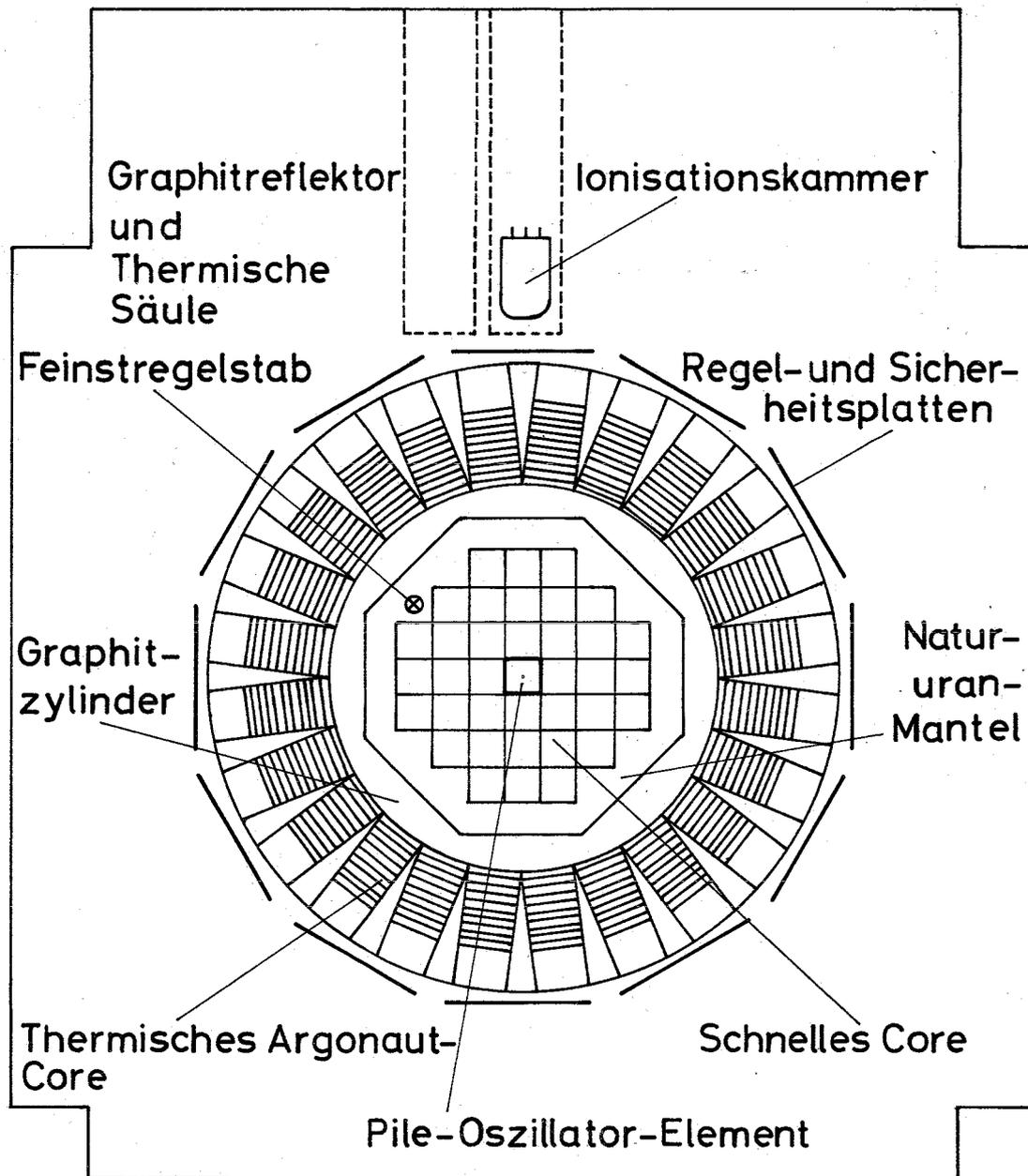
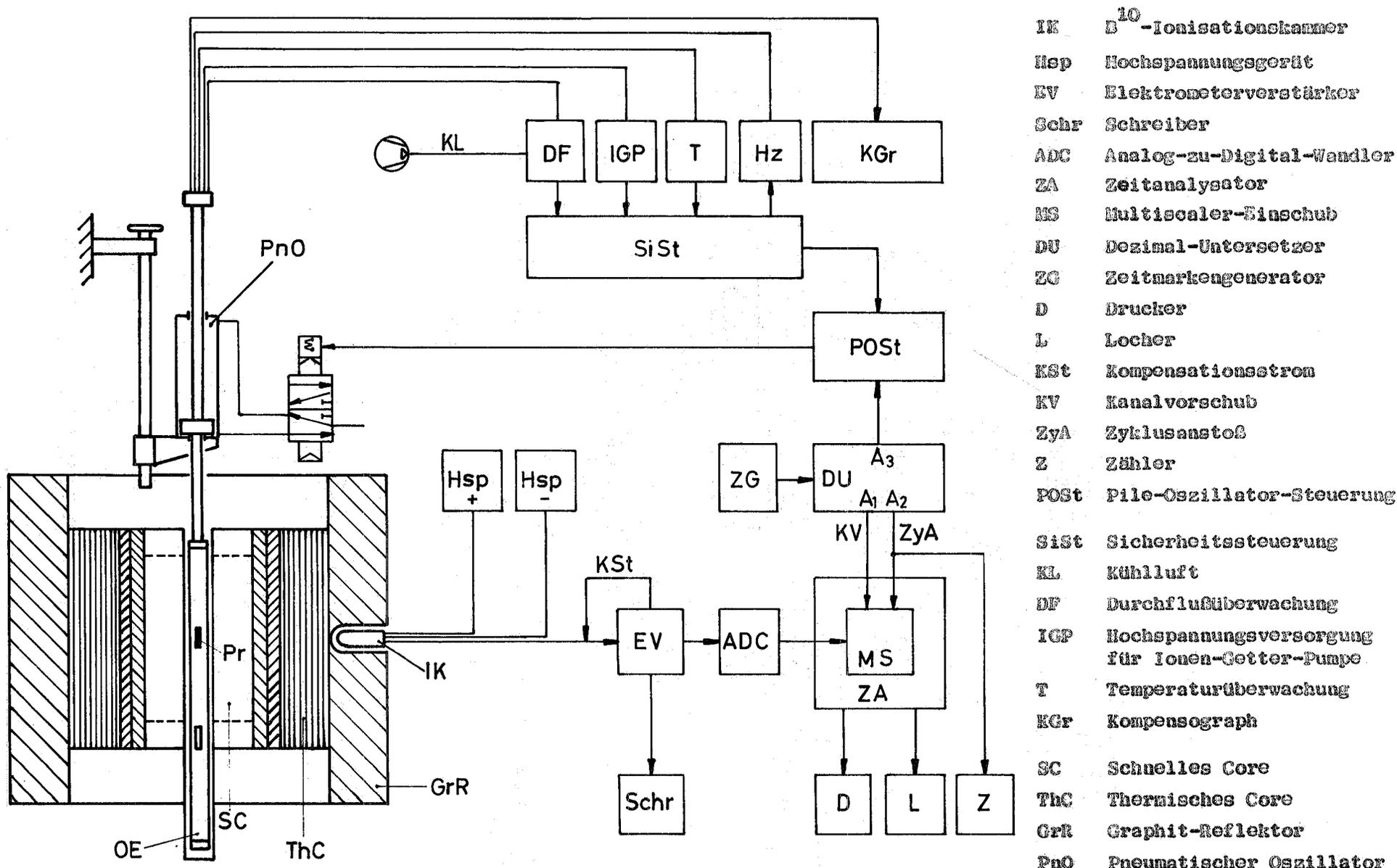
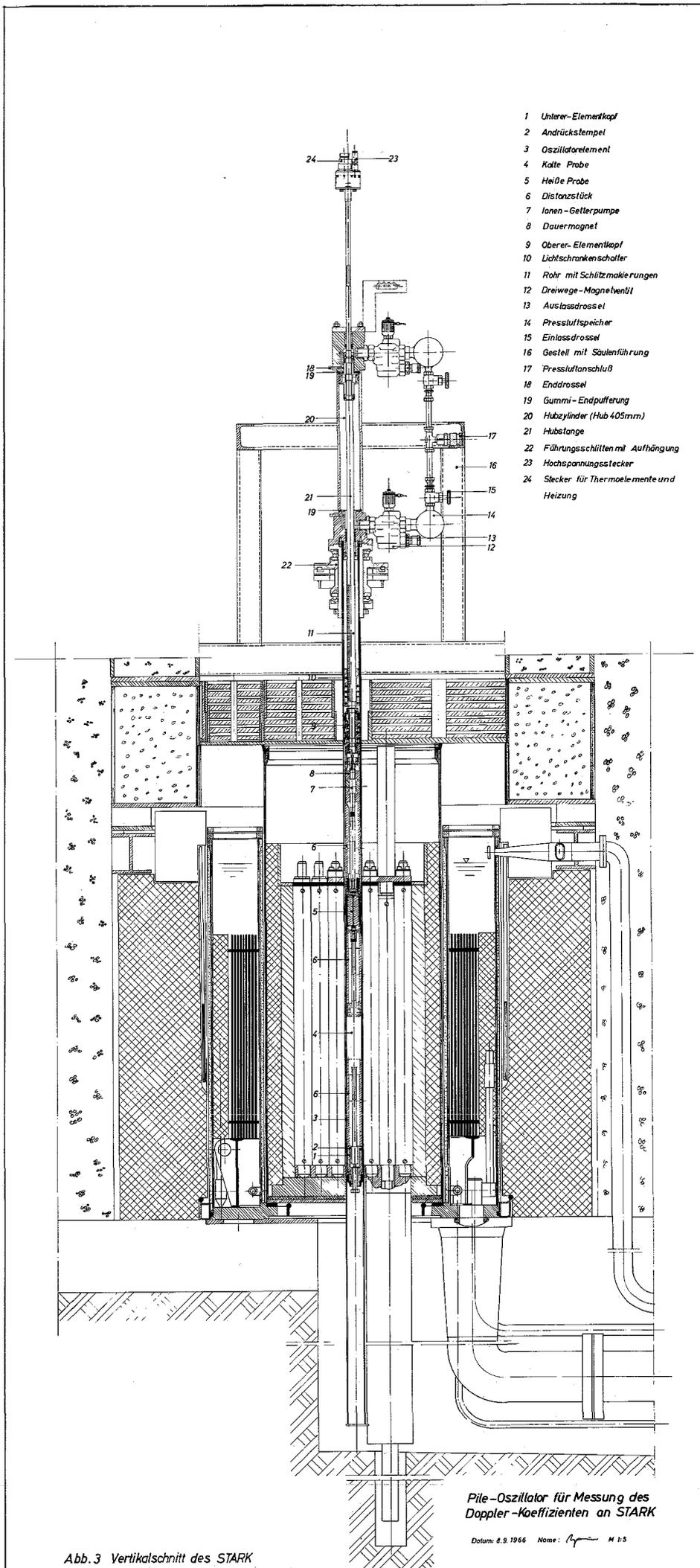


Abb. 1 Schematischer Querschnitt des STARK mit Pile-Oszillator- und Detektorposition



- IK D^{10} -Ionisationskammer
- Hsp Hochspannungsgorät
- EV Elektronenverstärker
- Schr Schreiber
- ADC Analog-zu-Digital-Wandler
- ZA Zeitanalysator
- MS Multiscaler-Einschub
- DU Dezimal-Untersetter
- ZG Zeitmarkengenerator
- D Drucker
- L Locher
- KSt Kompensationsstrom
- KV Kanalvorschub
- ZyA Zyklusanstoß
- Z Zähler
- POST Pile-Oszillator-Steuerung
- Sist Sicherheitssteuerung
- KL Kühlluft
- DF Durchflußüberwachung
- IGP Hochspannungsversorgung für Ionen-Getter-Pumpe
- T Temperaturüberwachung
- KGr Kompensograph
- SC Schnelles Core
- ThC Thermisches Core
- GrR Graphit-Reflektor
- PnO Pneumatischer Oszillator
- OE Oszillatorelement
- Pr Probe

Abb. 2 Blockschaltbild der Meßanordnung mit Reaktor und Oszillator



- 1 Unterer-Elementkopf
- 2 Andrückstempel
- 3 Oszillatorelement
- 4 Kalte Probe
- 5 Heiße Probe
- 6 Distanzstück
- 7 Ionen-Getterpumpe
- 8 Dauermagnet
- 9 Oberer-Elementkopf
- 10 Lichtschrankenschalter
- 11 Rohr mit Schlitzmarkierungen
- 12 Dreiwege-Magnetventil
- 13 Auslassdrossel
- 14 Pressluftspeicher
- 15 Einlassdrossel
- 16 Gestell mit Säulenführung
- 17 Pressluftanschluß
- 18 Enddrossel
- 19 Gummi-Endpufferung
- 20 Hubzylinder (Hub 405mm)
- 21 Hubstange
- 22 Führungsschlitzen mit Aufhängung
- 23 Hochspannungsstecker
- 24 Stecker für Thermoelemente und Heizung

Pile-Oszillator für Messung des Doppler-Koeffizienten an STARK

Datum: 2.9.1966 Name: *Ag* M 1:5

Abb.3 Vertikalschnitt des STARK

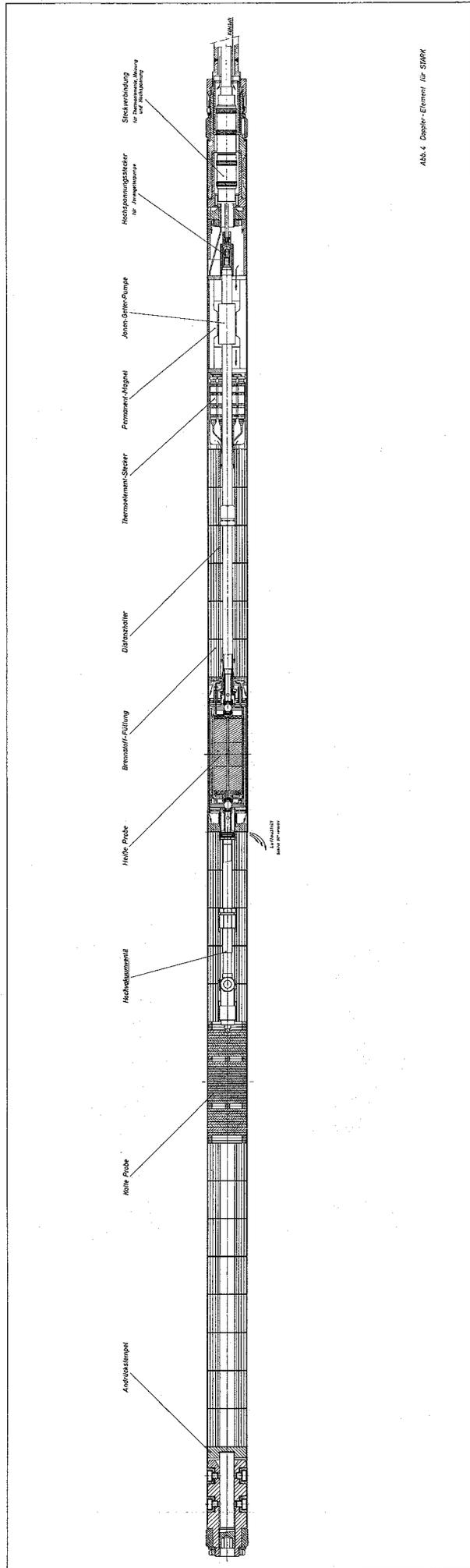


Abb. 4 Doppel-Element für STARV

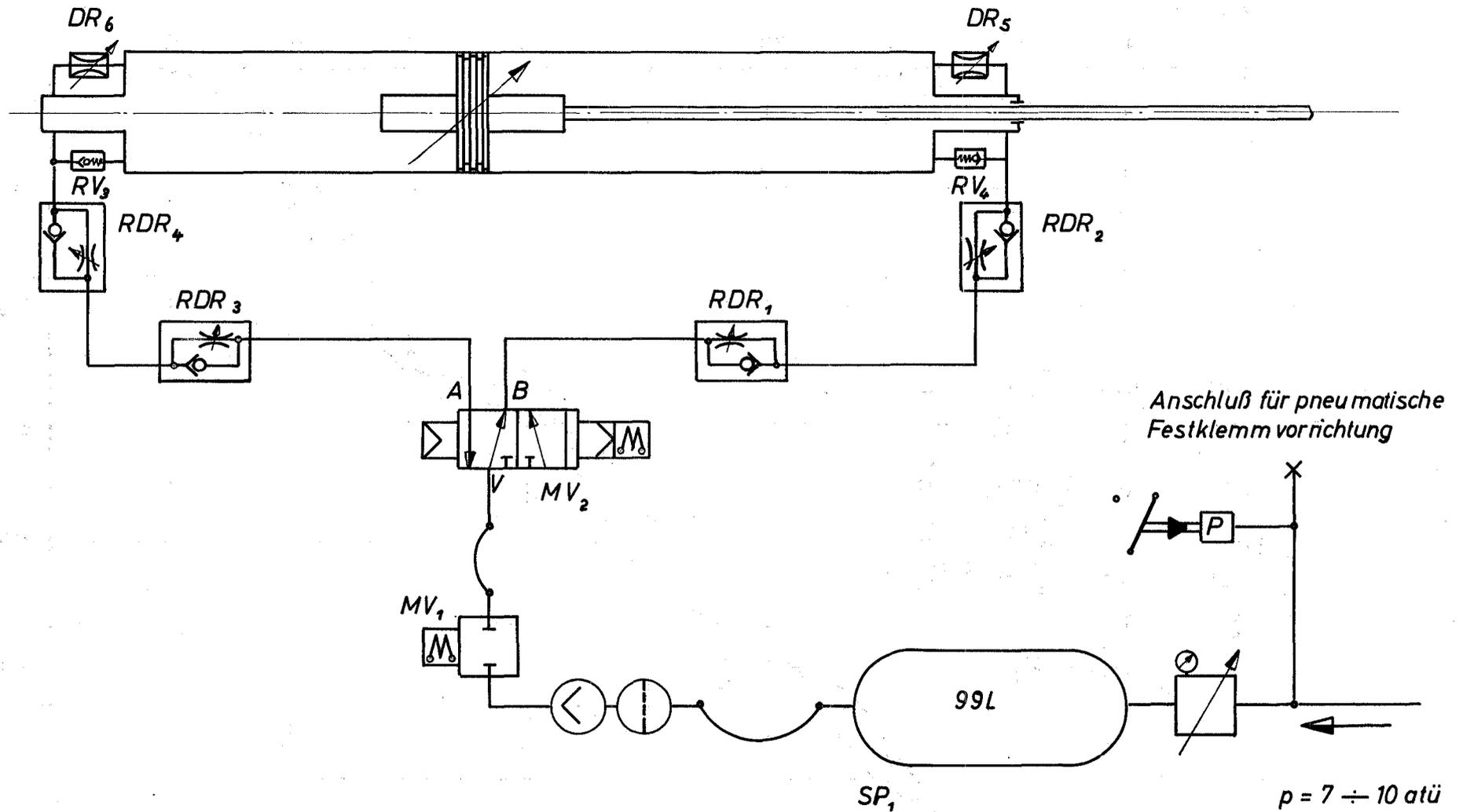


Abb. 5 Blockschaltbild der Pneumatiksteuerung des Pile-Oszillators für STARK

1966	Tag	Name	Zchnng.Nr.
gez.	11.10.		
bearb.			
Auftr.		Barleon	

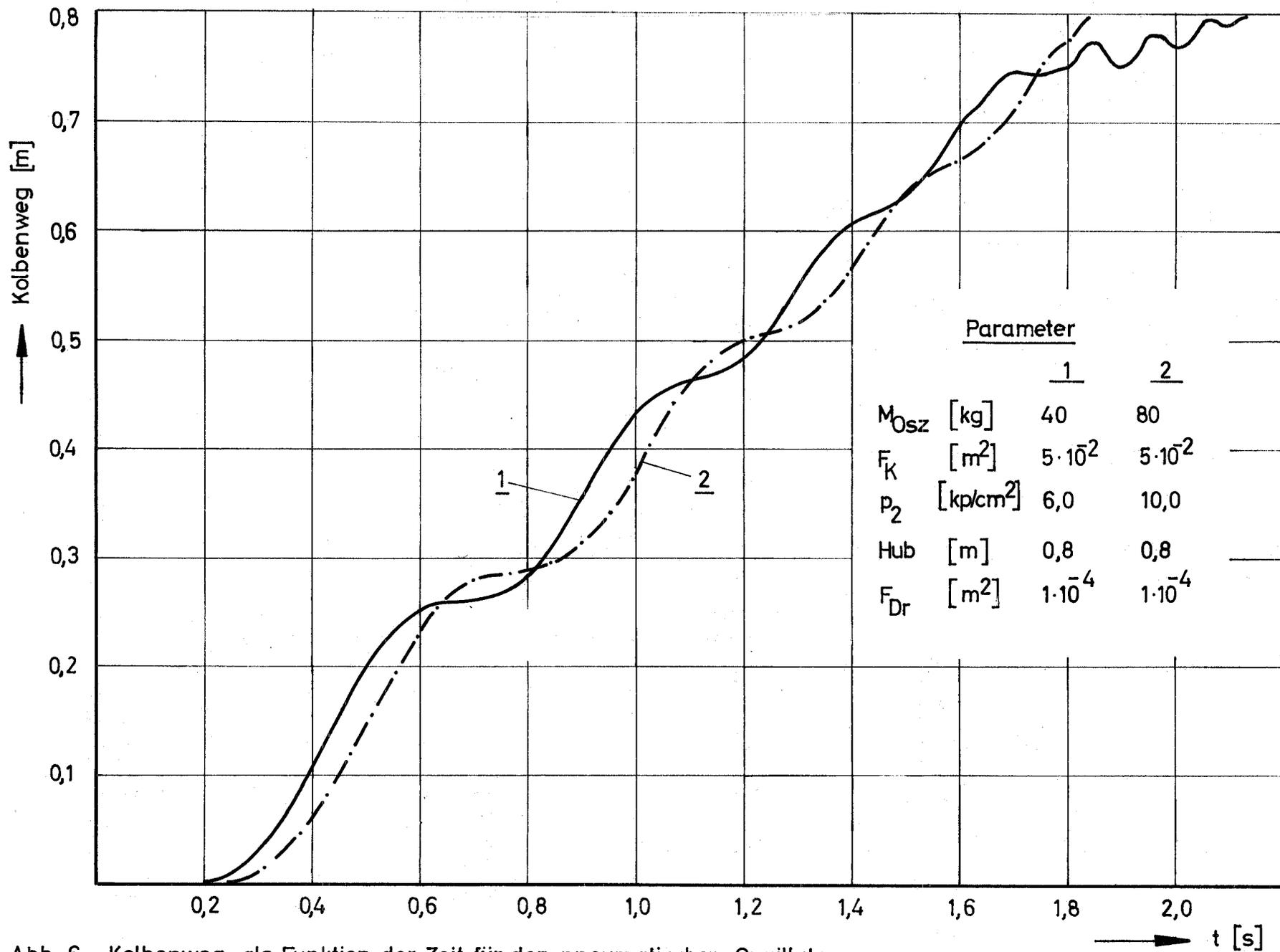


Abb. 6 Kolbenweg als Funktion der Zeit für den pneumatischen Oszillator

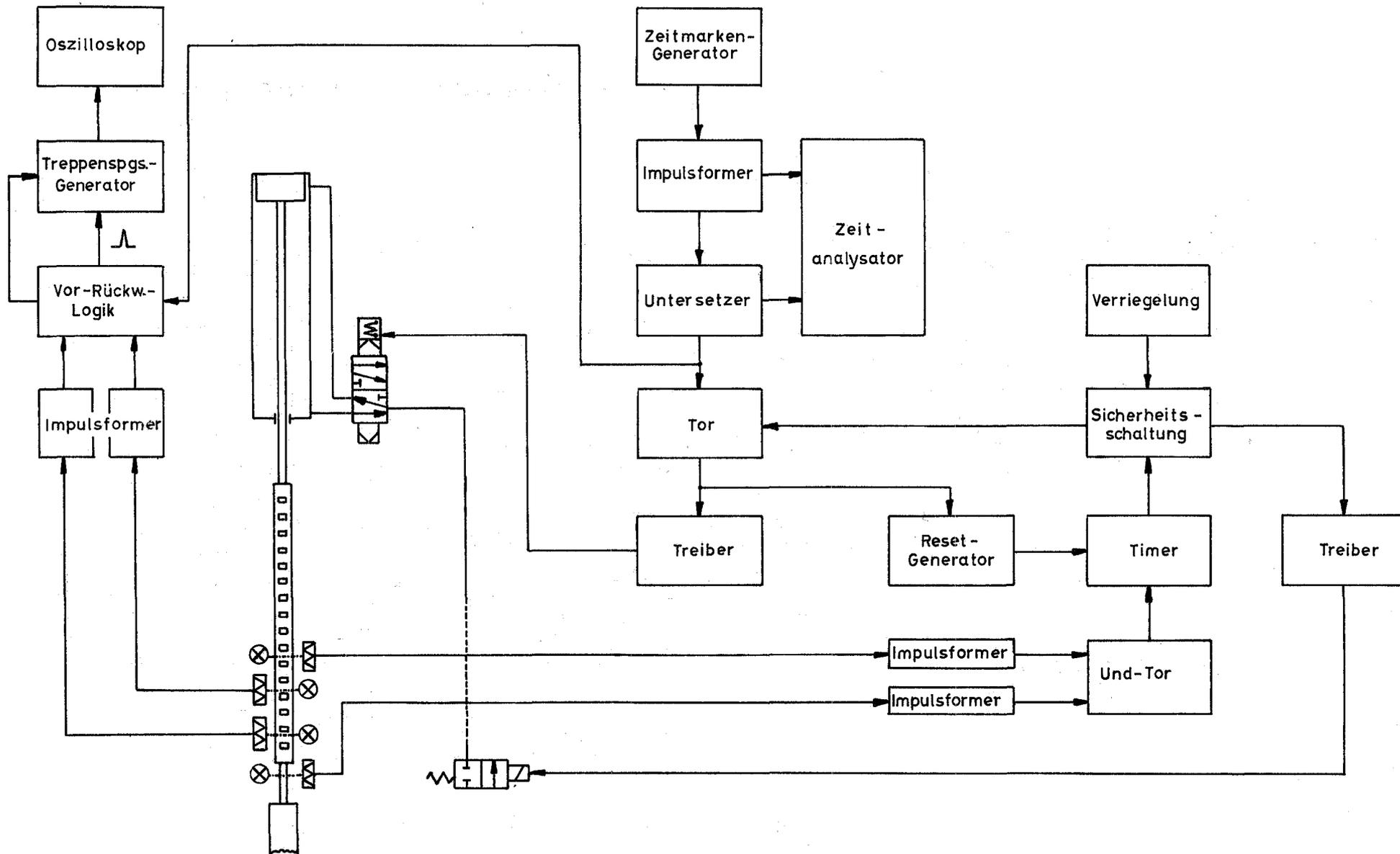


Abb. 7 Elektronische Steuerung des Pile-Oszillators

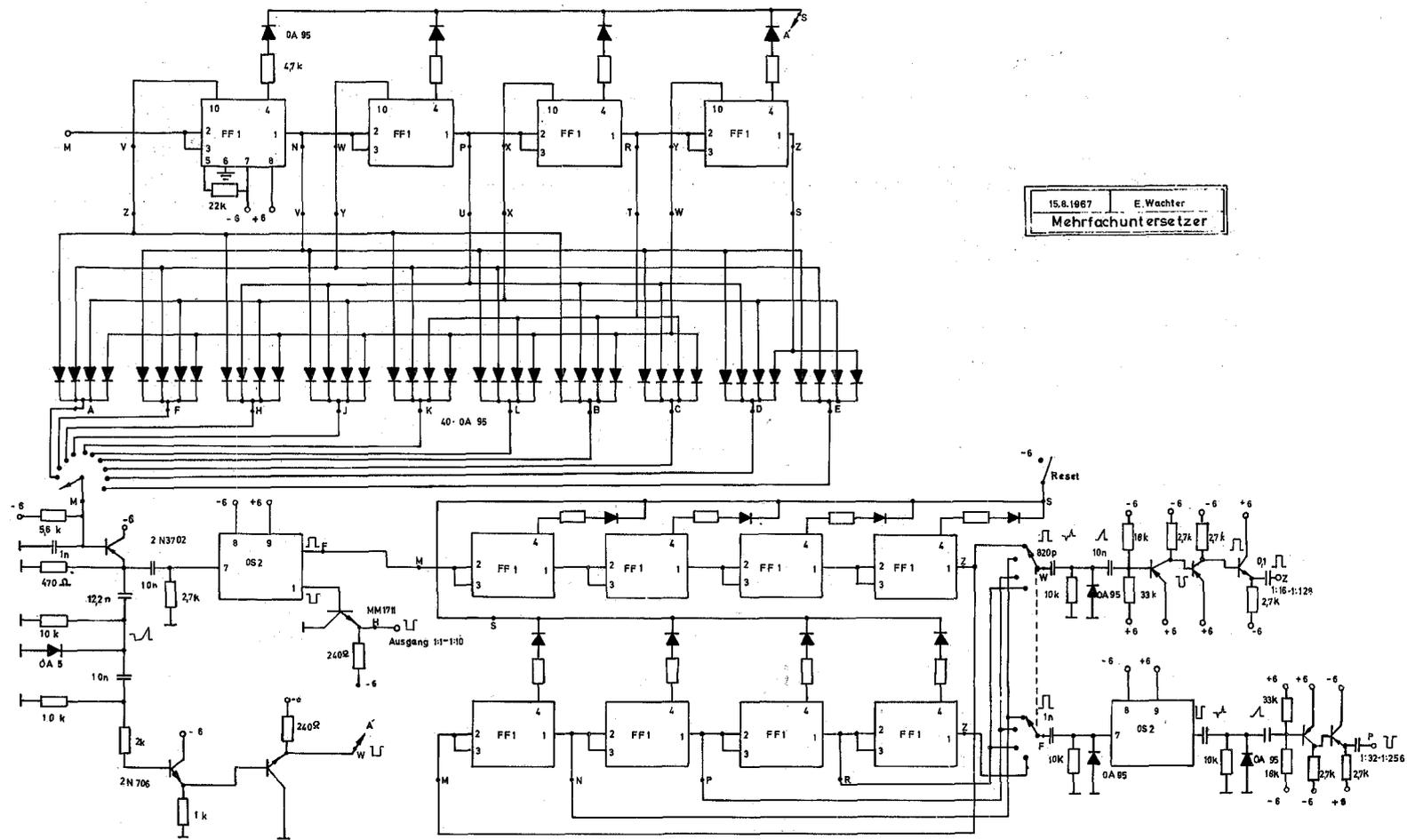


Abb. 8 Untersetzer- und Impulsformierstufe

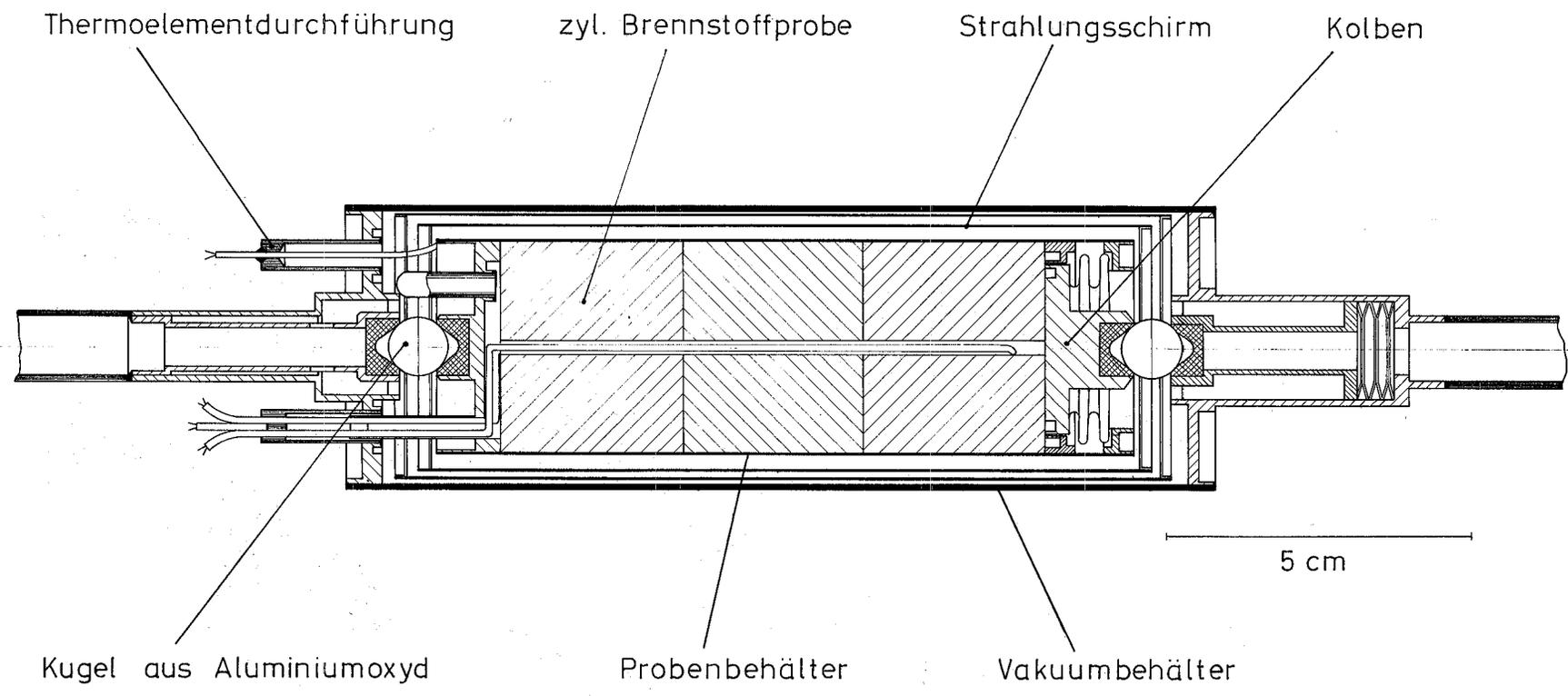


Abb. 9 Doppler - Probe

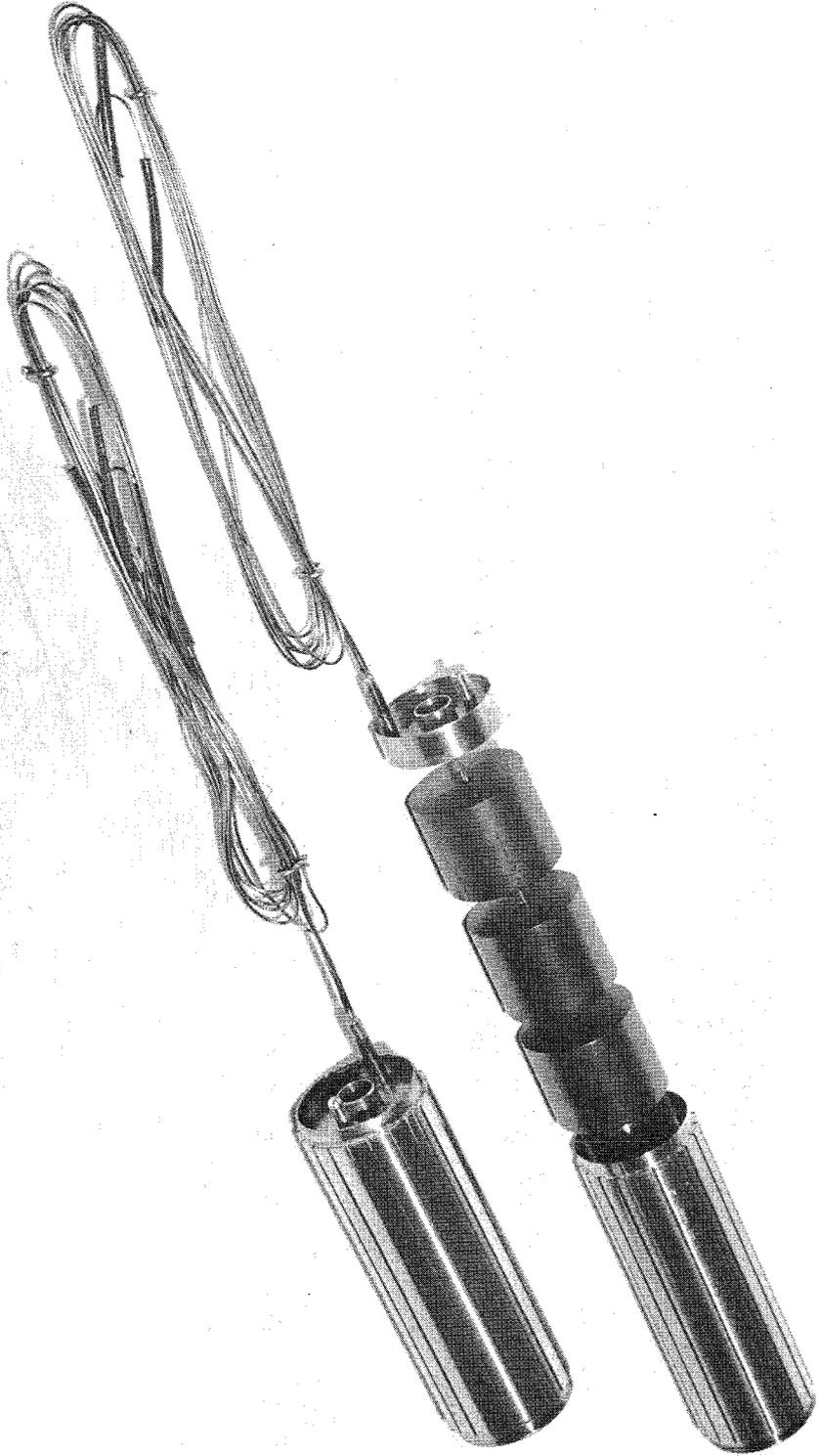


Abb.10 Probenhalter und Brennstoffpellets vor dem Verschweißen

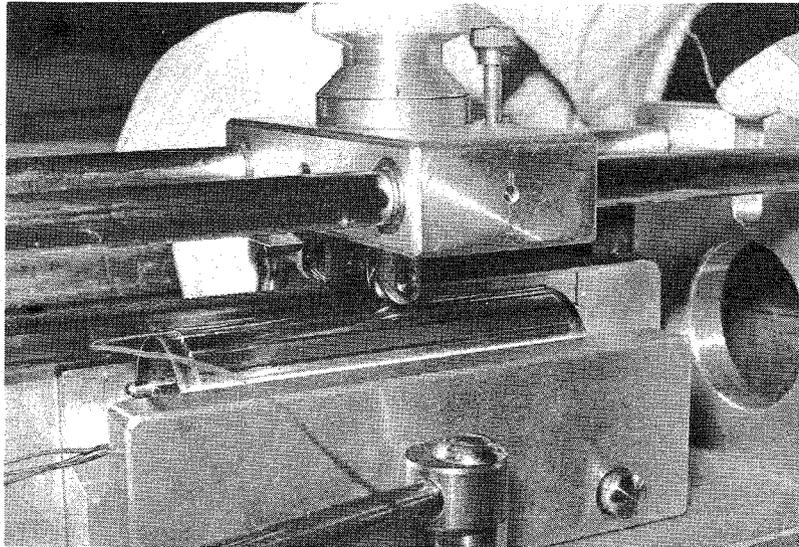
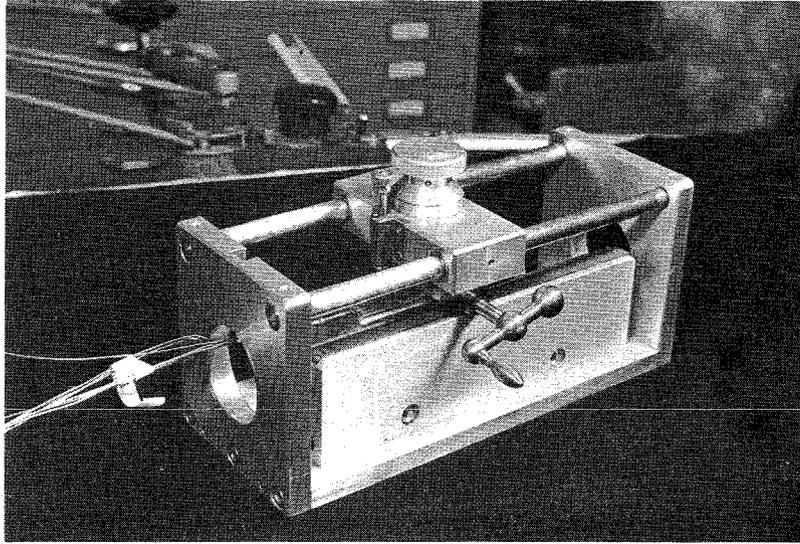
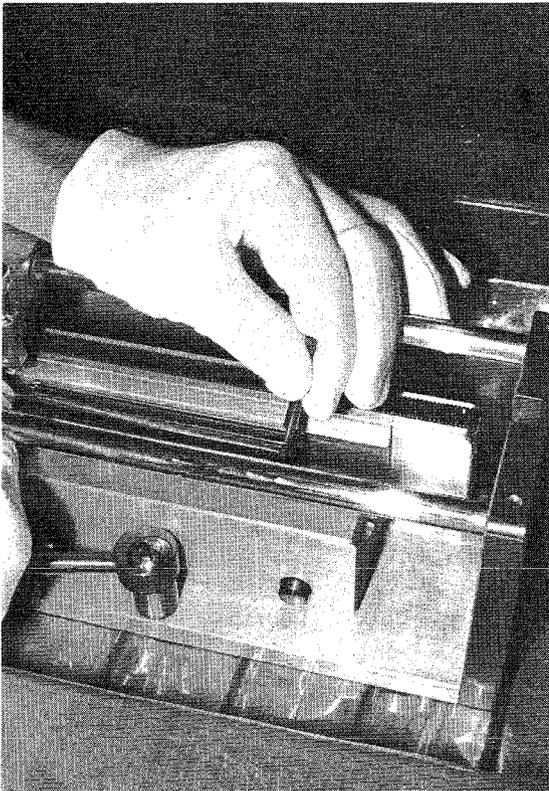
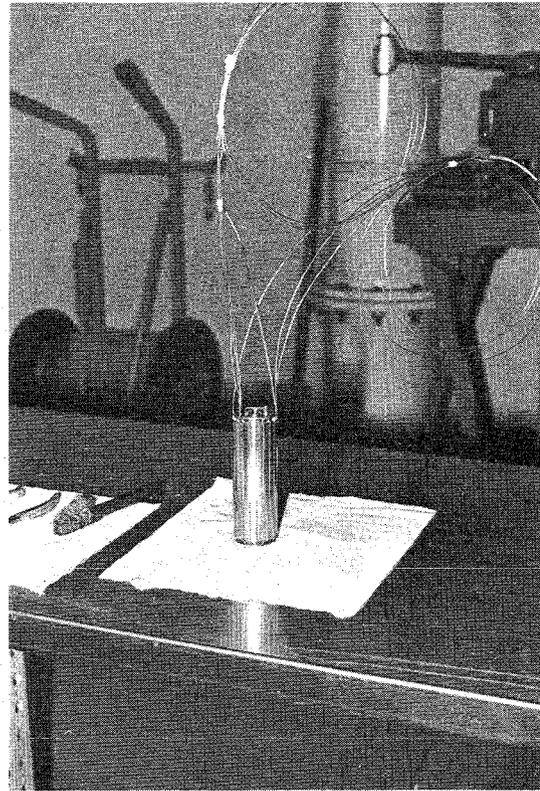


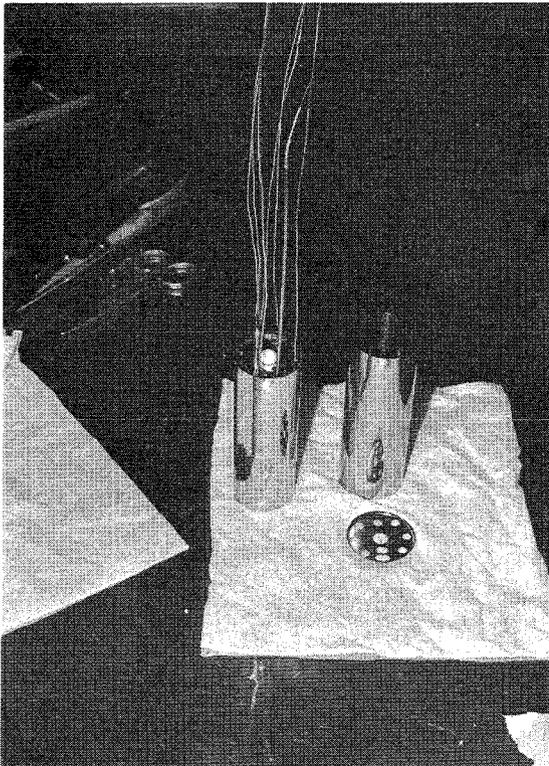
Abb.11 Vorrichtung für das Einwalzen der Heizleiter



Einlegen des Heizleiters



Probe mit Thermoelmenten
und Heizleiter



Nach der Montage des 1. und 2. Strahlschirmes

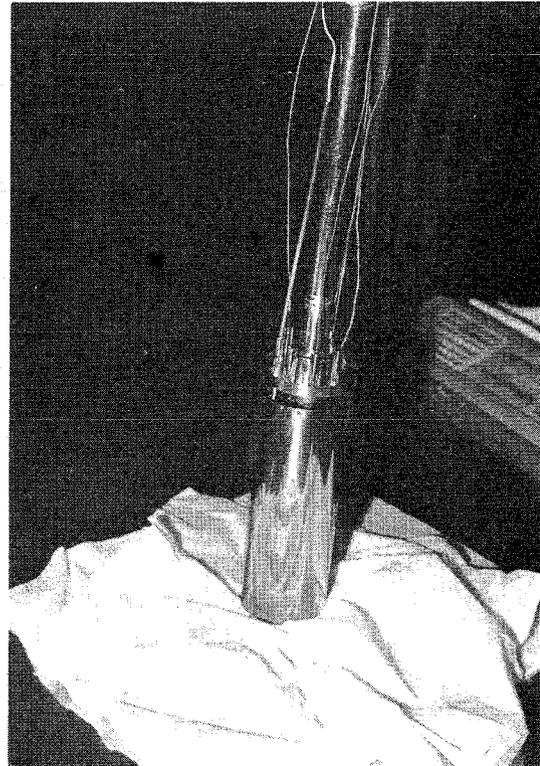


Abb.12 Montage der Dopplerproben

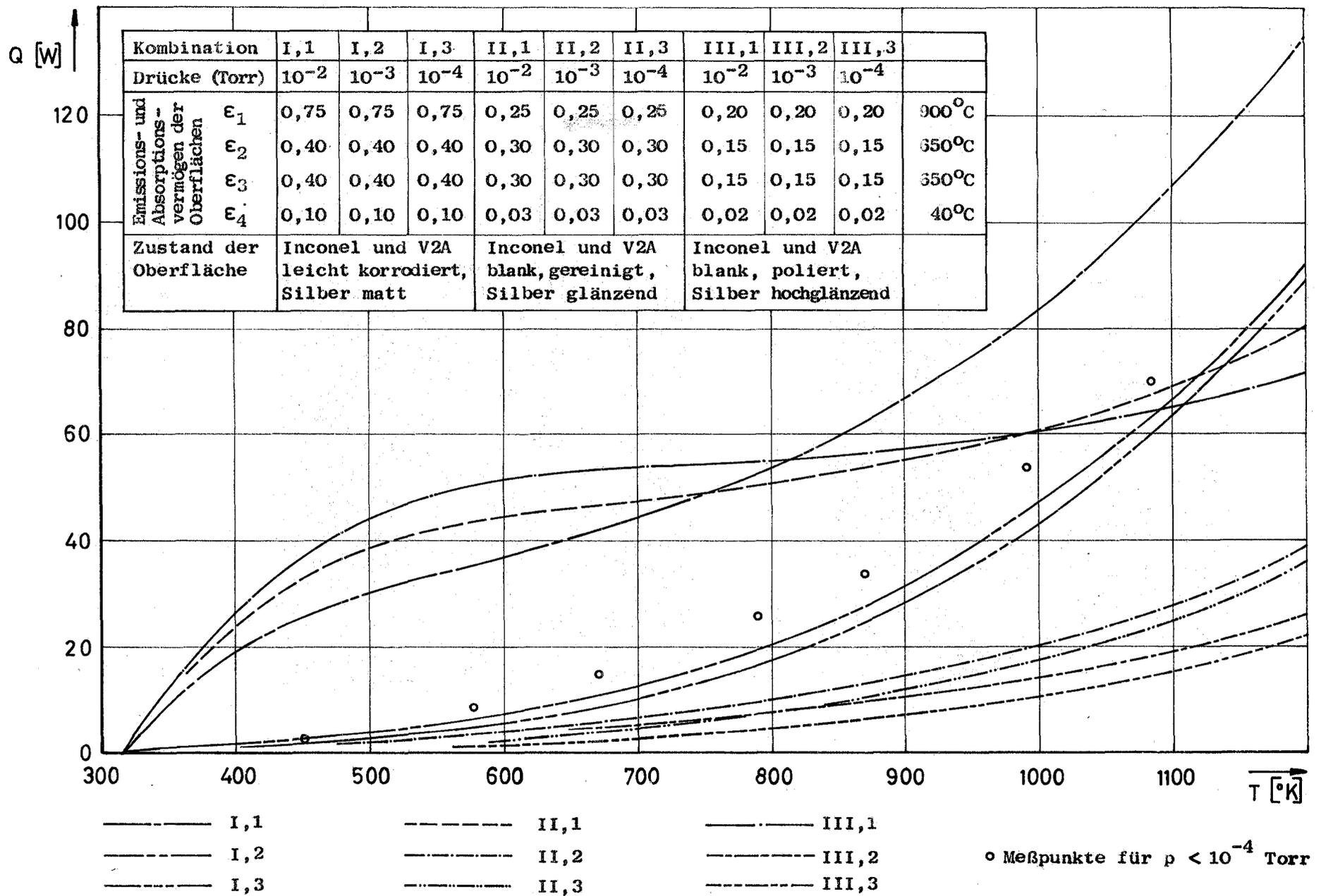


Abb. 13 Wärmeverluste der Probe in Abhängigkeit von Temperatur und Beschaffenheit der Oberflächen

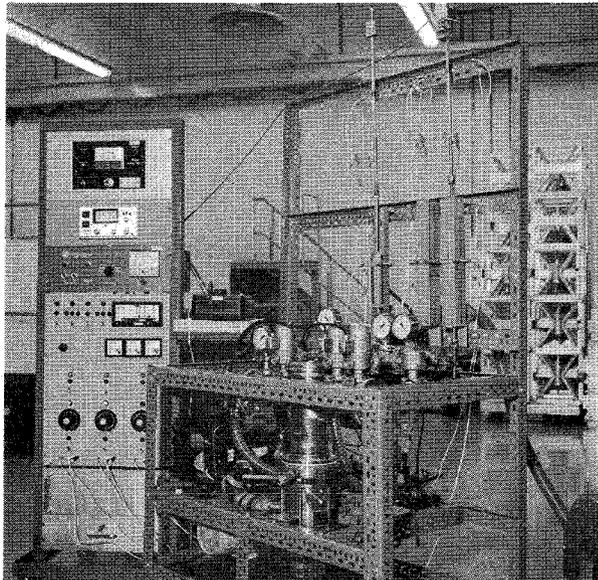
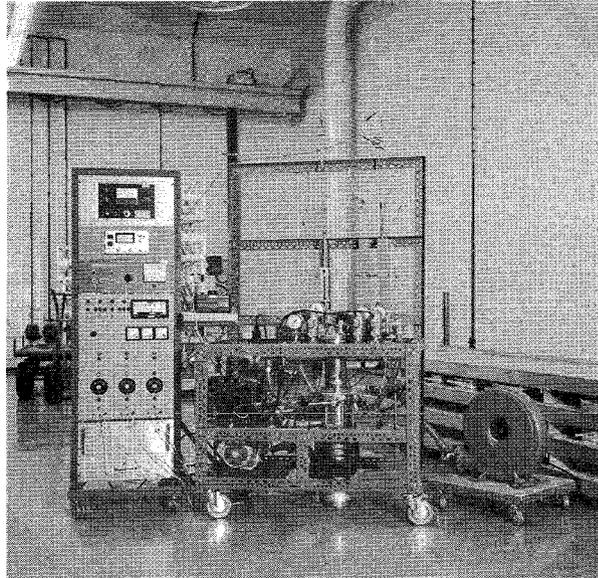


Abb.14 Pumpstand mit Überwachungseinrichtung

Al 40%	Al 40%
Al + CH2	Al + CH2
Al 40%	Al2O3
U-Nat	U 20%
Einbauteile 100 g SS	Einbauteile 100 g SS
U 20%	U-Nat
Al2O3	Al 40%
Al + CH2	Al + CH2
Al 40%	Al 40%

STARK, Ladg.5, Fülltyp 55

Einheitszelle für Dopplerelement

U 20%
Al + CH2
U-Nat
U 20%
Al2O3
Al + CH2
U 20%
U-Nat
U 20%
Al + CH2
U-Nat
U 20%
Al2O3
Al + CH2
U 20%
U-Nat

STARK, Ladg.5

Einheitszelle für Brennelemente
des schnellen Cores

Nickel
Nickel
Nickel
Nickel
Ni
Ni
Ni
Ni
U 20%
Al + CH2
U-Nat
U 20%
Al2O3
Al + CH2
U 20%
U-Nat

STARK, Ladg.5, Fülltyp 53

Einheitszelle für die Brennelemente
12, 18, 20, 26 des schnellen Cores
für Probe mit Nickelumgebung

Ni	U 20%
Ni	Al + CH2
Ni	U-Nat
Ni	U 20%
Ni	Al2O3
Ni	Al + CH2
Ni	U 20%
Ni	U-Nat
U 20%	
Al + CH2	
U-Nat	
U 20%	
Al2O3	
Al + CH2	
U 20%	
U-Nat	

STARK, Ladg.5, Fülltyp 54

Einheitszelle für die Brennelemente
11, 25, 27, 13 des schnellen Cores
für Probe mit Nickelumgebung

Abb.15 Einheitszellen für verschiedene Brennelementbeladung im
schnellen Core von STARK

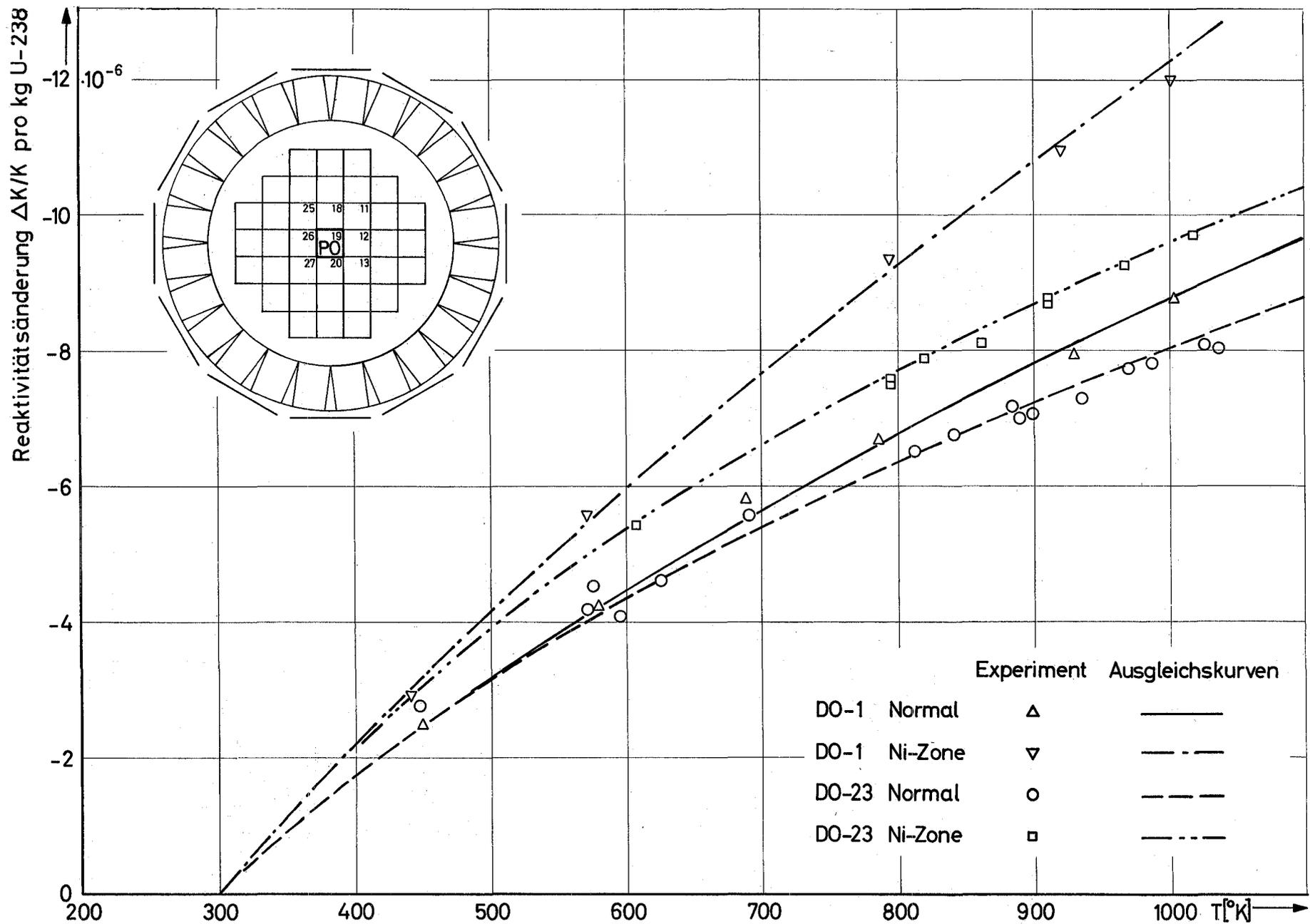


Abb. 16 Temperaturabhängigkeit der Reaktivität der Doppler-Proben DO-1 (UO_2 0,4% angereichert) und DO-23 (U_{Nat} -Metall) in STARK, Ladung 5 mit und ohne Nickelzone

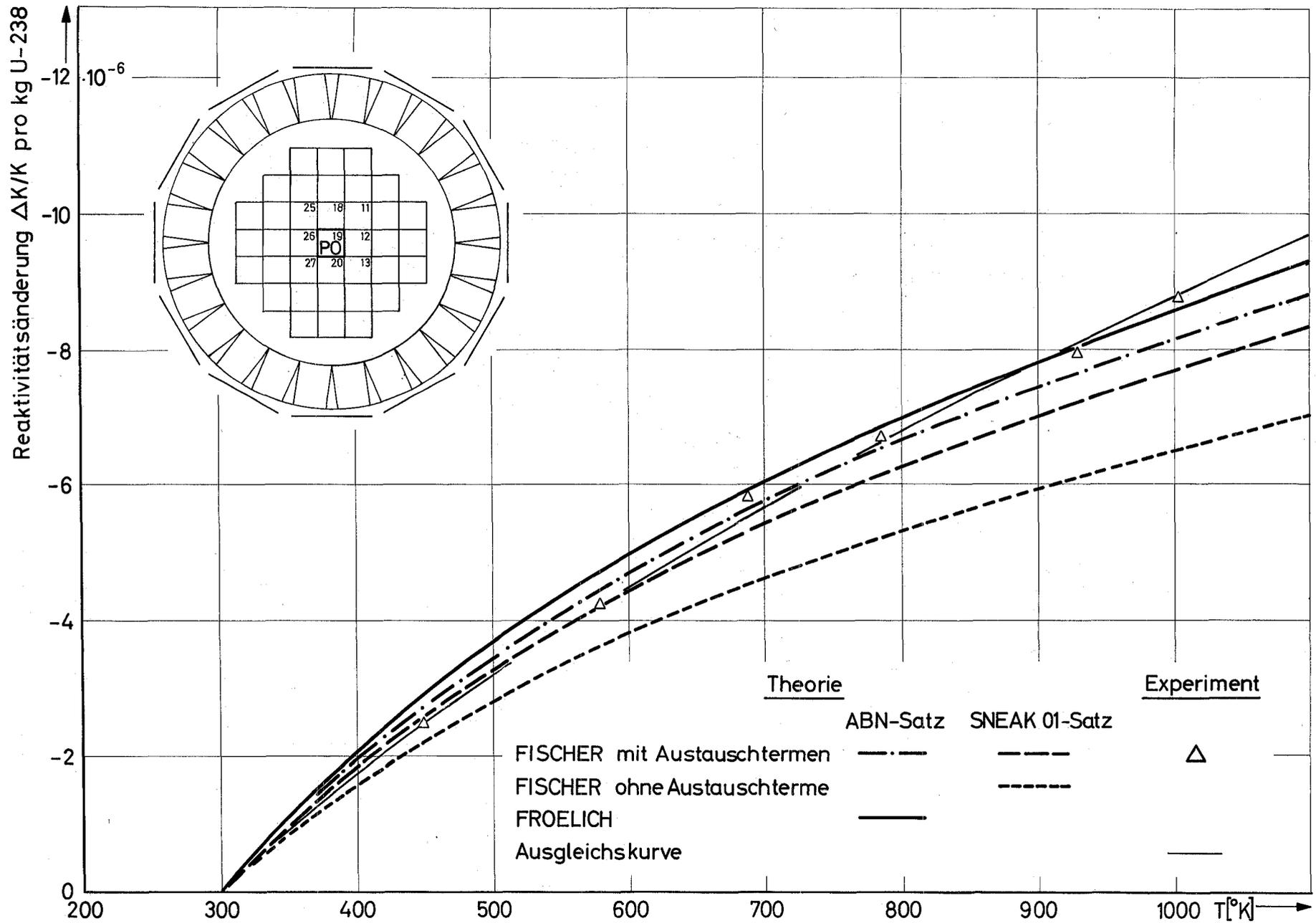


Abb. 17 Temperaturabhängigkeit der Reaktivität der Doppler-Probe DO-1 (0,4%abgereicherte UO_2 -Probe) in STARK, Ladung 5

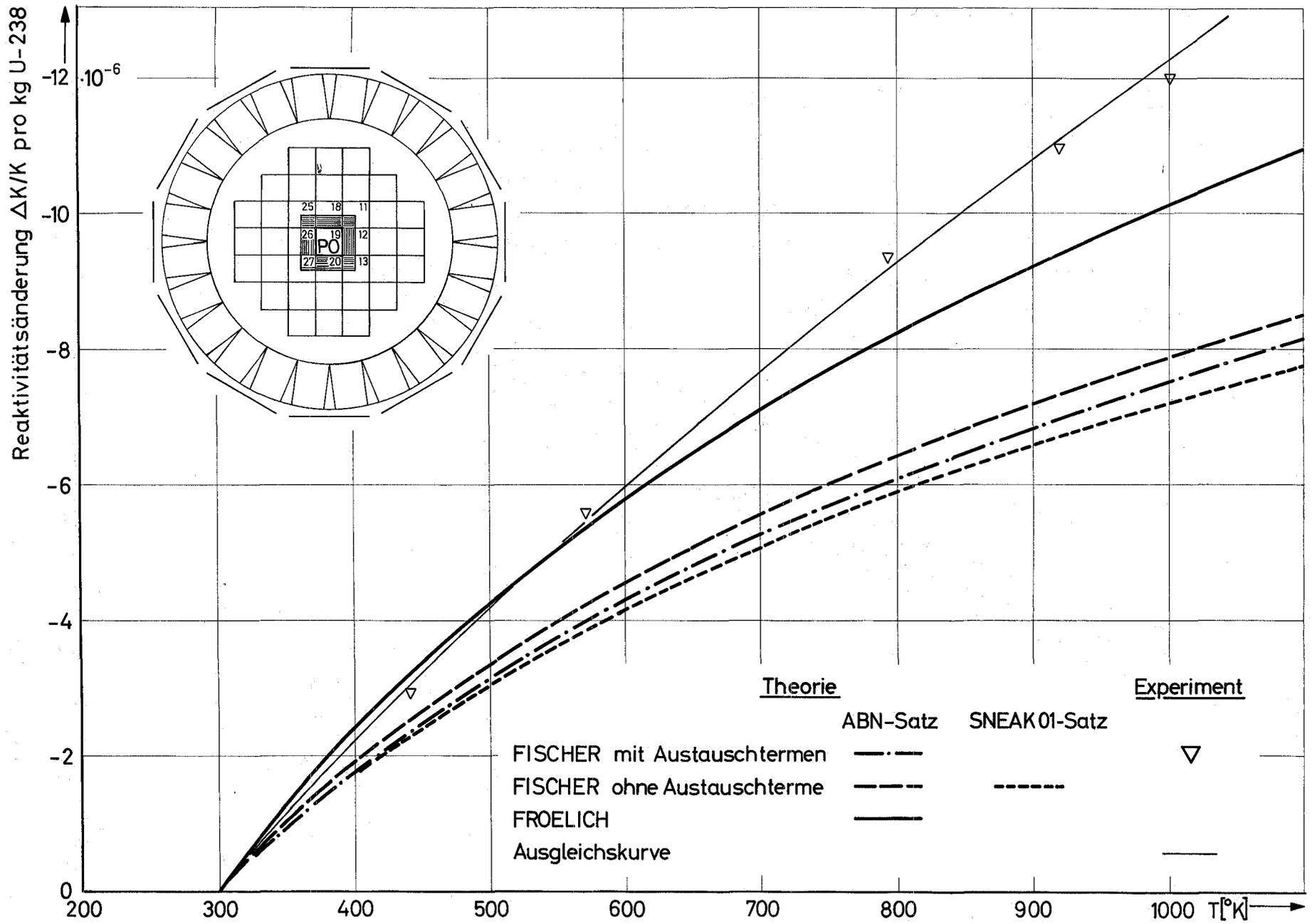


Abb. 18 Temperaturabhängigkeit der Reaktivität der Doppler-Probe DO-1 (0,4% abgereicherte UO_2 -Probe) in STARK, Ladung 5 mit Nickelzone

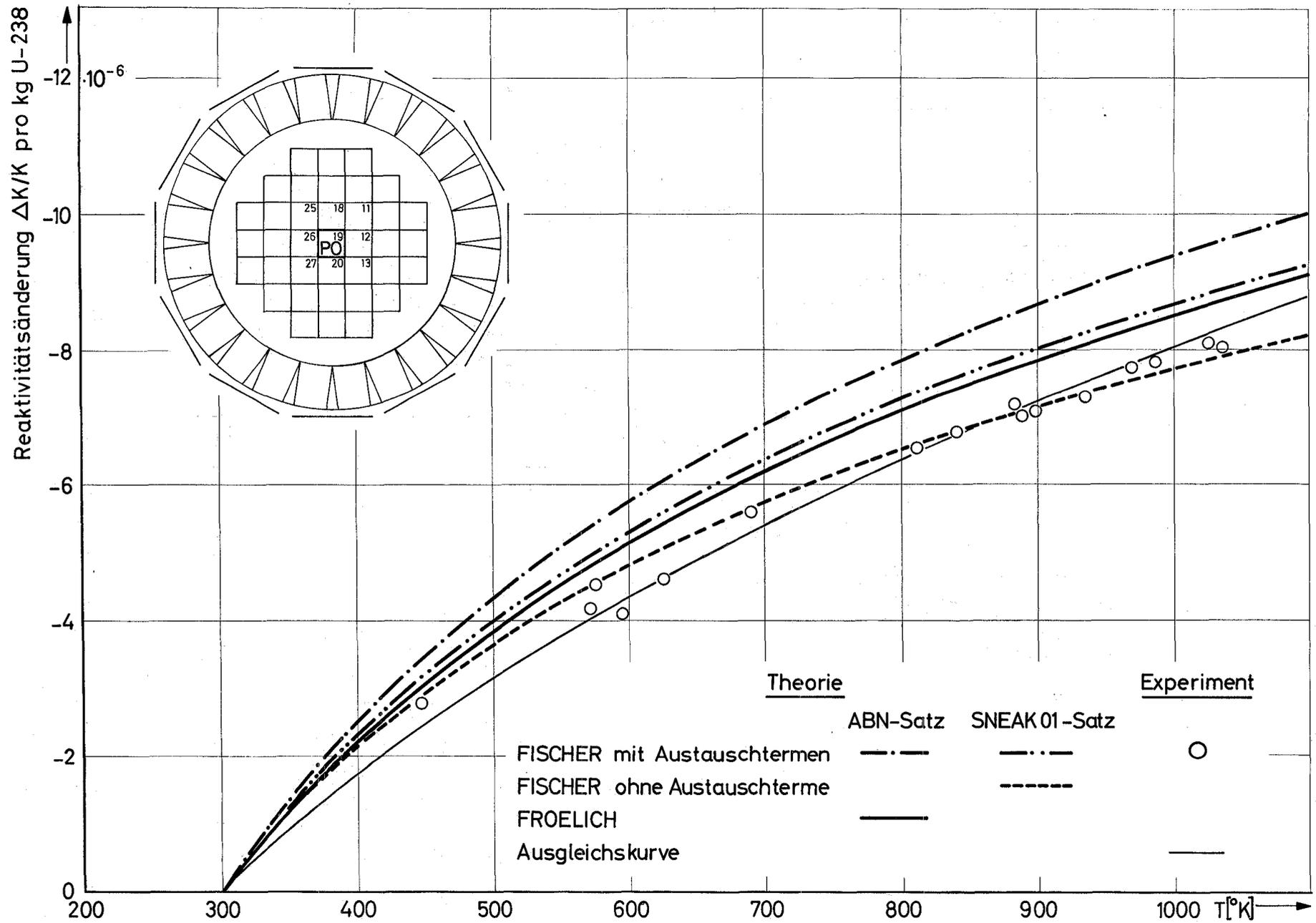


Abb. 19 Temperaturabhängigkeit der Reaktivität der Doppler-Probe DO-23 (metallische Natururanprobe) in STARK, Ladung 5

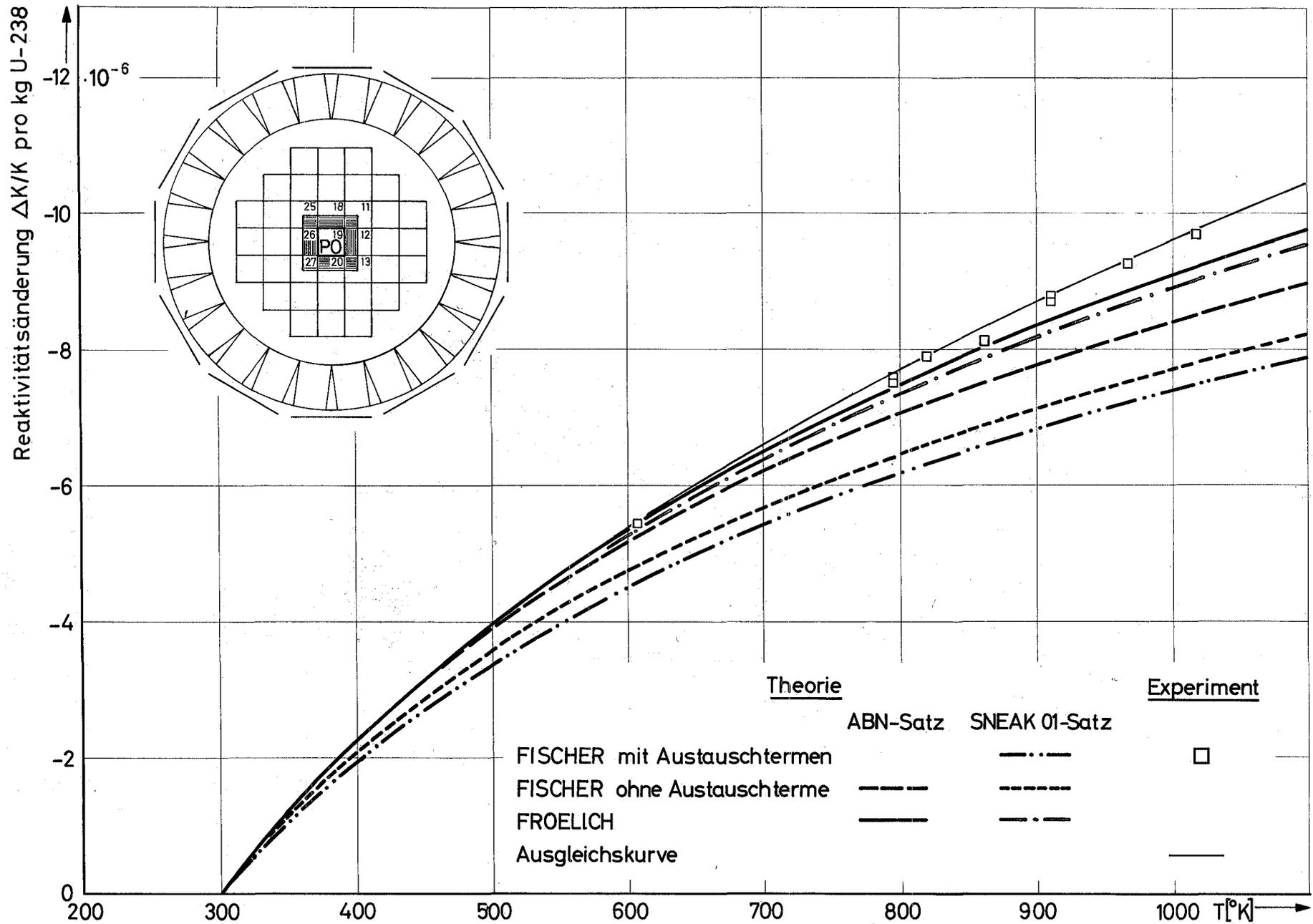


Abb. 20 Temperaturabhängigkeit der Reaktivität der Doppler-Probe DO-23 (metallische Natururanprobe) in STARK, Ladung 5 mit Nickelzone

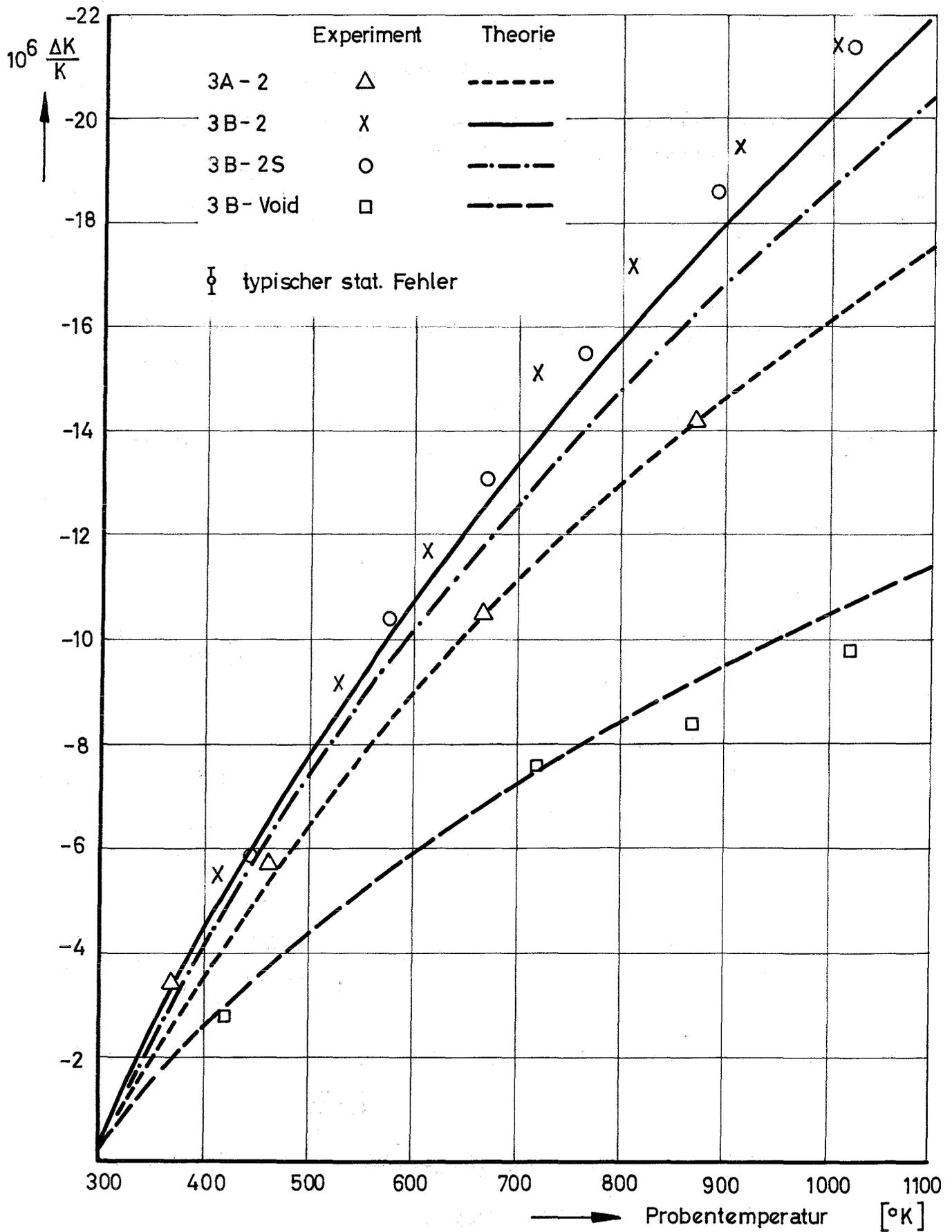


Abb. 21 Messungen der Dopplerreaktivität mit einer angereicherten UO_2 -Probe (D01) in SNEAK 3

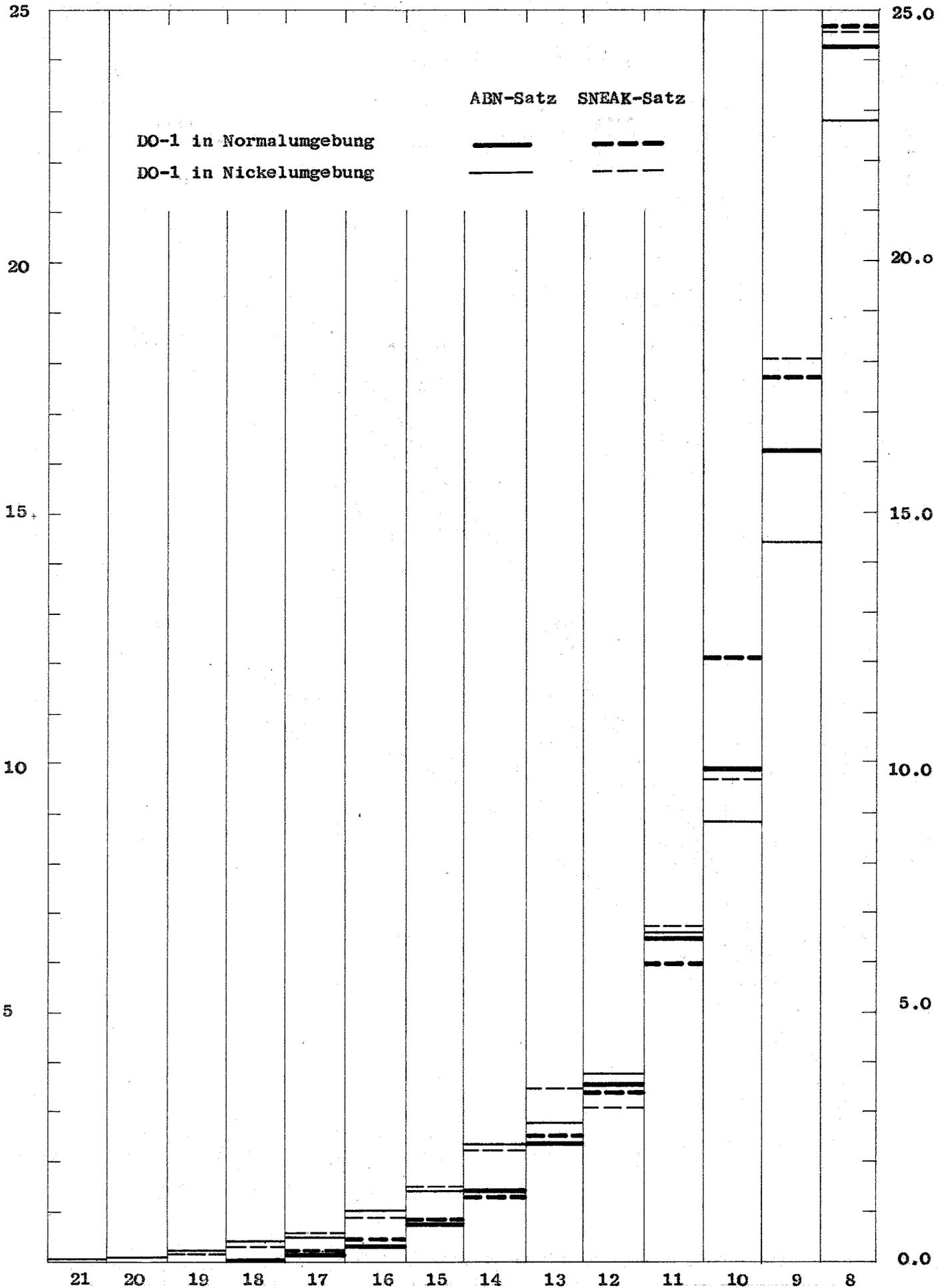


Abb.22 Gruppenflüsse $\phi_1/\Delta u_1$ in der Probenzone ($r = 1,094$ cm), berechnet mit den Gruppensätzen ABN und SNEAK 01 in 10^{-4} pro Volumenintegral der Spaltquelle 1

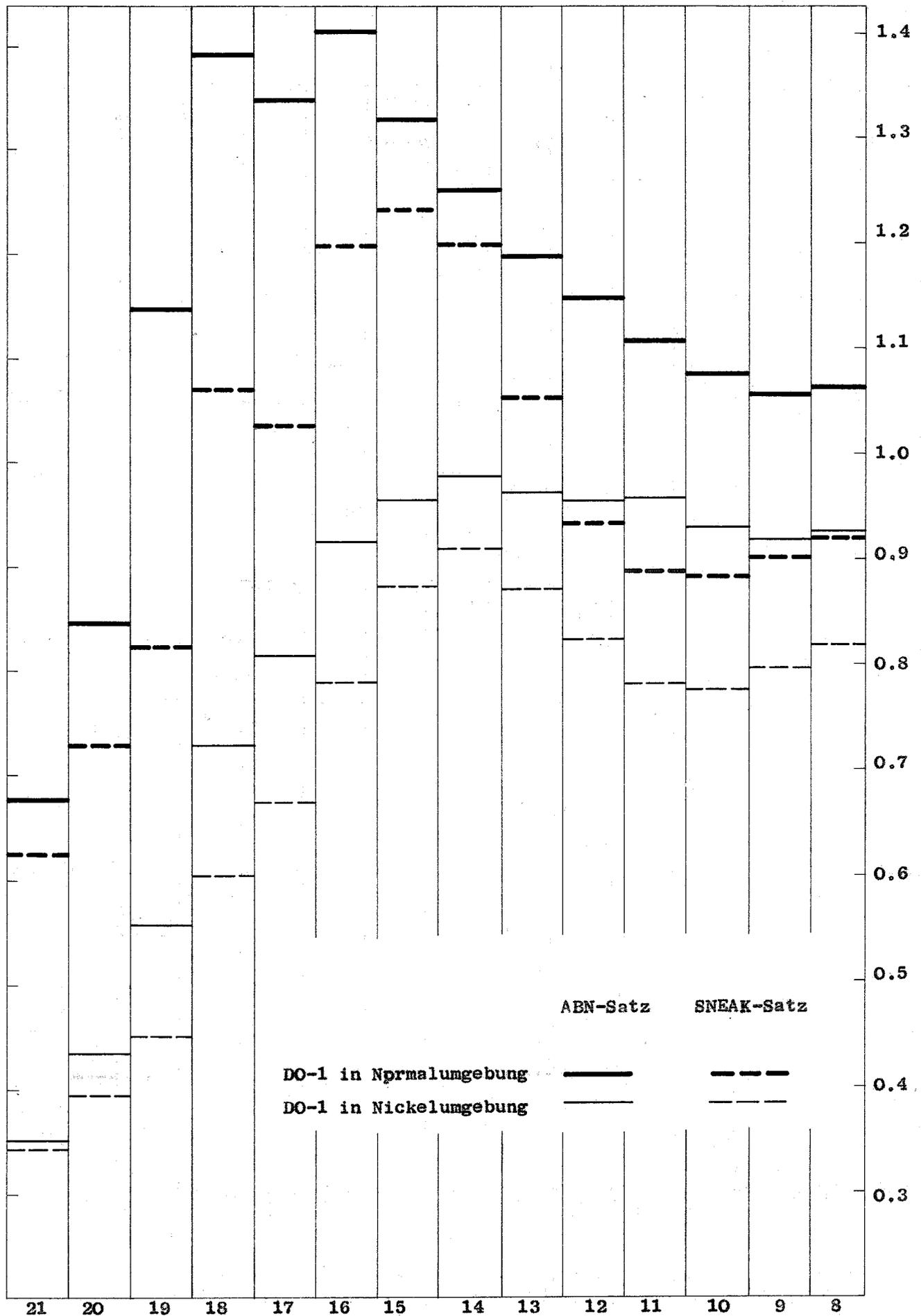
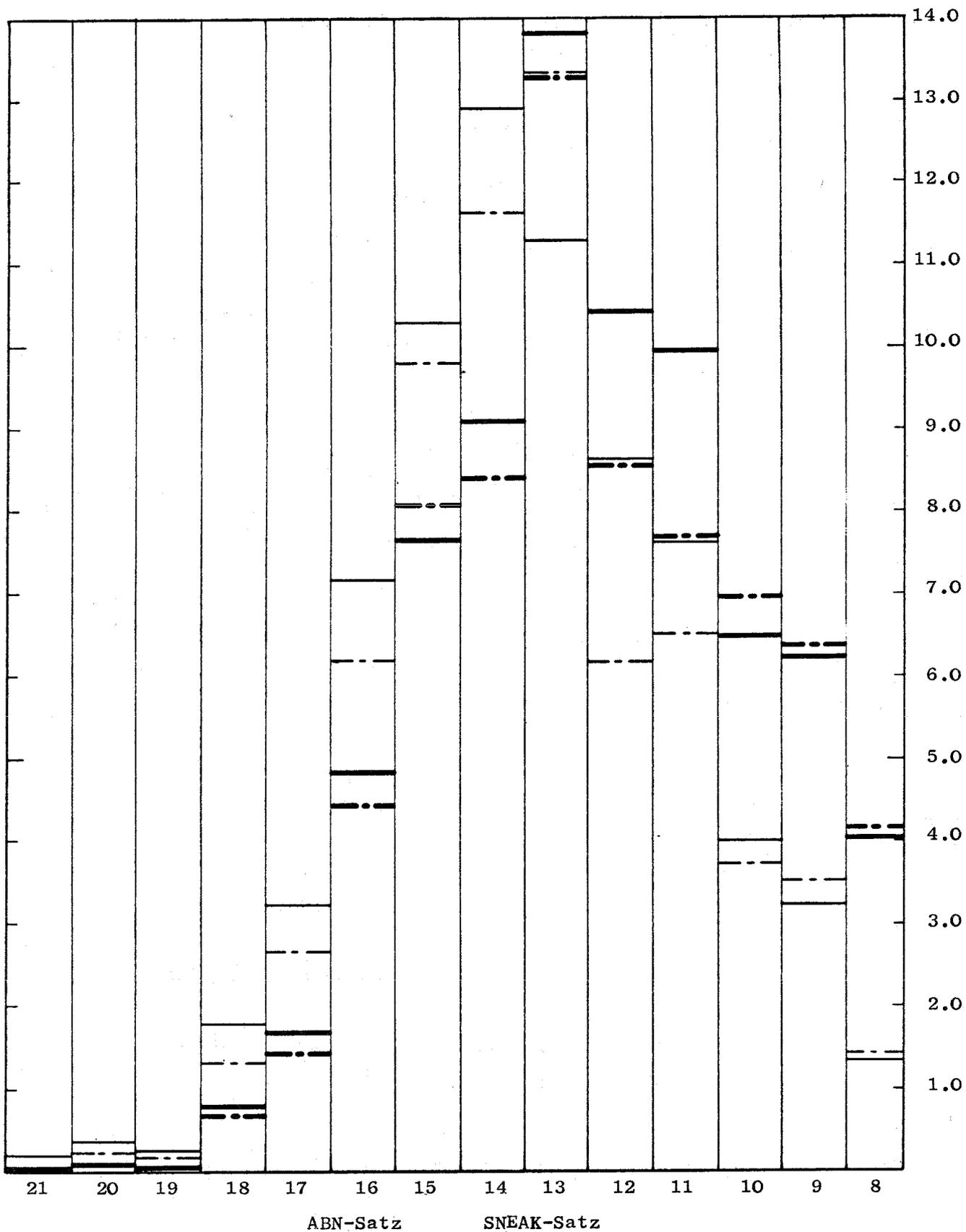


Abb.23 Adjungierte Gruppenflüsse ϕ_1^+ in der Probenzone ($r = 1,094$ cm), berechnet mit den Gruppensätzen ABN und SNEAK 01 in 10^{-4} pro Volumenintegral der Spaltquelle 1



DO-1 in Normalumgebung ———— — . — . —
 DO-1 in Nickelumgebung ———— — . — . —

Abb. 24 Beiträge der Gruppen 8 bis 21 zur Dopplerreaktivität der 0,4 % abgereicherten UO_2 -Probe (DO-1) in $10^{-7} \Delta k/k$ bei verschiedenen Probenumgebungen

A n h a n g 1Allgemeine theoretische Grundlagen zur Berechnung des Dopplerkoeffizienten

Bei der Berechnung von Dopplerkoeffizienten schneller Reaktoren macht man meist von der Störungstheorie in einer Multigruppenschreibweise Gebrauch. Man benützt dabei entweder die Temperaturänderung effektiver gruppengemittelter Wirkungsquerschnitte oder die Temperaturänderung von Reaktionsratenverhältnissen, z.B. [2].

Der über das Flußspektrum einer Energiegruppe gemittelte Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion vom Typ "b" $b = (n, \gamma)$, $b = (n, f)$ und $b = (n, n)_i$ = Streuung aus dem i-ten Intervall ist definiert:

$$\tilde{\Sigma}_b = \frac{\int_{\Delta E_i} \Sigma_b(E) \phi(E) dE}{\int_{\Delta E_i} \phi(E) dE} \quad . \quad (A.1)$$

Der makroskopische Querschnitt $\Sigma_b(E)$ einer Resonanzreaktion setzt sich aus den Anteilen der einzelnen Isotope zusammen:

$$\Sigma_b(E) = \sum_m N_m \sigma_{b_m}(E) \quad . \quad (A.2)$$

Die Querschnitte σ_{b_m} erhält man hierbei durch Aufsummieren der Beiträge der einzelnen Resonanzen

$$\sigma_{b_m}(E) = \sum_k \sigma_{b_k}(E) \quad . \quad (A.3)$$

Der dopplerverbreiterte Querschnitt der k-ten Resonanz ist gegeben durch

$$\sigma_{b_k}(E) = \sigma_{obk} \psi_k(E) \quad , \quad (A.4)$$

wobei σ_{obk} der Querschnitt in der Spitze der unverbreiterten Resonanz vom Typ b gegeben ist durch

$$\sigma_{obk}(E) = 4 \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{\Gamma^2} \quad . \quad (A.5)$$

$\psi_k(E)$ stellt die dopplerverbreiterte Linienform, auch Voigt-Profil genannt, dar und ist definiert durch

$$\psi(\theta, x) = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{1+y^2} \exp \left[-\frac{1}{4} \theta^2 (x-y)^2 \right] \quad , \quad (A.6)$$

wobei

$$x = \frac{E - E_{RK}}{\frac{\Gamma_k}{2}}, \quad y = \frac{E' - E_{RK}}{\frac{\Gamma_k}{2}} \quad (\text{A.7})$$

und $\theta = \frac{\Gamma}{\Delta}$. (A.8)

Die Dopplerbreite ist definiert durch

$$\Delta = \sqrt{\frac{4 E_{RK} K T}{A}} \quad (\text{A.9})$$

In den Ausdrücken (A.5) bis (A.9) bedeuten:

λ die reduzierte Neutronenwellenlänge,

$g = \frac{2J + 1}{2(i + 1)}$ statistischer Faktor,

J Gesamtdrehimpuls des Zwischenkerns,

i Kernspin,

Γ totale Halbwertsbreite,

Γ_n Streubreite,

Γ_b Halbwertsbreite für den Reaktionstyp b,

E_{RK} Resonanzenergie der K-ten Resonanz.

Der zur Berechnung des Flusses später benötigte totale Wirkungsquerschnitt setzt sich zusammen aus dem energieunabhängigen Potentialquerschnitt σ_p , dem symmetrischen Resonanzquerschnitt und dem Interferenzquerschnitt σ_{int} :

$$\sigma_t(E) = \sigma_p + \sum_k \sigma_{ok} \psi_k(\theta, x) + \sum_k \sigma_{int,k}(E) \quad (\text{A.10})$$

Der Interferenzquerschnitt ist gegeben durch

$$\sigma_{int,k}(E) = 2 \sigma_{ok} \left[\chi_k(\theta, x) \sin \delta_1 \cos \delta_1 - \psi(\theta, x) \sin^2 \delta_1 \right] \quad (\text{A.11})$$

Dabei ist $\chi_k(\theta, x)$ die antisymmetrische Funktion, die gegeben ist durch

$$\chi_k(\theta, x) = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y dy}{1 + y^2} \exp \left[-\frac{1}{4} \theta^2 (x-y)^2 \right] \quad (\text{A.12})$$

δ_1 ist die Phasenverschiebung, die sich aus folgender Beziehung ermitteln läßt:

$$\delta_1 = - \arctan \frac{J_{1+1/2} \frac{R'}{\lambda}}{N_{1+1/2} \frac{R'}{\lambda}} \quad (\text{A.13})$$

worin J_1 und N_1 die Bessel- bzw. Neumann-Funktionen sind und R' der effektive Kernradius.

Bei der als "Narrow Resonance Approximation" $\sqrt{44}$ bekannten Näherung nimmt man an, daß die Resonanz schmal ist im Vergleich zum mittleren Energieverlust bei elastischer Streuung. Dann kommt für eine Energie E in einer Resonanz der Hauptanteil der in die Resonanzenergie eingestreuten Neutronen von Energien oberhalb der Resonanz, und die Quellfunktion $q_i(E)$ ist in guter Näherung im Bereich der Resonanz konstant. Für diesen Fall kann man den wahren Fluß $\phi(E)$ durch den wahren totalen Wirkungsquerschnitt $\Sigma_t(E)$ beschreiben:

$$\phi(E) = \frac{q_i(E)}{\Sigma_t(E)} \quad . \quad (\text{A.14})$$

Mit dieser Beziehung läßt sich dann der effektive in einer Energiegruppe gemittelte Querschnitt schreiben:

$$\tilde{\Sigma}_{bi} = \frac{\int_{\Delta E_i} \Sigma_b(E) \frac{1}{\Sigma_t(E)} dE}{\int_{\Delta E_i} \frac{1}{\Sigma_t(E)} dE} = \frac{\left\langle \frac{\Sigma_b}{\Sigma_t} \right\rangle_i}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle_i} \quad . \quad (\text{A.15})$$

Aus der Gleichung (A.15) erkennt man den Einfluß der Resonanzen auf die effektiven Wirkungsquerschnitte. An den Energiepunkten, an denen $\Sigma_t(E)$ besonders groß ist, wird der Fluß $\phi_i(E) = q_i/\Sigma_t(E)$ besonders klein, weil wegen des großen Wertes von $\Sigma_t(E)$ an dieser Stelle die Neutronen sehr schnell aus diesem Energiegebiet entfernt werden. Diese Tatsache, daß in den Energiegebieten der Resonanzspitzen wenig Neutronen für eine Reaktion zur Verfügung stehen, ist unter dem Begriff Selbstabschirmung bekannt. Allgemein gilt, daß

$$\frac{\tilde{\Sigma}_{bi}}{\frac{1}{\Delta E} \int \Sigma_b(E) dE} < 1 \quad . \quad (\text{A.16})$$

Mit kleiner werdenden Resonanzspitzen nähert sich dieser Quotient dem Wert von 1. Da die Resonanzen mit wachsender Temperatur immer flacher werden und der Ausdruck

$\frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E_i} \Sigma_{bi}(E) dE$ wegen der Beziehung $\int_{-\infty}^{+\infty} \psi_k(\theta, x) dx = \pi = \text{konst.}$ $\sqrt{44}$ konstant

bleibt, muß mit wachsender Temperatur $\tilde{\Sigma}_{bi}$ zunehmen. Dieser Effekt ist letztlich die Ursache des Dopplerkoeffizienten in Reaktoren.

Da sich der effektive Wirkungsquerschnitt ändert, ändert sich auch der Multiplikationsfaktor des Reaktors mit der Temperatur. Man erhält also einen Dopplerkoeffizienten der Reaktivität. Bei den im Projekt Schneller Brüter konzipierten Reaktoren, bei denen Stahl als Hüllmaterial verwendet wird, liefern nur die Spalt- und Einfangquerschnitte der Brennstoffisotope im Resonanzbereich einen merklichen Beitrag zum Dopplerkoeffizienten. Deshalb werden bei den meisten theoretischen Überlegungen auch nur die genannten Reaktionsraten berücksichtigt $\sqrt{2}, 137$. Bei Verwendung von Molybdän, Tantal oder Wolfram als Hüllwerkstoffe müßte auch ihr Beitrag zum Dopplerkoeffizienten berücksichtigt werden, da ihre Querschnitte ein ausgeprägtes Resonanzverhalten aufweisen.

Anhang 2Änderung der Reaktionsrate beim Heizen einer mit einer Nickelschicht umhüllten Brennstoffprobe in einem schnellen Reaktor

Wir wollen versuchen, mit einem Formalismus, wie er in Abschnitt 8.2 verwendet wurde, einen Ausdruck für die Änderung der Reaktionsrate einer beheizten Probe in einem schnellen Reaktor abzuleiten, wenn zwischen Probe und umgebendem Core eine sogenannte Resonanzentkopplerschicht zwischengeschaltet ist. Ähnlich wie in Abschnitt 8.2 machen wir wieder die vereinfachende Annahme, daß der die Probe umgebende Reaktor auf einheitlicher Temperatur sei und sein Aufbau homogen. Außerdem soll die Probe die gleiche Zusammensetzung wie das umgebende Core besitzen. Ferner setzen wir voraus, daß der Absorptionsquerschnitt des Entkopplermaterials sehr klein im Vergleich zu seinem totalen Querschnitt ist.

V_1 , V_2 und V_3 seien die Volumina der Probe, des Resonanzentkopplers und des Reaktors, Σ_{t1} , Σ_{t2} und Σ_{t3} die entsprechenden totalen makroskopischen Querschnitte, und Σ_{a1} , Σ_{a2} , Σ_{a3} die Absorptionsquerschnitte der einzelnen Zonen. Die durch das Heizen veränderten Probenquerschnitte bezeichnen wir wieder mit Σ_{t1}' und Σ_{a1}' .

Wir definieren mit P_{ik} die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron, welches im Volumen i produziert wird, nach k entkommt und dort einen Stoß erfährt. Bezeichnet man mit Γ_2 die Durchgangswahrscheinlichkeit (ohne Stoß!) durch die die Probe umgebende Resonanzentkopplerzone bei Einfall von innen, und mit p_1 die Stoßwahrscheinlichkeit in der Probe, dann lassen sich für P_{ik} folgende Beziehungen anschreiben:

$$\begin{aligned} P_{11} &= p_1 \\ P_{12} &= (1-p_1)(1-\Gamma_2) = (1-P_{11})(1-\Gamma_2) \\ P_{13} &= (1-p_1)\Gamma_2 = (1-P_{11})\Gamma_2 . \end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeiten P_{21} und P_{31} erhalten wir unter Verwendung des Reziprozitätstheorems $\sqrt{53}$

$$\begin{aligned} P_{ij} V_i \Sigma_{t_i} &= P_{ji} V_j \Sigma_{t_j} \\ P_{21} &= \frac{V_1 \Sigma_{t1}}{V_2 \Sigma_{t2}} (1-P_{11})(1-\Gamma_2) \\ P_{31} &= \frac{V_1 \Sigma_{t1}}{V_3 \Sigma_{t3}} (1-P_{11}) \Gamma_2 . \end{aligned}$$

Bezeichnen wir mit $P_{2 \rightarrow 1}$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein in Zone 2 erzeugtes Neutron die Zone nach innen verläßt und mit Γ_1 die Durchgangswahrscheinlichkeit durch die Probe, so kann man, wenn man beachtet, daß die Zahl der Neutronen, die aus der Zone 2 direkt nach Zone 3 austreten, unabhängig von der Proben-temperatur ist, nach FISCHER [13] schreiben:

$$\begin{aligned} P_{23} &= P_{2 \rightarrow 1} \Gamma_1 \Gamma_2 + \text{temperaturunabhängiger Term} \\ &= - P_{21} \cdot \Gamma_2 + \text{temperaturunabhängiger Term} . \end{aligned}$$

Wählt man für die Resonanzentkopplerzone (Zone 2) die richtige Dicke, so erfah- ren sämtliche Neutronen, die sie durchqueren, mindestens einen Stoß. Für diesen Fall wird

$$\Gamma_2 = 0 ,$$

womit sich die Ausdrücke für die Wahrscheinlichkeiten $P_{i,k}$ sehr vereinfachen:

$$P_{11} = P_1$$

$$P_{12} = (1 - P_{11})$$

$$P_{13} = 0$$

$$P_{21} = \frac{V_1 \Sigma_{t1}}{V_2 \Sigma_{t2}} P_{12}$$

$$P_{31} = 0$$

$$P_{23} = \text{temperaturunabhängig} = C_{23} .$$

Gibt (i,k) die Zahl der Neutronen wieder, welche in der Zone i produziert und in der Zone k absorbiert werden, so lassen sich, wenn man die Quellstärke in der i -ten Zone mit q_i bezeichnet, die Absorptionsraten folgendermaßen schrei- ben:

$$(1,1) = q_1 V_1 \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} = q_1 V_1 (1 - P_{12}) \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}}$$

$$(1,2) = q_1 V_1 \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}}$$

$$(2,1) = q_2 V_2 P_{21} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} = q_2 V_2 \frac{V_1 \Sigma_{t1}}{V_2 \Sigma_{t2}} P_{12} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}}$$

$$(2,2) = q_2 V_2 P_{22} \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} = \text{temperaturabhängig} = K_{22}$$

$$(1,3) = 0$$

$$(3,1) = 0$$

$$\begin{aligned}
 (2,3) &= q_2 V_2 C_{23} \frac{\Sigma_{a3}}{\Sigma_{t3}} = \text{temperaturunabhängig} = K_{23} \\
 (3,2) &= q_3 V_3 P_{32} \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} = \text{temperaturunabhängig} = K_{32} \\
 (3,3) &= q_3 V_3 P_{33} \frac{\Sigma_{a3}}{\Sigma_{t3}} = \text{temperaturunabhängig} = K_{33} .
 \end{aligned}$$

In den einzelnen Teilzonen werden also absorbiert:

Vor dem Heizen:

$$\text{Probe: } J_{V1} = q_1 V_1 \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} - q_1 V_1 P_{12} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} + q_2 V_1 \frac{\Sigma_{t1}}{\Sigma_{t2}} P_{12} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}}$$

$$\text{Entk.-Zone: } J_{V2} = q_1 V_1 P_{12} \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} + K_{22} + K_{32}$$

$$\text{Reaktor: } J_{V3} = K_{23} + K_{33} .$$

Nach dem Heizen:

$$\text{Probe: } J_{V1}' = q_1 V_1 \frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - q_1 V_1 P_{12}' \frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} + q_1 V_1 \frac{\Sigma_{t1}'}{\Sigma_{t2}} P_{12}' \frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'}$$

$$\text{Entk.-Zone: } J_{V2}' = q_1 V_1 P_{12}' \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} + K_{22} + K_{32}$$

$$\text{Reaktor: } J_{V3}' = K_{23} + K_{33} .$$

Die gesamte Änderung der Absorptionsrate beim Heizen beträgt

$$\begin{aligned}
 J_{\text{Ges}} = q_1 V_1 \left[\left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) - P_{12}' \frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} + P_{12} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} + P_{12}' \frac{q_2}{q_1} \frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t2}} \right. \\
 \left. - P_{12} \frac{q_2}{q_1} \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t2}} + \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{t2}} (P_{12}' - P_{12}) \right] . \quad (\text{B.1})
 \end{aligned}$$

Da für Nickel, welches als Material für die Resonanzentkopplerzone verwendet wurde, die Bedingung $\Sigma_{a2} \ll \Sigma_{t2}$ gut erfüllt ist, kann der letzte Term in der eckigen Klammer gegenüber den anderen vernachlässigt werden.

Für eine große Probe, bei der die Bedingung $L_t / \bar{l} \ll 1$ erfüllt ist, wo $L_t = 1/\Sigma_t$ die freie Stoßweglänge und $\bar{l} = 4V/S$ die mittlere Sehnenlänge der Probe sind, kann nach CASE et al. [53] für die Entkommwahrscheinlichkeit P_{12} und P_{12}' geschrieben werden:

$$P_{12} = \frac{1}{\bar{\Gamma} \Sigma_{t1}} , \quad P'_{12} = \frac{1}{\bar{\Gamma} \Sigma_{t1}'}$$

Setzt man diese Ausdrücke für P_{12} und P'_{12} in Gleichung (B.1) ein und formt um, so erhält man

$$\Delta J_{\text{Ges}} = q_1 V_1 \left[\left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) - \frac{1}{\bar{\Gamma}} \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'^2} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}^2} \right) + \frac{q_2}{q_1} \frac{1}{\bar{\Gamma} \Sigma_{t1}} \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) \right] \quad (\text{B.2})$$

Verwenden wir den Zusammenhang

$$\Sigma_{t1} = \frac{\Gamma}{\Gamma_Y} \Sigma_{a1} + \Sigma_{p1} ,$$

worin Γ die totale Halbwertsbreite, Γ_Y die Halbwertsbreite für Strahlungseinfang und Σ_{p1} der Potentialquerschnitt des Probenmaterials, so läßt sich, wenn man beachtet, daß $\Sigma_{a1}' - \Sigma_{a1} = \Delta \Sigma_{a1}$, der erste Term in der eckigen Klammer schreiben:

$$A = \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) = \frac{\Sigma_{p1} \Delta \Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}' \Sigma_{t1}}$$

Setzt man beim 2. Term in der eckigen Klammer $\Sigma_{t1}' = \Sigma_{t1} + \Delta \Sigma_{t1}$, entwickelt nach $\Delta \Sigma_{t1} / \Sigma_{t1}$ und bricht beim quadratischen Glied ab, so läßt sich dieser schreiben

$$B = \frac{1}{\bar{\Gamma}} \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'^2} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}^2} \right) \approx \frac{1}{\bar{\Gamma} \Sigma_{t1}} \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) - \frac{1}{\bar{\Gamma} \Sigma_{t1}} \frac{\Sigma_{a1}' \Delta \Sigma_{t1}}{\Sigma_{t1}' \Sigma_{t1}}$$

Die umgeformten Terme in (B.2) eingesetzt gibt

$$\Delta J_{\text{Ges}} = q_1 V_1 \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) \left[1 - \frac{1}{\bar{\Gamma} \Sigma_{t1}} + \frac{1}{\bar{\Gamma} \Sigma_{t1}} \frac{\Sigma_{a1}' \Delta \Sigma_{t1}}{\Sigma_{t1}' \Sigma_{t1} A} + \frac{q_2}{q_1} \frac{1}{\bar{\Gamma} \Sigma_{t1}} \right] \quad (\text{B.3})$$

Die Quelldichten q_1 und q_2 lassen sich durch die Flüsse und die totalen Querschnitte ausdrücken:

$$q_1 = \phi_1(E) \Sigma_{t1} \\ q_2 = \phi_2(E) \Sigma_{t2}$$

Setzt man diese Beziehungen und A in (B.3) ein, erhält man zum Schluß für die gesamte Reaktionsratenänderung den Ausdruck

$$\Delta J_{\text{Ges}} = q_1 V_1 \left(\frac{\Sigma_{a1}'}{\Sigma_{t1}'} - \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{t1}} \right) \left[1 + P_{12} \left(\frac{\Gamma / \Gamma_Y \Sigma_{a1}'}{\Sigma_{p1}} - 1 \right) + P_{12} \frac{\phi_2(E)}{\phi_1(E)} \right]$$