

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Dezember 1971

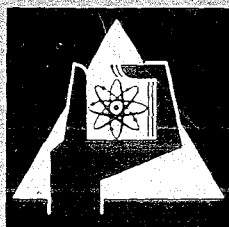
KFK 1064

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Institut für Angewandte Kernphysik

— F O E H N —

Das kritische Experiment
für den Deutsch-Französischen Hochflußreaktor

K. Scharmer, H.G. Eckert



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 1971

KFK 1064

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Institut für Angewandte Kernphysik

- F O E H N -

Das kritische Experiment für den
Deutsch-Französischen Hochflußreaktor *

Klaus Scharmer
Hans G. Eckert

* Diese Arbeit wurde im Rahmen der Projektarbeiten für den Deutsch-Französischen Hochflußreaktor des Instituts Max von Laue - Paul Langevin (Grenoble) durchgeführt.

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

QUESTION 1

1.1.1. The following table shows the number of people who visited the museum in each month.

Month	Number of people
January	120
February	150
March	180
April	200
May	220
June	250
July	280
August	300
September	280
October	250
November	220
December	180

1.1.2.

1.1.3. The following table shows the number of people who visited the museum in each month.

Month	Number of people
January	120
February	150
March	180
April	200
May	220
June	250
July	280
August	300
September	280
October	250
November	220
December	180

1.2.1. The following table shows the number of people who visited the museum in each month.

1.2.2. The following table shows the number of people who visited the museum in each month.

Kurzfassung

Für den deutsch-französischen Hochflußreaktor wurde im französischen Reaktor EOLE (CEN-Cadarache) ein kritisches Experiment durchgeführt. Zweck des Experiments war es, die Rechenmethoden in realistischer Geometrie zu überprüfen, sowie Effekte zu messen, die nur ungenau berechnet werden können (z.B. Strahlrohreffekte). Der Aufbau des Experiments sowie Meß- und Rechenmethoden werden beschrieben. Es wurde ein detaillierter Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen durchgeführt.

Abstract

A critical experiment for the Franco-German high flux reactor was made in the French reactor EOLE (CEN-Cadarache). The experiment was carried out with the objective to test calculational methods in realistic geometry and to measure effects which cannot be readily determined by theoretical means (e.g. beam tube effects). The experimental mock-up and theoretical and experimental methods are described. A detailed comparison of theoretical and experimental results was made.

I n h a l t

	Seite
Abstract	I
Vorbemerkung	II
Liste der Abbildungen	III
1. Einleitung	1
2. Aufbau des Experiments	3
2.1 Beschreibung des Reaktors	3
2.1.1 Das Core	3
2.1.3 Die Kreisläufe	8
2.1.3.1 Der Corekreislauf	8
2.1.3.2 Der Kreislauf des Kamins	9
2.1.3.3 Der Reflektorkreislauf	9
2.1.4 Regelorgane und Sicherheitssystem	9
2.1.5 Anfahrquelle und Flußdetektoren	11
2.1.6 Drehdeckel und Abschirmung	11
2.2 Koordinaten des Systems	13
2.3 Einbauten zur Simulierung des Hochflußreaktors	13
2.3.1 Strahlrohre und Quellen	13
2.3.2 Sicherheitsstäbe	17
2.3.3 Festbor	17
2.4 Unterschiede zwischen FOEHN und dem Hochflußreaktor	19
3. Rechenmethoden	21
3.1 Diffusionsrechnungen	21
3.1.1 Gruppenkonstanten	21
3.1.2 Geometrie für die Diffusionsrechnungen	23
3.2 Der Disadvantagefaktor im Core	26
3.3 Gruppenkonstanten für die Festborzonen	28
3.4 Korrekturen	30
3.5 Berechnung der Sicherheitsstäbe	31
3.5.1 Randbedingungen und Konstanten für die Abschaltstäbe	31
3.5.2 Die Methode des äquivalenten Absorbers	32
3.5.2.1 Das R- Θ -Problem	33
3.5.2.2 Das R-Z-Problem	34
3.6 Berechnung der kinetischen Parameter	34
3.6.1 Die Generationszeit im kritischen Reaktor	34
3.6.2 Verzögerte Neutronen	36
3.7 Die Berechnung des schnellen Flusses und der Gamma-Aufheizraten	38

	<u>Seite</u>
4. Meßmethoden	42
4.1 Flußmessungen	42
4.1.1 Messung des Neutronenflusses	42
4.1.2 Korrekturen und Fehler bei der Flußmessung	42
4.1.3 Messung des Spektrums	45
4.1.4 Messung der Gamma-Aufheizung im Reflektor	47
4.1.4.1 Messung der γ -Heizung mit Dosimetergläsern	47
4.1.4.2 Messung der γ -Heizung mit einer Ionisationskammer	48
4.2 Leistungsmessung	
4.2.1 Sonden zur Messung der Leistungsverteilung	49
4.2.2 Fehler bei der Leistungsmessung	51
4.3 Die Bestimmung des "rendements"	51
4.4 Reaktivitätsmessungen	53
4.4.1 Stabile Periode ("Approche cinetique")	53
4.4.2 Kontinuierliche Reaktivitätsmessung (continuous run)	55
4.4.3 Gepulste Neutronenquelle	58
4.5 Bestimmung der Borkonzentration im Core	59
4.5.1 Herstellung der Borlösungen	60
4.5.2 Chemische Analyse der Borlösungen	60
5. Durchführung der Messungen, Vergleich von experimentell und theoretisch gewonnenen Ergebnissen	61
5.1 Zustand I: Core ohne Festbor und ohne Experimentiereinrichtungen im Reflektor	61
5.1.1 Vergleich der gemessenen und gerechneten kritischen Reaktorzustände bei verschiedenen Regelstabstellungen	61
5.1.2 Die Reaktivität des Regelstabes und der Borwert	65
5.1.3 Flußmessungen	68
5.1.3.1 Die thermische Flußverteilung im Reflektor	68
5.1.3.2 Thermische Spektrumsmessungen	72
5.1.3.3 Das Kadmiumverhältnis	74
5.1.3.4 Epithermische und schnelle Flußverteilung im Reflektor	75
5.1.3.5 Absolutmessung des thermischen Flusses	75
5.1.4 Die Leistungsverteilung im Core	78
5.1.5 Das "Rendement"	86
5.2 Zustand 2: Core mit Festbor ohne Reflektoreinbauten	86
5.2.1 Kritische Zustände	87
5.2.2 Die Reaktivität des Regelstabes und die Reaktivität des im Core gelösten Bors	89
5.2.3 Die Reaktivität der Festborzonen	89
5.2.4 Die thermische Neutronenflußverteilung im Reflektor	92
5.2.5 Die Leistungsverteilung im Core mit Festbor	92
5.2.6 Das Rendement	103
5.2.7 Flußverteilung in den Borzonen	103

5.3	Zustand 3: Core mit Festbor und der Gesamtheit der Strahlrohratstrappen	105
5.3.1	Geometrie des Aufbaus	105
5.3.2	Kritische Zustände, Reaktivität des Regelstabs, des im Core gelösten Bors und Gesamtreaktivität der Experimentiereinrichtungen	105
5.3.3	Die Reaktivität einzelner Experimentiereinrichtungen	112
5.3.3.1	Kalte Quelle	112
5.3.3.2	Heiße Quelle	113
5.3.3.3	Kanal Nr. 11	113
5.3.3.4	Kanäle 1 und 7	114
5.3.4	Flüsse im Reflektor	114
5.3.4.1	Thermischer Neutronenfluß im Reflektor	114
5.3.5	Die Leistungsverteilung im Core mit Festbor und Strahlrohratstrappen	122
5.3.6	Das "Rendement" des Reaktors mit Festbor und Strahlrohratstrappen	128
5.4	Messungen an einzelnen Strahlrohren	130
5.4.1	Vergleich eines zylindrischen, konischen und rechteckigen Strahlrohrs	130
5.4.1.1	Reaktivität der Strahlrohre	131
5.4.1.2	Thermischer Fluß in der Umgebung der Strahlrohrnasen	131
5.4.2	Thermischer, epithermischer und schneller Fluß auf der Achse des austretenden Strahlrohres	134
5.5	Sicherheitsstäbe	138
5.5.1	Problemstellung	138
5.5.2	Durchführung der Messungen	138
5.5.2.1	Meßmethode	138
5.5.2.2	Die differentielle Borreaktivität	140
5.5.2.3	Gemessene und berechnete kritische Zustände	140
5.5.2.4	Die Abschaltreaktivität der Sicherheitsstäbe	144
5.5.3	Vergleich der Reaktivität einer Ag-In-Cd-Platte und einer Cd-Platte	149
5.5.4	Der thermische Neutronenfluß an der Oberfläche der Sicherheitsstäbe	150
5.6	Temperaturkoeffizient	151
5.6.1	Zustand des Reaktors	151
5.6.2	Messung von Temperatur und Reaktivität	152
5.6.3	Auswertung und Ergebnisse	153
5.6.3.1	Berücksichtigung der Borvergiftung	153
5.6.3.2	Globaler Temperaturkoeffizient	155
5.6.3.3	Temperaturkoeffizient von Core, Kamin und Reflektor	158
5.6.4	Die Berechnung der Temperaturkoeffizienten	159

5.7	Der Voidkoeffizient im Core	161
5.8	Der Reaktivitätseffekt von Aluminium im D ₂ O-Reflektor und der Tankeffekt	161
5.9	Gamma-Aufheizung	163
5.9.1	Reaktor ohne Festbor und ohne Reflektoreinbauten	164
5.9.2	Reaktor mit Festbor und mit einem Kanal (Nr. 4)	165
5.9.3	Reaktor mit allen Einbauten; γ -Dosis in der kalten und heißen Quelle	166
5.10	Der Einfluß der Platzierung von Quelle und Detektor auf die Zählrate beim Anfahren des unterkritischen Reaktors	169
5.11	Die kinetischen Parameter	172
5.11.1	Die Lebensdauer der prompten Neutronen	172
5.11.2	Verzögerte Neutronen	173
5.12	Messung der (n, α)-Reaktion am Kamin	175
6.	Rückwirkungen der Meßergebnisse auf die Auslegung des Hochflußreaktors	176
6.1	Reaktivität	176
6.1.1	Die Reaktivität des Reaktors ohne Strahlrohr und ohne Festbor	176
6.1.2	Die Reaktivität des Regelstabes	176
6.1.3	Die Reaktivität der Festborzonen	176
6.1.4	Die Reaktivität der Experimentiereinrichtungen	177
6.1.5	Die Sicherheitsstäbe	177
6.2	Die Flußverteilung	179
6.3	Die Leistungsverteilung	179
6.4	Das "Rendement"	179
	Zusammenfassung	182
	Literaturverzeichnis	184

ABSTRACT

A critical experiment had been performed on the heavy-water-cooled Franco-German High-Flux Reactor to check calculational methods used in the reactors design and to evaluate those values which could not be calculated.

Measurements had been completed on control-rod value, reactivity of ^{10}B -solutions in the core, flux- and power distribution, and γ -heating for systems with and without solid boron and experimental facilities in the reflector. Further, safety-rod reactivity, temperature coefficient, and reactivity of experimental facilities had been measured. Experimental and theoretical results are in sufficiently good agreement besides for the beam-tube reactivity which is underestimated by calculation.

Für den schwerwassergekühlten Deutsch-Französischen Hochflußreaktor wurde ein kritisches Experiment durchgeführt, das es erlaubte, die zur Auslegung des Reaktors verwendeten Rechenmethoden zu prüfen und die Parameter zu ermitteln, die sich einer Berechnung entziehen.

Untersucht wurde die Regelstabcharakteristik, der Reaktivitätswert von im Core gelöstem B^{10} , die Fluß- und Leistungsverteilung und die γ -Aufheizung für Reaktoren mit und ohne Festbor und Experimentiereinrichtungen im Reflektor. Außerdem wurden die Abschaltwirkung von Sicherheitsstäben gemessen, der Temperaturkoeffizient und die Reaktivität von Experimentiereinrichtungen. Die experimentellen und theoretischen Ergebnisse stimmen ausreichend gut überein, außer für die Reaktivität der Strahlrohre, die von der Rechnung unterschätzt wird.

VORBEMERKUNG

Der Aufbau des Experiments FOEHN und die Durchführung der Messungen wurde von der Gruppe SPM/EOLE im Centre d'Etudes Nucléaires Cadarache/ Frankreich durchgeführt. Für die einzelnen Gebiete waren folgende Personen verantwortlich:

J. BAILLY	Leitung und Organisation,
J. BERGERON	Messungen am austretenden Strahlrohr,
Ph. de BEAUCOURT	(SEPP, Fontenay-aux-Roses) schnelle Flußmessung mit Schwefelsonden, γ -Flußmessung mit Ionisationskammern,
P. COULON	Fluß- und Leistungsmessungen,
P. COURBIERE	Auswertung von Reaktivitätsmessungen,
J. CRAY	B^{10} -Analysen,
R. DEL NEGRO	technische Leitung,
R. JAQUEMART	kinetische Messungen,
J. TASTE	Spektrumsmessungen und Datenverarbeitung.

Ihrer Mitarbeit sowie der des technischen Personals von EOLE ist die erfolgreiche Durchführung des kritischen Experiments FOEHN zum großen Teil zu verdanken.

Für die Unterstützung von Mireille Nobile und Jeanine Thibot bei der Durchführung der umfangreichen Rechnungen und von E. Piesch bei der Auswertung der Glasdosimeter sei an dieser Stelle gedankt.

M. Kühle sind die Autoren zu besonderem Dank verpflichtet für seine Mitarbeit an der Aufstellung des Meßprogramms, für seinen erfahrenen Rat bei der Wahl der Meßmethoden und für zahlreiche Diskussionen bei der Auswertung der Ergebnisse.

LISTE DER ABBILDUNGENNr.

- 2.1 Vertikalschnitt durch FOHEN
- 2.2 Assemblierte Brennstoffplatten - Draufsicht - (Photo CEA 391 G/1)
- 2.3 Aufbau der Brennstoffzone (Photo CEA 390 G/2)
- 2.4 Halterung der Brennstoffplatten am Außenradius durch Reiterchen (Photo CEA 391 G/3)
- 2.5 Ansicht der beinahe fertig assemblierten Cores (Photo CEA 391 G/4)
- 2.6 Das Core wird in den zentralen Kamin eingesetzt (Photo CEA 382 G/4)
- 2.7 Raum unter dem Reaktor (Photo CEA 382 G/14)
- 2.8 Blick in den Reflektortank (Photo CEA 382 G/16)
- 2.9 Stellmechanismus der Strahlrohrattrappen (Photo CEA 382 G/15)
- 2.10 Austretendes Strahlrohr (Photo CEA 382 G/12)
- 2.11 Blick auf den Reaktor ohne Drehdeckel (Photo CEA 383 G/5)
- 2.12 Vertikalschnitt durch die Attrappe der heißen Quelle
- 2.13 Vertikalschnitt durch die Attrappe der kalten Quelle

- 3.1 Geometrie und Quellverteilung für die THERMOS-Rechnungen
- 3.2 Absorptionsverteilung in einem unendlichen Hohlzylinder
- 3.3 Geometrieschema des Reaktors für zweidimensionale Diffusionsrechnungen
- 3.4 Feinstruktur des Neutronenflusses der Gruppe 4 an drei einzelnen Brennstoffplatten
- 3.5 Feinstruktur des Neutronenflusses der Gruppe 5 an drei einzelnen Brennstoffplatten
- 3.6 Geometrieschema zur Berechnung der thermischen Gruppenkonstanten in den Festborzonen
- 3.7 Schematische Darstellung der Etappen zur Berechnung der Sicherheitsstäbe

- 4.1 Spezialbrennstoffplatte mit Löchern zur Aufnahme von Detektoren zur Leistungsmessung im Core
- 4.2 Natürliches γ -Spektrum der Urandetektoren
- 4.3 Mittlere relative Geschwindigkeit der thermischen Neutronen in der Reaktormittelebene
- 4.4 Schema eines "Approche cinetique"
- 4.5 Schema einer kontinuierlichen Reaktivitätsmessung

- 5.1.1 Diagramm zur Ermittlung der Borkonzentration kritischer Reaktoren ohne Festbor für bestimmte Regelstabstellungen
- 5.1.2 Berechnete und gemessene kritische Reaktoren mit verschiedenen Regelstabstellungen H_c und Borkonzentration C
- 5.1.3 Differentielle Regelstabreaktivität $d\rho/dH$ als Funktion der Stabstellung für einen Reaktor ohne Festbor
- 5.1.4 Regelstabcharakteristik des Reaktors ohne Festbor

Nr.

- 5.1.5 Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien $R = 23,5$, $R = 25,5$, $R = 29,5$ (ohne Festbor)
- 5.1.6 Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien $R = 31,5$ und $R = 51,5$ (ohne Festbor)
- 5.1.7 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 112,5$ und $Z = 142,5$ (ohne Festbor)
- 5.1.8 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 82,5$, $Z = 97,5$ und $Z = 122,5$ (ohne Festbor)
- 5.1.9 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 132,5$ und $Z = 152,5$ (ohne Festbor)
- 5.1.10 Pu²³⁹-zu-U²³⁵-Verhältnis in der Mittelebene des Reflektors
- 5.1.11 Lu¹⁷⁶-zu-Mn-Verhältnis in der Mittelebene des Reflektors
- 5.1.12 Das Kadmiumverhältnis in der Mittelebene des Reaktors ohne Festbor
- 5.1.13 Epithermische Neutronenflußverteilung in der Mittelebene des Reaktors ohne Festbor
- 5.1.14 Verteilung des "schnellen" Neutronenflusses in der Mittelebene des Reaktors ohne Festbor
- 5.1.15 Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor. $H = 62,5$ cm.
- 5.1.16 Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor. $H = 5$, $17,5$ und 40 cm.
- 5.1.17 Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor. $H = 0,25$ und 75 cm.
- 5.1.18 Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für $H = 79,75$ cm.
- 5.1.19 Axiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für die Radien $R = 14,35$ und $16,75$.
- 5.1.20 Axiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für die Radien $R = 15,25$ und $18,55$.
- 5.1.21 Axiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für den Radius $R = 19,395$
- 5.1.22 Perspektivische Darstellung der gemessenen Leistungsverteilung im Core ohne Festbor
- 5.2.1 Diagramm zur Ermittlung der Borkonzentration kritischer Reaktoren mit Festbor für bestimmte Regelstabstellungen
- 5.2.2 Regelstabcharakteristik des Reaktors mit Festbor
- 5.2.3 Reaktivität der Festborzonen als Funktion der Regelstabstellung
- 5.2.4 Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien $R = 23,5$; $27,5$ und $31,5$ (mit Festbor)
- 5.2.5 Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien $R = 35,3$; $43,5$; $51,5$ und $83,5$ (mit Festbor)
- 5.2.6 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 71$, 81 , 101 und 111 (mit Festbor)
- 5.2.7 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 121$, 141 , 161 und 171 (mit Festbor)
- 5.2.8 Radiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für $Z = 0,25$ und 5 cm über der Coreunterkante

Nr.

- 5.2.9 Radiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für $Z = 40$ und $62,5$ cm über der Coreunterkante
- 5.2.10 Radiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für $Z = 75$ und $79,75$ cm über der Coreunterkante
- 5.2.11 Axiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für die Radien $R = 14,35$; $16,75$ und $18,25$ cm
- 5.2.12 Axiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für die Radien $R = 17,6$; $18,55$ und $18,85$ cm
- 5.2.13 Axiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für den Radius $R = 19,39$ cm
- 5.2.14 Perspektivische Darstellung der berechneten Leistungsverteilung im Core mit Festbor
- 5.2.15 Über die Corehöhe Z gemittelte radiale Leistungsverteilung für ein Core mit Festbor
- 5.2.16 Axiale Neutronendichteverteilung in und über den Festborzonen auf den Radius $R = 17,1$ cm bei 1 Watt Reaktorleistung
- 5.3.1 Grundschemata der Anordnung der Strahlrohrattrappen im Reflektortank
- 5.3.2 Gemessene kritische Regelstabstellung als Funktion der Borkonzentration für Reaktoren mit Festbor und Strahlrohrattrappen sowie für Reaktoren mit Festbor und ohne Strahlrohrattrappen
- 5.3.3 Reaktivität des Regelstabes im Reaktor mit Festbor und Strahlrohrattrappen
- 5.3.4 Messung der Reaktivität der Strahlrohrattrappen als Funktion der Regelstabstellung
- 5.3.5 Homogene Void- und Aluminiumkonzentration im Reflektor als Funktion des Radius, wie sie in der Diffusionsrechnung verwendet wurde.
- 5.3.6 Radiale und azimutale Verteilung der Flußmeßpunkte im Reflektor und an den Kanalnasen
- 5.3.7 Vertikale Verteilung des Neutronenflusses auf der Achse des Graphitblocks der heißen Quelle
- 5.3.8 Radiale Neutronenflußverteilung in der Mittelebene des Graphitblocks der heißen Quelle
- 5.3.9 Vertikale Verteilung des Neutronenflusses auf der Achse der kalten Quelle
- 5.3.10 Vertikale Verteilung des Neutronenflusses auf der Oberfläche des Kanals Nr.17
- 5.3.11 Azimutale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung im Reflektor mit Strahlrohrattrappen
- 5.3.12 "Homogene" radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses in der Mittelebene des Reflektors
- 5.3.13 Azimutale Verteilung des thermischen Neutronenflusses an der Oberfläche des Corebehälters
- 5.3.14 Azimutale Fluß- und Leistungsverteilung
- 5.3.15 Axial gemittelte radiale Leistungsverteilung für die Plattenposition 139 im Reaktor mit Festbor und Strahlrohrattrappen sowie im Reaktor mit Festbor und ohne Strahlrohrattrappen

Nr.

- 5.4.1 Abmessungen des rechteckigen, konischen und zylindrischen Strahlrohres
- 5.4.2 Thermischer Fluß in der Umgebung der Strahlrohrnase eines zylindrischen \bigcirc , konischen --- , rechteckigen \square Kanals
- 5.4.3 Thermischer Fluß in der Umgebung der Strahlrohrnase eines zylindrischen \bigcirc , konischen --- , rechteckigen \square Kanals
- 5.4.4 Thermischer Fluß in der Umgebung der Strahlrohrnase eines zylindrischen \bigcirc , konischen --- , rechteckigen \square Kanals
- 5.4.5 Thermischer Fluß auf der Achse des austretenden Strahlrohres (x-Achse)
- 5.4.6 Epithermischer Fluß auf der Achse des austretenden Strahlrohres (x-Achse)
- 5.4.7 Schneller Fluß auf der Achse des austretenden Strahlrohres (x-Achse)
- 5.5.1 Stellung der Sicherheitsstabattrappen im Reflektor
- 5.5.2 Differentielle Regelstabreaktivität als Funktion der Regelstabstellung für Reaktoren ohne Festbor mit Sicherheitsstäben auf dem Radius $R = 33$ cm
- 5.5.3 Axiale Reaktivitätskurve für 6 Sicherheitsstäbe auf dem Radius $R = 33$ cm für Reaktoren mit und ohne Festbor
- 5.5.4 Axiale Reaktivitätskurve für 6 Sicherheitsstäbe auf $R = 33$ cm für Reaktoren mit Festbor
- 5.5.5 Reaktivitätscharakteristik des Regelstabs für den Reaktor ohne Festbor mit drei Sicherheitsstäben
- 5.5.6 Radiale Charakteristik von drei ganz eingefahrenen Sicherheitsstäben
- 5.5.7 Axiale Verteilung des thermischen Flusses auf der Oberfläche der Sicherheitsstäbe
-
- 5.6.1 Temperatur- und Reaktivitätsverlauf des Reaktors bei der Messung des Temperaturkoeffizienten
- 5.6.2 $a =$ Reaktivität des Reaktors bei Erwärmung, normiert auf $= 0$ bei 20°C ; $b =$ Reaktivität durch Erwärmung des Reflektors; $c =$ Reaktivität durch Erwärmung des Cores; $d =$ Reaktivität durch Erwärmung des Kamins; $e =$ Kehrwert der D_2O -Dichte als Funktion der Temperatur.
- 5.6.3 Verlauf des Temperaturkoeffizienten
- 5.8.1 Aluminiumreaktivität in der Reflektormittelebene als Funktion des Radius
- 5.9.1 γ -Heizung im Reflektor
- 5.9.2 γ -Heizung im Reflektor
- 5.9.3 γ -Heizung auf der Achse des austretenden Strahlrohres
- 5.9.4 γ -Heizung auf der Längsachse der kalten Quelle
- 5.9.5 γ -Heizung auf der Längsachse und Querachse der heißen Quelle
- 5.10.1 Verlauf der inversen Zählrate beim Anfahren des Reaktors
- 5.11.1 α_c als Funktion der Regelstabstellung
- 6.1 Längsschnitt durch den Reaktorblock des Deutsch-Französischen Hochflußreaktors
- 6.2 Querschnitt durch den Reflektortank des Hochflußreaktors

1. EINLEITUNG

Der deutsch-französische Hochflußreaktor [1,2] wurde in neutronenphysikalischer Hinsicht fast ausschließlich aufgrund einer ausgedehnten theoretischen Studie ausgelegt. Bereits zu einem relativ frühen Stadium konnte die Gültigkeit der angewandten Rechenmethoden an dem kritischen Experiment ALIZE III [3,4] überprüft werden. Dieses Experiment gab nur einige der charakteristischen Eigenschaften des Hochflußreaktors richtig wieder, die schmale Brennstoffzone und den Schwerwasserreflektor, hatte jedoch ein mit Leichtwasser moderiertes Core und entsprach in seiner Core- und Reflektorgeometrie nur entfernt dem Hochflußreaktor. Aufgrund des speziellen Aufbaus des Hochflußreaktors - das Core besteht nur aus einem einzigen Brennelement, so daß es keine Möglichkeit gibt, die kritische Masse zu ändern, die gesamte Regelreaktivität ist in einem Stab untergebracht, die Reaktivität der Festborzonen und die Experimentiereinrichtungen im Reflektor sind nicht sehr gut zu berechnen - war die Durchführung eines kritischen Experiments notwendig, das in seinem Aufbau dem Hochflußreaktor in allen Teilen möglichst genau entsprechen sollte. Dies wurde in dem Experiment FOEHN realisiert.

Im wesentlichen sollte Antwort auf folgende Fragen gefunden werden:

- In wieweit sind die Methoden zur Berechnung von Reaktivität sowie Fluß- und Leistungsverteilung gültig?
- Wie groß ist die Reaktivität von Einbauten, für die die Rechnung keine befriedigenden Ergebnisse liefert, wie Experimentiereinrichtungen, Festbor etc.; und wie sind die entsprechenden Flußverteilungen?
- Wie müssen die bisher angewandten Rechenmethoden geändert werden, um vom Experiment auf den Hochflußreaktor extrapolieren zu können?

Das Experimentierprogramm ist entsprechend aufgebaut. Der erste Teil der Messungen befaßt sich mit einem Reaktor ohne Reflektoreinbauten und Festbor. Die Überschußreaktivität wird durch im Core gelöstes Bor und durch den zentralen Regelstab kompensiert. Diese relativ einfache Geometrie erlaubt es am ehesten, die Rechenmethoden experimentell nachzuprüfen.

Im zweiten Teil des Programms werden die Festborzonen an den Coreenden angebracht und ihr Einfluß untersucht. Im dritten Teil werden Attrappen der Experimentiereinrichtungen des Hochflußreaktors im Reflektor installiert und ihr Einfluß auf Reaktivität und Fluß- und Leistungsverteilung im System gemessen.

Der vierte und letzte Teil der Messungen behandelt die Sicherheitsstäbe, den Void- und Temperaturkoeffizienten und den Einfluß der räumlichen Position von Quelle und Detektor beim Anfahren des Reaktors auf die $1/M$ -Kurve.

Die wesentlichen Meßergebnisse sind in diesem Bericht zusammengefaßt und werden mit den theoretischen Resultaten verglichen.

2. AUFBAU DES EXPERIMENTS

Das Experiment FOEHN wurde in dem französischen Reaktor EOLE [5] im Centre d'Etudes Nucleaires Cadarache durchgeführt. Hierzu wurde EOLE entsprechend umgebaut. Im folgenden wird der Reaktor mit seinen Einbauten beschrieben, soweit dies zum Verständnis der Messungen notwendig ist (siehe auch [6]). Die Abbildung 2.1 zeigt einen Vertikalschnitt durch den Reaktor.

2.1 Beschreibung des Reaktors

2.1.1 Das Core

Die Brennstoffzone hat die Form eines Hohlzylinders von 80 cm Höhe, 19,5 cm Außenradius und 14 cm Innenradius. Sie ist aus evolventenförmig gebogenen Platten aufgebaut, die den Brennstoff in Form einer Uran-Aluminiumlegierung enthalten. Um eine möglichst eindeutige Geometrie der Brennstoffzone zu erhalten, ist der Brennstoff an den Kanten der Platten nicht umhüllt.

Charakteristik der Brennstoffplatten:

Brennstoff	U-Al-Legierung mit 90% U ²³⁵
Beladung	0,0568 g U ²³⁵ /cm ²
Gesamte U ²³⁵ -Masse	8556 g
Anzahl der Platten im Core	276
Länge der Platten	80 ⁺⁰ -0,05 cm
Breite der Platten	6,83 ⁺⁰ -0,02 cm
Dicke der Platten	0,127 ⁺⁰ -0,005 cm
Dicke der seittl. Al-Umhüllung	0,01 cm .

Die Platten haben die Form einer Evolvente zwischen den Radien 14 cm und 19,5 cm. Der Radius der Evolute beträgt 13,4855 cm. Zwischen den assemblierten Platten bleibt ein Spalt von 0,18 cm frei (siehe Abbildung 2.2).

Die Platten werden in einem Corebehälter assembliert. Am inneren Radius werden sie von 6 über die Corehöhe verteilten Kämmen gehalten, die aus der Innenwand des Corebehälters herausgefräst sind. Die Kammzähne sind 1 cm lang und 0,2 cm hoch (siehe Abbildung 2.3). Am Außenradius werden die Platten

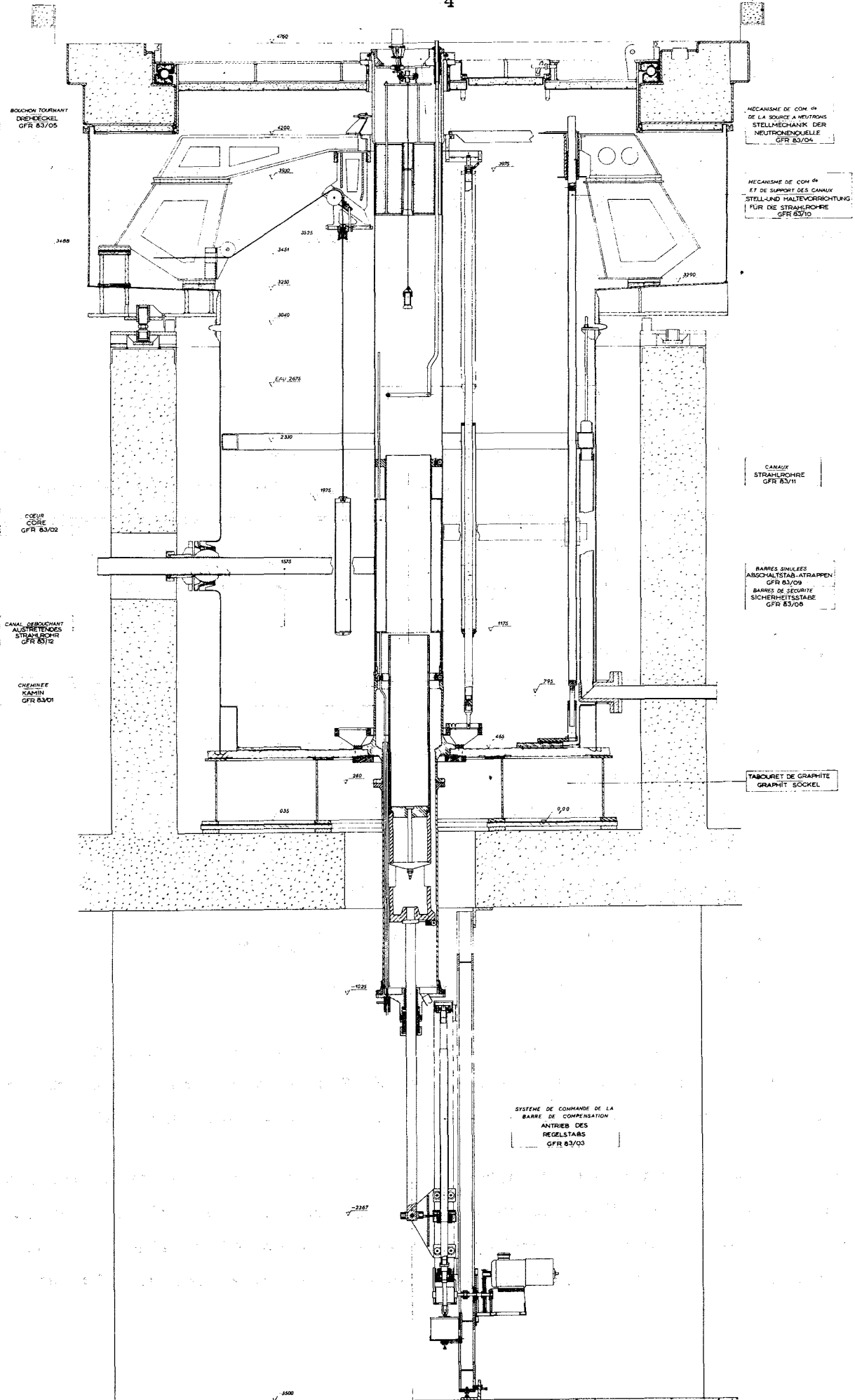


Abb.2.1 Vertikalschnitt durch FOEHN

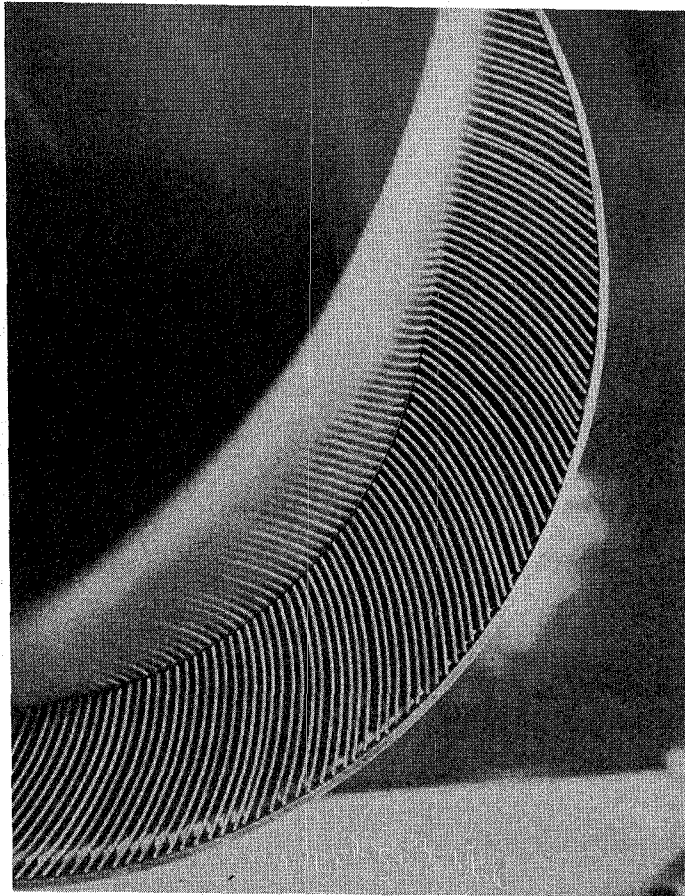


Abb.2.2 Assemblede Brennstoffplatten
- Draufsicht -

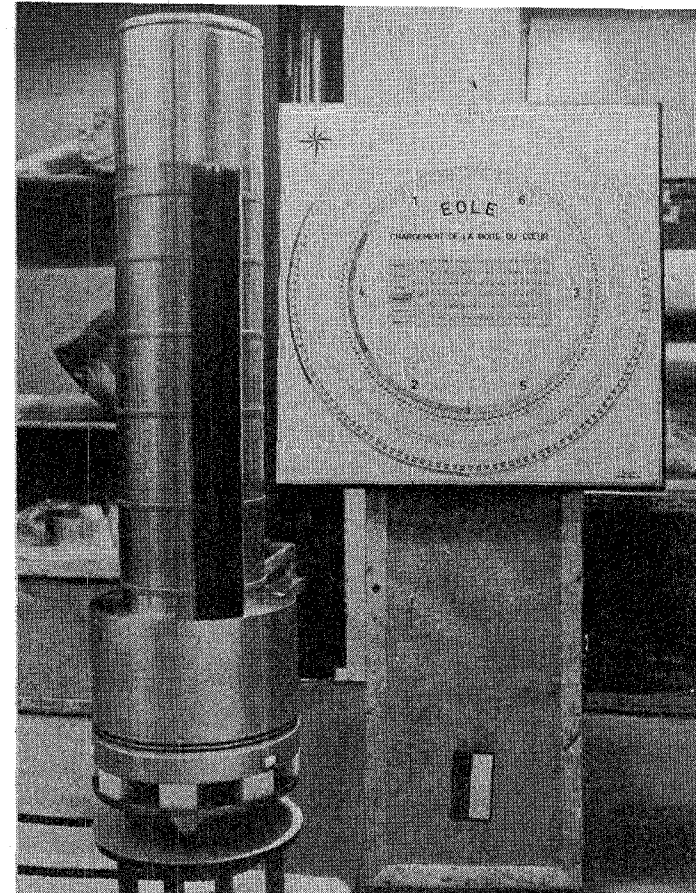


Abb.2.3 Aufbau der Brennstoffzone

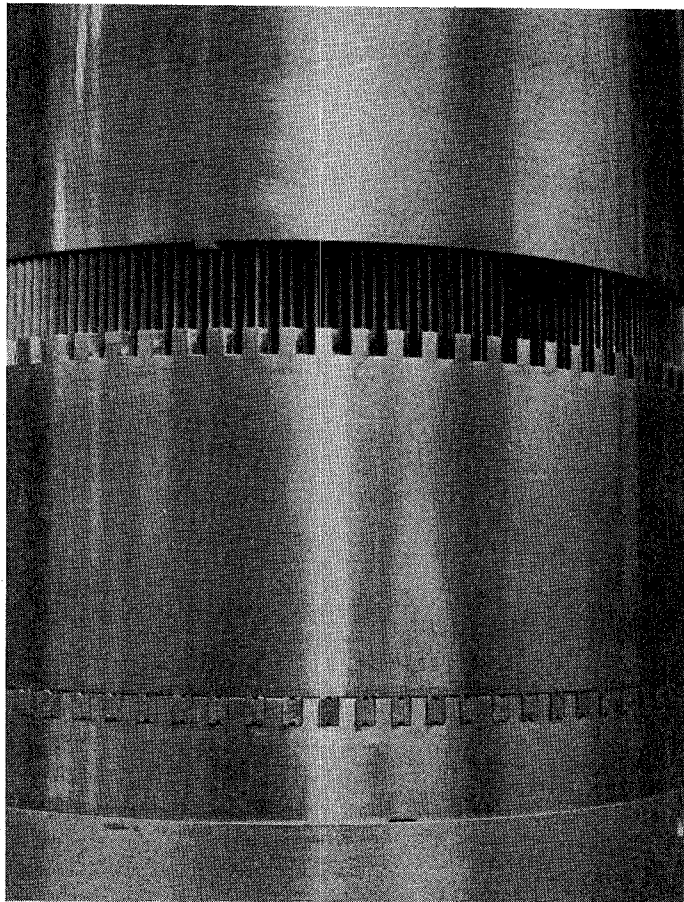


Abb.2.4 Halterung der Brennstoffplatten am Außenradius durch Reiterchen

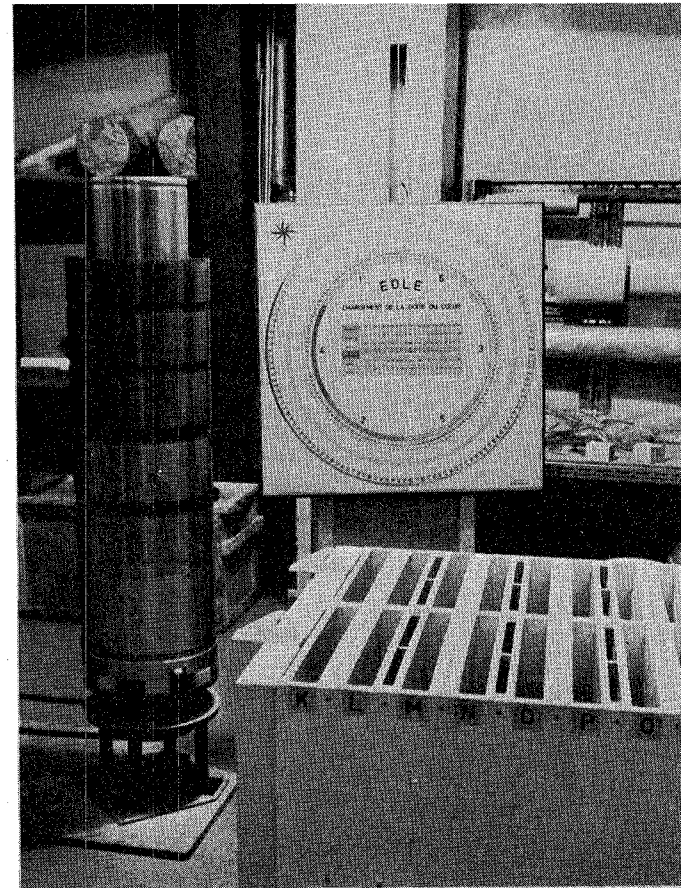


Abb.2.5 Ansicht des beinahe fertig assemblierten Cores

von Reiterchen gehalten, die auf die Platten aufgesetzt werden. Der nach außen überstehende Teil der Reiterchen findet Platz in Aussparungen der äußeren 7 Halteringe, die die Brennstoffzone über ihre gesamte Höhe nach außen begrenzen (siehe Abbildungen 2.4 und 2.5). Über das so assemblierte Core wird die Außenwand des Corebehälters gestülpt, so daß ein wasserdichtes Gefäß entsteht, das über ein 1 cm dickes Al-Rohr an den Corekreislauf angeschlossen wird (siehe Abbildung 2.6). Der Corebehälter muß deshalb dicht sein, weil ein Teil der Überschußreaktivität von im Core gelöstem Bor kompensiert wird und vermieden werden muß, daß Bor in den Reflektor gelangt. Alle Strukturen des Cores sind aus der Aluminiumlegierung AG 3-NE hergestellt.

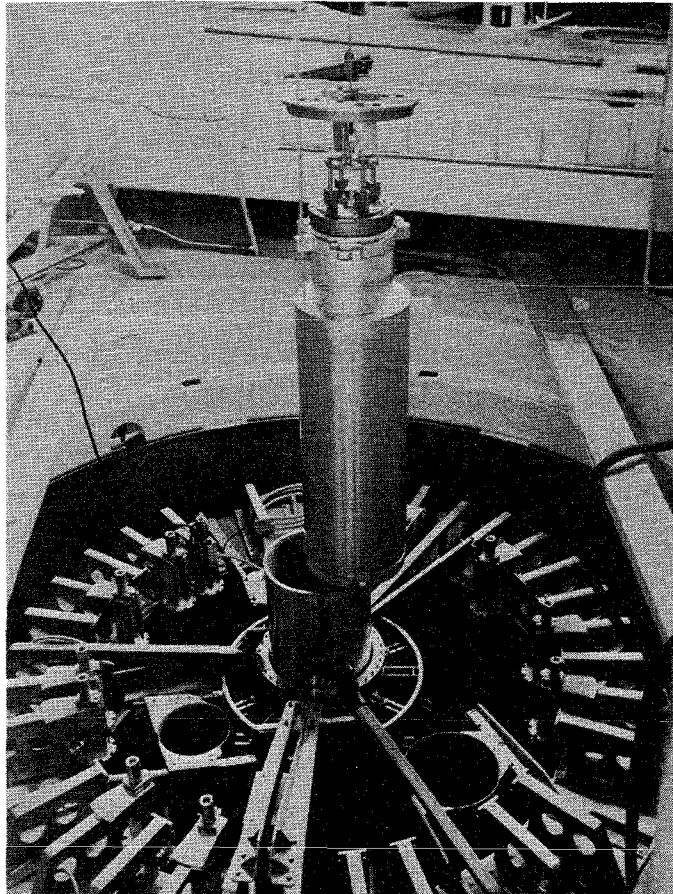


Abb.2.6 Das Core wird in den zentralen Kamin eingesetzt

Alle Teile des Cores sind mit einem Epoxyphenolharz überzogen, damit ein gutes Abfließen des Schwerwassers aus den Spalten gewährleistet wird und um eine Kontaminierung der Oberflächen mit dem im Kreislauf gelösten Bor zu vermeiden. Vor der Inbetriebnahme wurde das Harz deuteriert.

Unter Berücksichtigung der nach der Herstellung gemessenen Abmessungen von Brennstoffplatten und Corestrukturen wurde das freie Volumen in der Brennstoffzone ermittelt. Es ergibt sich

$$V_{\text{D}_2\text{O-Lösung}} = 27\,000 \text{ cm}^3.$$

Das gesamte freie Volumen in dem Corebehälter, also einschließlich der Spalte um die Brennstoffzone herum, wurde zu

$$28\,850 \text{ cm}^3$$

gemessen. Die genaue Kenntnis dieser Volumina ist nötig, um den Vergleich zwischen Experiment und Rechnung durchführen zu können.

2.1.2 Der Reflektor

Das Core befindet sich im Zentrum eines mit D_2O gefüllten zylindrischen Tanks mit

$$\begin{aligned} &\text{Durchmesser } 230 \text{ cm,} \\ &\text{Höhe des } \text{D}_2\text{O } 220 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Axial ist der Tank von einem Kamin durchzogen, der bis an den oberen Drehdeckel reicht und die Aufgabe hat, das Core zu führen und zu vermeiden, daß bei einer eventuellen Undichtigkeit des Core-Behälters das gesamte Schwerwasser des Reflektors mit Bor verunreinigt wird. Außerdem simuliert der Kamin in etwa die Strukturen des Hochflußreaktors über und unter dem Core.

2.1.3 Die Kreisläufe

2.1.3.1 Der Corekreislauf

Der Corekreislauf erlaubt es, den Core-Behälter mit Schwerwasser oder einer Lösung aus Schwerwasser und Boranhydrid zu füllen bzw. in ein Vorratsgefäß zu entleeren. Über ein entsprechend eingerichtetes Ventil können Proben der Lösung entnommen werden, um den Borgehalt zu analysieren. Um ein Überlaufen der Lösung und eine Verunreinigung des D_2O im Kamin zu vermeiden, ist über dem Core ein Auffanggefäß angebracht.

2.1.3.2 Der Kreislauf des Kamins

Der Kamin ist gegen den Radialreflektor abgedichtet. Er hat einen eigenen Kreislauf, der geheizt und gekühlt werden kann (siehe Abbildung 2.7).

2.1.3.3 Der Reflektorkreislauf

Der Reflektorkreislauf kann ebenso wie der des Kamins geheizt und gekühlt werden. Um eine gleichmäßige Temperaturverteilung im Reflektor zu gewährleisten, ist der Tank nach außen thermisch isoliert.

Alle Kreisläufe sind mit elektrischen Niveauanzeigern und Temperaturmeßstellen ausgerüstet.

2.1.4 Regelorgane und Sicherheitssystem

Die Überschußreaktivität des Reaktors wird teilweise von dem im D_2O des Cores gelösten Bor kompensiert, teilweise von einem Regelstab, der von unten in die von dem Core umgebene, zentrale Flußfalle eingebracht wird. Der Absorberteil dieses Regelstabes ist ein Rohr aus metallischem Nickel mit folgenden Abmessungen:

Länge	100 cm
Außenradius	12,6 cm
Wandstärke	0,5 cm .

Er sitzt auf einem Schlitten, der über eine Stange und einen Spindeltrieb von einem Elektromotor angetrieben wird (siehe Abbildung 2.7). Der Stab kann mit zwei Geschwindigkeiten gefahren werden:

nach oben mit 0,2 cm/sec und 0,1 cm/sec,
nach unten mit 0,1 cm/sec.

Die Stabposition wird über einen Phasenschieber (Selsyn) mit einer Genauigkeit von $\pm 0,01$ cm angegeben. Der Gesamtweg, den der Stab ausführen kann, beträgt 103 cm (siehe Abbildung 2.1).

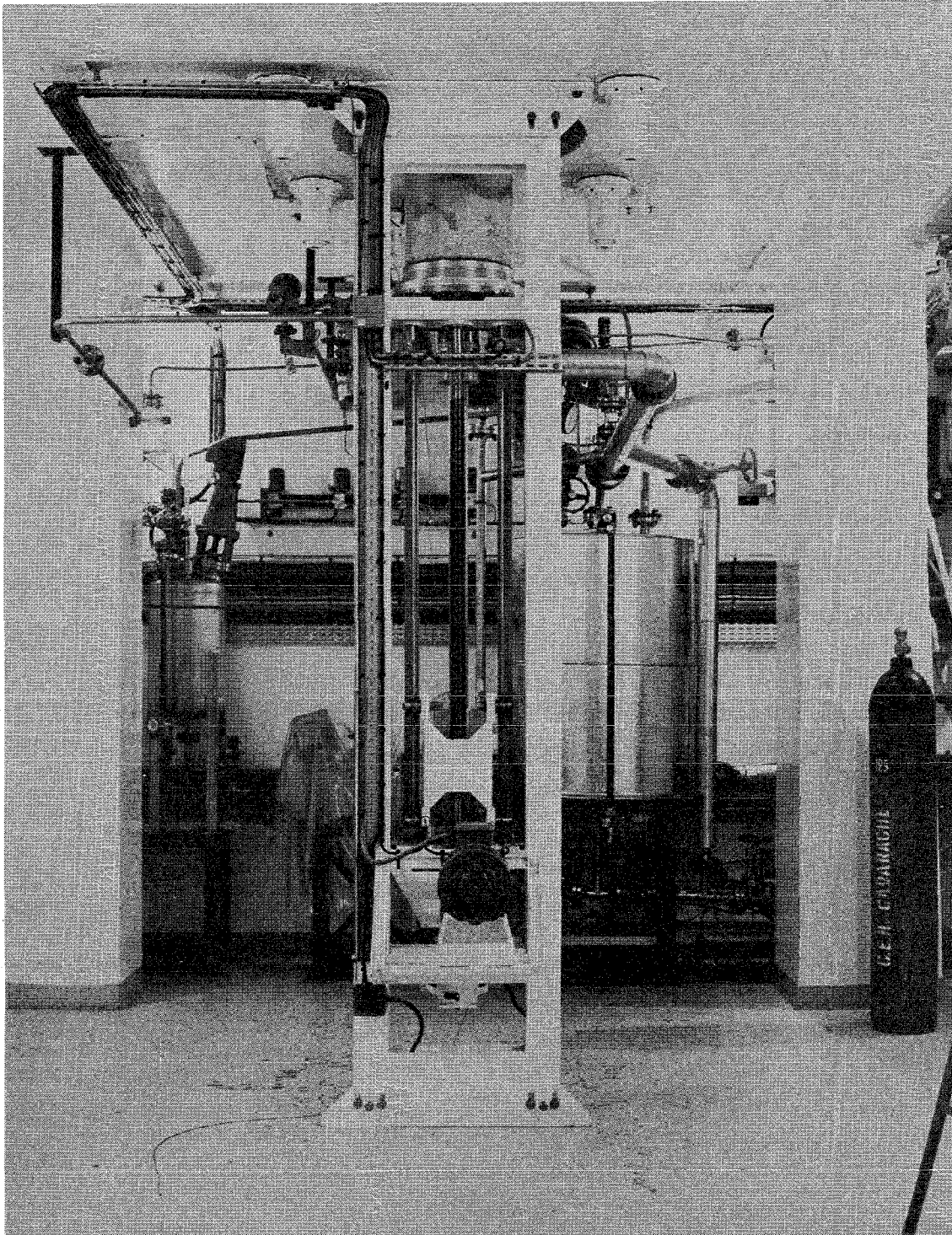


Abb.2.7 Raum unter dem Reaktor. Im Vordergrund ist der Regelstabantrieb zu sehen, im Hintergrund links der Vorratsbehälter für den Core-kreislauf, rechts der wärmeisolierte Tank des Kaminkreislaufs.

Das Sicherheitssystem des Reaktors besteht aus 6 Kadmiumstäben von 9,4 cm Außendurchmesser und 80 cm Länge, die um das Core herum in den Außenreflektor einfallen. In eingefahrener Stellung befindet sich der untere Rand des Kadmiums auf gleicher Höhe mit dem unteren Rand der Brennstoffzone. Der Abstand der Stabachsen von der Coreachse beträgt 30 cm. Die Stäbe hängen an Stahlkabeln. In ausgefahrener Stellung befinden sie sich oberhalb des D_2O -Spiegels (siehe Abbildung 2.8).

2.1.5 Anfahrquelle und Flußdetektoren

Zum Anfahren des Reaktors wird eine Am-Be-Quelle von 750 mCi ($1,9 \cdot 10^6$ n/s) in das Corezentrum gebracht. Mit einem Kabel kann die Quelle in eine Polyäthylenabschirmung gezogen werden, die sich im oberen Teil des Kamins befindet. In einer Graphitplatte unter dem D_2O -Tank befinden sich zwei Ionisationskammern (Typ SAITB), deren Signal in den Kontrollraum übertragen wird.

2.1.6 Drehdeckel und Abschirmung

Der Reflektortank ist oben durch einen Drehdeckel verschlossen, der die Stickstoffatmosphäre über Reflektor und Kamin von der Außenluft trennt. Der Deckel hat an verschiedenen Stellen Durchbrüche, durch die Experimentiereinrichtungen, wie Zählrohre oder Strahlrohratruppen in den Reflektor eingebracht werden können. Um diese Öffnungen herum sind Stickstoffduschen angebracht, die ein Eintreten von Außenluft verhindern. Wenn sie nicht benutzt werden, sind die Öffnungen durch Stopfen verschlossen. Abgedichtet werden Drehdeckel und Stopfen durch aufblasbare Dichtungen.

Auf drei Seiten - Osten, Norden, Westen - ist der Reaktor von einer festen Betonabschirmung umgeben. Die Abschirmung der Südseite besteht aus zwei Reihen von 75 cm dicken Betonblöcken. Für die Experimente am austretenden Strahlrohr (siehe 2.3.1) wurde die innere Reihe teilweise entfernt, um den nötigen Platz für Kollimatoren und Meßgeräte zu bekommen.

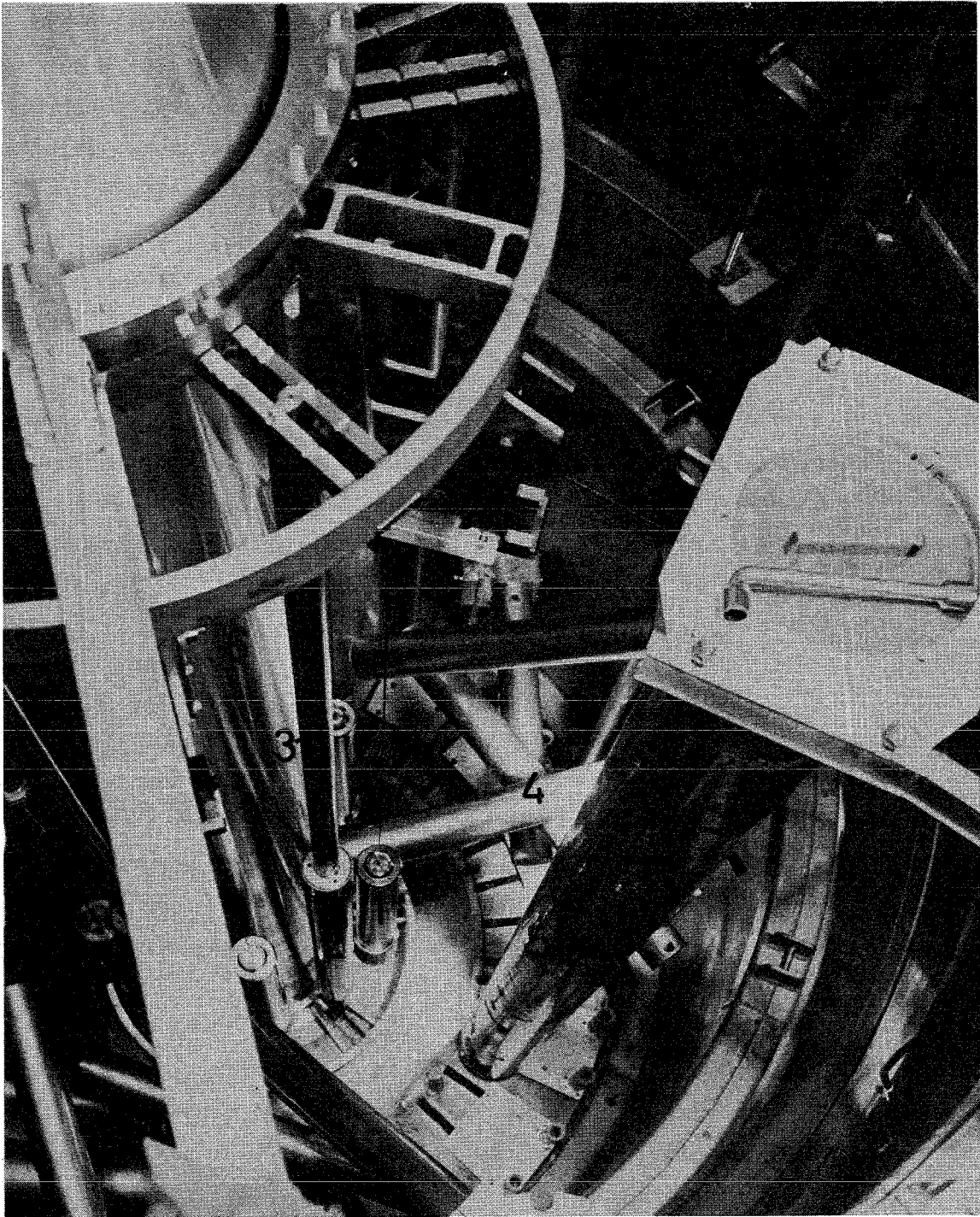


Abb.2.8 Blick in den Reflektortank. - (1) Sicherheitsstab des Reaktors, (2) simulierter Sicherheitsstab, (3) Haltestange des simulierten Stabes, (4) Strahlrohrattrappen, (5) Strahlrohrattrappe für Konversionselektronen, (6) zentraler Kamin.

2.2 Koordinaten des Systems

Zur Beschreibung des Reaktors wird ein R-Z-Koordinatensystem benutzt, dessen Ursprung auf der Reaktorachse in der Ebene des Tankbodens liegt (Niveau 465 mm in Abbildung 2.1):

Tankboden	$Z = 0,$
unteres Ende der Brennstoffzone	$Z = 71 \text{ cm},$
Brennstoffmittelebene	$Z = 111 \text{ cm},$
oberes Ende der Brennstoffzone	$Z = 151 \text{ cm},$
D_2O -Spiegel	$Z = 221 \text{ cm}.$

Eine Ausnahme bildet der Regelstab. Hier gilt

ganz eingefahrene Stellung (d.h. das obere Stabende steht 10 cm über dem oberen Brennstoffende)	$H = 0,$
Stabende in der Brennstoffmittelebene	$H = 50 \text{ cm},$
ganz ausgefahrene Stellung	$H = 100 \text{ cm}.$

2.3 Einbauten zur Simulierung des Hochflußreaktors

Einige wesentliche Teile des Hochflußreaktors, wie z.B. die Strahlrohr und die Sicherheitsstäbe, entziehen sich weitgehend einer exakten theoretischen Behandlung. Um ihren Einfluß auf Reaktivität und Flußverteilung zu erfassen, sollten sie deshalb so genau wie möglich in der kritischen Anordnung realisiert werden. Zu dem Zeitpunkt, als FOEHN gebaut wurde, lag die Geometrie vieler dieser Einbauten noch nicht fest, was schließlich zu einigen Kompromissen geführt hat.

2.3.1 Strahlrohre und Quellen

Die Strahlrohre des Hochflußreaktors sind in FOEHN durch einfache Attrappen simuliert. Die Geometrie der verschiedenen Elemente ist in Kapitel 5.3 über die Strahlrohrmessungen beschrieben. Das Standard-Strahlrohr besteht aus einem an beiden Enden mit einer ebenen Platte verschlossenem Aluminiumrohr (AG 3-NE) von 10 cm lichter Weite und 0,2 cm Wandstärke. Am corefernen Ende

ist es an eine senkrechte Haltestange angeflanscht. Über einen Mechanismus am oberen Ende der Haltestange, der durch eine Öffnung im Drehdeckel zugänglich ist, kann das Strahlrohr im Winkel und in der Höhe verstellt werden (siehe Abbildung 2.9).

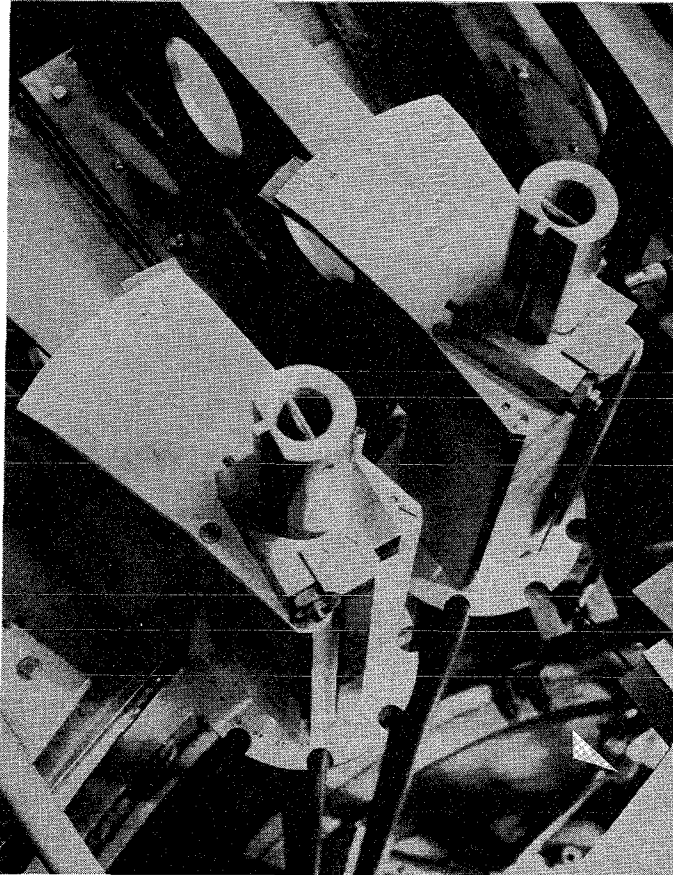


Abb.2.9 Stellmechanismus der Strahlrohrattrappen

Abbildung 2.12 zeigt einen Schnitt durch die Attrappe der heißen Quelle. Sie wird von den Querträgern über dem D_2O -Spiegel gehalten.

Die kalte Quelle wurde durch einen Aluminiumbehälter von 40 cm Innendurchmesser und 50 cm Höhe simuliert. Die Wandstärke beträgt 0,5 cm. Das flüssige Deuterium wird durch Schwerwasser ersetzt. Der Einfluß des kalten Moderators auf die Absorption in der Wand wird durch eine Erhöhung der Wandstärke simuliert, durch eine Aluminiumglocke von 0,3 cm Wandstärke, die über den Quellbehälter gestülpt werden kann (siehe Abbildung 2.13).

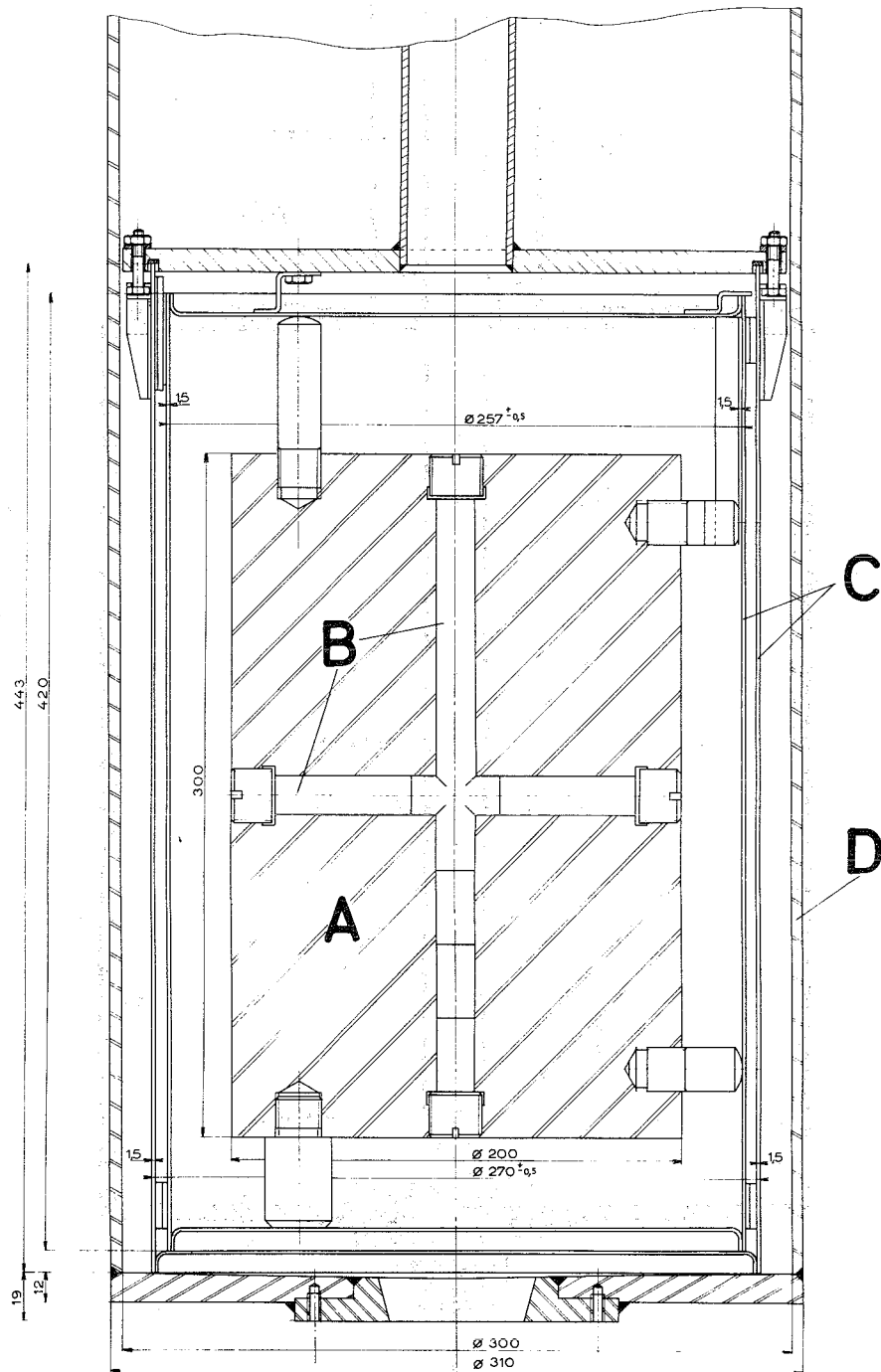


Abb.2.12 Vertikalschnitt durch die Attrappe der heißen Quelle.
 (A) Graphitblock, (B) Bohrungen für Meßsonden, (C) Zirkalloy-Behälter, (D) Al-Führungsrohr.

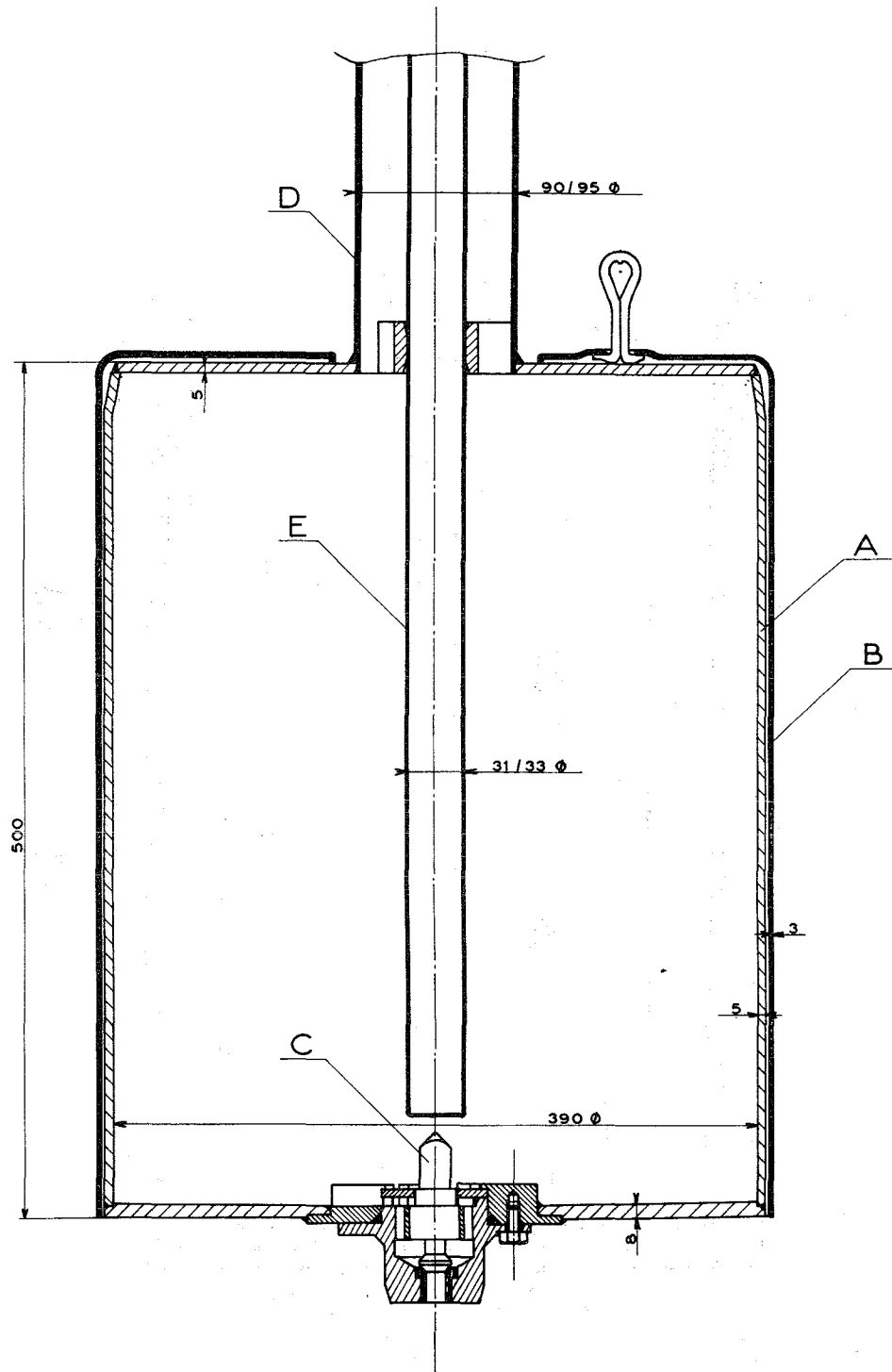


Abb.2.13 Vertikalschnitt durch die Attrappe der kalten Quelle.
 (A) Quellbehälter, (B) Glocke, (C) Ventil, (D) Halterrohr,
 (E) Führungsrohr für Meßsonden.

Der senkrechte Kanal für β -Spektrometrie hat 20 cm lichte Weite und 0,2 cm Wandstärke. Er durchsetzt den Reflektor in seiner ganzen Höhe.

Die Rohrpostanlagen werden durch senkrechte Al-Rohre mit 4 cm Innendurchmesser und 0,2 cm Wandstärke simuliert.

Ein waagerechtes Strahlrohr ist durch die Reflektortankwand nach außen geführt. Es kann in azimuthaler und axialer Richtung verstellt werden (siehe Abbildung 2.10). Abbildung 2.11 gibt einen Blick auf den Reaktor wieder bei abgenommenem Drehdeckel.

2.3.2 Sicherheitsstäbe

Aus Sicherheitsgründen war es nicht möglich, die Abschaltstäbe des Hochflußreaktors in der gleichen Schrägstellung in FOEHN einzubauen. Außerdem wurde die Entscheidung, anstatt 6 nur 5 Stäbe zu verwenden, zu einem Zeitpunkt getroffen, als die Konstruktion von FOEHN bereits nicht mehr zu ändern war.

Es werden 6 Sicherheitsstab-Attrappen verwendet, die von senkrecht stehenden Führungsrohren aus Aluminium mit 4 cm Durchmesser und 0,4 cm Wandstärke getragen werden. Die Sicherheitsstäbe bestehen aus 0,2 cm dicken Kadmiumrohren mit 9 cm Außendurchmesser und 150 cm Länge. Das Kadmium ist von 0,05 cm starkem nichtrostendem Stahl umhüllt. Im Innern der Stäbe befindet sich D_2O und das Aluminiumführungsrohr. Ihre Eintauchtiefe und der Radius, auf dem sie stehen, können schrittweise verändert werden.

2.3.3 Festbor

Ein Teil der Überschußreaktivität des Hochflußreaktors wird durch Borzonen an beiden Coreenden kompensiert, die gleichzeitig dort die Leistungsspitzen abflachen. Das Bor brennt im Laufe des Reaktorzyklus ab. Es ist räumlich in der Verlängerung der Brennstoffplatte untergebracht, die Höhe der Borzone beträgt 3 cm, es wird durch die gleichen Radien begrenzt wie der Brennstoff, also 14 und 19,5 cm. Zur Simulierung dieser Borzonen in FOEHN können an den Enden des Corebehälters Plattenpakete angebracht werden, deren Zusammensetzung so gewählt wird, daß sie bezüglich Borbeladung, Geometrie und Metall zu D_2O -Verhältnis den Borzonen des Hochflußreaktors entspricht. Die Pakete bestehen aus horizontalen, borierten Aluminiumplatten und reinen Aluminiumplatten von 0,1 cm Dicke, die mittels senkrechter Stifte und Distanzringe assembliert werden.

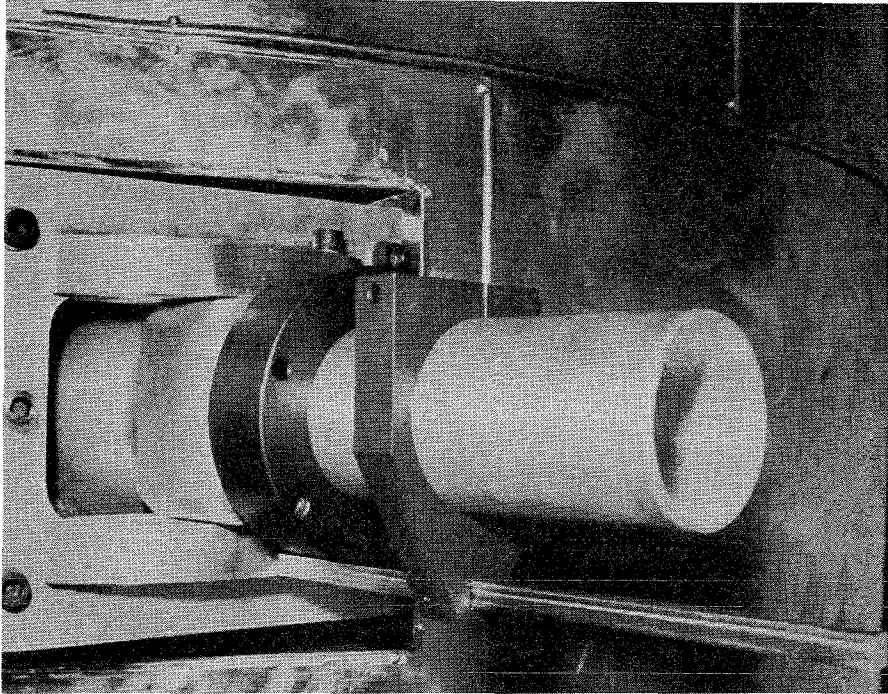


Abb.2.10 Austretendes Strahlrohr. - Drehgelenk und Strahlrohrende außerhalb des D_2O -Tanks.

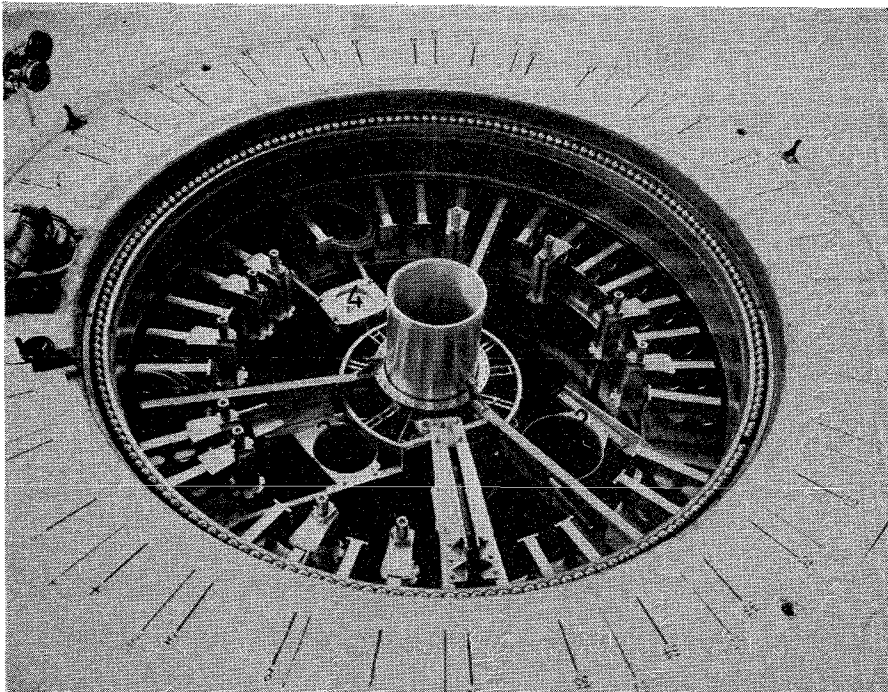


Abb.2.11 Blick auf den Reaktor ohne Drehdeckel. - (1) Stellmechanismen der Strahlrohre, (2) Führungsrohr der kalten Quelle, (3) Führungsrohr der heißen Quelle, (4) Strahlrohr für Konversionselektronen.

2.4 Unterschiede zwischen FOEHN und dem Hochflußreaktor

Der Aufbau von FOEHN gibt, soweit irgend möglich, den Hochflußreaktor (HFR) genau wieder. In einigen Fällen war dies jedoch nicht möglich. Wir geben im folgenden eine Liste der Unterschiede, soweit sie in neutronenphysikalischer Hinsicht von Bedeutung sind (vgl. Abbildungen 2.1 und 6.1).

D₂O-Reflektordimensionen:

FOEHN:	R = 115 cm,	H = 221 cm,
HFR :	R = 125 cm,	H = 250 cm.

Zusätzlich ist der D₂O-Tank des HFR von einem effektiv unendlichen dicken H₂O-Reflektor umgeben.

Der D₂O-Reflektor des HFR ist nicht genau zylindrisch und das Core sitzt 10 cm über der Reflektormittelebene.

Al-Strukturmaterial um das Core:

	FOEHN	HFR
Außenwandstärke	1,1 cm Al	0,8 cm Al
Innenwand	0,61 cm Al	0,68 cm Al
zwischen Brennstoff und Festbor	0,6 cm Al	0,41 cm Al .

Regelstab:

Der Regelstab des HFR hat im unteren Teil auf 40 cm Länge die doppelte Wandstärke wie der von FOEHN.

Borzonen:

Die Beladung der einzelnen Borplatten in FOEHN ist höher als die im HFR, d.h. daß dort die Selbstabschirmung in der Platte kleiner ist.

Gelöstes Bor im Core:

In FOEHN wird ein Teil der Überschußreaktivität durch gelöstes Bor kompensiert, d.h. daß die Absorption im Core von FOEHN größer ist als die im Core des HFR.

Sicherheitsstäbe:

In FOEHN können nur 6 senkrecht stehende Stäbe aus 0,1 cm Kadmiublech mit einem Außendurchmesser von 9 cm eingebaut werden, während der HFR mit 5 leicht gegen die Vertikale geneigten Stäben abgeschaltet wird, deren Außendurchmesser 10 cm beträgt und die aus einer Legierung mit 0,80 Ag, 0,05 Cd und 0,15 In bestehen.

Reflektoreinbauten (Strahlrohr, Quellen):

Die Wandstärke der sogenannten Standardstrahlrohre im Hochflußreaktor mit 10 cm Durchmesser an der Nase wird ca. 0,4 cm betragen, sie werden leicht konisch nach außen sein und an der Nase durch eine 0,2 cm dicke Halbkugelschale aus Aluminium abgeschlossen, während die entsprechenden Attrappen in FOEHN einfache Hohlzylinder mit 10 cm Durchmesser und 0,2 cm Wandstärke sind, die an den Enden durch eine ebene 0,2 cm dicke Al-Platte verschlossen sind.

Die Attrappe der heißen Quelle entspricht im wesentlichen der wirklichen heißen Quelle, für die kalte Quelle ist bis heute noch keine endgültige Lösung bekannt.

3. RECHENMETHODEN

3.1 Diffusionsrechnungen

Sämtliche Rechnungen zur Reaktivität des Reaktors und zur makroskopischen thermischen und epithermischen Flußverteilung werden nach der Diffusionstheorie mit dem Programm ALCI [7] durchgeführt.

Wir verwenden 6 Energiegruppen mit den folgenden Grenzen:

1	schnelle Gruppe	10 MeV	- 0,821 MeV
2	intermediäre Gruppe	821 keV	- 5,5 keV
3	epithermische Gruppe	5,5 keV	- 0,625 eV
4	thermische Gruppe Core	0,625 eV	- 0 eV
5	thermische Gruppe Reflektor	0,625 eV	- 0 eV
6	thermische Gruppe Flußfalle	0,625 eV	- 0 eV .

Die Neutronen der 3 thermischen Gruppen diffundieren ohne gegenseitige Wechselwirkung unabhängig voneinander in dem System.

3.1.1 Gruppenkonstanten

Die Gruppenkonstanten für die Gruppen 1 bis 3 wurden mit dem Code MUFT IV Version FORM [8] berechnet, wobei für die Bremsung in Schwerwasser die Alterstheorie zugrunde gelegt wurde. In diesen Rechnungen wurde das Spektrum eines unendlich ausgedehnten Mediums angenommen. Dies stimmt jedoch insbesondere für die Corezone nicht gut mit der Wirklichkeit überein. Mit Hilfe einer Iterationsrechnung wurde festgestellt, daß die Reaktivität eines Reaktors um 750 pcm höher liegt, wenn die schnellen Gruppenkonstanten in einem unendlich ausgedehnten Medium (buckling $B^2 = 0$) berechnet werden als die Reaktivität eines Reaktors, bei dem der Ausfluß aus dem Core in den schnellen Gruppen genauso groß ist wie der Ausfluß, mit dem die schnellen Kerndaten berechnet wurden. Um nicht für jede Coremischung diese Rechnung von neuem durchführen zu müssen, werden alle schnellen Daten ohne Ausfluß berechnet und die berechnete Reaktivität des Reaktors um 750 pcm verringert.

Die Konstanten für die thermischen Gruppen 4 bis 6 wurden mit dem eindimensionalen Thermalisierungs-Transport-Code THERMOS [9] bestimmt. Die Geometrie entsprach einem Horizontalschnitt durch den Reaktor (siehe Abb.3.1).

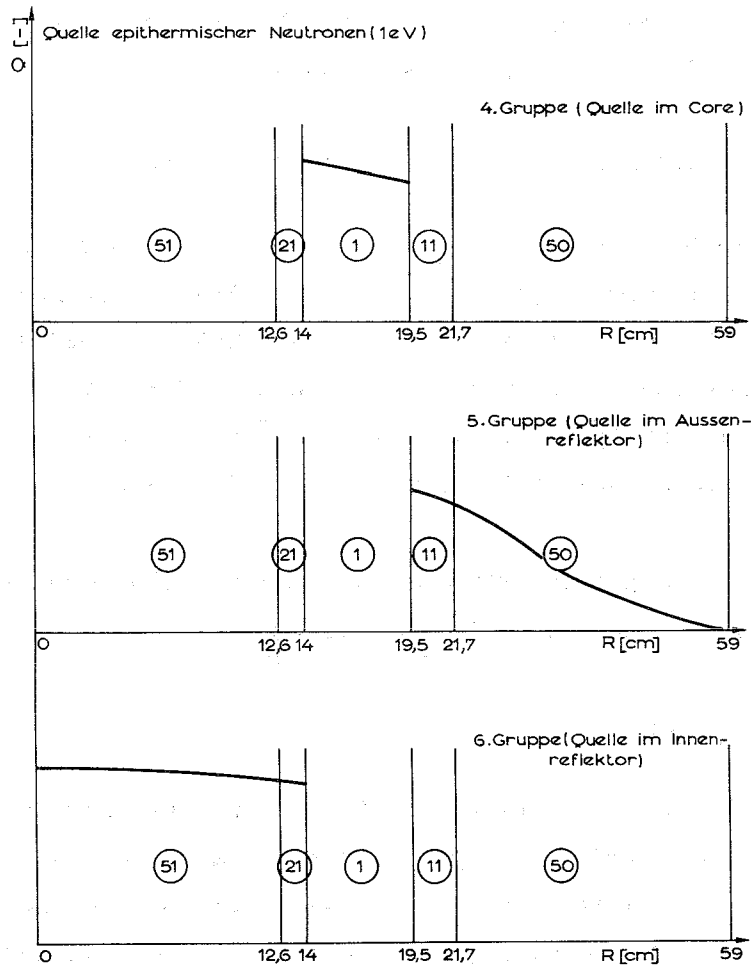


Abb.3.1 Geometrie und Quellverteilung für die THERMOS-Rechnungen.
 1 = Core, 11 = Außentank, 21 = Innentank, 50 = Außenreflektor
 (D_2O), 51 = Innenreflektor (D_2O).

Die Quelle epithermischer Neutronen (1 eV) entsprach der epithermischen Flußverteilung einer Diffusionsrechnung. Sie befand sich für

- | | |
|----------|------------------------|
| Gruppe 4 | in der Brennstoffzone, |
| Gruppe 5 | im Außenreflektor, |
| Gruppe 6 | in der Flußfalle. |

Die Absorptions- und Spaltquerschnitte werden von dem Code als Mittelwert über das Spektrum und die Zone bestimmt.

$$\sigma = \frac{\int \int_{E R} dE dr \varnothing(E,r) \sigma(E,r)}{\int \int_{E R} dE dr \varnothing(E,r)} \quad (3.1)$$

Die verwendeten Gruppenkonstanten für die wichtigsten Materialien sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Die Diffusionskonstanten für die 5. und 6. Gruppe werden so bestimmt, daß eine Diffusionsrechnung in der gleichen Geometrie (unendlicher Zylinder) für die entsprechende Energiegruppe das gleiche Verhältnis von maximaler zu mittlerer Spaltrate S_{\max}/\bar{S} in der Brennstoffzone liefert wie die THERMOS-Rechnung. (Als maximale Spaltrate wird die Spaltrate in einem 5 mm breiten Streifen am Coreaußenrand gewählt. Dies entspricht etwa dem "heißen Stromfaden" für die Thermodynamik des Cores).

In der 4. Gruppe wird der von THERMOS ermittelte Diffusionskoeffizient verwendet. Abbildung 3.2 zeigt die Leistungsverteilung in einem unendlichen Zylinder, die einmal mit THERMOS und einmal nach der Diffusionstheorie berechnet ist. Das Spalratenverhältnis (S_{\max}/\bar{S}) nach der Diffusionsrechnung, das sich durch Überlagerung der 3 thermischen Gruppen ergibt, ist 4,3 % niedriger als das von THERMOS errechnete. In der thermodynamischen Auslegung des Cores muß dieser Effekt berücksichtigt werden.

3.1.2 Geometrie für die Diffusionsrechnungen

Die Geometrie des Reaktors (siehe Abbildung 2.1) wurde für die Diffusionsrechnung so vereinfacht, daß die Kapazität des Codes ALCI nicht überschritten wird und die Rechenzeiten in einem vernünftigen Rahmen bleiben, daß aber das k_{eff} sowie die Fluß- und Leistungsverteilungen möglichst genau wiedergegeben werden. Das Strukturmaterial Aluminium wurde mit D_2O vermischt, so daß genügend gut diffundierende Zonen entstehen. In der Corezone wurden die Brennstoffplatten mit dem borierten D_2O homogenisiert, wobei die Feinstruktur des Flusses berücksichtigt wurde (siehe Kapitel 3.2). Um die lokale Störung des zentralen Regelstabes auf die Fluß- und Leistungsverteilung nicht zu verwischen, wurde das Nickel nicht mit D_2O vermischt, sondern als reines Metall

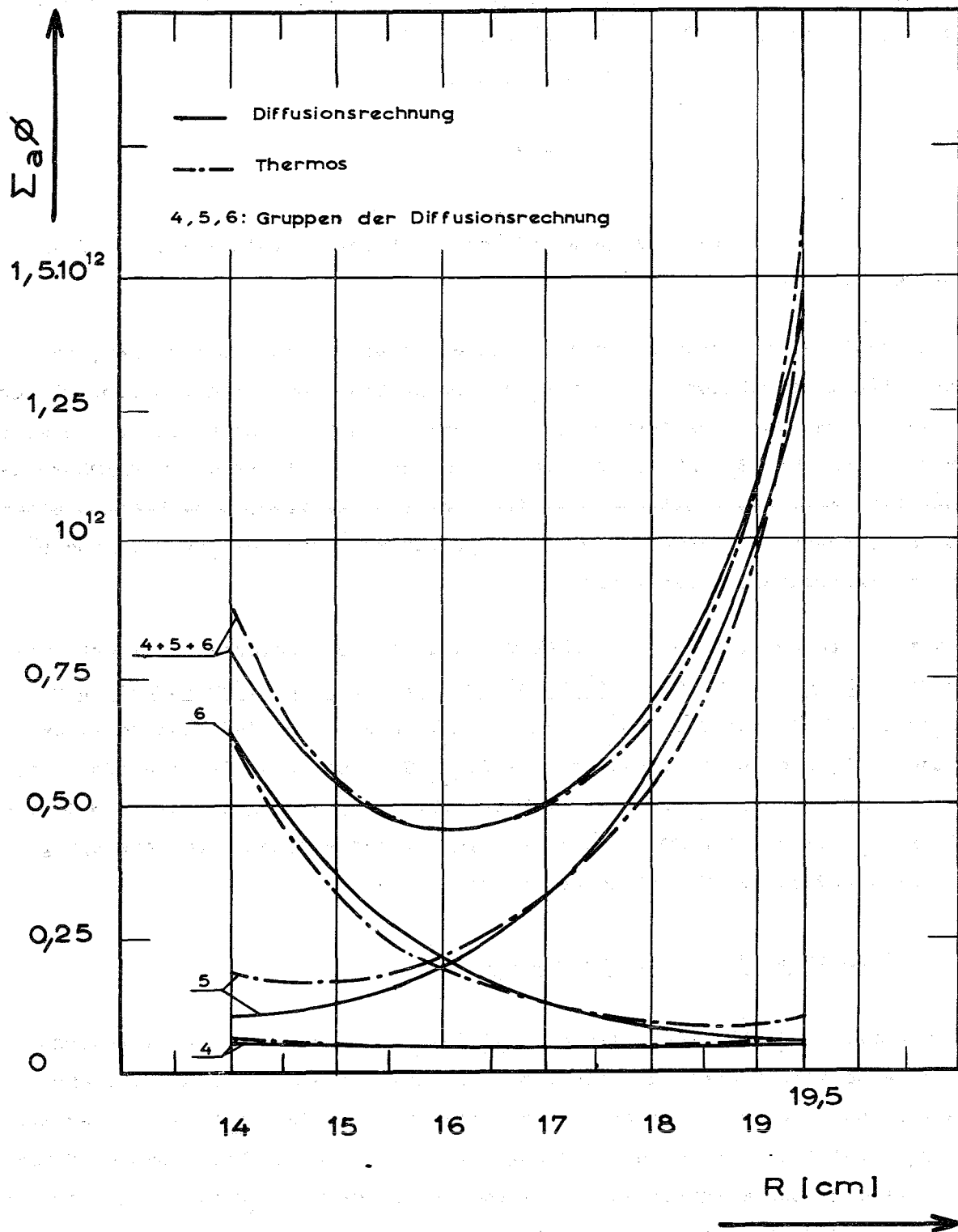


Abb.3.2 Absorptionsverteilung in einem unendlichen Hohlzylinder, die mit THERMOS und nach der Diffusionsrechnung berechnet wurde.

in seiner wirklichen Geometrie in der Rechnung behandelt. Die Haltestruktur aus Aluminium, die sich innerhalb des Nickelrohres befindet, wurde zum Nickel dazugeschlagen, so daß sich für die Rechnung eine effektive Dicke von 0,51 cm ergab.

Unter dem D_2O -Tank befindet sich ein Graphitsockel, der die Zählrohre der Reaktorinstrumentierung enthält, und in Verlängerung der Reaktorachse nach unten befindet sich ein D_2O -gefüllter Zylinder mit der Führungskonstruktion für den Regelstab. Diese Teile wirken als Reflektor, erhöhen das k_{eff} und verschieben etwas die Flußverteilung. Sie wurden in der Rechnung durch eine D_2O -Schicht simuliert, die die gleiche Flußverwerfung hervorruft, jedoch einen um 50 pcm höheren Reaktivitätsbeitrag liefert.

Abbildung 3.3 zeigt das in den Diffusionsrechnungen verwendete Geometrieschema. Die Zahlen in den einzelnen Zonen entsprechen den in Tabelle 3.1 aufgeführten Materialien mit den entsprechenden Gruppenkonstanten.

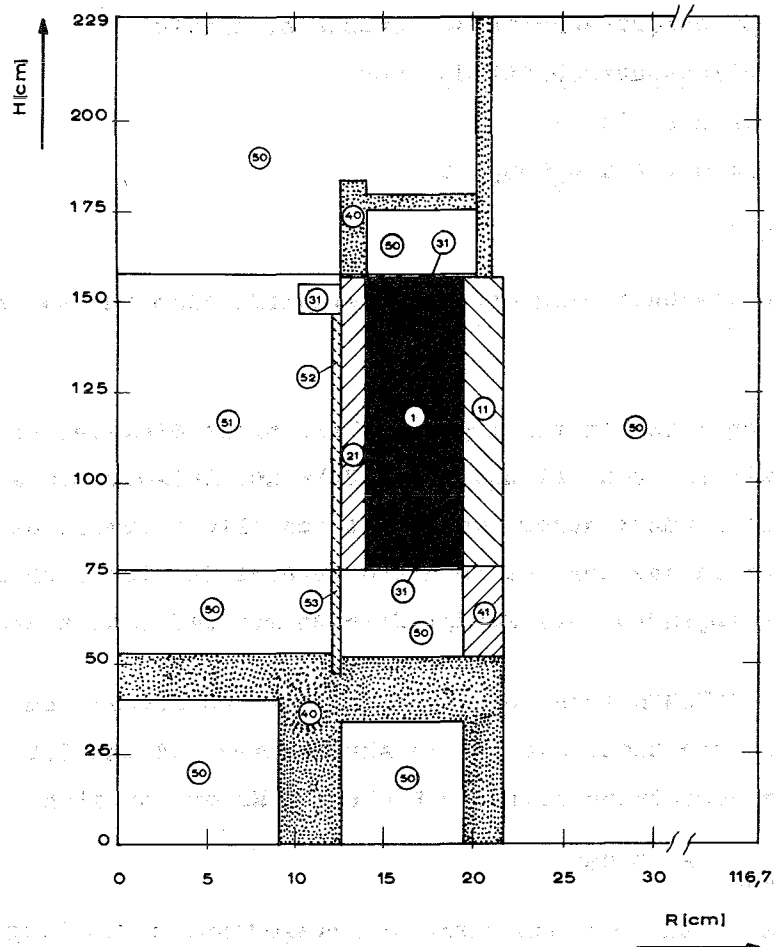


Abb.3.3 Geometrieschema des Reaktors für zweidimensionale Diffusionsrechnungen

3.2 Der Disadvantagefaktor im Core

Die Brennstoffzone ist aus Aluminiumplatten aufgebaut, die das Uran enthalten. Zwischen den Platten sind Spalte, in denen sich mit Bor vergiftetes D_2O befindet. Da die Platten sehr viel stärker absorbieren als das borierte D_2O , wird auch der Neutronenfluß in den Platten niedriger sein als im Wasserspalt. Man kann diesem Effekt in der Diffusionsrechnung - wo Brennstoffplatten, D_2O und Bor als homogene Mischung betrachtet werden - Rechnung tragen, indem man die Borabsorption mit einem Faktor g multipliziert, der sich folgendermaßen erklärt:

$$k_{\text{eff}} \approx \frac{\Sigma_f \phi_p}{\Sigma_{a,p} \phi_p + \Sigma_{a,B} \phi_B} \quad (3.2)$$

$$k_{\text{eff}} \approx \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a,p} + \Sigma_{a,B} \frac{\phi_B}{\phi_p}} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a,p} + \frac{1}{g} \Sigma_{a,B}}, \quad (3.3)$$

mit $\Sigma_{a,p}$ = Absorptionsquerschnitt der Brennstoffplatte,

$\Sigma_{a,B}$ = Absorptionsquerschnitt des Bor,

ϕ_p = Fluß in der Platte,

ϕ_B = Fluß im Bor (im D_2O -Spalt),

$g = \phi_p / \phi_B$.

In der homogenen Mischung wird die Borreaktivität also um den Faktor g unterschätzt.

Die Berechnung von g ist im vorliegenden Fall nicht einfach, da der Fluß im Core nicht überall isotrop ist und die Stärke der Anisotropie sich mit dem Radius ändert. Dies rührt daher, daß praktisch alle thermischen Neutronen vom Reflektor her in das Core strömen und zusätzlich sich noch die Orientierung der Platten gegenüber dem Flußgradienten mit dem Radius ändert.

Mit dem Programm THERMOS wurde die Feinstruktur des Flusses an drei zylindrischen Platten berechnet. Sie ist in Abbildungen 3.4 und 3.5 dargestellt, zusammen mit dem Geometrieschema der Rechnung. Es ergibt sich

$$\xi_{\text{THERMOS}} = 0,969 .$$

Für den isotropen Fluß in einem unendlich ausgedehnten Plattengitter kann man g leicht nach der integralen Transporttheorie berechnen [10]. Es ergibt sich

$$\xi_{\text{isotrop}} = 0,947 .$$

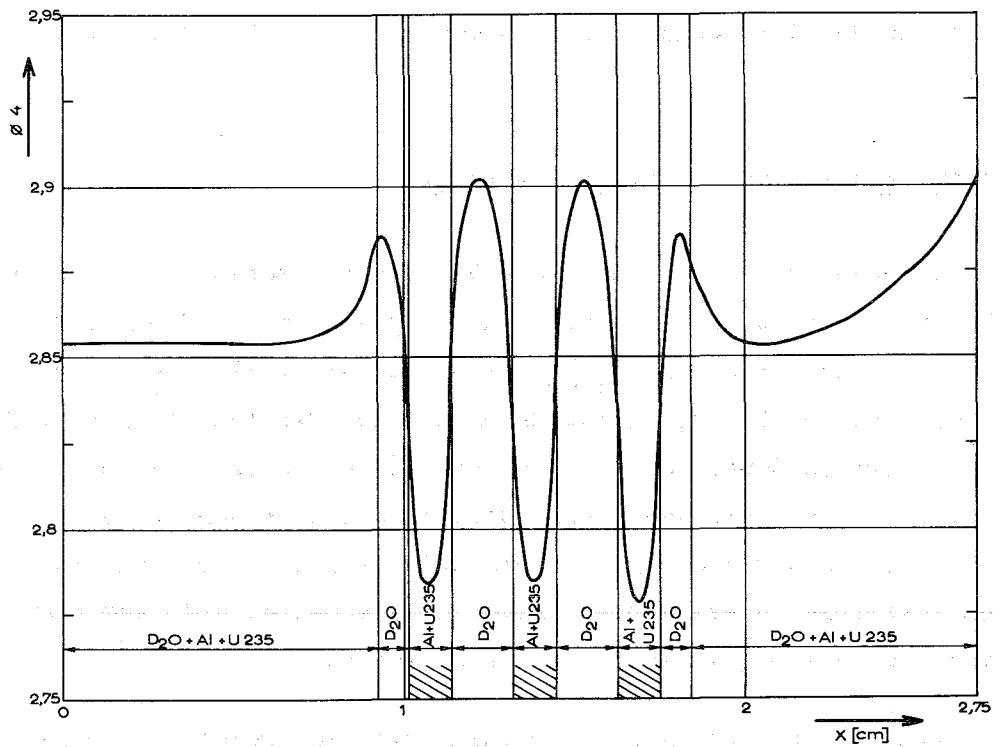


Abb.3.4 Feinstruktur des Neutronenflusses der Gruppe 4 an drei einzelnen Brennstoffplatten

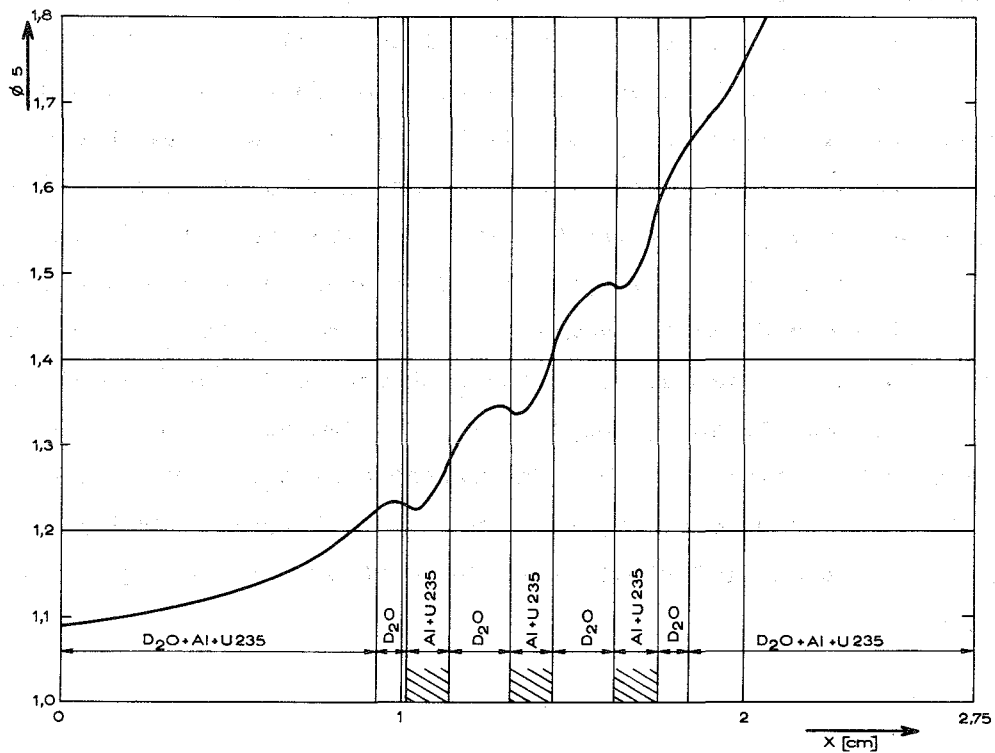


Abb.3.5 Feinstruktur des Neutronenflusses der Gruppe 5 an drei einzelnen Brennstoffplatten

Der wirkliche Wert wird zwischen den beiden liegen. Es wurde jedoch g_{THERMOS} verwendet, so daß die Rechnung die Tendenz hat, die Borreaktivität zu überschätzen.

3.3 Gruppenkonstanten für die Festborzonen

Die Festborzonen an den Coreenden stellen für die Behandlung nach der Diffusionstheorie ein noch größeres Problem als die Brennstoffzone dar. Ihre Absorption ist noch größer ($\Sigma_{a, \text{therm.}} \approx 0,3$). Und die Flußabsenkung in den Platten ist viel ausgeprägter, da die Bor-Aluminium-Platten einen etwa 2,3 mal größeren Absorptionsquerschnitt haben als die Brennstoffplatten. Durch die komplizierte, echt dreidimensionale Geometrie ist es schwierig, das Spektrum richtig zu erfassen und den Diffusionskoeffizienten so zu bestimmen, daß er die Flußverteilung in der Borzone richtig wiedergibt, wenn man nur über ein eindimensionales Thermalisierungsprogramm verfügt.

Die schnellen und epithermischen Gruppenkonstanten werden mit MUFT IV gemäß Kapitel 3.1 bestimmt. Die thermischen Konstanten wurden mit THERMOS in Plattengeometrie berechnet. Die Borzone war 3 cm dick und enthielt Bor-10, Aluminium und Schwerwasser in homogener Mischung, rechts war sie von 50 cm D_2O reflektiert, links schloß sich eine Zone an, die die Strukturmaterialien zwischen Festbor und Brennstoff simuliert und daran eine Brennstoffsicht, die links von 10 cm D_2O reflektiert war (siehe Abbildung 3.6). Die Dicke der Brennstoffplatte war so gewählt, daß die Neutronen, die im linken D_2O -Reflektor entstehen, nachdem sie die Brennstoffsicht durchquert haben, das gleiche Spektrum haben wie das mittlere Spektrum der Neutronen der 5. und 6. Gruppe im Core, d.h., daß ihre Energie der der Neutronen entsprechen, die vom Reflektor und von der Flußfalle kommend von der Brennstoffseite her in die Borzonen eindringen. Die Quellverteilung entsprach der axialen Verteilung des epithermischen Flusses (Gruppe 3) auf dem Radius $R = 16,75$ cm einer zweidimensionalen Diffusionsrechnung. Für Gruppe 4 befand sich die Quelle im Brennstoff und in den Borzonen, für Gruppe 5 (= Gruppe 6) im D_2O des Reflektors. Diese Rechnung liefert ein über den Fluß und die Zone gemitteltes $\Sigma_{a,0}$ der Borzone.

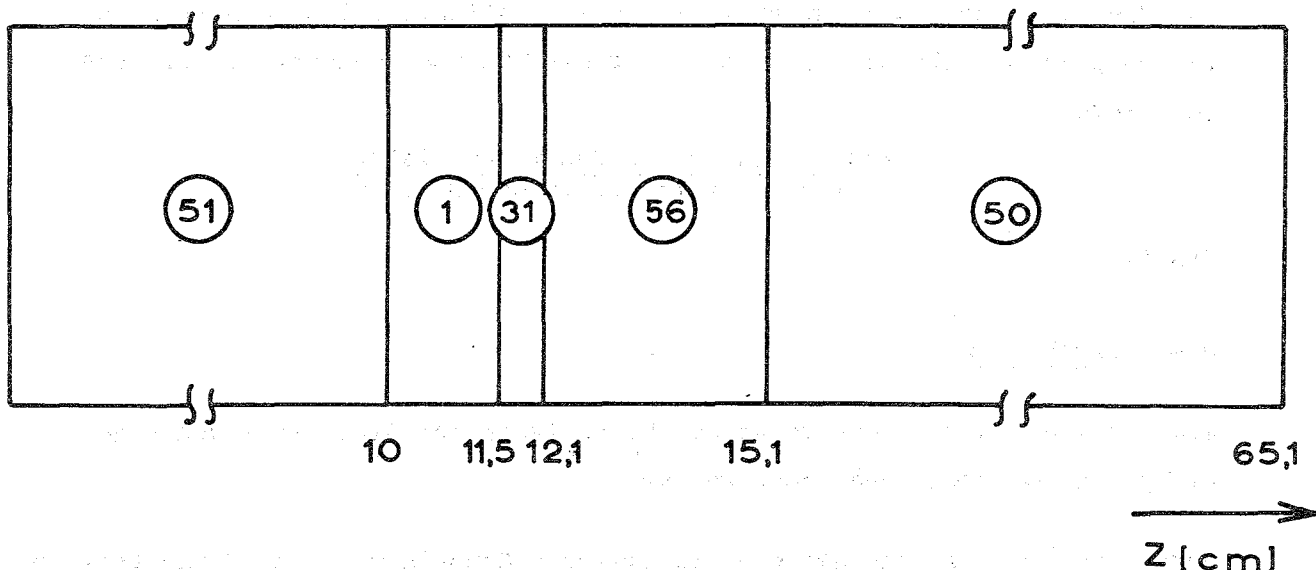


Abb.3.6 Geometrieschema zur Berechnung der thermischen Gruppenkonstanten in den Festborzonen. 1 = Core, 31 = Strukturmaterial, 46 = Festbor, 50 = Außenreflektor (D_2O), 51 = Innenreflektor (D_2O)

Mit diesem Resultat wurde der Disadvantagefaktor in den Borplatten berechnet nach der aus der Sondentheorie bekannten Beziehung [11]:

$$g_o = \frac{\phi_o}{\phi_{\text{Platte}}} = \frac{1 - 2 \cdot E_3(d \cdot \Sigma_a)}{2 \cdot d \cdot \Sigma_a}, \quad (3.4)$$

E_3 = Exponentialintegral dritter Ordnung,

d = Plattendicke,

Σ_a = Absorptionsquerschnitt in der Platte.

Jetzt wird die THERMOS-Rechnung wiederholt, wobei die homogene Borkonzentration geändert wird:

$$N_1(B^{10}) = N_o(B^{10}) \cdot g_o.$$

Damit ergibt sich ein effektiver Absorptionsquerschnitt $\Sigma_{a,1}$, mit dem g_1 berechnet werden kann und so fort, bis das Verfahren konvergiert. Es ergibt sich

$$g = 0,81.$$

Der Diffusionskoeffizient der 4. Gruppe ist der direkt von THERMOS ermittelte

$$D = \frac{1}{3 \cdot \Sigma_{tr}}.$$

Für die 5. Gruppe (= 6. Gruppe) wird D so bestimmt, daß eine Diffusionsrechnung in der gleichen Geometrie wie die THERMOS-Rechnung den gleichen Quotienten,

$$\frac{\text{Absorption in der äußersten Platte}}{\text{mittlere Absorption in der Borzone}},$$

ergibt.

3.4 Korrekturen

Wie bereits erwähnt, müssen an den Ergebnissen der Diffusionsrechnungen einige Korrekturen angebracht werden.

Durch die Überlagerung der drei thermischen Gruppen wird das Verhältnis von Leistung im heißen Stromfaden zu mittlerer Leistung um 4,3 % überschätzt.

Das k_{eff} der Diffusionsrechnung muß um folgende Beträge gekürzt werden:

Effekt des Spektrums bei der Berechnung der Gruppenkonstanten für die Gruppen 1 - 3:	- 750 pcm
Effekt der D ₂ O-Schicht, die die Kontur des unteren Reflektorrandes vereinfacht:	- 50 pcm
Strukturmaterialien im Reflektor. Im Reflektortank befindet sich eine Reihe von Strukturen, deren Reaktivität berechnet wurde (z.B. Halterung für die Sicherheitsstäbe unten etc.). Dieser Effekt führte zu einer Korrektur von	- 50 pcm
Legierungsbestandteile in AG 3-NE. Die Legierungsbestandteile des AG 3-NE erhöhen etwas die Absorption der Strukturmaterialien. Die dadurch verbrauchte Reaktivität beträgt	- 475 pcm
H ₂ O-Gehalt im D ₂ O. Der H ₂ O-Gehalt im D ₂ O vergrößerte sich im Laufe der Betriebszeit des Reaktors. Die Rechnungen werden alle mit 99,800 % D ₂ O und 0,2 % H ₂ O gemacht. Für die Messungen, wo der H ₂ O-Gehalt höher liegt, muß die entsprechende Diffusionsrechnung pro 0,01 % H ₂ O um gekürzt werden.	- 38 pcm

3.5 Berechnung der Sicherheitsstäbe

Bei der theoretischen Behandlung der Sicherheitsstäbe stößt man auf zwei Schwierigkeiten:

- a) Die Stäbe stellen stark absorbierende ("schwarze") nicht diffundierende Zonen dar, die streng nur nach der Transporttheorie behandelt werden können.
- b) Die Geometrie ist echt dreidimensional $(R, \theta, Z)^*$ und läßt sich a priori nicht mit einem nur zweidimensionalen Diffusionsprogramm behandeln.

Punkt a) wird mit gutem Erfolg gelöst durch die Einführung geeigneter Randbedingungen an der Grenzfläche der absorbierenden Zone $\overline{12}$, bei Punkt b) versagten die uns bekannten Methoden, wie sie z.B. von RUDERMANN $\overline{12}$ und SPINKS $\overline{13}$ angewandt wurden. Dies führte zur Entwicklung einer neuen Methode, die es erlaubt, das R- θ -Z-Problem in ein R- θ -Problem und ein R-Z-Problem aufzuspalten, die getrennt behandelt werden können.

3.5.1 Randbedingungen und Konstanten für die Abschaltstäbe

Der Großteil der Messungen wurde mit Kadmiumstäben durchgeführt, die als "schwarz" für thermische Neutronen angesehen werden können, und als vollkommen transparent für Neutronen höherer Energien. Die Grenzbedingung für eine schwarze Platte ist nach der Transporttheorie

$$\frac{1}{\varnothing} \cdot \frac{\delta \varnothing}{\delta r} = \frac{1}{d} = \frac{1}{0,71 \cdot \lambda_{tr}} \quad (3.5)$$

d = Extrapolationslänge,

λ_{tr} = Transportweglänge im umgebenden Medium.

Zur Berechnung des "grauen" Stabes aus nichtrostendem Stahl (18/8) werden die Randbedingungen nach der Methode von SPINKS bestimmt $\overline{14}$. Die Materialzusammensetzung des "grauen" Stabes war:

18 - 20 %	Cr
8 - 10 %	Ni
74 - 70 %	Fe .

* R = radiale, θ = azimutale und Z = axiale Koordinate.

Damit ergeben sich folgende Querschnitte für den grauen Stab:

$$\begin{aligned}\Sigma_a &= 0,2421 \pm 0,0024 \\ \Sigma_{\text{transport}} &= 0,843 \pm 0,011 .\end{aligned}$$

Die Extrapolationslänge d für einen grauen Stab wird

$$d_{\text{grau}} = d_{\text{schwarz}} + \frac{4(1-\beta)}{3\beta} \cdot \lambda_{\text{tr}} , \quad (3.6)$$

β = Schwärze des Stabes.

β ist in [14] tabelliert als Funktion der Absorptions- und Transporteigenschaften des Stabes. Es ergibt sich

$$\beta = 0,596$$

und

$$d_{\text{grau}} = 1,612 \cdot \lambda_{\text{tr}} .$$

Die epithermische Absorption des grauen Stabes kann nicht vernachlässigt werden. Die effektiven mikroskopischen Querschnitte des Stabmaterials in den schnellen und epithermischen Gruppen werden mit MUFT IV berechnet in einer Mischung aus 80% D_2O und 20% Stabmaterial, um den Moderationseffekt des den Stab umgebenden D_2O besser zu berücksichtigen.

3.5.2 Die Methode des äquivalenten Absorbers

Die Absorberstäbe stehen mehr oder weniger symmetrisch zur Coreachse und bilden eine Art semitransparenten Vorhang für Neutronen zwischen Brennstoff und Außenreflektor. Ihre Wirkung besteht darin, daß sie die Neutronen, die im Reflektor moderiert wurden, auf den Weg zurück zum Core absorbieren. Dies drückt sich in einer azimuthalen und radialen ($R-\theta$)-Verbeulung des Neutronenflusses aus, deren Form und Stärke von der radialen und azimuthalen Stellung der Stäbe abhängt sowie von der verschiedenen Zusammensetzung des Reaktors. Außerdem wird die axiale Flußverteilung gestört, je nachdem wie weit die Stäbe in den Reaktor eingefahren sind. Man macht nun die Annahme, daß sich die $R-\theta$ -Störung unabhängig von der axialen Störung berechnen läßt, und daß sich der Vorhang, den die Stäbe bilden, durch einen "grauen" Vorhang ersetzen läßt, der in θ -Richtung homogen ist und die gleiche Absorptionswirkung hat wie das Stabgitter. Man ersetzt also die $R-\theta$ -Störung durch eine reine R -Störung. Wenn nun die

Annahme gilt, daß die R- θ -Störung unabhängig von der Z-Störung ist, dann bewirkt auch der "graue" Vorhang die gleiche Störung in axialer Richtung wie sie durch die Stäbe bewirkt wird.

3.5.2.1 Das R- θ -Problem

Um den äquivalenten "grauen" Vorhang bestimmen zu können, macht man einen Horizontalschnitt durch den Reaktor mit Abschaltstäben und berechnet mit einer Diffusionsrechnung in R- θ -Geometrie das k_{eff} . Der axiale Ausfluß wird näherungsweise durch ein energie- und ortsunabhängiges Buckling berücksichtigt. Die Stäbe werden entsprechend dem Maschenbild des Rechenprogramms in annähernd rechteckigen Zonen umgeformt, die die gleiche Oberfläche haben wie die zylindrischen Stäbe, da die Absorption der Stäbe ein Oberflächeneffekt ist. Das so gewonnene k_{eff} wird im allgemeinen nicht dem wirklichen k_{eff} des Reaktors entsprechen, es ist jedoch ein Maß für die Wirksamkeit der R- θ -Störung. In einer zweiten R- θ -Rechnung werden die Stäbe durch eine zylindrische Zone ersetzt, deren mittlerer Radius dem Radius entspricht, auf dem die Stabachsen stehen und deren Breite gleich dem Durchmesser der Stäbe ist. In dieser Zone wird D_2O mit einem thermischen Absorber vermischt, wobei der Absorptionsquerschnitt so lange geändert wird, bis die R- θ -Rechnung mit dem "grauen" Vorhang das gleiche k_{eff} ergibt wie die Rechnung, in der die schwarzen Stäbe in ihrer richtigen azimutalen Verteilung wiedergegeben waren. Der Diffusionskoeffizient des "grauen" Vorhangs mit $\Sigma_{a,g}$ wurde folgendermaßen berechnet:

$$D_{\text{graue Zone}} = \frac{1}{3(\Sigma_{\text{tr}} + \Sigma_{a,g} - \Sigma_a)} \cdot D_{2O} \quad (3.7)$$

Es ist darauf zu achten, daß die R- θ -Rechnung mit einem $k_{\text{eff}} \approx 1$ durchgeführt wird, da aufgrund des Typs der Quelliteration, mit dem das Diffusionsprogramm ALCI arbeitet, die Neutronenflüsse für Reaktoren mit k_{eff} sehr verschieden von 1 nicht mehr gut mit der Wirklichkeit übereinstimmen.

Es zeigt sich, daß die über θ gemittelte radiale Flußverteilung in der R- θ -Rechnung mit Stäben sehr gut (+ 2%) mit der Flußverteilung übereinstimmt, die sich einstellt, wenn man die Stäbe durch den gleichwertigen "grauen" Vorhang ersetzt hat.

3.5.2.2 Das R-Z-Problem

Nachdem man für alle Höhen Z, wo sich die radiale Zusammensetzung des Reaktors ändert, den äquivalenten "grauen" Vorhang bestimmt hat, wird in R-Z-Geometrie das Stabgitter durch die entsprechenden zylindrischen "grauen" Zonen dargestellt, deren axiale Anordnung der der Stäbe entspricht. Damit werden die axialen Flußstörungen richtig berücksichtigt, wie die Verhältnisse an den Coreenden, die Eintauchtiefe der Stäbe, die Stellung des zentralen Regelstabes etc.. Das k_{eff} , das diese Rechnung liefert, entspricht dem k_{eff} des richtigen Reaktors.

Die einzelnen Etappen der Rechnung sind in Abbildung 3.7 schematisch wiedergegeben.

Es sei noch angemerkt, daß die Methode nicht nur auf gleichmäßig über den Umfang verteilte Stäbe gültig ist, sondern sogar in Extremfällen, wie bei einem einzelnen exzentrischen Stab, gute Ergebnisse liefert.

3.6 Berechnung der kinetischen Parameter

3.6.1 Die Generationszeit im kritischen Reaktor

Die Generationszeit wurde nach dem üblichen Formalismus der Störungstheorie berechnet:

$$\Lambda_0 = \frac{\int \int \frac{\phi(E,r) \phi^+(E,r)}{v(E,r)} dE dr}{\int \int \Sigma_f(E,r) \phi(E,r) \phi^+(E,r) dE dr} \quad (3.8)$$

wobei die direkten (ϕ) und adjungierten (ϕ^+) Flüsse aus einer Diffusionsrechnung mit $k_{\text{eff}}=1$ verwendet werden. Die Neutronengeschwindigkeit wurde im epithermischen Bereich unter Zugrundelegen eines $1/E$ -Verhaltens des Flusses über die Gruppe gemittelt. Im thermischen Bereich wurden die Geschwindigkeiten in den einzelnen Regionen mit THERMOS ermittelt.

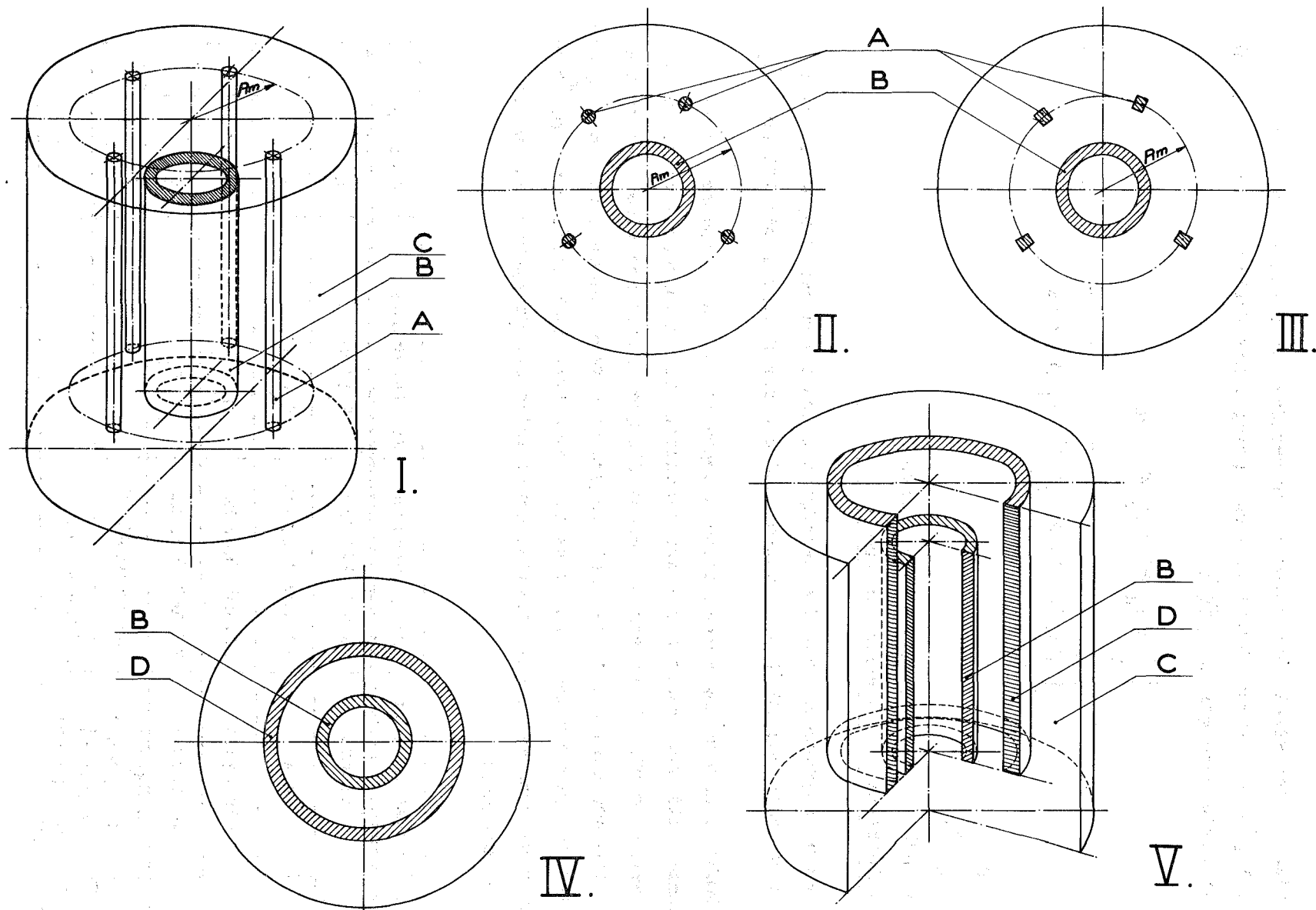


Abb.3.7

Schematische Darstellung der Etappen zur Berechnung der Sicherheitsstäbe.

I Reaktor mit 4 Sicherheitsstäben (A), Ringcore (B) und Reflektor (C). - II Horizontalschnitt durch den Reaktor (I). - III Geometrieschema für die $R-\theta$ -Rechnung mit Stäben. - IV Geometrieschema für die $R-\theta$ -Rechnung zur Bestimmung der "grauen" Zone (D). - V Geometrieschema für die $R-Z$ -Rechnung zur Bestimmung der Reaktivität der Stäbe.

3.6.2 Verzögerte Neutronen

Zur Bestimmung des effektiven Anteils der verzögerten Neutronen wurden die von KEEPIN $\overline{15}$ gemessenen Werte zugrunde gelegt. Die Wichtung wurde nach der Störungstheorie durchgeführt $\overline{16}$:

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\int_V \int_E \beta \chi_d \phi^+ \nu \Sigma_f \phi \, dV \, dE}{\int_V \int_E (\chi_p (1-\beta) + \beta \chi_d) \phi^+ \nu \Sigma_f \phi \, dV \, dE} \quad (3.9)$$







mit $\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i$,

χ_d = Spektrum der verzögerten Neutronen,

χ_p = Spektrum der prompten Neutronen.

Hierbei wurde angenommen, daß die verzögerten Neutronen der Gruppen 2 bis 6 mit einer Energie von 620 keV entstehen und die der Gruppe 1 mit 250 keV $\overline{15}$.

In der Diffusionsrechnung wurden diese Gruppen als von den prompten Neutronen getrennt diffundierende Neutronen behandelt. Die Gruppenkonstanten wurden mit dem Programm MUFT IV berechnet, wobei die Quellneutronen eine Energie von 620 bzw. 250 keV besaßen. In der dritten Gruppe unterscheiden sich die Gruppenkonstanten für prompte und verzögerte Neutronen praktisch nicht mehr, man kann sie also zusammenfassen. Wir erhalten damit folgendes Gruppenschema für die Diffusionsrechnung:

Gruppen	Entstehungsart	Energiegrenzen	Spaltspektrum (χ)	Streuung
1	prompt	10 MeV-821 keV	$\chi_1 (1-\beta)$	
2	prompt	821 keV-5,53 keV	$\chi_2 (1-\beta)$	
2a	verzögert	620 keV-5,53 keV	$\sum_{i=2}^6 \beta_i$	
2b	verzögert	250 keV-5,53 keV	β_1	
3	verzögert und prompt	5,53 keV-0,625 eV	o	
4+5+6	verzögert und prompt	0,625 eV- 0 eV	o	

Mit den Gruppenflüssen läßt sich Gleichung (3.5) für N Gruppen schreiben:

$$\beta_{\text{eff}} = \beta \frac{\int_V \sum_i^N \sum_j^N (\chi_d \phi^+)_i (v \Sigma_f \phi)_j dV}{\int_V \sum_i \sum_j [\chi_{p,i}^{(1-\beta)+\beta} \chi_{d,i}] \phi_i^+ (v \Sigma_f \phi)_j dV} \quad (3.10)$$

Mit einem $\beta = 0,00650$ ergibt sich

$$\beta_{\text{eff}} = 0,00679 .$$

Zusätzlich zu verzögerten Neutronen senden die Spaltbruchstücke verzögerte γ -Quanten aus, die durch (γ, n) -Reaktionen im D_2O -Moderator Photoneutronen entstehen lassen. Die Wahrscheinlichkeit, daß γ -Quanten, die im Core entstehen, ein Photoneutron erzeugen, wurde für eine unendliche Zylindergeometrie abgeschätzt, die einem Horizontalschnitt durch den Reaktor entsprach. Es ergab sich damit der effektive verzögerte Photoneutronenanteil zu

$$\beta_{\text{eff,ph}} = 0,00033 .$$

Dieser Wert ist mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet. Es werden deshalb große Anstrengungen unternommen, ihn auf experimentellen Wegen genauer zu ermitteln und seinen Einfluß auf die Ergebnisse der Reaktivitätsmessungen zu studieren (siehe [17] und Kapitel 4.4).

Als Wert für den gesamten effektiven Anteil ergibt sich

$$\beta_{\text{eff}} = 0,00712 .$$

In Tabelle 3.2 sind die Konstanten der verzögerten Neutronen angeführt, die bei der Auswertung der kinetischen Messungen verwendet werden.

Gruppe	a_i	$\beta_{i,\text{eff}}$	$\lambda_i \text{ (s}^{-1}\text{)}$
U^{235}	1	0,0315	0,000224
	2	0,2093	0,001488
	3	0,1875	0,001333
	4	0,3772	0,002682
	5	0,110	0,000782
	6	0,0399	0,000284
Photo-neutronen	7	0,0301	0,000214
	8	0,0094	0,000067
	9	0,0031	0,000022
	10	0,001	0,000013

Tab.3.2 Daten verzögerter Neutronen

Die Zerfallskonstanten der Photoneutronen entsprechen den ersten 4 Gruppen, die BERNSTEIN gemessen hat [18].

3.7 Die Berechnung des schnellen Flusses und der Gamma-Aufheizraten

Die Berechnung des schnellen Flusses wurde mit den Programmen NIOBE [24] und MERCURE 3 [25] berechnet. NIOBE liefert die Flußverteilung und die Winkelverteilung des Flusses in Kugelgeometrie. Hierzu wurde die Zylindergeometrie des Reaktors in volumengleichen Kugelschalen umgeformt. Ausgehend von dem Ergebnis einer NIOBE-Rechnung kann dann mit MERCURE 3 die Zylindergeometrie des Reaktors richtig berücksichtigt werden. Eine genauere Beschreibung der Methode findet sich in [26].

MERCURE 3 berechnet die Gamma-Abschwächung nach einem linearen Abschwächungsmodell unter Berücksichtigung der Build-up-Faktoren. Als Ausgangswerte diente die in [27] beschriebene Bibliothek.

Mi- schung	Konzentration		schnelle Gruppen			thermische Gruppen		
			1	2	3	4	5	6
1 Brenn- stoff ohne Bor	$N_{U5}=0,0004736$	D	2,158923	1,399054	1,644823	1,0312	0,60235	0,67385
	$N_{U8}=0,0000468$	$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,061924	0,023376	0,019341	0,11931	0,20333	0,17702
	$N_H=0,000078$	$\nu\Sigma_f$	0,001511	0,002337	0,021805	0,241702	0,413688	0,359745
	$N_O=0,019432$	Σ_r	-	0,060563	0,022034	0,005274	-	-
	$N_D=0,038786$	Σ_a	0,001421	0,001342	0,014067	0,11931	0,20333	0,17702
	$N_{AL}=0,02456$	Σ_f	0,000549	0,000947	0,008872	0,099058	0,169544	0,147436
	$N_{B10}=0,0$							
5 Brenn- stoff	$N_{B10} = 0,10407 \cdot 10^{-4}$	D	2,158658	1,398616	1,636978	1,0031	0,58279	0,63897
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,061989	0,023390	0,019742	0,130707	0,226182	0,196803
		$\nu\Sigma_f$	0,001511	0,002336	0,021640	0,232642	0,407390	0,353483
		Σ_r	-	0,060566	0,022017	0,004748	-	-
		Σ_a	0,001423	0,001374	0,014994	0,130707	0,226182	0,196803
		Σ_f	0,000549	0,000947	0,008804	0,095345	0,166963	0,144870

Tabelle 3.1 Gruppenkonstanten für Diffusionsrechnungen
(Fortsetzung nächste Seite)

Mi- schung	Konzentration		schnelle Gruppen			thermische Gruppen		
			1	2	3	4	5	6
7 Brenn- stoff	$N_{B^{10}} = 0,19513 \cdot 10^{-4}$	D	2,158428	1,398233	1,630791	0,9794	0,5672	0,6282
		$\Sigma_a + \Sigma_r$	0,061994	0,023403	0,020079	0,14053	0,24594	0,21355
		$\nu \Sigma_f$	0,001511	0,002336	0,021504	0,22592	0,40245	0,34807
		Σ_r	-	0,060569	0,022002	0,004342	-	-
		Σ_a	0,001425	0,001401	0,015737	0,14053	0,24594	0,21355
		Σ_f	0,000549	0,000946	0,008749	0,092597	0,16494	0,14265
11 Außen- tank ohne B ¹⁰	$N_{AI} = 0,02654$ $N_H = 0,735 \cdot 10^{-4}$ $N_D = 0,036682$ $N_O = 0,01838$ $N_{B^{10}} = 0,0$	D	2,223280	1,469213	1,792440	1,4379	1,3222	1,3639
		$\Sigma_a + \Sigma_r$	0,058491	0,021674	0,011488	0,003814	0,004922	0,004462
		Σ_r	-	0,057711	0,021581	-	0,011091	-
		Σ_a	0,000780	0,000092	0,000397	0,003814	0,004922	0,004462
15 Außen- tank	$N_{B^{10}} = 0,116 \cdot 10^5$	D	2,223248	1,469156	1,790685	1,4323	1,3094	1,3599
		$\Sigma_a + \Sigma_r$	0,058492	0,021676	0,01154	0,006331	0,008290	0,007377
		Σ_r	-	0,057711	0,021580	-	0,010953	-
		Σ_a	0,000780	0,000096	0,000586	0,006331	0,008290	0,007377
17 Außen- tank	$N_{B^{10}} = 0,217 \cdot 10^{-5}$	D	2,223221	1,469105	1,789181	1,4271	1,2985	1,3500
		$\Sigma_a + \Sigma_r$	0,058492	0,021677	0,011585	0,008458	0,011194	0,009953
		Σ_r	-	0,057712	0,021578	-	0,010835	-
		Σ_a	0,000780	0,000099	0,000749	0,008458	0,011194	0,009953
21 In- nen- tank	$N_{AI} = 0,02654$ $N_H = 0,735 \cdot 10^{-4}$ $N_D = 0,036682$ $N_O = 0,01838$ $N_{B^{10}} = 0,0$	D	2,223280	1,469213	1,792440	1,4736	1,3598	1,3894
		$\Sigma_a + \Sigma_r$	0,058491	0,021674	0,011488	0,003473	0,004462	0,004263
		Σ_r	-	0,057711	0,021581	-	-	0,011091
		Σ_a	0,000780	0,000092	0,000397	0,003473	0,004462	0,004263
25 In- nen- tank	$N_{B^{10}} = 0,281 \cdot 10^{-6}$	D	2,223271	1,469199	1,792012	1,4768	1,3637	1,3868
		$\Sigma_a + \Sigma_r$	0,058491	0,021674	0,011500	0,003991	0,005128	0,004971
		Σ_r	-	0,057711	0,021581	-	-	0,011057
		Σ_a	0,000780	0,000093	0,000443	0,003991	0,005128	0,004971
27 In- nen- tank	$N_{B^{10}} = 0,526 \cdot 10^{-6}$	D	2,223267	1,469188	1,791640	1,4787	1,3667	1,3862
		$\Sigma_a + \Sigma_r$	0,058492	0,021675	0,011511	0,004438	0,005693	0,005564
		Σ_r	-	0,057711	0,021581	-	-	0,011028
		Σ_a	0,000780	0,000094	0,000483	0,004438	0,005693	0,005564

Tabelle 3.1

Gruppenkonstanten für Diffusionsrechnungen
(Fortsetzung nächste Seite)

Mi- schung	Konzentration		schnelle Gruppen			thermische Gruppen		
			1	2	3	4	5	6
31 End- plat- te ohne B10	$N_{AI}=0,031673$ $N_{D2O}=0,015502$ $N_{B10}=0$	D	2,2953	1,54427	1,96489	1,6110	1,4972	1,4972
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,053034	0,018766	0,009852	0,004271	0,005465	0,005465
		Σ_r	-	0,051719	0,018656	-	0,009393	-
		Σ_a	0,001318	0,0001102	0,0004597	0,004271	0,005465	0,005465
35 End- plat- te	$N_{B10} =$ $0,273 \cdot 10^{-5}$	D	2,295105	1,547448	1,963265	1,5765	1,4574	1,4574
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,052396	0,018644	0,009851	0,10045	0,012891	0,012891
		Σ_r	-	0,051700	0,018525	-	0,008954	-
		Σ_a	0,000696	0,000119	0,000897	0,010045	0,012891	0,012891
37 End- plat- te	$N_{B10} =$ $0,5101 \cdot 10^{-5}$	D	2,295038	1,547304	1,959175	1,5482	1,4248	1,4248
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,052397	0,018647	0,009955	0,01498	0,01927	0,01927
		Σ_r	-	0,051701	0,018521	-	0,008689	-
		Σ_a	0,000696	0,000126	0,001266	0,01498	0,01927	0,01927
40 Struk- tur- mate- rial	$N_{AI}=0,031673$ $N_{DO}=0,015502$	D	2,2953	1,54427	1,96489	1,5246	1,5246	1,5346
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,053037	0,018766	0,009852	0,005235	0,005135	0,005135
		Σ_r	-	0,051719	0,018656	-	0,009393	-
		Σ_a	0,001318	0,0001102	0,0004597	0,005135	0,005135	0,005135
41 Außen- tank unten ohne B10	$N_{AI}=0,034644$ $N_{D2O}=0,014125$ $N_{B10} = 0$	D	2,0909	1,40677	1,7899	1,4601	1,4601	1,4601
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,048429	0,017114	0,009052	0,007274	0,007274	0,007274
		Σ_r	-	0,047114	0,016995	-	0,008557	-
		Σ_a	0,001315	0,000119	0,000495	0,007274	0,007274	0,007274
45 Außen- tank unten	$N_{B10} =$ $2,294 \cdot 10^{-7}$	D	2,314821	1,579546	2,053584	1,4494	1,4494	1,4494
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,049626	0,017283	0,008975	0,008143	0,008143	0,008143
		Σ_r	-	0,048970	0,017162	-	0,008443	-
		Σ_a	0,000655	0,000121	0,000531	0,008143	0,008143	0,008143
47 Außen- tank unten	$N_{B10} =$ $4,29 \cdot 10^{-7}$	D	2,314815	1,579533	2,053187	1,4455	1,4455	1,4455
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,049626	0,017283	0,008984	0,008821	0,008821	0,008821
		Σ_r	-	0,048971	0,017161	-	0,008420	-
		Σ_a	0,000655	0,000122	0,000564	0,008821	0,008821	0,008821
50 D ₂ O- Außen- re- flek- tor	$N_D=0,06637$ $N_O=0,03325$ $N_H=0,000133$	D	1,912339	1,234363	1,233166	0,8198	0,8198	0,8198
		$\Sigma_a+\Sigma_r$	0,090267	0,036664	0,019877	0,7485 $\cdot 10^{-4}$	0,7485 $\cdot 10^{-4}$	0,7485 $\cdot 10^{-4}$
		Σ_r	-	0,089101	0,036664	-	0,019875	-
		Σ_a	0,001166	-	0,000002	0,7485 $\cdot 10^{-4}$	0,7485 $\cdot 10^{-4}$	0,7485 $\cdot 10^{-4}$

Tabelle 3.1 Gruppenkonstanten für Diffusionsrechnungen
(Fortsetzung nächste Seite)

Mi- schung	Konzentration		schnelle Gruppen			thermische Gruppen		
			1	2	3	4	5	6
51 D ₂ O- Fluß- falle	N _D = 0,06637 N _O = 0,03325 N _H = 0,000133	D	1,912339	1,234363	1,233166	0,8198	0,8198	0,8198
		Σ _a +Σ _r	0,090267	0,036664	0,019877	0,7485 ·10 ⁻⁴	0,7485 ·10 ⁻⁴	0,7485 ·10 ⁻⁴
		Σ _r	-	0,089101	0,036664	-	-	0,019875
		Σ _a	0,001166	-	0,000002	0,7485 ·10 ⁻⁴	0,7485 ·10 ⁻⁴	0,7485 ·10 ⁻⁴
52 Regel- stab Core- Spek- trum	Ni 100% N _{Ni} = 9,13 · 10 ⁻²	D	1,7454	0,78532	0,2062	0,18512	0,17940	0,17972
		Σ _a +Σ _r	0,0019	0,0076	0,023565	0,20732	0,26299	0,26196
		Σ _r	-	0,0019	0,0076	-	-	0,0059
		Σ _a	-	-	0,017665	0,20732	0,26299	0,26196
53 Regel- stab Max- well- spek- trum	N _{Ni} = 9,13 · 10 ⁻²	D	1,7454	0,78532	0,2062	0,1401	0,1401	0,1401
		Σ _a +Σ _r	0,0019	0,0076	0,023565	0,3555	0,3555	0,3555
		Σ _r	-	0,0019	0,0076	-	0,0059	-
		Σ _a	-	-	0,017665	0,3555	0,3555	0,3555
56 Fest- bor- zone	N _D = 0,03867 N _O = 0,01938 N _H = 0,000078 N _{Al} = 0,0248 N _{B10} = 1,517 ·10 ⁻⁴	D	2,1971	1,4409	1,6390	0,8703	0,38	0,38
		Σ _a +Σ _r	0,0606	0,0229	0,0175	0,1917	0,2957	0,2957
		Σ _r	-	0,05976	0,0223	0,003167	-	-
		Σ _a	0,000841	0,000552	0,01434	0,1917	0,2957	0,2957

Tabelle 3.1 Gruppenkonstanten für Diffusionsrechnungen

4. MESSMETHODEN

4.1 Flußmessungen

4.1.1 Messung des Neutronenflusses

Sämtliche Messungen der statischen Verteilung des Neutronenflusses im Reflektor wurden mit Aktivierungs sonden durchgeführt.

Die Sonden wurden im Reaktor von Therphane ("Mylar")-Bändern gehalten, auf die sie aufgeklebt waren. Die Positionierung in axialer Richtung war besser als 0,2 cm, radial besser als 0,1 cm.

Für Detektoren unter Kadmiumdeckeln sind diese Fehler etwas größer. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Daten der verwendeten Detektoren zusammengestellt.

4.1.2 Korrekturen und Fehler bei der Flußmessung

Werden Sonden mit $1/v$ -Querschnitt verwendet, so sind die gemessenen Aktivitäten der Neutronendichte proportional, und nicht dem Fluß, wie ihn eine Diffusionsrechnung liefert. Um Rechnung und Messung vergleichen zu können, müssen an den Meßwerten Korrekturen angebracht werden, die der epithermischen Aktivierung (jenseits 0,625 eV) und der mittleren Energie des thermischen Spektrums Rechnung tragen. Hierzu machen wir folgende vereinfachende Annahmen: Der thermische Wirkungsquerschnitt habe einen $1/v$ -Verlauf (für Mn gilt dies exakt, Dy weicht etwas davon ab), die Energie der thermischen Neutronen zeige überall eine Maxwellverteilung, die durch die mittlere Geschwindigkeit v charakterisiert sei, und die effektive Kadmium-Abschneideenergie sei 0,625 eV. Dann läßt sich der Fluß ϕ folgendermaßen aus der Aktivierung A ermitteln:

$$\phi_{th} = B \cdot \frac{v}{v_0} \cdot A \left(1 - \frac{1}{R_{Cd}}\right) \quad , \quad (4.1)$$

B = Proportionalitätsfaktor,

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\text{mittlere thermische Neutronengeschwindigkeit}}{2/\sqrt{\pi} \cdot 2200 \text{ m/sec}} \quad ,$$

R_{Cd} = Kadmiumverhältnis (siehe unten).

	Energiebereich	Zusammensetzung der Sonde	Abmessungen (cm)	Zählmethode	Typ der Reaktion
1	thermisch relativ	0,9 Mn + 0,1 Ni (Metall)	0,6 \emptyset x 0,01	β^- , 2π -Scintillationszähler	$Mn^{55}(n,\gamma) Mn^{56}$ $T_{1/2} = 2,58 \text{ h}$ $\sigma_{act} = 13,2 \pm 0,1 \text{ barn}$
2	thermisch relativ	Dy (Metall)	0,2 \emptyset x 0,005	β^- , 2π -Scintillationszähler	$Dy^{164}(n,\gamma) Dy^{165}$ $T_{1/2} = 140 \text{ min}$ $\sigma_{act} = 800 \pm 100 \text{ barn}$
3	thermisch absolut	Mn auf Al-Träger	1,0 \emptyset ; 100 - 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	β^- , 4π -Proportionalzähler (Methandurchflußzähler)	$Mn^{55}(n,\gamma) Mn^{56}$ $T_{1/2} = 2,58 \text{ h}$ $\sigma_{act} = 13,2 \pm 0,1 \text{ barn}$
4	epithermisch relativ	In-Metall unter 0,08 cm Cd	0,6 \emptyset x 0,01 mit 0,005 Al umhüllt	β^- , 2π -Scintillationszähler	$In^{115}(n,\gamma) In^{116}$ $T_{1/2} = 54,22 \text{ min}$
5	epithermisch relativ	Au-Metall unter 0,08 cm Cd	0,6 \emptyset x 0,01 mit 0,005 Al umhüllt	β^- , 2π -Scintillationszähler	$Au^{197}(n,\gamma) Au^{198}$ $T_{1/2} = 2,704 \text{ d}$
6	epithermisch absolut	Au-Metall unter 0,08 cm Cd	1,0 \emptyset x 0,002	β^- , 4π -Proportionalzähler (Methandurchflußzähler)	$Au^{197}(n,\gamma) Au^{198}$ $T_{1/2} = 2,704 \text{ d}$
7	schnell relativ	0,9 P (rot) + 0,1 Araldit unter Cd	1,3 \emptyset x 0,13 mit 0,005 Al umhüllt	β^- -Aktivität	$P^{31}(n,p) Si^{31}$ $\sigma = 31 + 2 \text{ mb}$ $T_{1/2} = 157 \text{ min } (\beta^-)$
8	schnell absolut	0,9 P (rot) + 0,1 Araldit unter Cd	1,3 \emptyset x 0,13 mit 0,005 Al umhüllt	2π -Scintillationszähler, Vergleich mit Sonden, die in 4π -Geometrie geeicht waren	$P^{31}(n,p) Si^{31}$ $\sigma = 31 + 2 \text{ mb}$ $T_{1/2} = 157,5 \text{ min}$
9	schnell absolut	Schwefel unter Cd	1,8 \emptyset x 0,25 9,9 \emptyset x 1,4	Vergleich mit P-Sonden, die in 4π -Geometrie geeicht waren; β^- -Aktivität	$S^{32}(n,p) P^{32}$ $T_{1/2} = 14,2 \text{ d}$ $\sigma = 60 \text{ mb } (\beta^-)$

Tabelle 4.1 Zusammenstellung der bei Flußmessungen verwendeten Sonden

v/v_0 wurde mit THERMOS in Zylindergeometrie als Funktion des Radius berechnet (siehe Abbildung 4.1). Um die Verteilung nahe den Coreenden zu berücksichtigen, wurde angenommen, daß an allen Punkten, die den gleichen Abstand von der Coreoberfläche haben, das gleiche Spektrum herrscht. Da die Korrektur selbst nahe am Core nur einige Prozent beträgt, wirken sich die Fehler dieses einfachen Schemas nicht stark aus.

Der Fehler der thermischen relativen Flußmessungen beträgt etwa $\pm 2\%$, für die absolute Messung etwa $\pm 3\%$.

Die epithermischen Flußmessungen werden mit Resonanzdetektoren (Au, In) unter Kadmium durchgeführt. Die epithermische Aktivierung A_{epi} entspricht somit

$$A_{\text{epi}} = N \cdot d \left[F_{\text{Cd}} \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma^{1/v}(E) \phi_{\text{epi}} \frac{dE}{E} + \sum_i \phi_{\text{epi}}(E_i) \lambda_i I_{\text{eff},i} \right], \quad (4.2)$$

- mit $F_{\text{Cd}} = 1,046$ Kadmiumkorrekturfaktor $\overline{11}$,
 $E_{\text{Cd}} =$ Kadmiumabschneideenergie,
 $\sigma^{1/v} =$ 1/v-Teil des Aktivierungsquerschnitts,
 $\frac{\phi_{\text{epi}}}{E} =$ epithermischer Fluß,
 $\lambda_i =$ Beitrag der i-ten Resonanz,
 $I_{\text{eff},i} =$ i-tes effektives Resonanzintegral,
 $N \cdot d =$ Anzahl der Atome in der Sonde.

Die epithermische Selbstabschirmung $C_{\text{epi}} = I_{\text{eff}}/I_{\text{act}}$ wurde nach $\overline{19}$ ermittelt. Für 0,002 cm dicke Goldsonden ergab sich $C_{\text{epi}} = 0,384 \pm 0,004$. Das Resonanzintegral ist nach $\overline{20}$ 1535 ± 40 barn. Damit läßt sich der epithermische Fluß pro Lethargieeinheit errechnen.

Unter der Annahme, daß der epithermische Fluß pro Lethargieeinheit u nicht von der Energie abhängt (1/E-Verlauf), läßt sich (4.2) schreiben:

$$A_{\text{epi}} = \phi_{\text{epi}}(u) N \cdot d \cdot F_{\text{Cd}} \cdot C_{\text{epi}} \cdot I_{\text{act}} \quad (4.3)$$

$$\text{oder } \phi_{\text{epi}}(u) = \frac{A_{\text{epi}}}{N \cdot d \cdot F_{\text{Cd}} \cdot C_{\text{epi}} \cdot I_{\text{act}}} \quad (4.4)$$

Mit Indiumsonden wurden keine absoluten Flußmessungen durchgeführt. Der absolute Fehler beträgt in der vorliegenden Messung etwa ± 4 bis ± 15 %, je nach dem Ort der Messung (außen im Reflektor ist der Fluß sehr niedrig, wodurch sich eine schlechte Statistik ergibt).

Zur Messung des schnellen Flusses wurden die Schwellreaktionen von Phosphor und Schwefel ausgenützt:

$$\begin{aligned} A_{\text{schnell}} &= N \cdot d \int_{E_S}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE \\ &= N \cdot d \cdot \bar{\sigma}_F \cdot \phi, \end{aligned} \quad (4.5)$$

$\bar{\sigma}_F$ = der über das Spaltspektrum gemittelte effektive Aktivierungsquerschnitt.

Der Fluß wird somit gegeben als

$$\phi_{\text{schnell}} = \frac{1}{\bar{\sigma}_F} \cdot \int_{E_S}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE. \quad (4.6)$$

Um den absoluten Wert von ϕ_{schnell} zu ermitteln, wurde die Zählleinrichtung mit dünnen Phosphorsonden ohne β -Selbstabschirmung ($20 \text{ mg/cm}^2 \text{ P}^{31}$) geeicht, die in einem bekannten thermischen Fluß bestrahlt waren. Man benutzte die Reaktion $\text{P}^{31}(n, \gamma)\text{P}^{32}$ mit $\sigma_{\text{act}} = 190 \text{ m barn}$ (siehe [21]).

Für Phosphor wurden folgende Werte zugrunde gelegt (E_S = Schwellenenergie):

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_F &= 31 + 2 \text{ mb } \sqrt{22} \\ E_S &= 3 \text{ MeV} \end{aligned}$$

und für Schwefel:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_F &= 60 \text{ mb} \\ E_S &= 3,2 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

Der Fehler beträgt bei den schnellen Flußmessungen nahe am Core 13%.

4.1.3 Messung des Spektrums

Das Kadmiumverhältnis R_{Cd} ist das Verhältnis der Aktivitäten einer Mn-Sonde, die am gleichen Ort einmal unter einem Kadmiumdeckel und einmal ohne Kadmium bei gleicher Reaktorleistung bestrahlt wurde. Es wurden keine zusätzlichen Korrekturen angebracht. Die Kadmiumabschneideenergie liegt bei den verwendeten Deckeln von 0,08 cm Dicke bei 0,64 eV.

Zur Messung des thermischen Spektrums, das im Core und in der Nähe des Cores stark variiert, wurden paarweise Uran-Plutonium- und Lutetium-Mangan-Sonden bestrahlt.

$$R_{\text{Pu/U}} = \left(\frac{A_{\text{Pu}}}{A_{\text{U}}} \right)_{\text{lokales Spektrum}} \times \left(\frac{A_{\text{U}}}{A_{\text{Pu}}} \right)_{v = 2200 \text{ m/sec}} \quad (4.7)$$

$$R_{\text{Lu/Mn}} = \left(\frac{A_{\text{Lu}}}{A_{\text{Mn}}} \right)_{\text{lokales Spektrum}} \times \left(\frac{A_{\text{Mn}}}{A_{\text{Ln}}} \right)_{v = 2200 \text{ m/sec}}$$

Da die Plutonium-239-Resonanz bei 0,297 eV je nach Härte des Spektrums mehr oder weniger Einfluß auf die Gesamtaktivierung der Sonde gewinnt, läßt sich aus dem Vergleich mit einer Sonde mit $1/v$ -Querschnitt (U^{235}), ein Anhaltswert für das thermische Spektrum gewinnen, ebenso bei Verwendung von Lutetium-176, wo die Resonanz bei 0,142 eV liegt.

Die verwandten Sonden hatten folgende Charakteristiken:

Typ der Messung	Zusammensetzung der Sonden	Dimensionen (cm)	Bemerkungen
R_{Cd}	Mn unter 0,08 cm dicken Cd-Deckeln	Mn-Sonde 0,6 \emptyset x 0,01 mit 0,005 Al umhüllt	$Mn^{55} (n, \gamma) Mn^{56}$ $T_{1/2} = 2,58 \text{ h}$ $\sigma_{\text{act}} = 13,2 \pm 0,1 \text{ barn}$
$R_{\text{Pu/U}}$	Legierung Al + Pu Legierung Al + U	0,7 \emptyset x 0,017 2,5 mg/cm ² Pu ²³⁹ 0,7 \emptyset x 0,03 5 mg/cm ² U ²³⁵	gezählt werden die γ 's der Spaltprodukte oberhalb von 511 keV 4 - 6 Stunden nach der Bestrahlung
$R_{\text{Lu/Mn}}$	Mn-Pulver in Plastik Lu-Pulver in Plastik	1,1 \emptyset 5 mg/cm ² mit 0,005 Al umhüllt 1,1 \emptyset 10 mg/cm ² mit 0,005 Al umhüllt	gezählt wird die γ -Aktivität oberhalb 275 keV, 6 - 9 h nach der Bestrahlung gezählt wird die γ -Aktivität oberhalb 35 keV 4 Tage nach der Bestrahlung

Die vorherrschende Fehlerquelle bei den von uns angewandten Spektrummessungen ist die ungenaue Positionierung der Sonden, besonders an Orten mit starkem Flußgradienten.

An der Tankoberfläche in der Coremittelebene beträgt die Änderung des thermischen Flusses etwa 30% pro cm, d.h. daß R_{Cd} an dieser Stelle bei einer Positionierung von $\pm 0,1$ cm einen Fehler von $\pm 3\%$ aufweist. Für $R_{Pu/U}$ und $R_{Lu/Mn}$ wurden die Sonden paarweise bestrahlt. Um den Fehler durch den Flußgradienten klein zu halten, wurden sie einmal so angebracht, daß die Pu- bzw. Lu-Sonde zum Core zeigte und einmal so, daß sie nach außen zeigte. Als Meßwert wurde dann der Mittelwert aus beiden Messungen genommen.

Der Meßfehler ohne Berücksichtigung der Positionierung beträgt für $R_{Cd} = 1\%$, $R_{Pu/U} = 1\%$ und $R_{Lu/Mn} = 2\%$.

4.1.4 Messung der Gamma-Aufheizung im Reflektor

Die durch γ -Strahlung auf Strukturmaterial im Reflektor übertragene Energie wurde mit zwei verschiedenen Methoden gemessen, sowohl mit Dosimetergläsern als auch mit einer Ionisationskammer.

Da die Ionisationskammer einen weitaus höheren experimentellen Aufwand erforderte, wurden die meisten Messungen mit den Gläsern durchgeführt.

4.1.4.1 Messung der γ -Heizung mit Dosimetergläsern

Seit einigen Jahren werden im Kernforschungszentrum Karlsruhe gute Erfahrungen mit Dosimetergläsern für den betrieblichen Strahlenschutz gemacht, die diese Gläser als geeignet erscheinen ließen, sie auch für die Strahlendosis-messung in Eole zu verwenden. Sie besitzen gegenüber anderen Nachweismethoden den Vorteil großer Handlichkeit - ihre Dimensionen sind $6,9 \times 6,9 \times 4,5$ mm -, sie sind in ihrer Nachweisempfindlichkeit linear bis zu Dosen von einigen 10 000 Röntgen und bei geeigneter Kapselung zur Schwächung der γ -Strahlung kleiner Energien energieunabhängig.

Da die in Karlsruhe verwendeten japanischen Yokota-Gläser wegen ihres Lithium-Gehaltes eine zu hohe Neutronenempfindlichkeit besaßen, wurden für unsere Zwecke andere lithium- und borfreie Gläser verwendet (geliefert von der Firma Schott und Gen., Mainz). Diese bestehen aus $AgPO_3$, $NaPO_3$, KPO_3 und $Al(PO_3)_3$. Ihre γ -Empfindlichkeit wurde mit ^{137}Cs - und ^{60}Co -Quellen in einer geeichten Anordnung bestimmt, die Neutronenempfindlichkeit in der thermischen Säule der kritischen Anordnung STARK in Karlsruhe. Bei diesem Experiment wurde in ver-

schiedenen Abständen zum Core der thermische Fluß mit Au-Sonden und die γ -n-Dosis mit den Gläsern gleichzeitig gemessen. Die Trennung der Gesamtdosis in γ - bzw. Neutronenanteil ergab die Empfindlichkeit p gegen thermische Neutronen von

$$p = \begin{pmatrix} 8 + 0,8 \\ - 0,4 \end{pmatrix} \cdot 10^{-16} \text{ Ws/g/}\varnothing\text{t} .$$

Strahlung bewirkt in den Gläsern die Entstehung von isolierten Ag^- , Ag^+ und Ag^{++} -Atomen, deren Anzahl der Energie der Strahlung proportional ist. (Thermische Neutronen werden über die Zerfallsprodukte aktivierter Atome nachgewiesen.) Diese isolierten Atome sind die Ursache von Fluoreszenz-Zentren, die mit UV-Licht angeregt werden können. Der Nachweis der vom Glas empfangenen Dosis besteht nun in der Messung des nach Anregung von den Fluoreszenz-Zentren ausgehenden Lichtes, dessen Intensität der Anzahl dieser Zentren proportional ist. Die Eichung und Ausmessung der bestrahlten Gläser erfolgte im Institut für Strahlenschutz im KFZ Karlsruhe.

Als Filter für γ -Strahlung im Energiebereich bis 50 keV, in dem die Nachweiswahrscheinlichkeit höher als bei größeren Energien ist, wurden Zinn-Kapseln der Wandstärke 1 mm verwendet.

Zur Bestrahlung in FOEHN wurden die gekapselten Gläser, auf Mylar-Bänder geklebt, an die gewünschte Position gebracht und dort bei konstanter Reaktorleistung (- 35 Watt) eine Stunde lang dem Neutronen- und γ -Fluß ausgesetzt.

4.1.4.2 Messung der γ -Heizung mit einer Ionisationskammer

Einige Messungen der γ -Dosis wurden mit einer CO_2 -durchströmten Ionisationskammer durchgeführt. Die Kammer besteht aus einem Hohlzylinder aus Graphit von 250 mm Länge und 22 mm Durchmesser. Sie ist von einer Teflonhülle von 2 mm Wandstärke umgeben. Das aktive Volumen der Kammer beträgt etwa 20 cm^3 .

Die mit einer Co^{60} -Quelle bestimmte γ -Empfindlichkeit beträgt 1200 W/g/Amp . Die Empfindlichkeit gegen thermische Neutronen ist in der thermischen Säule des Reaktors NAIADÉ II in Fontenay-aux-Roses gemessen und beträgt $1,2 \cdot 10^{-16} \text{ Wsec/g/}\varnothing\text{t}$.

4.2 Leistungsmessung

4.2.1 Sonden zur Messung der Leistungsverteilung

Die Leistungsverteilung in einer Brennstoffplatte wurde mit Sonden gemessen, die die gleiche Zusammensetzung wie die Brennstoffplatte selbst haben. Sie haben die Abmaße $0,5 \times 0,3 \times 0,127$ cm und werden zur Bestrahlung in entsprechend ausgestanzte Löcher von speziellen Brennstoffplatten gesetzt. Diese Methode garantiert eine sehr genaue Positionierung der Sonden, wobei gleichzeitig die lokale Flußstörung klein bleibt. Wegen der großen Anzahl der Meßpunkte (123) wurden die Sonden auf drei Platten verteilt und in zwei getrennten Bestrahlungen aktiviert. Gemeinsame Meßpunkte im Core und im Reflektor gestatten es, die beiden Messungen untereinander zu normalisieren (siehe Abbildung 4.1).

Die Meßplatten können an jeder beliebigen Stelle im Core eingesetzt werden, so daß auch azimutale Leistungsveränderungen gemessen werden können.

Die Sonden wurden relativ zueinander geeicht durch eine Messung ihrer natürlichen γ -Aktivität oberhalb von 130 keV. Abbildung 4.2 gibt das γ -Spektrum der natürlichen Strahlung wieder. Die Schwellenenergie für die Eichung liegt zwischen den beiden Resonanzen von 95 und 146 keV.

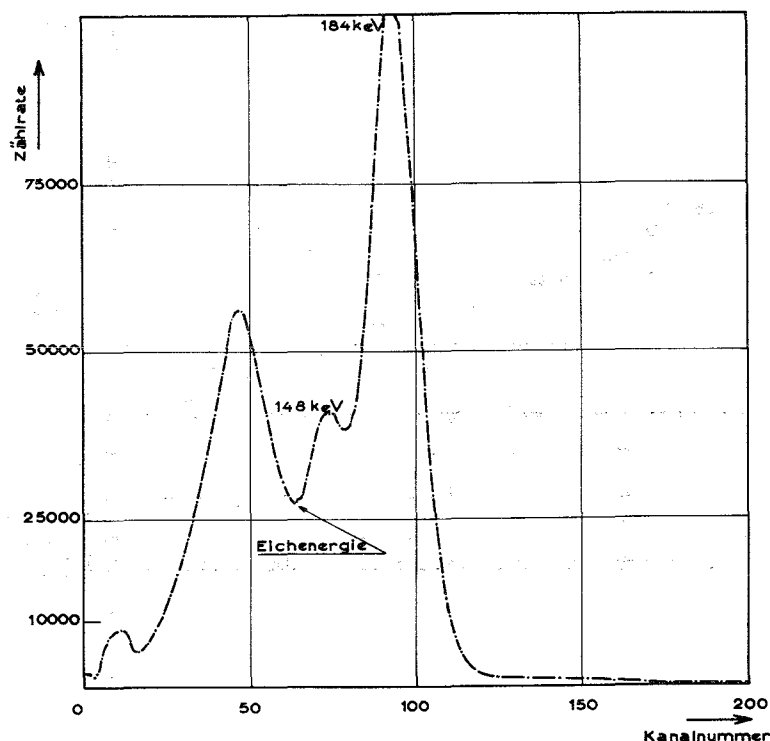


Abb.4.2 Natürliches γ -Spektrum der Urandetektoren

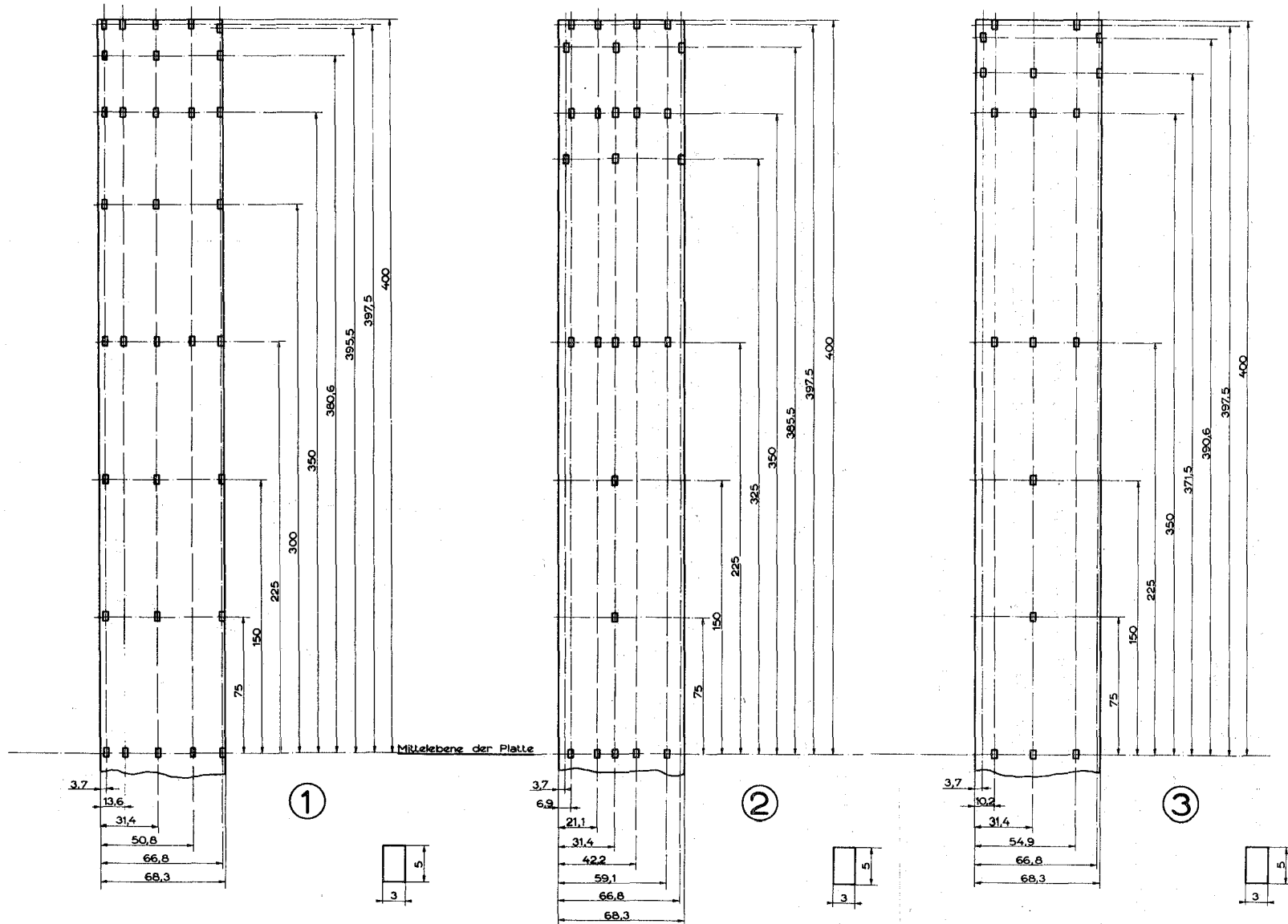


Abb.4.1 Spezialbrennstoffplatte mit Löchern zur Aufnahme von Detektoren zur Leistungsmessung im Core

Nach der Bestrahlung wird die γ -Aktivität der Spaltprodukte oberhalb 511 keV gemessen, die proportional zur Leistung ist, die in der Sonde während der Bestrahlung freigesetzt wurde. Die Zählrate wurde auf einen Monitor normalisiert, der die gleiche Zusammensetzung wie die Sonden hatte.

4.2.2 Fehler bei der Leistungsmessung

Der relative Fehler der einzelnen Meßpunkte ist im wesentlichen durch ihre Positionierung bedingt, d.h. da sie sich in der Brennstoffplatte selbst befinden, durch den Abstand zu den Nachbarplatten. Für den größten Teil der Meßpunkte ist der hieraus resultierende Fehler $< 1\%$, außer für die Punkte am oberen und unteren Plattenrand, da sich die Meßplatten nach längerem Gebrauch dort etwas verformt hatten. Dieser Fehler ist jedoch nicht systematisch und wirkt sich auf das Leistungsintegral und somit auf die Leistung im heißen Stromfaden und das "rendement" nur wenig aus. Der Fehler für das Leistungsintegral beträgt $\pm 0,5\%$ und für die Leistung im heißen Stromfaden etwa $\pm 1\%$.

4.3 Die Bestimmung des "rendements"

Als Maß für die "Güte" des Hochflußreaktors wurde das "rendement" definiert als Verhältnis des maximalen thermischen Flusses ($\phi_{\max, th}$) im Reflektor zur gesamten Coreleistung (P_{tot}):

$$r = \frac{\phi_{\max, th}}{P_{tot}} \quad (4.8)$$

Zur experimentellen Bestimmung von r schreiben wir diese Gleichung etwas um:

$$r = \frac{\phi_{\max, th}}{\sum_f \phi_c \cdot V_c \cdot p} \quad (4.9)$$

$\sum_f \phi_c$ = mittlere Spaltrate im Core,

V_c = Corevolumen,

p = $\frac{10^{-10}}{3,125}$ Watt pro Spaltung.

Die gemessene mittlere Spaltrate ist nur auf einen Proportionalitätsfaktor a genau bekannt, der vom Sondentyp und der Zählrichtung abhängt und anders ist als der Faktor b , der bei der Messung des thermischen Flusses auftritt.

Wir bestimmen den Faktor b/a aus der Aktivität einer Uransonde des gleichen Typs, wie sie zur Leistungsmessung im Core verwendet worden war, und einer Mangansonde, die an einem Ort im Reflektor, wo der Fluß gut thermalisiert ist, zusammen bestrahlt worden waren.

Setzen wir

$$\begin{aligned} A_{\text{Mn,R}} &= b \cdot \Sigma_{\text{a,th}}^{\text{Mn}} \cdot \phi_{\text{R,th}} &&= \text{Aktivität der Mn-Sonde im Reflektor,} \\ A_{\text{Mn,max}} &= b \cdot \Sigma_{\text{a,th}}^{\text{Mn}} \cdot \phi_{\text{max,th}} &&= \text{Aktivität der Mn-Sonde im Flußmaximum,} \\ A_{\text{U,R}} &= a \cdot \Sigma_{\text{f,th}}^{\text{U}} \cdot \phi_{\text{R,th}} &&= \text{Aktivität der Uransonde im Reflektor,} \\ A_{\text{U,C}} &= a \cdot \Sigma_{\text{f}}^{\text{U}} \cdot \phi_{\text{C}} &&= \text{mittlere Aktivität der Uransonden im Core,} \end{aligned}$$

so können wir das "rendement" nach einigen Umformungen folgendermaßen schreiben:

$$r = \frac{A_{\text{Mn,max}}}{A_{\text{Mn,R}}} \cdot \frac{A_{\text{U,R}}}{A_{\text{U,C}}} \cdot \frac{1}{\Sigma_{\text{f,th}}^{\text{U}} \cdot v \cdot p} \quad (4.10)$$

Berücksichtigen wir jetzt noch, daß die Neutronen am Ort des Flußmaximums noch nicht vollständig thermalisiert sind, sondern daß sie eine größere mittlere Geschwindigkeit v haben als

$$v_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot 2200 \frac{\text{m}}{\text{sec}},$$

so können wir endgültig schreiben:

$$r = \frac{A_{\text{Mn,max}}}{A_{\text{Mn,R}}} \cdot \frac{v}{v_0} \cdot \frac{A_{\text{U,R}}}{A_{\text{U,C}}} \cdot \frac{1}{\Sigma_{\text{f,th}}^{\text{U}} \cdot p} \quad (4.11)$$

Die epithermische Aktivierung der Mn-Sonde ist bei $A_{\text{Mn,max}}$ und $A_{\text{Mn,R}}$ gemäß Formel (4.1) bereits abgezogen. Das Verhältnis v/v_0 wurde mit THERMOS berechnet (Abbildung 4.3). Ebenfalls mit THERMOS wurde der effektive mikroskopische Spaltquerschnitt $\sigma_{\text{f,eff}}^{235}(\text{U}) = 503$ barn am Ort der Messung ($R = 50$ cm) errechnet.

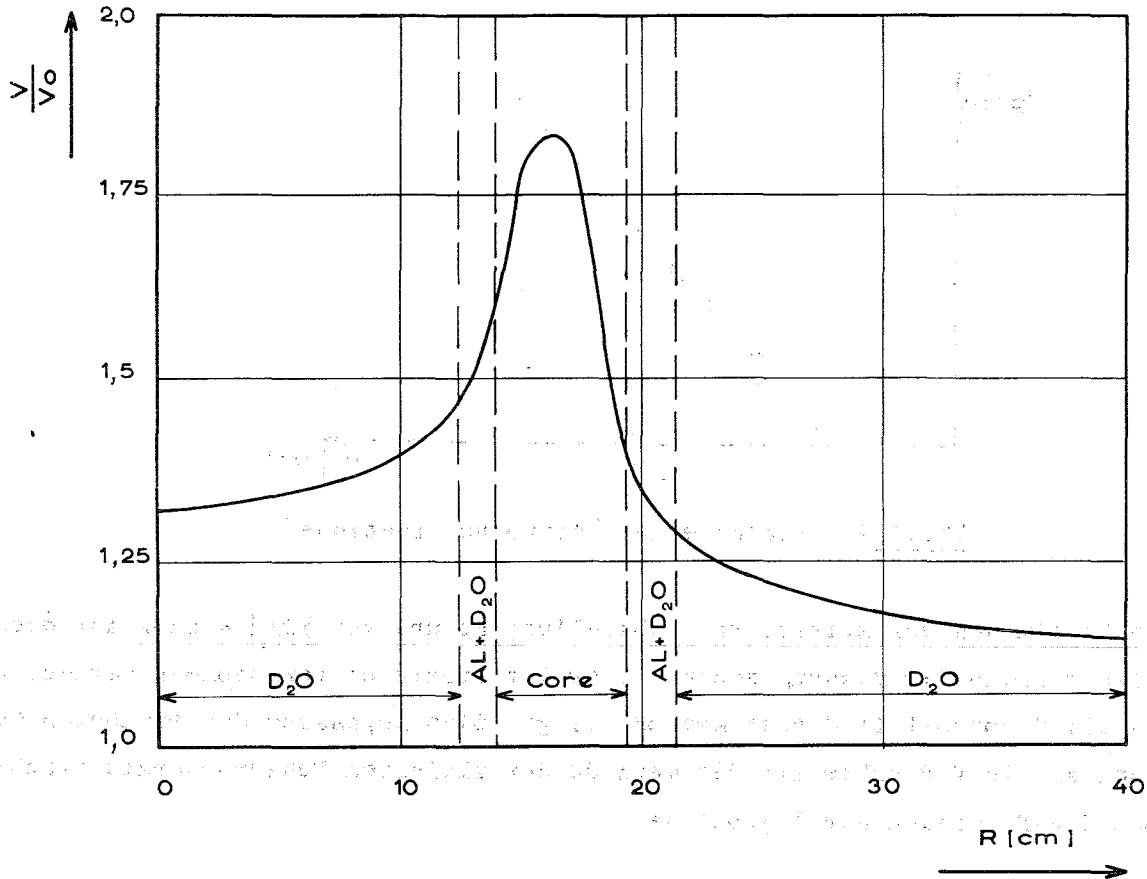


Abb.4.3 Mittlere relative Geschwindigkeit der thermischen Neutronen in der Reaktormittelebene

4.4 Reaktivitätsmessungen

4.4.1 Stabile Periode ("Approche cinétique")

Der "approche cinétique" besteht in der Messung der stabilen Reaktorperiode verschieden überkritischer Zustände, die im allgemeinen zwischen +100 und +250 pcm gewählt werden. Die den Perioden entsprechenden Reaktivitäten werden mit der Inhour-Beziehung ausgerechnet und gegen die Stabstellung H aufgetragen. Da sich im allgemeinen die differentielle Größe $\delta\rho/\delta H$ (ρ = Reaktivität, H = Stabstellung) wenig innerhalb eines Intervalls ΔH von einigen mm ändert, liegen diese Punkte recht gut auf einer Geraden, deren Extrapolation nach $\rho = 0$ die Stabstellung für den kritischen Reaktor ergibt. Die Steigung dieser Geraden ist gleich der differentiellen Reaktivität $\delta\rho/\delta H$, die den Stab an der betreffenden Stelle charakterisiert (genau genommen gilt sie für eine mittlere Stabstellung im Intervall ΔH , innerhalb dessen die Meßpunkte liegen). Siehe Abbildung 4.4.

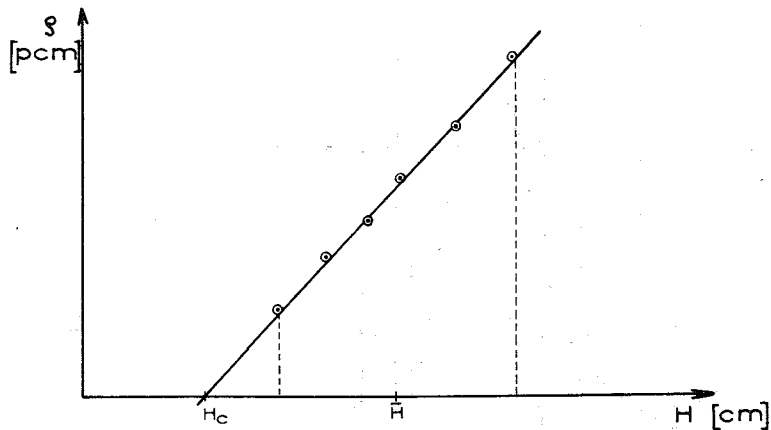


Abb.4.4 Schema eines "Approche cinétique"

Die Bestimmung der kritischen Stabstellung H_c und von $\delta\rho/\delta H$ kann auf diese Weise während der Messung schon mit großer Präzision vorgenommen werden, worin ein Hauptvorteil dieser Methode liegt. Eine Anpassung der erwähnten Geraden an die Meßpunkte mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate erhöht noch die Präzision der Ergebnisse.

Die Genauigkeit der Bestimmung der kritischen Stabstellung ist von kinetischen Parametern unabhängig und liegt in der Größenordnung der Genauigkeit der Positionierung des Stabes - etwa $\pm 0,1$ mm entsprechend maximal ± 2 pcm (Ablesegenauigkeit). Dagegen erweist sich die Methode als langwierig und i.a. nicht wesentlich genauer als die kontinuierliche Reaktivitätsmessung (s.u.), wenn sie etwa zur Eichung des Regelstabs verwendet wird.

Da die Messung nur innerhalb eines kleinen Intervalls ΔH in der Nähe der kritischen Stellung H_c möglich ist, sind zur Eichung etwa des Regelstabs eine verhältnismäßig große Anzahl von verschiedenen Borvergiftungen notwendig.

Hat man indessen genügend viele Werte $\delta\rho/\delta H$ (etwa 10 in unserem Fall) als Funktion der Stabstellung H gemessen, so liefert deren graphische Integration die Reaktivität des Stabes mit großer Genauigkeit, die dann nur noch von der geeigneten Wahl der kinetischen Parameter in der Inhourgleichung abhängt.

4.4.2 Kontinuierliche Reaktivitätsmessung (continuous run)

Die Änderung der Zusammensetzung des Reaktors etwa beim Einfahren des Regelstabes bewirkt eine Änderung des zeitabhängigen Verlaufs der Leistung. Ein Maß dafür ist die Reaktivität, die mit dem Multiplikationsfaktor k_{eff} verknüpft ist durch

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} .$$

Der Zusammenhang zwischen Reaktivität $\rho(t)$ und der Neutronendichte $n(t)$ wird durch die kinetischen Gleichungen gegeben:

$$\rho(t) = \beta - \frac{S(t)}{n(t)} + \frac{\Lambda}{n(t)} \left(\frac{dn}{dt} - \rho \right) ,$$

wobei $S(t)$ die Dichte der verzögerten Neutronen zum Zeitpunkt t darstellt; $S(t)$ hängt ab von der "Vorgeschichte" des Reaktors, d.h. vom zeitlichen Verlauf der Funktion $n(t)$ und läßt sich daraus und mit den kinetischen Parametern β_i , λ_i und $\Lambda = 1/k$ berechnen:

$$S(t) = \sum_i \beta_i e^{-\lambda_i t} \left(n(0) + \lambda_i \int_0^t n(\tau) e^{\lambda_i \tau} d\tau \right) .$$

Wird der Reaktorfluß an einer beliebigen Stelle als eine der Leistung proportionale Größe als Funktion der Zeit gemessen, läßt sich damit die Reaktivität für jeden Zeitpunkt oder für die entsprechende Stabstellung berechnen.

Als Anfangsbedingung wird dabei verlangt, daß sich die Konzentration der Vorläuferkerne verzögerter Neutronen im Gleichgewicht befindet, d.h. daß bei Beginn der Messung zur Zeit $t = 0$ gilt:

$$S(0) = \beta \cdot n(0) .$$

Da sich diese Bedingung bei unseren Messungen für die verzögerten Gruppen mit langer Zerfallszeit nur unvollkommen erfüllen ließ, wurde folgendes Verfahren angewandt (siehe Abbildung 4.5).

Die Stabilisierung des Reaktors zur Erzeugung des Gleichgewichts der Vorläuferkerne mit kurzer Zerfallszeit wurde etwa 3 - 5 Minuten lang bei niedriger Leistung - etwa 10^{-3} Watt - vorgenommen.

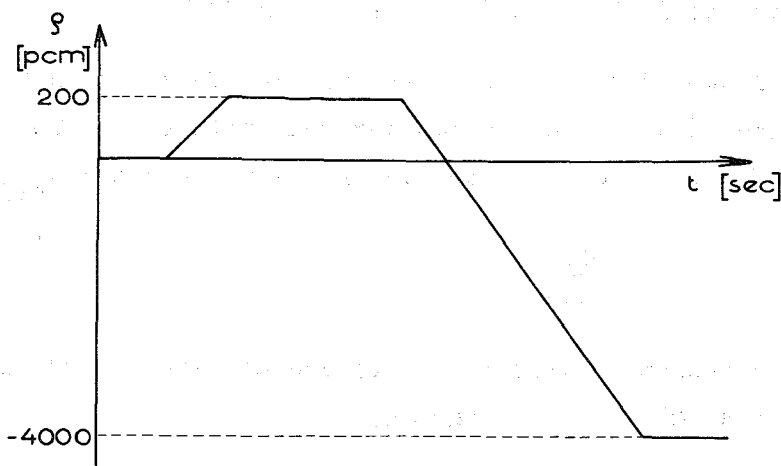


Abb.4.5 Schema einer kontinuierlichen Reaktivitätsmessung

Am Ende dieser Phase wurde mit der Registrierung des Flußsignals begonnen. Anschließend wurde der Reaktor mit einer Periode von etwa 15 sec = 200 pcm auf eine Leistung von 30 Watt gefahren, die entsprechend nach etwa 150 sec erreicht war. Während dieser Phase sammelten sich nun Vorläuferkerne an, die zum überwiegenden Teil die verzögerten Neutronen in der nun folgenden dritten Phase lieferten, in der der Reaktor unterkritisch - bis max. -4000 pcm - gefahren wurde. Die Vorläuferkerne aus der Stabilisierungsphase und damit die Genauigkeit der Anfangsbedingung spielten nun eine untergeordnete Rolle.

Die Geschwindigkeit des Stabes betrug 1,035 mm/sec beim Ausfahren und 2,07 mm/sec beim Einfahren, die entsprechenden Reaktivitätsgeschwindigkeiten max. 22 bzw. 44 pcm/sec.

Der Fluß wurde mit einem im Kammerbetrieb gefahrenen BF^3 -Zählrohr gemessen (Typ CCC2B, Empf. $2 \cdot 10^{-14}$ A/n/cm²/s). Das gleichstromverstärkte Signal (Verstärker A.C.L.I.C.) wurde mit einem Digital-Voltmeter (NLS 4200) gemessen und dessen Ausgang nach geeigneter Modifikation mit einem Recorder (Tally) auf Streifen gelocht. Das System erlaubt die Überdeckung von 5 Dekaden bei maximal 10 Informationen pro Sekunde.

Die Umschaltzeit zwischen zwei Dekaden liegt unter 1/10 sec. Die Lochstreifen wurden nach der Messung in Lochkarten transformiert und mit einem Rechenprogramm die Reaktivität zu jedem Meßpunkt ausgerechnet. Durch eine zusätzliche Markierung des Signals wurden die Meßpunkte gekennzeichnet, bei denen der Stab in Bewegung war.

Diese kontinuierliche Methode der Reaktivitätsmessung besitzt den Vorteil großer Schnelligkeit und daß der gemessene Bereich dicht mit Meßpunkten belegt ist. In etwa 10 min, die pro Messung aufgewendet wurden, ließen sich Reaktivität bis 10 $\%$ mit ca. 2000 Meßpunkten (8/sec) messen.

Dagegen besteht freilich eine empfindliche Abhängigkeit von den kinetischen Parametern, besonders im unterkritischen Bereich. Dabei gehen die leider nur schlecht bekannten Konstanten der lang verzögerten Photoneutronen umso mehr in die Rechnung ein, je länger die Messung dauert, d.h. je weiter unterkritisch der Reaktor gefahren wird.

So hing zum Beispiel die differentielle Reaktivität $\delta\rho/\delta H$ bei einer bestimmten Stabstellung davon ab, ob diese Stabstellung am Anfang oder am Ende eines "continuous run" erreicht wurde; am Ende war $\delta\rho/\delta H$ jeweils um einige Prozent kleiner. Weiterhin läßt sich beobachten, daß die berechnete Reaktivität nicht konstant bleibt, wenn der Reaktor in einem bestimmten unterkritischen Zustand verharret. Dieses Phänomen wird besonders deutlich etwa 2 min nachdem die Vorläuferkerne in der überkritischen Phase entstanden sind.

Aus diesem Grunde wurden die Messungen stets nur während der ersten 80 - 100 sec ausgewertet, was einer mittleren "Meßstrecke" von 2500 pcm pro Messung entsprach. Es läßt sich zeigen, daß, wenn bei einer 100 sec langen Messung die Photoneutronen überhaupt nicht berücksichtigt werden, der Fehler der Reaktivität 6,5 % beträgt; nimmt man an, daß die Konstanten λ_1 und β_1 der Photoneutronen sämtlich mit einem Fehler von 20% behaftet sind, ergibt sich durch quadratische Addition nach 100 sec ein Fehler von 2% für die Reaktivität. Für eine Messung bis 200 sec betragen die entsprechenden Fehler für die Reaktivität 18% bzw. 6%, für 50 sec 6% bzw. 1,1 %.

Ungeklärt ist der Unterschied, der zwischen den Ergebnissen von Periodenmessung und kontinuierlicher Messung durchweg besteht; die Stabeichung mit "approche cinetique" ergab eine um etwa 4% höhere Reaktivität. Dieser Effekt ist nicht auf fehlerhafte Konstanten der Photoneutronen zurückzuführen.

Dagegen konnte gezeigt werden, daß einige andere mögliche Fehlerquellen von untergeordneter Bedeutung sind:

- Die im Rechenprogramm verwendeten Näherungen bleiben ohne Einfluß auf das Ergebnis; insbesondere zeigte eine Erhöhung der Geschwindigkeit der Änderung der Reaktivität um den Faktor 2 (Stabgeschwindigkeit) keinen Einfluß auf das Resultat.

- Die Statistik des Signals ist ausreichend; eine Änderung der Leistung um den Faktor 100 zeigte keinen Einfluß.
- Der quasistatische Untergrund an Photoneutronen, der von der langlebigen γ -Aktivität des Cores herrührt, ist ohne nennenswerten Einfluß auf die Messung, solange dieser Untergrund klein bleibt gegen den Spaltneutronenfluß. Dies war bei unseren Meßbedingungen gewährleistet. Im übrigen ließ sich dieser Untergrund jeweils näherungsweise berechnen aus der kritischen Stabstellung, wie sie sich aus dem "approche cinetique" ergab, und der Stabstellung, bei der der Reaktor vor dem "continuous run" stabilisiert wurde. Mit der Beziehung $\rho_0 = -\Lambda/\beta_0 \cdot Q$ ließ sich danach die Untergrundquelle Q in der Rechnung berücksichtigen.
- Oberwellen in der Flußverteilung am Ort der Kammer spielen keine Rolle. Dies wurde geschlossen aus der Tatsache, daß die Entfernung der Kammer vom Core das Meßergebnis nicht beeinflusste; zwei Messungen bis -4500 pcm beim Radius 515 bzw. 835 mm gaben das gleiche Ergebnis.
- Die Störung des Kammersignals durch γ -Strahlung ist gering. Eine Änderung der γ -Kompensationsspannung beeinflusste den Kammerstrom nicht meßbar.

Eine exakte Angabe der Fehler, die mit dieser Meßmethode gemacht wurden, ist bei der Vielzahl der beteiligten Parameter schwierig. Wir schätzen indessen, daß die gemessenen Reaktivitäten um etwa 4% zu klein sind.

Eine genauere Betrachtung der Meßmethode und Fehlerquellen sowie eine Beschreibung der verwendeten Lösungsmethoden der kinetischen Gleichungen findet sich in [23].

4.4.3 Gepulste Neutronenquelle

Diese klassische Methode besteht aus der Messung der Abklingkonstanten α eines Impulses schneller Neutronen, der in das unterkritische System eingeschossen wird. Aus der Beziehung

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = \frac{\alpha - \beta_{\text{eff}}/\Lambda}{\beta_{\text{eff}}/\Lambda - \alpha \cdot \beta_{\text{eff}}}$$

läßt sich danach die Reaktivität des Systems sofort ausrechnen. Da die Größe $\alpha_c = \beta_{\text{eff}}/\Lambda$ stark von der Stabstellung abhing, vgl. Kapitel 5.10, mußte sie in einer getrennten Messung als Funktion der Stabstellung bestimmt werden.

Dies geschah durch Extrapolation der für verschieden unterkritische Zustände (zwischen -300 und -1500 pcm) bei verschiedenen Borvergiftungen gemessenen α -Werte auf den kritischen Zustand. Die jeweilige Reaktivität des unterkritischen Zustands wurde dabei anderen Messungen mit "continuous run" oder "approche cinetique" entnommen.

Durch eine geeignete (maschinelle) Auswertung des Meßsignals ließ sich der Einfluß von Oberwellen unterdrücken. Dabei wurde an die Abklingkurve des Impulses eine Exponentialfunktion der Form $e^{-\alpha t}$ nach verschiedenen Zeiten T nach Anfang des Impulses angepaßt. Mit wachsendem T konvergiert α gegen einen Wert, der der Abklingkonstanten nach dem Ausdämpfen von Oberwellen entspricht. Die Anpassung der Exponentialfunktion wurde nach der Methode kleinster Fehlerquadrate vorgenommen.

Der Hauptvorteil dieser Methode ist zugleich sein größter Nachteil. Sie ist von allen kinetischen Konstanten, die die verzögerten Neutronen betreffen, unabhängig; dagegen geht die Generationszeit Λ in der Form $\alpha_c = \beta/\Lambda$ stark in das Ergebnis ein. Nun läßt sich zwar β/Λ recht genau messen (s.o.), jedoch gilt diese Größe dann nur für den kritischen Reaktor, und Λ entspricht der Lebensdauer des statischen Falles.

Bei der α -Messung im unterkritischen System dagegen entspricht Λ der dynamischen Lebensdauer, die sich von der statischen umso mehr unterscheidet als der Reaktor unterkritisch ist. So überrascht denn auch nicht, daß sich die mit gepulsten Neutronen gemessenen Reaktivitäten umso mehr von den mit "continuous run" gemessenen unterscheiden, je weiter unterkritisch der gemessene Zustand liegt.

Da wenig Information über die dynamische Lebensdauer vorlag, die gepulsten Messungen außerdem langwierig im Vergleich zum "continuous run" waren, wurde im Verlauf der Messungen mehr und mehr auf diese Methode verzichtet.

4.5 Bestimmung der Borkonzentration im Core

Es stellte sich im Verlauf der Messungen heraus, daß die differentielle Borreaktivität $\Delta\rho/\Delta C$ (pcm/g/l) praktisch unabhängig von anderen Parametern (Vergiftung, Konfiguration usw.) ist. Daher konnte man die Reaktivitätsdifferenz zwischen zwei Zuständen durch die äquivalente Differenz der Borkonzentration unabhängig vom jeweiligen Zustand selbst ausdrücken. Da es sich außerdem zeigte, daß sich der Reaktivitätswert des gelösten Bors recht genau berechnen ließ, war es wünschenswert, die Borkonzentrationen sowohl relativ zueinander wie auch absolut genau zu kennen.

4.5.1 Herstellung der Borlösungen

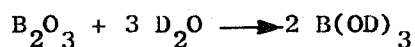
Ausgangsprodukt für die Herstellung der Borlösungen war Boranhydrid (B_2O_3) mit folgenden Charakteristiken:

Feuchtigkeitsgehalt	0,68 % (+ 0,2 %)
Verunreinigungen	0,2 % (+ 0,1 %)
Bor-10	90,1 Atom-% (+ 0,1 %)
Dichte des B_2O_3	1,812 g/cm ³
Lithium ist nicht nachweisbar	
Natrium	≤ 80 ppm
Verhältnis Ausgangsprodukt (B_2O_3 + Verunreinigungen) zu Bor-10	3,814 ± 0,015 .

Das Ausgangsprodukt wurde unter Stickstoffatmosphäre abgewogen und in einer entsprechenden Menge D_2O gelöst, um die für das jeweilige Experiment gewünschte Bor-10-Konzentration zu erhalten.

4.5.2 Chemische Analyse der Borlösungen

Der genaue Borgehalt der im Experiment verwendeten Lösungen wurde nach einer iodometrischen Methode bestimmt. Die bei der Lösung von B_2O_3 im Wasser entstehende Borsäure



dissoziiert bei Zugabe von Lävulose in H^+ -Ionen und Bor-Lävuloseverbindungen. Bei Zugabe von Kaliumiodid und -iodat wird quantitativ Jod (I^-) freigesetzt, das mit Natriumthiosulfat titriert wurde.

5. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN, VERGLEICH VON EXPERIMENTELL UND THEORETISCH GEWONNENEN ERGEBNISSEN

5.1 Zustand I: Core ohne Festbor und ohne Experimentiereinrichtungen im Reflektor

5.1.1 Vergleich der gemessenen und gerechneten kritischen Reaktorzustände bei verschiedenen Regelstabstellungen

Die kritische Regelstabstellung H_c wurde für verschiedene Konzentrationen C des im Core gelösten B^{10} nach der Methode des "approche cinétique" festgestellt. Während der Messungen war der Reinheitsgrad des Schwerwassers im Reflektor 99,747 % D_2O .

In Tabelle 5.1.1 sind die gemessenen kritischen Zustände zusammengestellt.

Regelstabstellung H_c (cm)	Borkonzentration C (g B^{10} /l)	Mittl. Regelstabstellung zur Messung von $d\rho/dH$ \bar{H} (cm)	differentielle Regelstabreaktivität $d\rho/dH$ (pcm/cm)
17,2	0,2477	19,5	146
35,7	0,3349	37,4	202
45,5	0,3863	48,6	195
46,73	0,3855	47,7	193
59,6	0,4501	61,8	154
60,1	0,4509	61,9	149
60,2	0,4536	62,4	149
66,1	0,4781	68,8	125
85,7	0,5268	89,6	74
89,0	0,5386	90,7	66
89,6	0,5386	91,2	65

Tabelle 5.1.1 Experimentell ermittelte kritische Reaktorzustände

(Der Fehler von H_c ist kleiner 0,1 cm, der Fehler von $d\rho/dH$ kleiner 0,1 pcm/cm.) Jeder Punkt von $d\rho/dH$ wurde für verschiedene Stabstellungen $\bar{H} \pm \Delta H$ gemessen und nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate adjustiert (siehe Kapitel 4.4.1).

Tabelle 5.1.2 gibt die gerechneten Reaktivitäten für verschiedene Borkonzentrationen und Regelstabstellungen. Um die kritische Borkonzentration für eine gegebene Regelstabstellung zu finden, wurde zwischen den berechneten Reaktivitäten graphisch interpoliert (siehe Abbildung 5.1.1).

Regelstab- stellung (cm)	Borkonzentration (g B ¹⁰ /l)	Reaktivität ⁺⁾ $\rho = \ln(k_{\text{eff}})$ (pcm)	Reaktivität $\rho = (k-1)/k$ (pcm)
kein Stab	0	24 449	21 709
kein Stab	0,1438	17 885	16 367
kein Stab	0,2877	11 785	11 110
kein Stab	0,3955	7 455	7 184
kein Stab	0,5394	1 963	1 944
0	0,1438	2 780	2 743
0	0,2877	- 3 036	- 3 076
0	0,3955	- 7 163	- 7 411
20	0,2877	- 815	- 821
34	0,2877	11 875	1 857
34	0,3955	- 2 338	- 2 364
50	0,3955	918	915
50	0,4585	- 1 568	- 1 581
51	0,4585	- 1 397	- 1 409
61	0,4585	408	408
61	0,5394	- 2 608	- 2 646
82	0,4585	2 870	2 829
82	0,5394	- 160	- 160
100	0,5394	1 028	1 020

⁺⁾ Die Größe $\rho = \ln(k_{\text{eff}})$ wurde bei der Auslegung des Hochflußreaktors zur Aufstellung der Reaktivitätsbilanz verwendet. In diesem Bericht wird (außer wenn extra angegeben) für die Reaktivität einheitlich $\rho = (k-1)/k$ verwendet.

Tabelle 5.1.2 Berechnete Reaktivitäten für verschiedene Regelstabstellungen und Borkonzentrationen

In Abbildung 5.1.2 sind die gemessenen und berechneten Regelstabstellungen für $k_{\text{eff}} = 1$ als Funktion der Borkonzentration aufgetragen.

Die Kurven zeigen, daß die Rechnung die Reaktivität des Reaktors überschätzt, und zwar umso mehr, je höher die Borkonzentration und je weiter der Regelstab ausgefahren ist.

Dieser Effekt kann folgende Ursachen haben:

die Reaktivität des Regelstabes wird überschätzt,
die Borreaktivität wird unterschätzt

sowie die entsprechenden Kombinationen der beiden Ursachen. Dazu kommt noch eine zur experimentellen Kurve parallele Verschiebung durch

Überschätzung der Exzeßreaktivität des Reaktors
ohne Bor und Regelstab,
ungenauere Kenntnisse des Lösungsvolumens im Core.

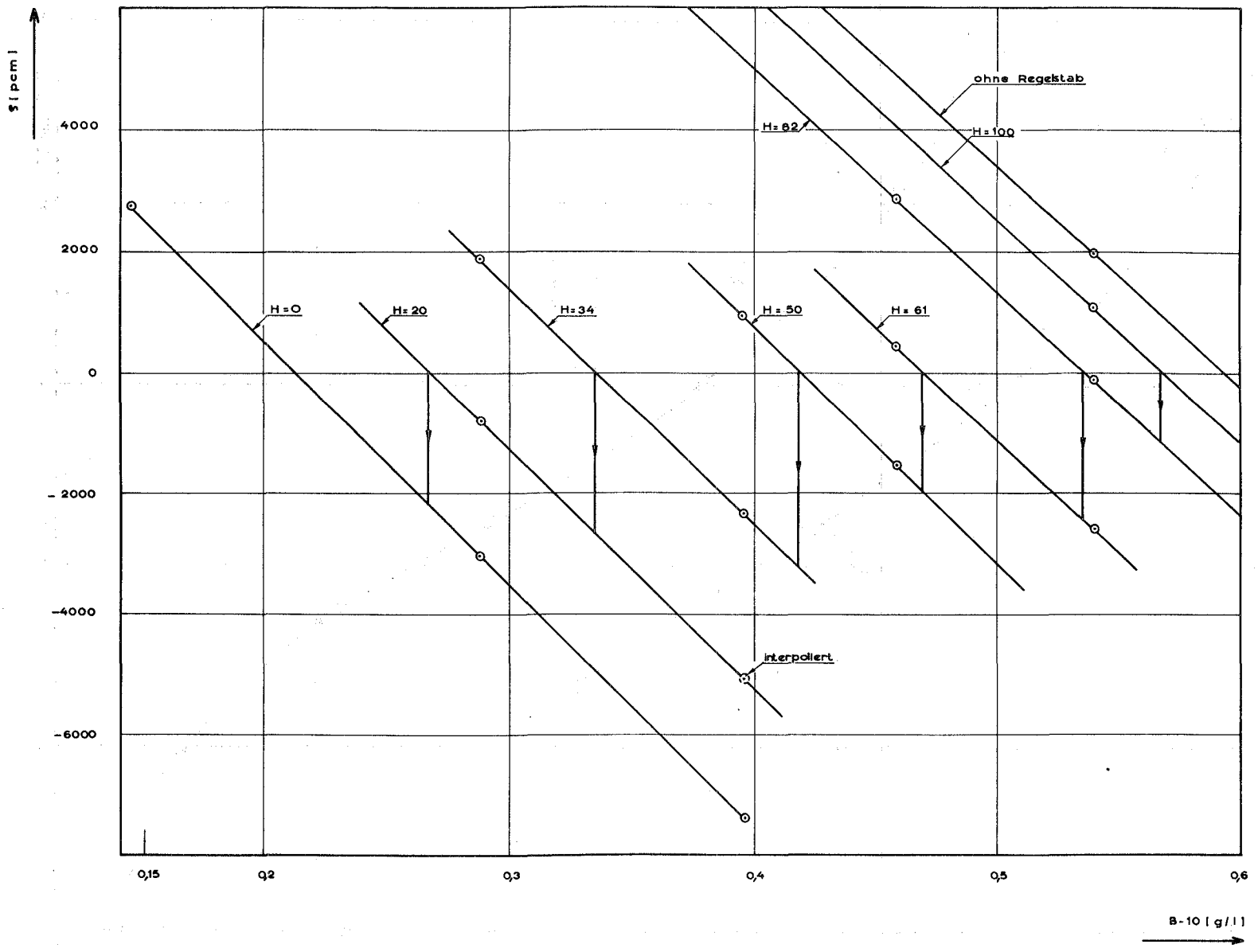


Abb.5.1.1 Diagramm zur Ermittlung der Borkonzentration kritischer Reaktoren ohne Festbor für bestimmte Regelstabstellungen. Die Punkte entsprechen den berechneten Reaktoren aus Tabelle 5.1.2.

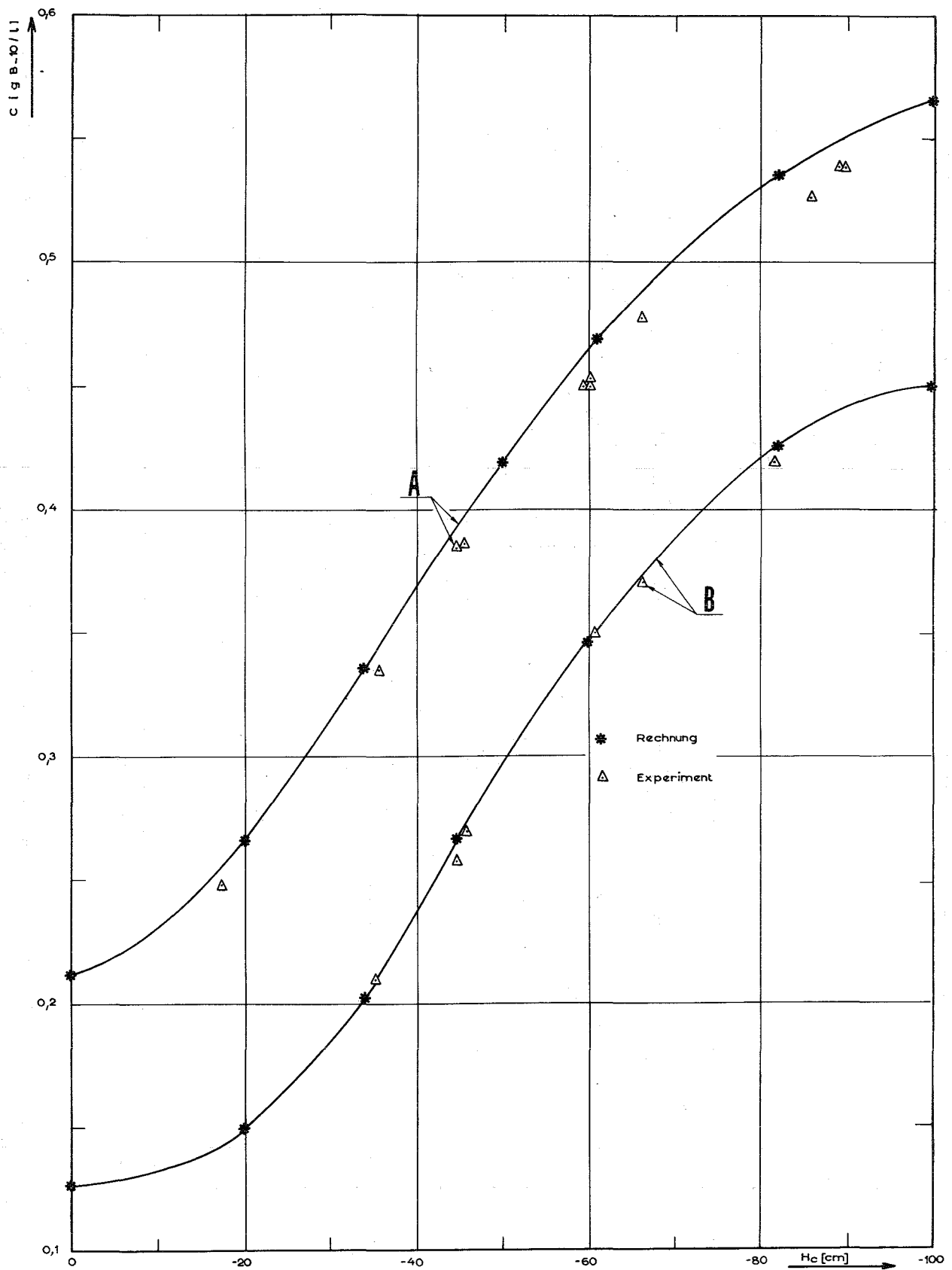


Abb.5.1.2 Berechnete und gemessene kritische Reaktoren mit verschiedenen Regelstabstellungen H_c und Borkonzentration C .
 A = Reaktoren ohne Festbor und ohne Strahlrohratrappen,
 B = Reaktoren mit Festbor und ohne Strahlrohratrappen.

Um den tatsächlichen Betrag dieser Fehler bestimmen zu können, müssen wir die gerechnete und gemessene Reaktivität des Regelstabes vergleichen.

5.1.2 Die Reaktivität des Regelstabes und der Borwert

Die Reaktivität des Regelstabes wurde experimentell nach verschiedenen Methoden bestimmt (s. Kapitel 4.4).

Bei der "continuous run technique" (CRT) wird, ausgehend vom kritischen Reaktor, der Regelstab in das Core hineingefahren. Aus dem zeitlichen Flußverlauf, der während des Einfahrens beobachtet wird, kann die Reaktivitätsänderung $\rho(t)$ des Systems berechnet werden. Der Regelstab kann so in Stücken $\Delta\rho_n$ von etwa 2000 bis 3000 pcm geeicht werden, wobei man durch Erniedrigung der Borkonzentration immer wieder zum kritischen Zustand zurückkehrt. Die Gesamtreaktivität des Regelstabs ist dann

$$\Delta\rho_{\text{Regelstab}} = \sum_{n=1}^N \Delta\rho_n .$$

Zusätzlich wurde für verschiedene Regelstabstellungen H die Reaktivität einer kleinen Änderung ΔH bestimmt, indem die positive Reaktorperiode beobachtet wurde. Die Lösung der Inhourgleichung liefert dann den Betrag $\Delta\rho$, dem ΔH entspricht. Durch die gemessenen Punkte $\Delta\rho/\Delta H$ für verschiedene Stellungen H läßt sich eine Kurve zeichnen (siehe Abbildung 5.1.3). Das Integral dieser Kurve ist denn die Regelstabreaktivität. Hier geht hauptsächlich die Sorgfältigkeit bei der graphischen Integration in das Ergebnis ein sowie die kinetischen Parameter β_1, λ_1 . Der Einfluß der Generationszeit ist gering, vorausgesetzt, daß es sich um kleine Reaktivitäten handelt (siehe Kapitel 4.4).

Die experimentell ermittelte Regelstabcharakteristik ist in Abbildung 5.1.4 aufgetragen. In Tabelle 5.1.3 sind einige Werte zusammengestellt.

Für Reaktivitätssprünge kleiner als 4200 pcm unterscheiden sich die Ergebnisse von "continuous run" und gepulster Quelle praktisch nicht. Aus diesem Grunde wird nur das Resultat des "continuous run" angegeben.

Mit der stabilen Periode konnte die Stabcharakteristik nur zwischen den Stabstellungen -20 und -90 cm ermittelt werden. Um sie mit den anderen Werten in ein gemeinsames Diagramm eintragen zu können, wurde für die Stellung -90 cm die Reaktivität angenommen, die mit der "continuous-run-technique" ermittelt worden war.

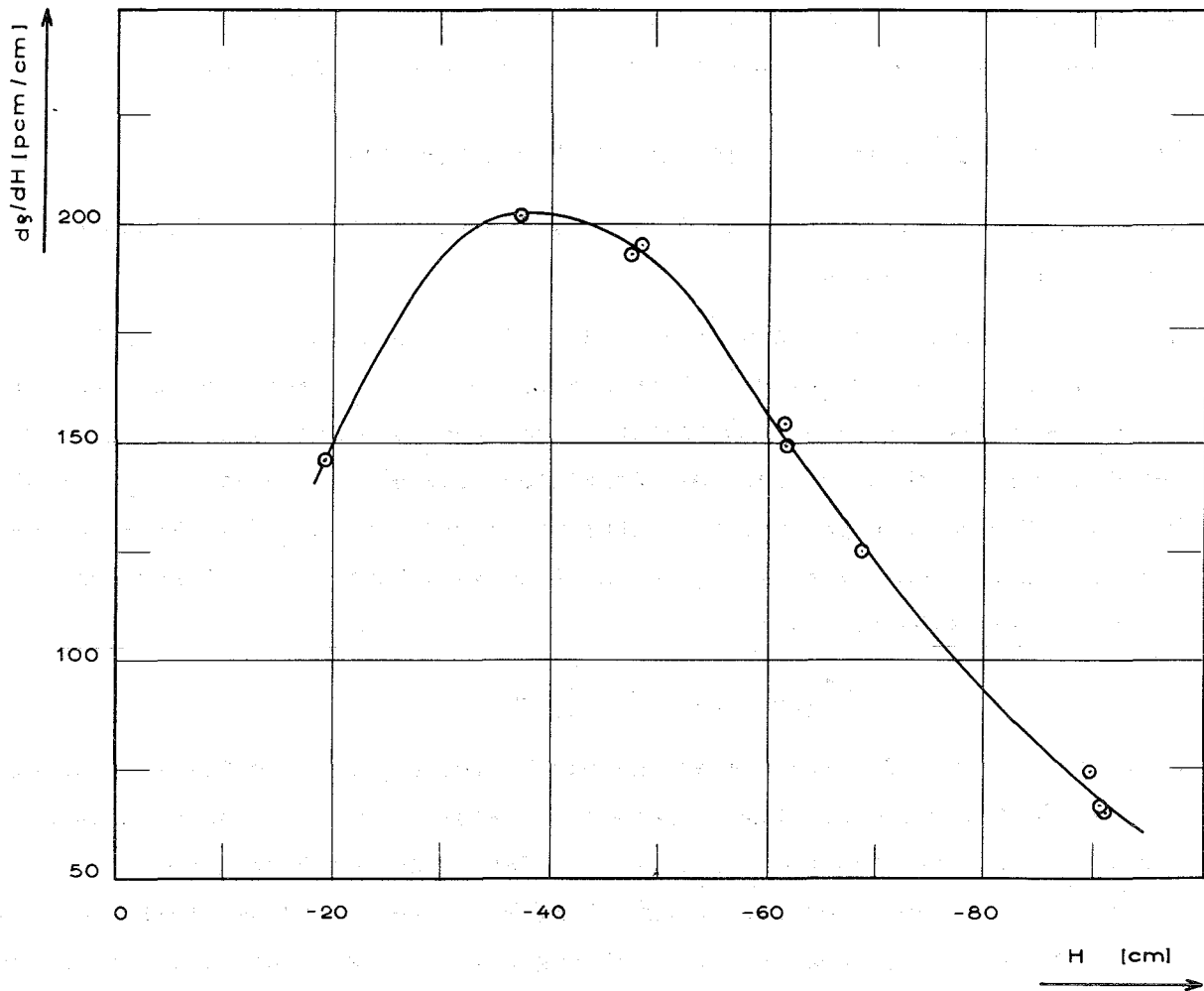


Abb.5.1.3 Differentielle Regelstabreaktivität $d\rho/dH$ als Funktion der Stabstellung für einen Reaktor ohne Festbor

Um die Regelstabreaktivität zu berechnen, verfahren wir ähnlich wie bei der "continuous-run-technique". Ausgehend von einem kritischen Reaktor mit der Borkonzentration C_1 und der Regelstabstellung H_1 , verschieben wir den Regelstab entsprechend einem Betrag von etwa 2000 bis 3000 pcm bis nach H_2 und verringern dann die Borkonzentration auf C_2 bis $k_{\text{eff}} = 1$ und so weiter.

Aus den $\Delta\rho$ zwischen H_n und H_{n+1} läßt sich die Regelstabcharakteristik zusammensetzen. Das Verfahren ist in Abbildung 5.1.1 durch die dicken Pfeile angedeutet.

Das Ergebnis ist in Abb.5.1.4 und Tabelle 5.1.5 eingetragen.

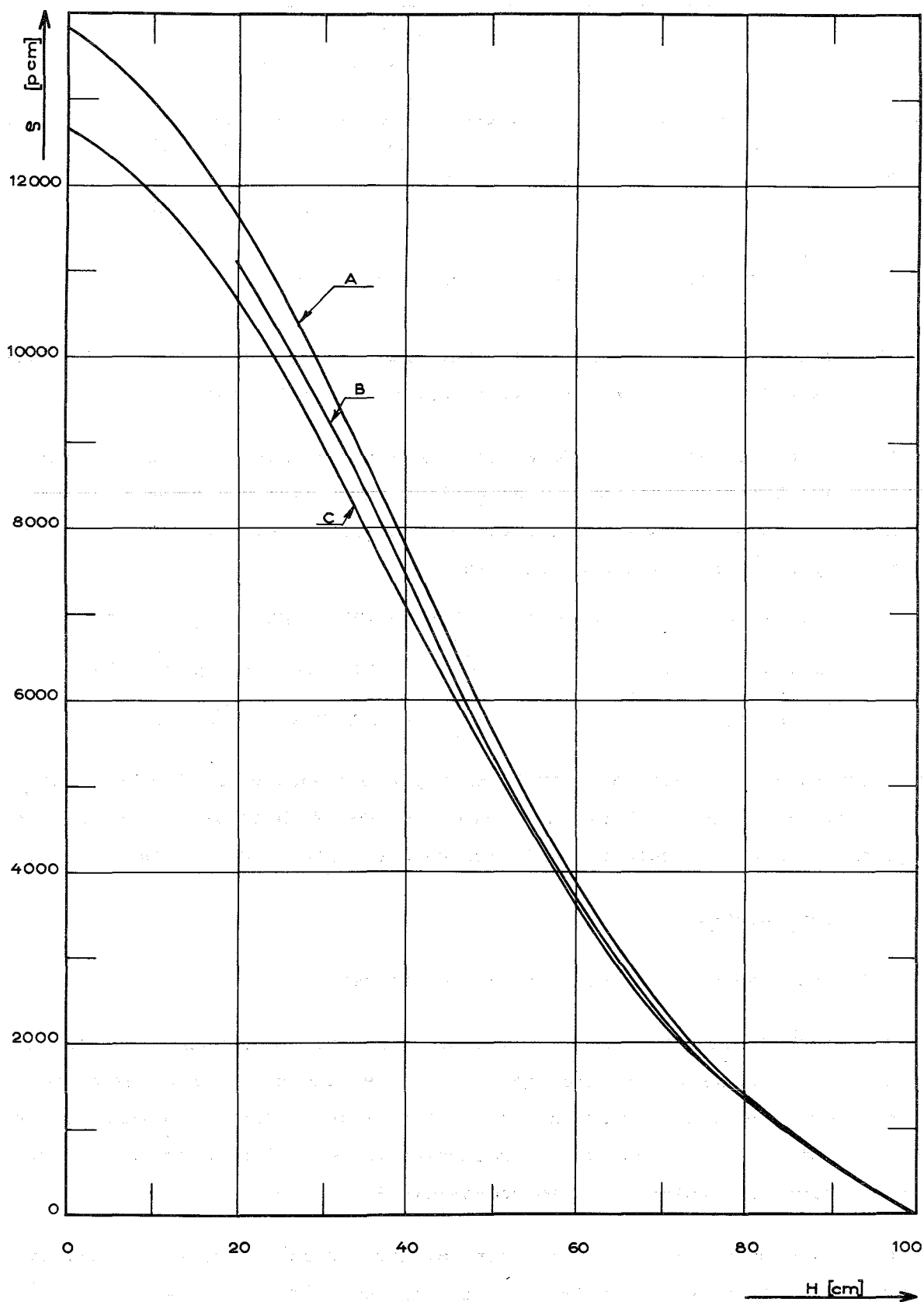


Abb.5.1.4 Regelstabcharakteristik des Reaktors ohne Festbor.
 A = Rechnung, B = Messung mit "approche cinetique", C = Messung mit "continuous run".

	Reaktivität des Stabes zwischen	
	H = 20 und 90 (pcm)	H = 0 und 100 (pcm)
Continuous-run-technique	10 000	12 610
Stabile Periode	10 500	-
Rechnung	10 970	13 770

Tabelle 5.1.5 Reaktivität des Regelstabes

Die Rechnung überschätzt also die Stabaktivität um 9% gegenüber der CRT-Messung und um 4,3 % gegenüber der Messung mit stabiler Periode.

Da für den kritischen Reaktor jede Änderung der Regelstabstellung ΔH einer Änderung der Borkonzentration ΔC entspricht, läßt sich der Borwert $d\rho/dC$ bestimmen, wenn die Reaktivitätskurve des Regelstabes bekannt ist. Rechnung und Messung liefern folgende Ergebnisse:

Continuous-run-technique	$\frac{d\rho}{dC} = 35\,700 \pm 600 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr.}$
stabile Periode	$\frac{d\rho}{dC} = 37\,550 \pm 1000 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr.}$
Rechnung	$\frac{d\rho}{dC} = 38\,700 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr.}$

Die Meßwerte ergeben sich aus der Anpassung einer Geraden an die Meßpunkte $\Delta\rho/\Delta C$ als Funktion der Konzentration C nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Die Fehlergrenzen entsprechen der Streuung der Werte $\Delta\rho/\Delta C$.

5.1.3 Flußmessungen

5.1.3.1 Die thermische Flußverteilung im Reflektor

Die thermische Flußverteilung im Reflektor wurde mit Mangansonden gemessen. Aus den Aktivierungswerten wurde gemäß 4.1.2 der thermische Fluß berechnet und mit dem gemessenen "rendement" auf 1 Watt Reaktorleistung normiert. Der Regelstab stand auf H = 60 cm, die Borkonzentration betrug 0,450 g/ltr. Die Meßwerte sind in Tabelle 5.1.4 zusammengestellt.

In den Abbildungen 5.1.5 bis 5.1.9 sind einige typische radiale und axiale Flußverteilungen aufgetragen im Vergleich mit den berechneten Werten.

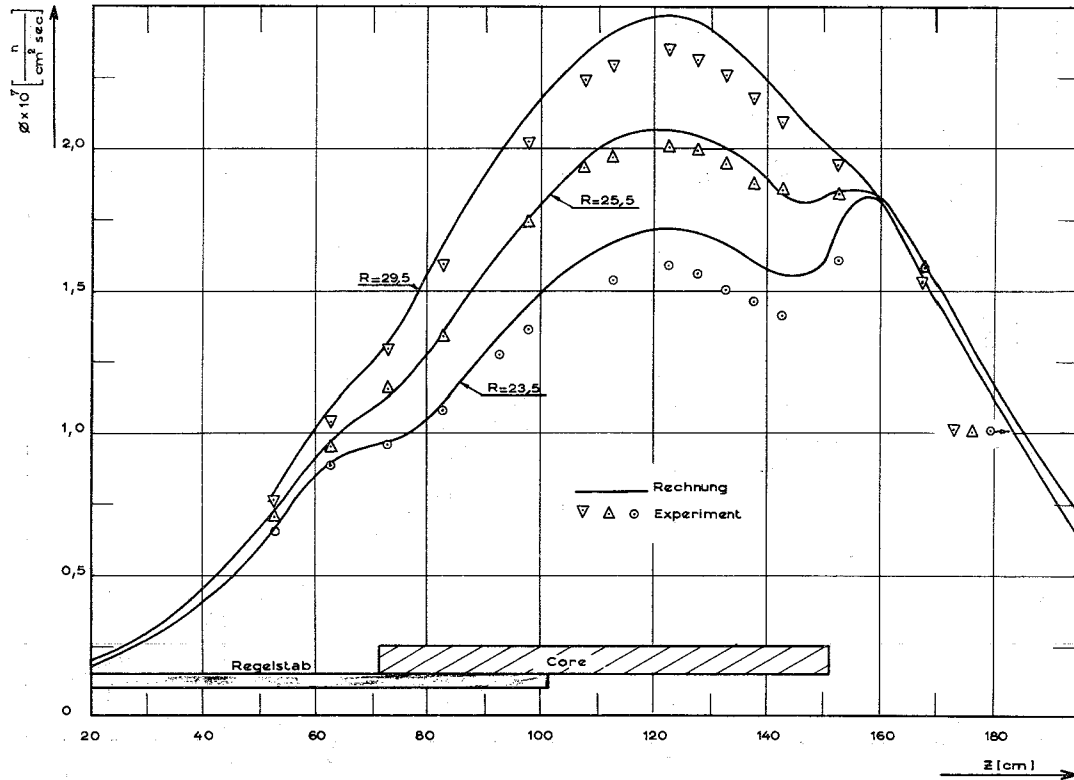


Abb.5.1.5 Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien $R = 23,5$, $R = 25,5$, $R = 29,5$ (ohne Festbor)

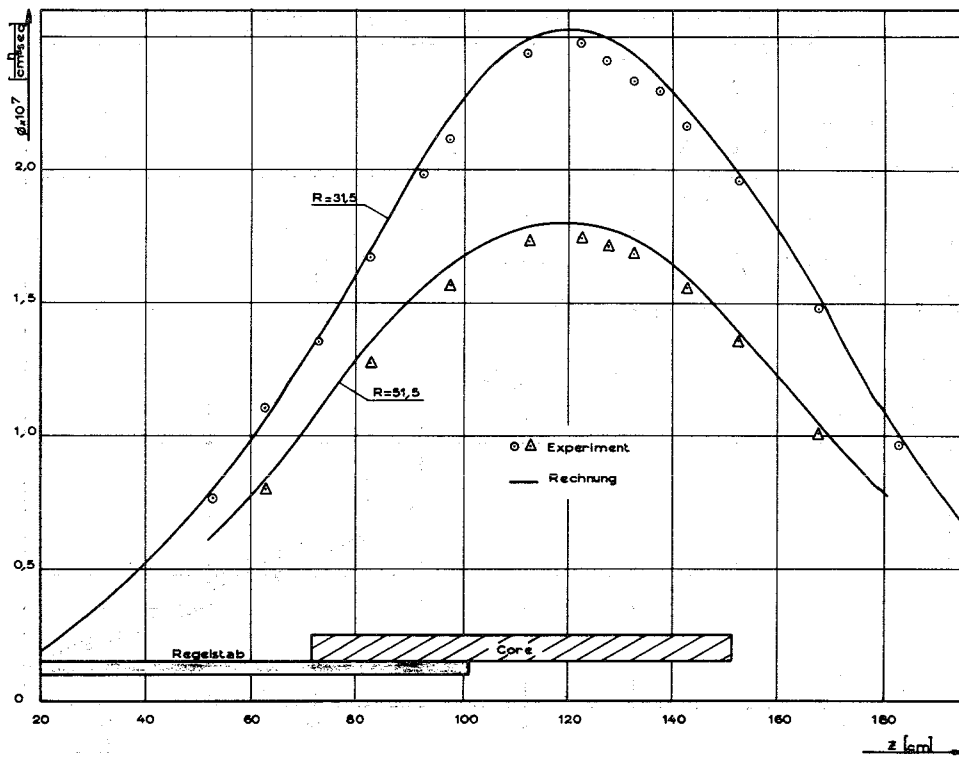


Abb.5.1.6 Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien $R = 31,5$ und $R = 51,5$ (ohne Festbor)

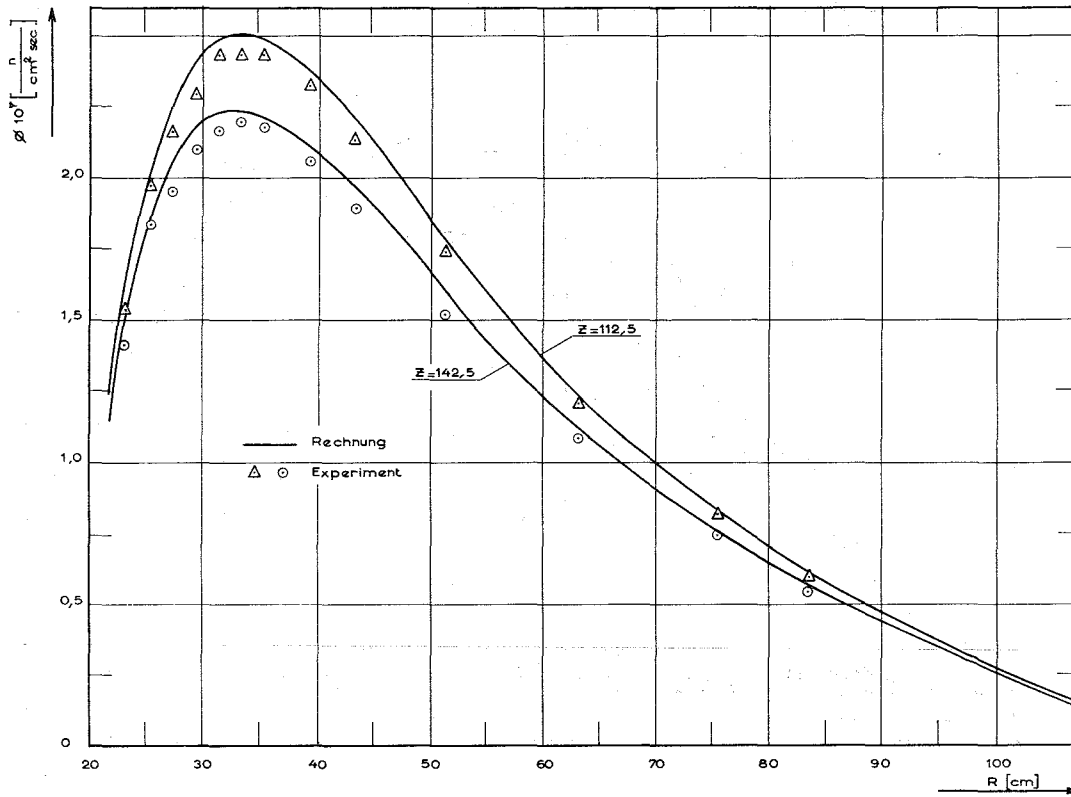


Abb.5.1.7 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 112,5$ und $Z = 142,5$ (ohne Festbor)

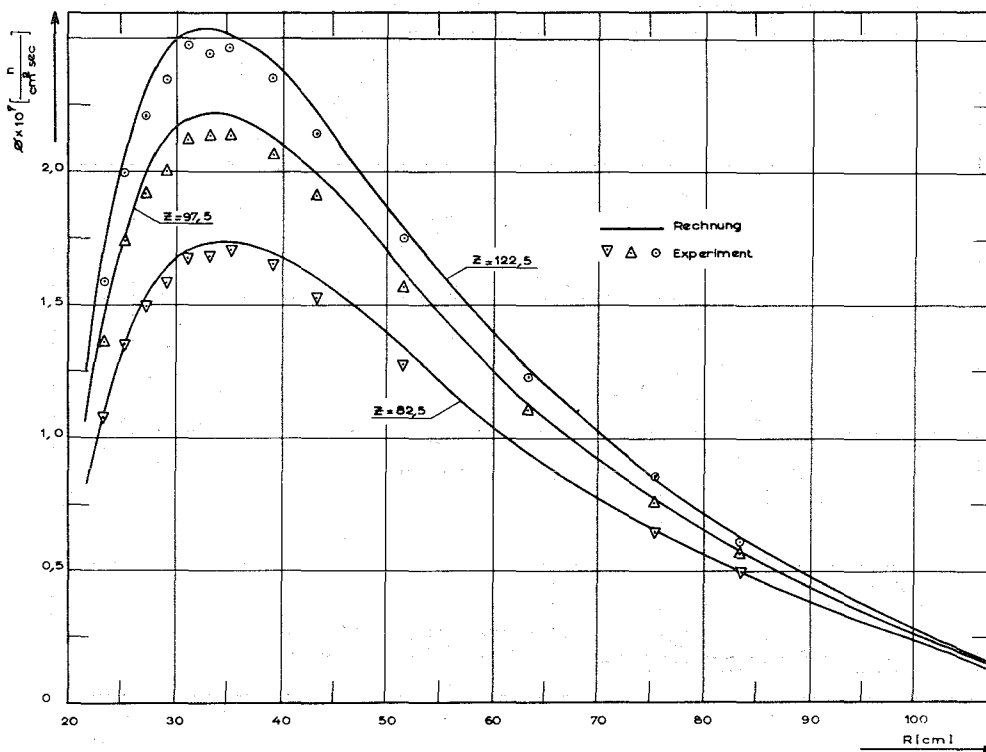


Abb.5.1.8 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 82,5$, $Z = 97,5$ und $Z = 122,5$ (ohne Festbor)

R (cm) Z (cm)	23,5	25,5	27,5	29,5	31,5	33,5	35,5	39,5	43,5	51,5	63,5	75,5	83,5
182,5	1,041	1,030	1,016	1,004	0,960		0,928	0,857	0,802				
167,5	1,566	1,568	1,561	1,523	1,477		1,414	1,303	1,211	1,003	0,740	0,523	0,384
152,5	1,604	1,840	1,912	1,943	1,957	1,950	1,919	1,782	1,644	1,351	0,963	0,674	0,488
142,5	1,411	1,834	1,950	2,096	2,167	2,194	2,173	2,055	1,892	1,521	1,082	0,746	0,541
137,5	1,462	1,873	2,063	2,174	2,294	2,304	2,277	2,147	1,992				
132,5	1,501	1,941	2,128	2,254	2,334	2,358	2,377	2,244	2,079	1,683	1,172	0,802	0,585
127,5	1,560	1,993	2,178	2,310	2,415	2,442	2,423	2,304	2,130	1,716	1,189		
122,5	1,590	2,017	2,209	2,348	2,476	2,441	2,466	2,349	2,142	1,748	1,222	0,852	0,602
112,5	1,538	1,970	2,160	2,292	2,438	2,434	2,432	2,326	2,139	1,736	1,209	0,822	0,594
107,5		1,931		2,239		2,365							
97,5	1,368	1,743	1,916	2,023	2,129	2,139	2,139	2,064	1,910	1,563	1,104	0,755	0,559
92,5	1,272		1,781		1,982		2,000						
82,5	1,076	1,366	1,492	1,585	1,673	1,682	1,706	1,654	1,526	1,271		0,644	0,484
72,5	0,956	1,154	1,230	1,298	1,356		1,365						
62,5	0,885	0,950	1,000	1,037	1,110		1,037	1,017	0,979	0,808			0,353
52,5	0,652	0,701	0,785	0,752	0,769								

Tabelle 5.1.4 Gemessene thermische Flußverteilung im Reflektor, korrigiert auf epithermische Absorption und Spektrumshärtung in Corenähe, normalisiert auf $1 \cdot 10^{-7}$ Watt Reaktorleistung.

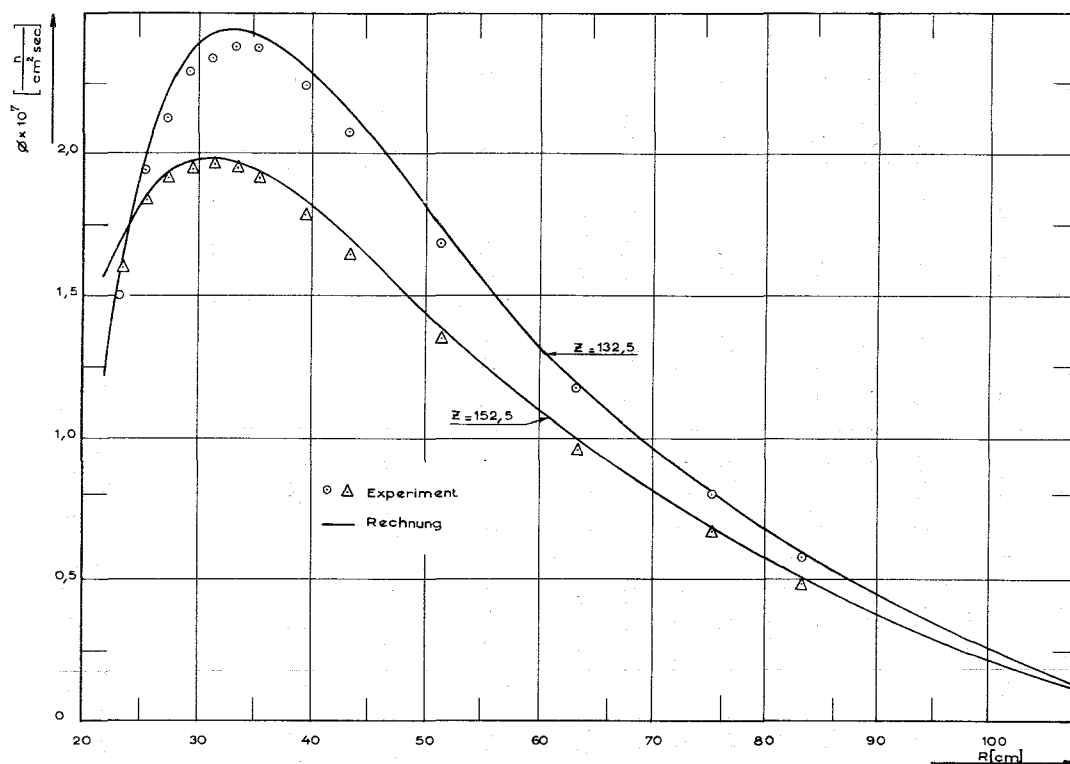


Abb.5.1.9 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 132,5$ und $Z = 152,5$ (ohne Festbor)

Die relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung beträgt etwa 2 - 3 %, außer ganz nahe am Core für die Meßpunkte auf den Radius 23,5 cm. Dort wirken sich Positionierungsfehler wegen des starken Flußgradienten stark aus. Der Unterschied zwischen Messung und Rechnung beträgt dort 8%. Systematisch liegen die Rechenwerte aufgrund des Unterschieds zwischen gemessenem und gerechnetem "rendement" 2,2 % höher als die Meßwerte (siehe 5.1.5).

5.1.3.2 Thermische Spektrumsmessungen

Wie in 4.1.3 beschrieben, wurden in der Reflektormittelebene Spektrumsmessungen mit Resonanzdetektoren durchgeführt, mit Pu/U-Sonden und Lu/Mn-Sonden. Die Meßergebnisse sind in den Abbildungen 5.1.10 und 5.1.11 aufgetragen. Die ausgezogenen Kurven wurden berechnet nach

$$R_{\text{Pu/U}} = \frac{\sum_{j=4}^6 \sigma_{a,j}^{\text{Pu}} \cdot \phi_j + \overline{\sigma_{a,epi}^{\text{Pu}}} \cdot \phi_3}{\sum_{j=4}^6 \sigma_{a,j}^{\text{U}} \cdot \phi_j + \overline{\sigma_{a,epi}^{\text{U}}} \cdot \phi_3} \cdot \frac{\sigma_a^{\text{Pu}}(2200 \text{ m/s})}{\sigma_a^{\text{U}}(2200 \text{ m/s})} \quad (5.1)$$

und entsprechend für $R_{\text{Lu/Mn}}$. Der Aktivierungsquerschnitt $\sigma_{a,j}$ wurde für die thermischen Gruppen mit THERMOS als Funktion des Radius berechnet, ϕ_j sind die thermischen Gruppenflüsse einer zweidimensionalen Diffusionsrechnung, $\overline{\sigma_{a,epi}}$ ist der effektive Absorptionsquerschnitt im Lethargieintervall der 3. Gruppe und ϕ_3 ist der Fluß in der 3. Gruppe der Diffusionsrechnung.

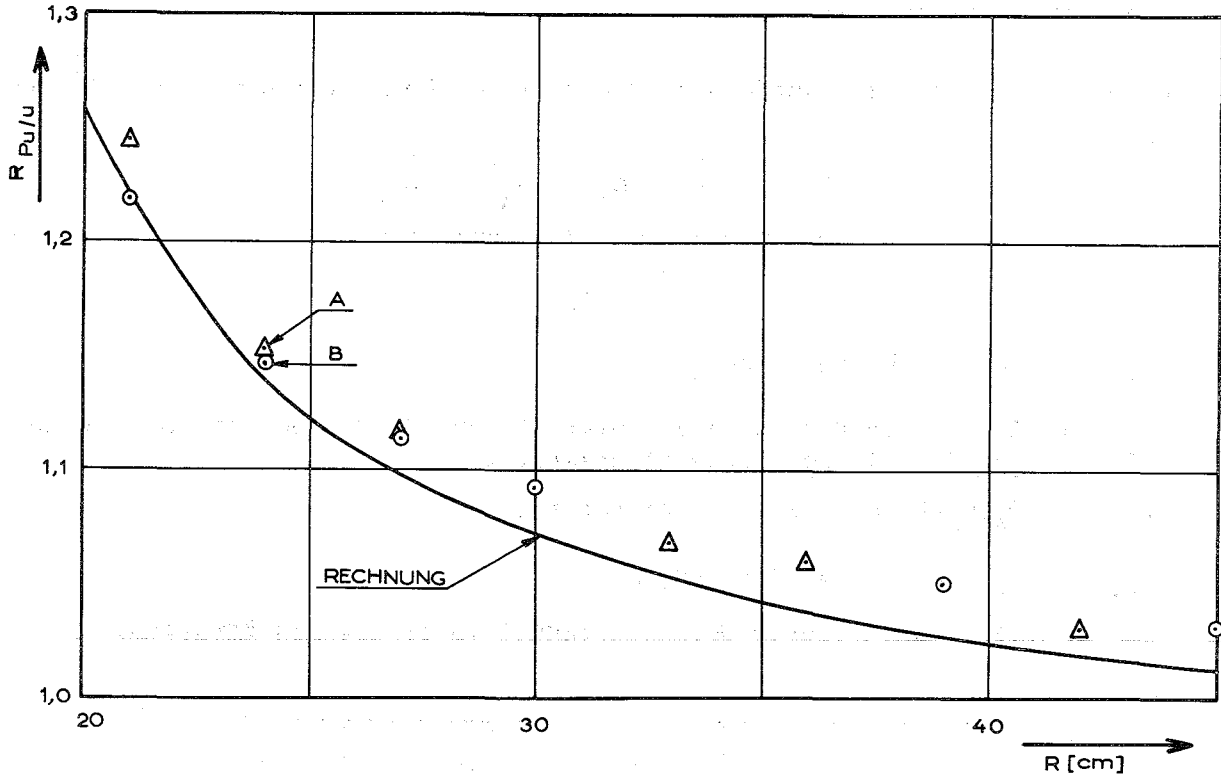


Abb.5.1.10 Pu^{239} -zu- U^{235} -Verhältnis in der Mittelebene des Reflektors. A = Meßpunkt, bei dem die Pu-Sonde zum Core zeigte, B = Meßpunkt, bei dem die U-Sonde zum Core zeigte.

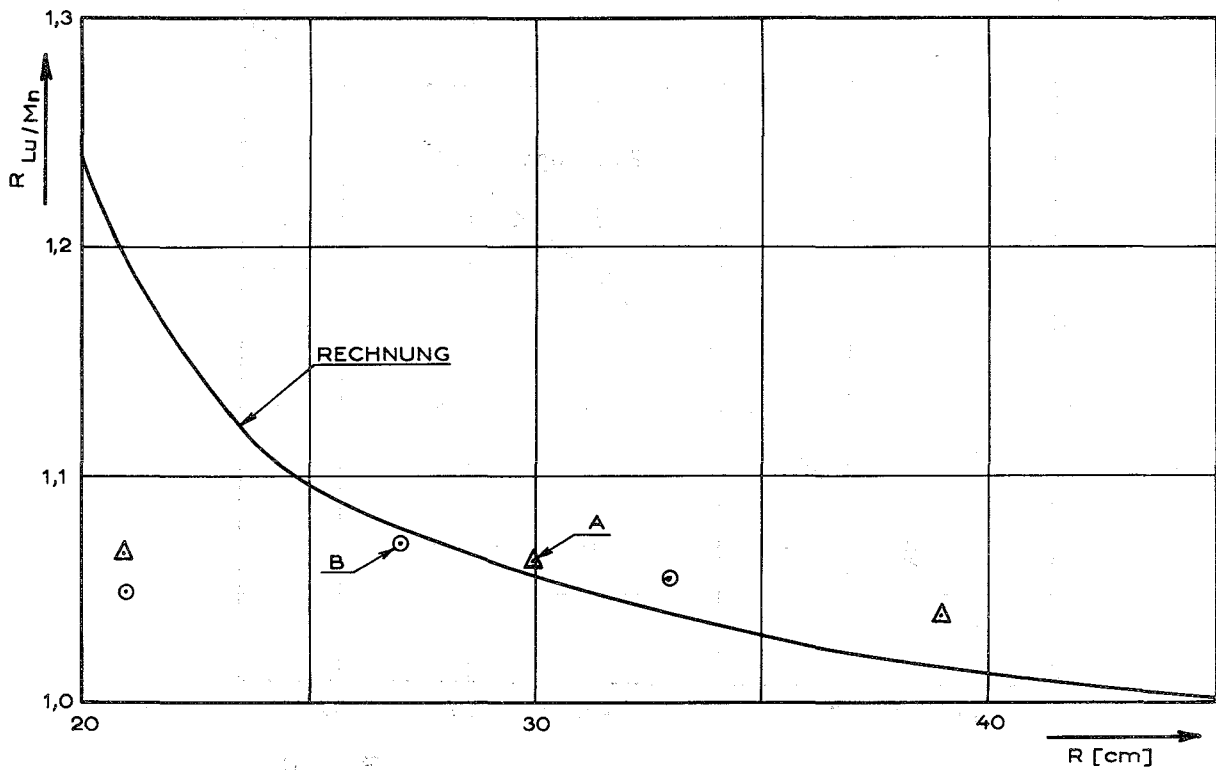


Abb.5.1.11 Lu^{176} -zu-Mn-Verhältnis in der Mittelebene des Reflektors. A = Meßpunkt, bei dem die Lu-Sonde zum Core zeigte, B = Meßpunkt, bei dem die Mn-Sonde zum Core zeigte.

5.1.3.3 Das Kadmiumverhältnis

Das Kadmiumverhältnis R_{Cd} wurde nach dem gleichen Formalismus wie in [4] berechnet:

$$R_{Cd} = \frac{\sigma_a^{th} \frac{v_T}{v_0} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \overline{\phi}_{th} + \overline{\sigma_a^{epi}} \cdot \overline{\phi}_{epi}}{\overline{\sigma_a^{epi}} \cdot \overline{\phi}_{epi}}, \quad (5.2)$$

mit $\sigma_a^{th} = 13,3$ b für Mn-Sonden,

$\overline{\sigma_a^{epi}} = 1,72$ b für das Lethargieintervall der 3. Gruppe; der Beitrag höherer Energie ist vernachlässigbar klein;

$\overline{\phi}_{th} = \phi_4 + \phi_5 + \phi_6$ der Diffusionsrechnung,

$\overline{\phi}_{epi} = \phi_3$ der Diffusionsrechnung,

$v_T =$ wahrscheinlichste Geschwindigkeit im wirklichen Spektrum.

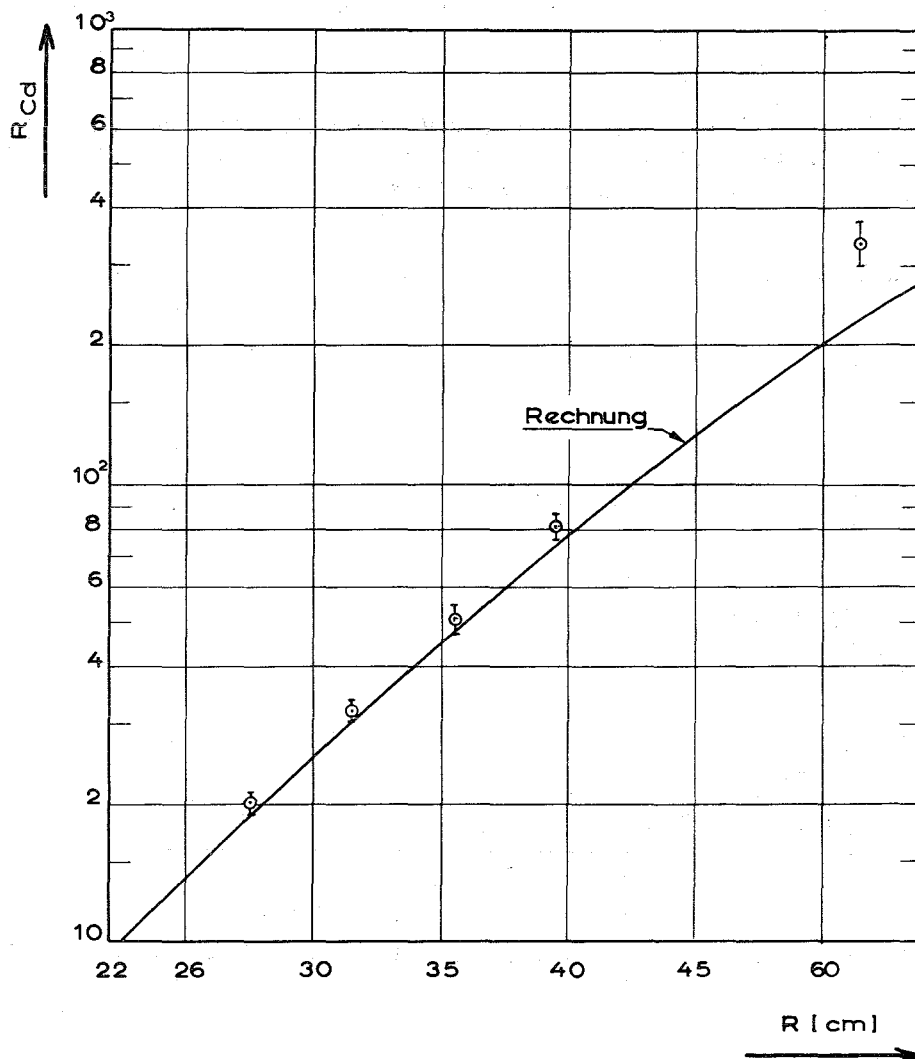


Abb.5.1.12 Das Kadmiumverhältnis in der Mittelebene des Reaktors ohne Festbor

R_{Cd} wurde in der Reaktormittelebene gemessen und berechnet (siehe 4.1). Die theoretischen und experimentellen Werte sind in Abbildung 5.1.12 aufgetragen. Bis etwa $R_{Cd} = 100$ stimmen Messung und Rechnung gut überein, d.h. daß auch der epithermische Fluß der Diffusionsrechnung bis etwa 40 cm gut mit der Messung übereinstimmt, da in 5.1.3.1 gezeigt werden konnte, daß sich die thermischen Flüsse gut berechnen lassen.

5.1.3.4 Epithermische und schnelle Flußverteilung im Reflektor

Die mit Gold- und Indiumsonden gemessene epithermische Flußverteilung in der Reflektormittelebene ist in Abbildung 5.1.13 aufgetragen. Für Indium wurde keine Absolutmessung durchgeführt, deshalb wurden diese Werte auf die Messung mit Goldsonden auf dem Radius $R = 27,5$ cm normiert. Die berechnete Kurve stammt aus einer Diffusionsrechnung.

Die Verteilung des schnellen Flusses wurde mit Phosphor und Schwefelsonden gemessen. Die theoretische Verteilung wurde für die Schwellenergie von Phosphor nach der Transporttheorie berechnet (Abbildung 5.1.14).

5.1.3.5 Absolutmessung des thermischen Flusses

Um thermische, epithermische und schnelle Flußmessungen untereinander normalisieren zu können, wurden an zwei Stellen im Reflektor absolute thermische Flußmessungen durchgeführt. Die Bestrahlung erfolgte bei 30,2 Watt während einer Stunde.

$$R = 35,5 \text{ cm}, \quad Z = 111 \text{ cm}, \quad \phi_{th} = 0,735 \pm 0,04 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2\text{s}$$

$$R = 87,5 \text{ cm}, \quad Z = 111 \text{ cm}, \quad \phi_{th} = 0,164 \pm 0,02 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2\text{s} .$$

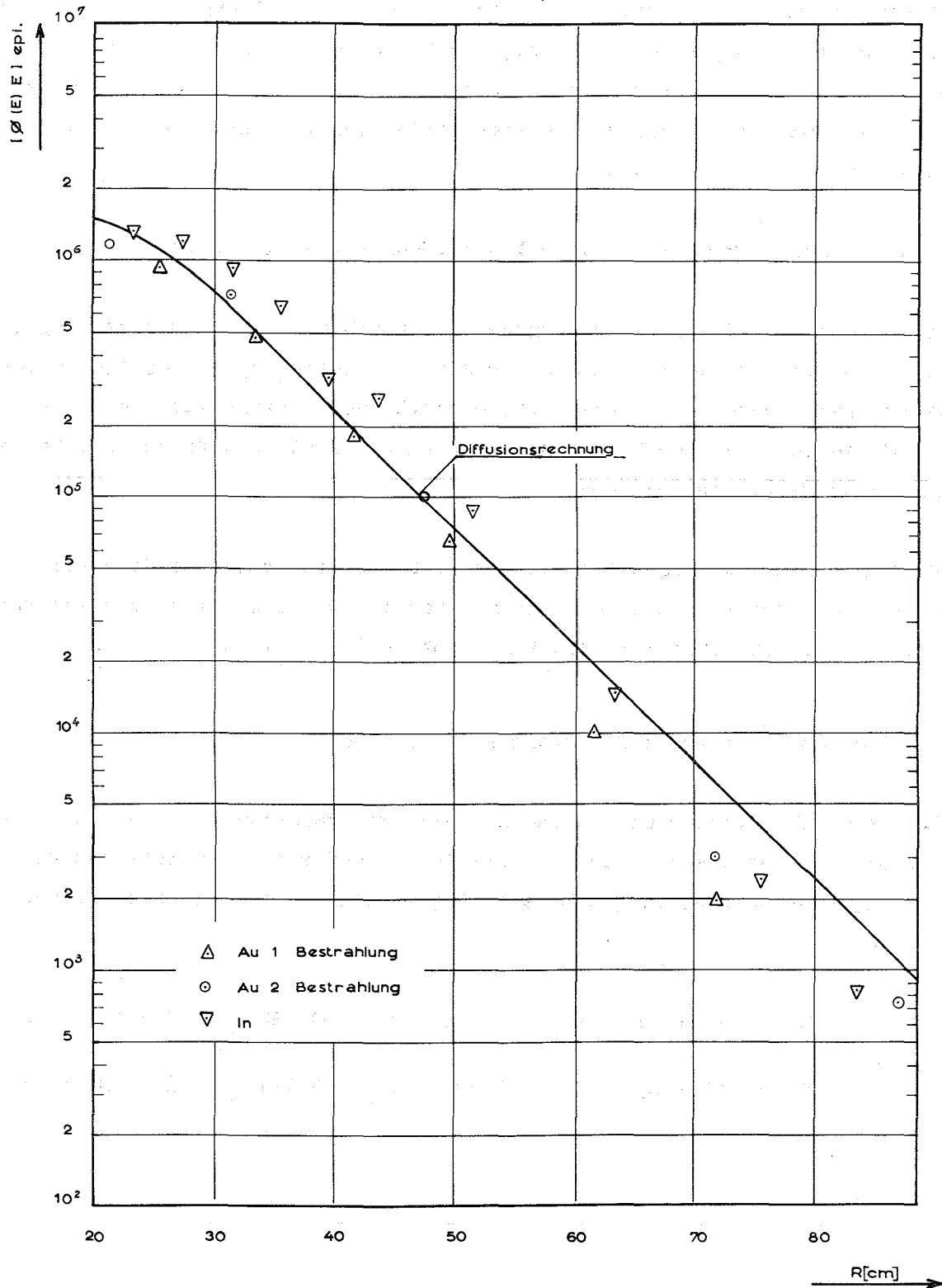


Abb.5.1.13 Epithermische Neutronenflußverteilung in der Mittelebene des Reaktors ohne Festbor

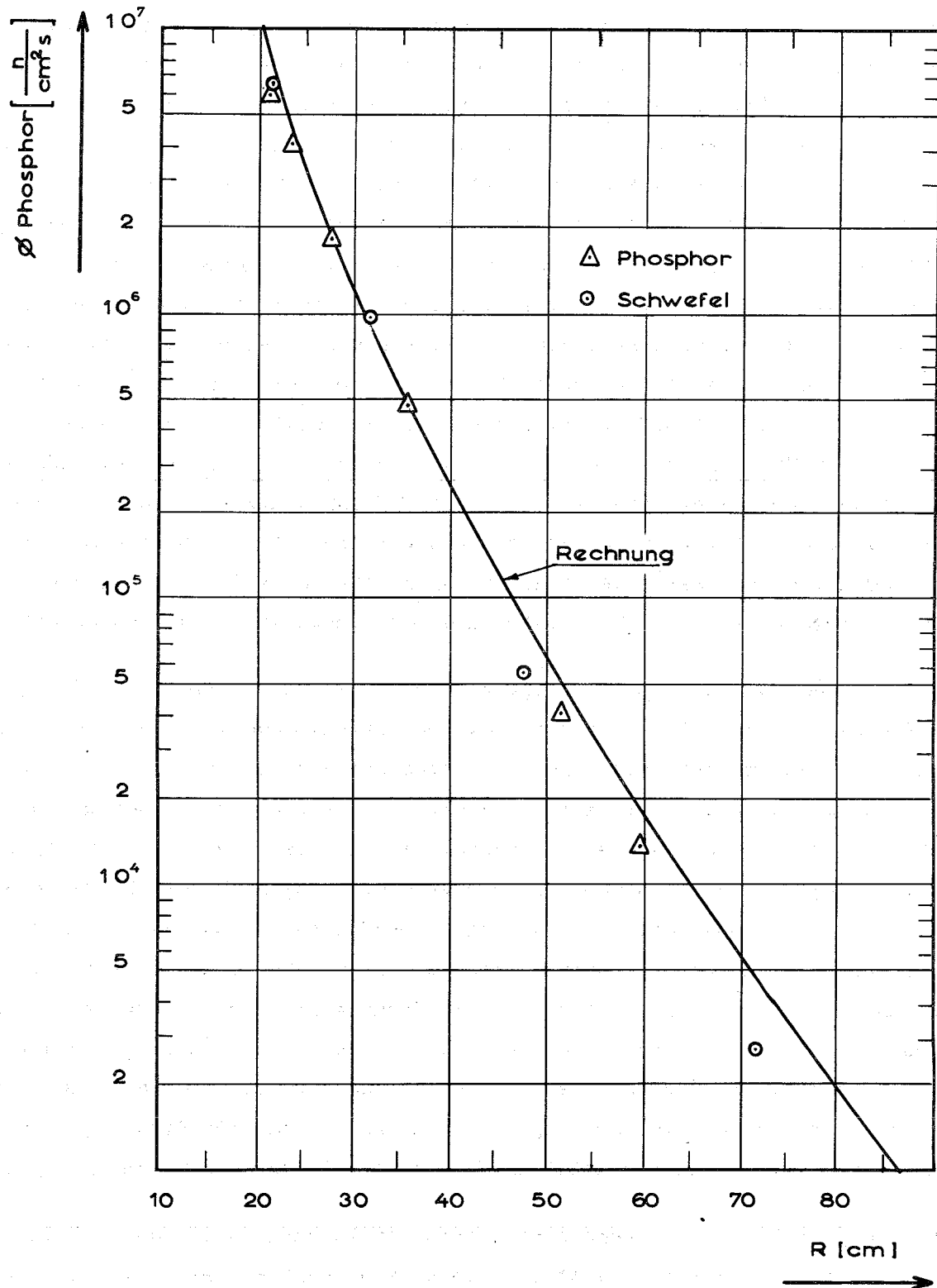


Abb.5.1.14 Verteilung des "schnellen" Neutronenflusses in der Mittelebene des Reaktors ohne Festbor

5.1.4 Die Leistungsverteilung im Core

Die Leistungsverteilung im Core wurde nach der in Kapitel 4.2 beschriebenen Methode gemessen. Die Meßpunkte wurden über das Corevolumen integriert und auf eine mittlere Leistung von eins normiert. Die Meßergebnisse sind in Tabelle 5.1.5 zusammengestellt. Die Koordinaten beziehen sich hier auf die Brennstoffzone: $H = 0$ ist der untere Plattenrand, $H = 80$ der obere; $R = 14$ ist der Innenradius und $R = 19,5$ der Außenradius der Brennstoffzone. Die Fehlergrenze für etwa 90% der Meßpunkte liegt bei 1%. Einige der Meßpunkte am Plattenrand, insbesondere für $H = 79,75$ cm, zeigen größere Fehler (einige Prozent), die durch die dort nicht sehr genaue Positionierung in Verbindung mit einem starken Gradienten des Flusses zu erklären sind. Die Abbildungen 5.1.15 bis 5.1.21 zeigen für einige typische radiale und axiale Leistungsverteilungen den Vergleich von Messung und Rechnung. Bei der radialen Verteilung weit weg von den Coreenden erkennt man deutlich, daß die Meßpunkte zur gerechneten Kurve etwa den gleichen Unterschied aufweisen, wie wir ihn zwischen Diffusionstheorie und THERMOS-Rechnung festgestellt haben (siehe Abbildung 3.2). Abbildung 5.1.22 zeigt eine perspektivische Darstellung der gemessenen Leistungsverteilung.

Der Gradient am Coreaußenrand ist bei der gemessenen Verteilung (wie bei der THERMOS-Rechnung) steiler als ihn die Diffusionsrechnung wiedergibt, wobei die Abweichungen zwischen Experiment und Rechnung jedoch nur etwa 2 bis 3% betragen, außer für die Punkte auf dem Radius $R = 19,395$, wo die Messung einen 10% höheren Wert liefert als die Rechnung. Im Falle des unendlichen Zylinders (Abbildung 3.2) gibt THERMOS für diesen Radius ebenfalls einen 10% höheren Wert. Die Leistungsverteilung an den Coreenden ($H = 0,25$ und $H = 79,75$) wird von der Rechnung etwas niedriger gegeben als vom Experiment. Dieser Effekt beruht auf der Annahme, die bei der Rechnung gemacht wurde, daß sich das Spektrum in axialer Richtung nicht ändere. Dies ist an den Coreober- und-unterkanten sicher nicht richtig. Das Spektrum ist dort weicher, da die thermischen Reflektorneutronen gleichzeitig von oben und in radialer Richtung einströmen, und damit ist die lokale Leistung dort höher als von der Rechnung angegeben.

Um die gerechneten und gemessenen Werte vergleichen zu können, muß aus den Meßpunkten die mittlere relative Coreleistung bestimmt werden. Hierzu wurden zwei Verfahren angewandt:

Platten- höhe H (cm)	Radius (cm)										
	14,35	14,65	14,95	15,25	15,90	16,75	17,60	18,25	18,55	18,85	19,395
79,75	2,5247	2,2931	2,3323	2,2518	2,1002	2,1656	2,1556	2,3767	2,5115	2,5618	2,9004 (H=79,55)
79,06	2,0302										2,6260
78,55	1,7642					1,2226					2,4228
78,06	1,6608					1,0912					2,3470
77,15	1,5239					0,9205					2,1803
75,00	1,3380	1,1518	1,0203	0,9272	0,8218	0,8020	0,9149	1,1075	1,2551	1,4642	2,0507
72,50	1,2673					0,7715					1,9772
70,00	1,2375					0,7730					1,9769
62,50	1,2820	1,1417	1,0136	0,9371	0,8407	0,8270	0,9440	1,1293	1,3157	1,4818	2,0233
55,00	1,3340					0,8600					2,1180
47,50	1,2910					0,8630					2,1315
40,00	1,1620	1,0985	0,9491	0,8971	0,8348	0,8280	0,9442	1,1541	1,3180	1,4889	2,0459
32,50	1,0266					0,7600					1,9600
25,00	0,7329					0,6440					1,7807
17,50	0,6279	0,6011	0,5472	0,5335	0,5237	0,5580	0,6627	0,8574	0,9755	1,1134	1,5648
10,00	0,5291					0,4706					1,3556
7,50	0,5354					0,4467					1,3130
5,00	0,5015	0,4839	0,4361	0,4241	0,4057	0,4440	0,5312	0,6897	0,7862	0,8977	1,2751
2,85	0,5315					0,4836					1,3029
1,94	0,5870					0,5430					1,3195
1,45	0,6646					0,5862					
0,94	0,6899										1,4421
0,25	0,8992	0,8945	0,8782	0,8707	0,8902	0,9384	1,0359	1,1621	1,2329	1,3258	1,5329 (H=0,45)

Tabelle 5.1.5 Relative Leistungsverteilung im Core ohne Festbor. Experimentelle Werte normiert auf eine mittlere Leistung von 1.

Mechanische Integration:

Die radialen Leistungsverteilungen wurden aufgezeichnet und integriert. Daraus ergab sich eine mittlere axiale Verteilung. Das Integral hierüber gibt die mittlere Coreleistung. Zur Kontrolle wurde, ausgehend von der Integration der axialen Leistungsverteilungen, die mittlere radiale Leistungsverteilung bestimmt. Die Ergebnisse beider Methoden stimmten überein.

Rechnerische Integration:

Mit Hilfe eines elektronischen Rechenprogramms werden zwischen den Meßpunkten Polynome so angepaßt, daß glatte Kurven entstehen, die es erlauben, die Leistungsverteilung so darzustellen, wie sie in Abbildung 5.1.20 wiedergegeben ist. Diese Verteilung läßt sich nun mit beliebiger Genauigkeit integrieren. Das Ergebnis liegt um 1% niedriger als das der mechanischen Integration.

Ein wichtiger Parameter für die thermodynamische Auslegung des Hochflußreaktors ist der radiale Flußformfaktor F_{rad} , der definiert ist als das Verhältnis der mittleren Leistung im Streifen zwischen $R = 19$ und $R = 19,5$ cm zur mittleren Leistung des gesamten Cores. Aus der Messung folgt

$$F_{\text{rad}} \text{ (Experiment)} = 1,727 ,$$

die Rechnung liefert

$$F_{\text{rad}} \text{ (Rechnung)} = 1,649 .$$

Der Unterschied beträgt also 4,7 %. Aufgrund des Unterschiedes zwischen THERMOS- und Diffusionsrechnung (siehe Kapitel 4.2) hätten wir erwartet, daß F_{rad} (Experiment) um 4,3 % größer ist. Der wirkliche Fehler beträgt also nur 0,4 %, was durchaus in den Fehlergrenzen liegt, die durch die Integration und die Meßmethode gegeben sind.

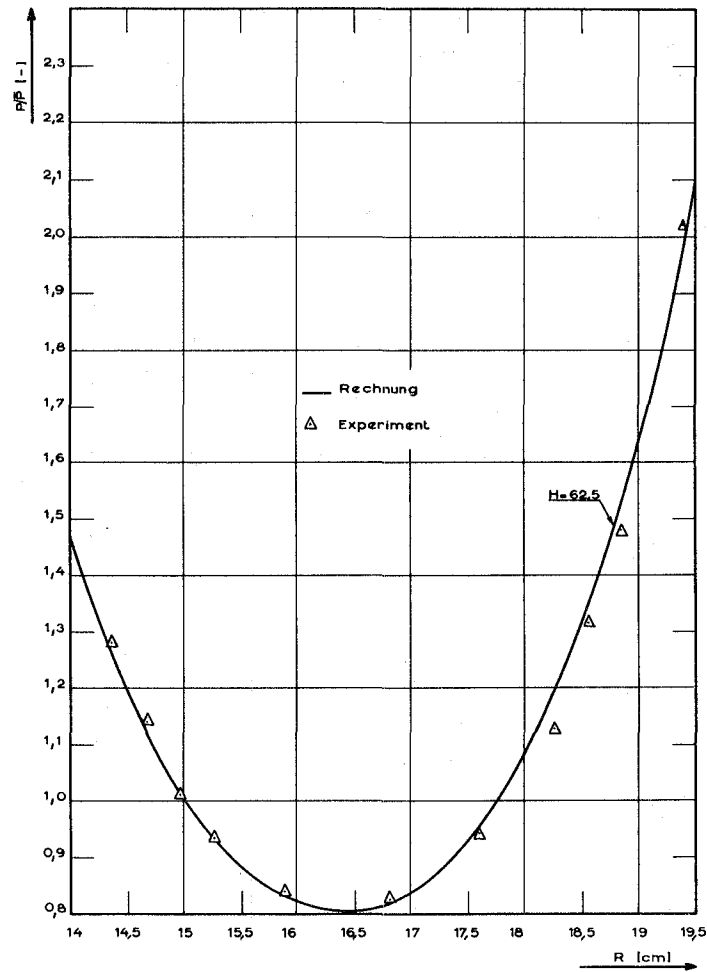


Abb.5.1.15 Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor. $H = 62,5$ cm über der Coreunterkante.

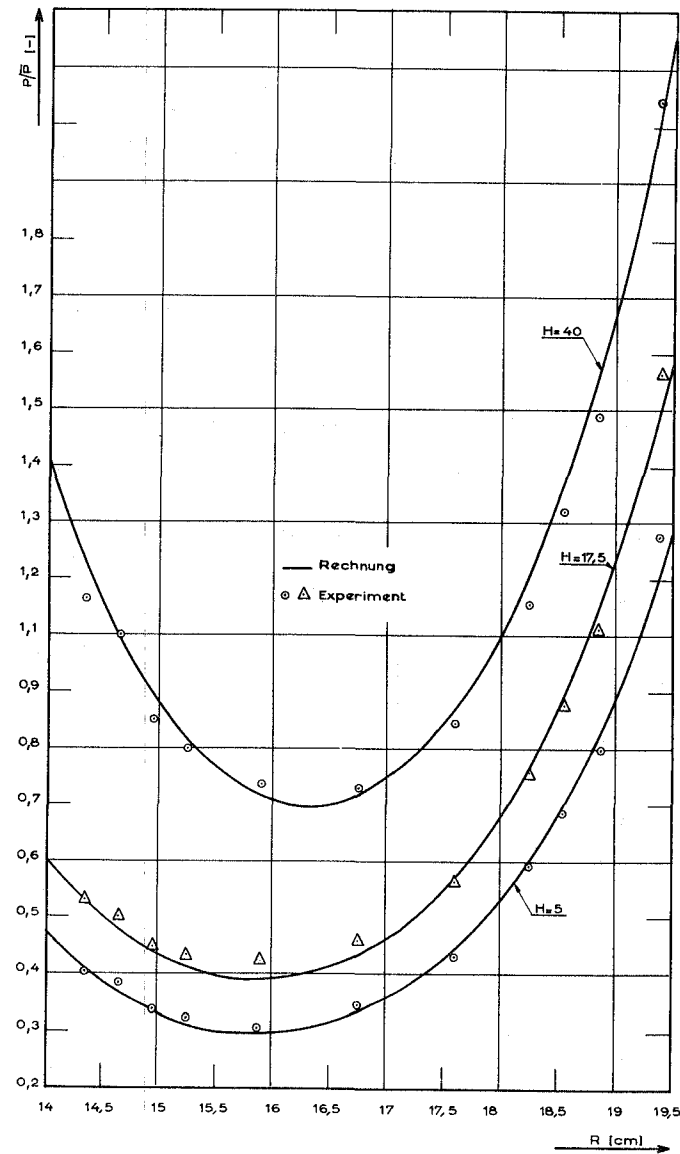


Abb.5.1.16 Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor. $H = 5, 17,5$ und 40 cm über der Coreunterkante.

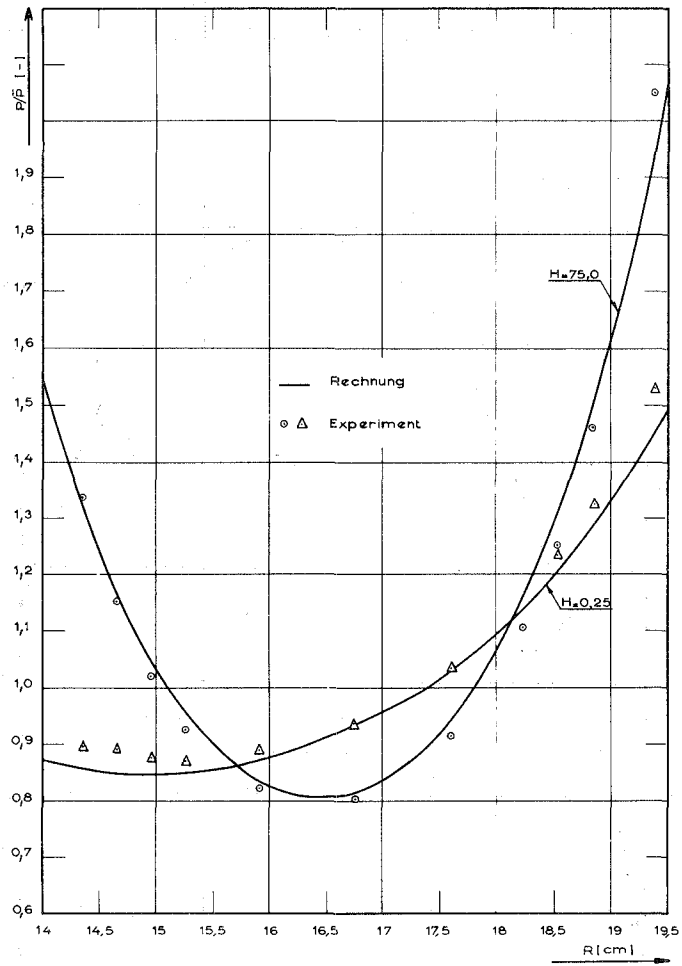


Abb.5.1.17 Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor. H = 0,25 und 75 cm über der Coreunterkante.

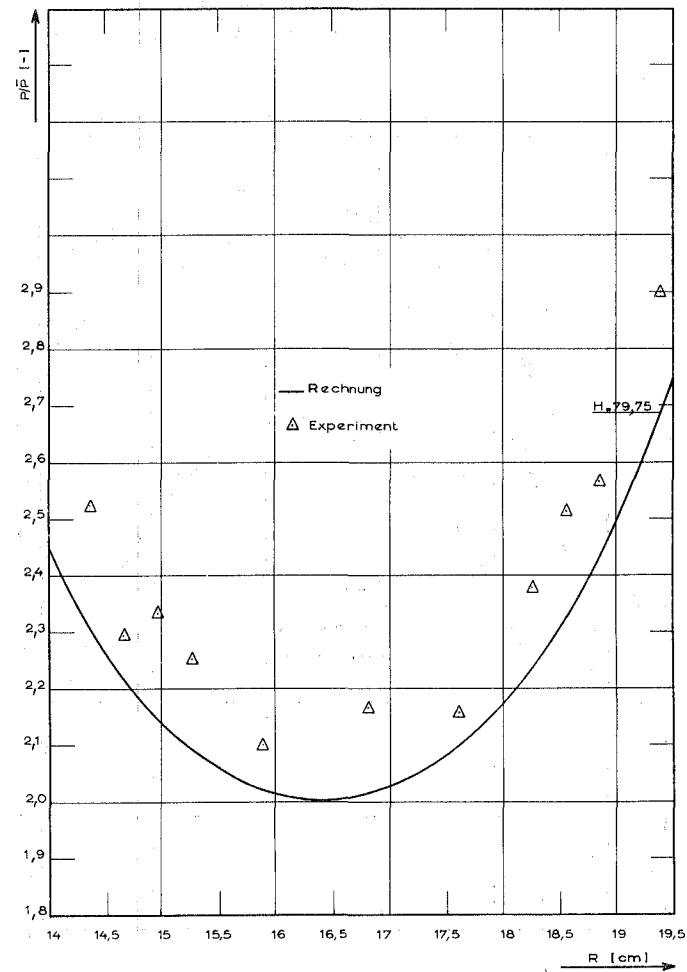


Abb.5.1.18 Radiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für H = 79,75 cm über der Coreunterkante.

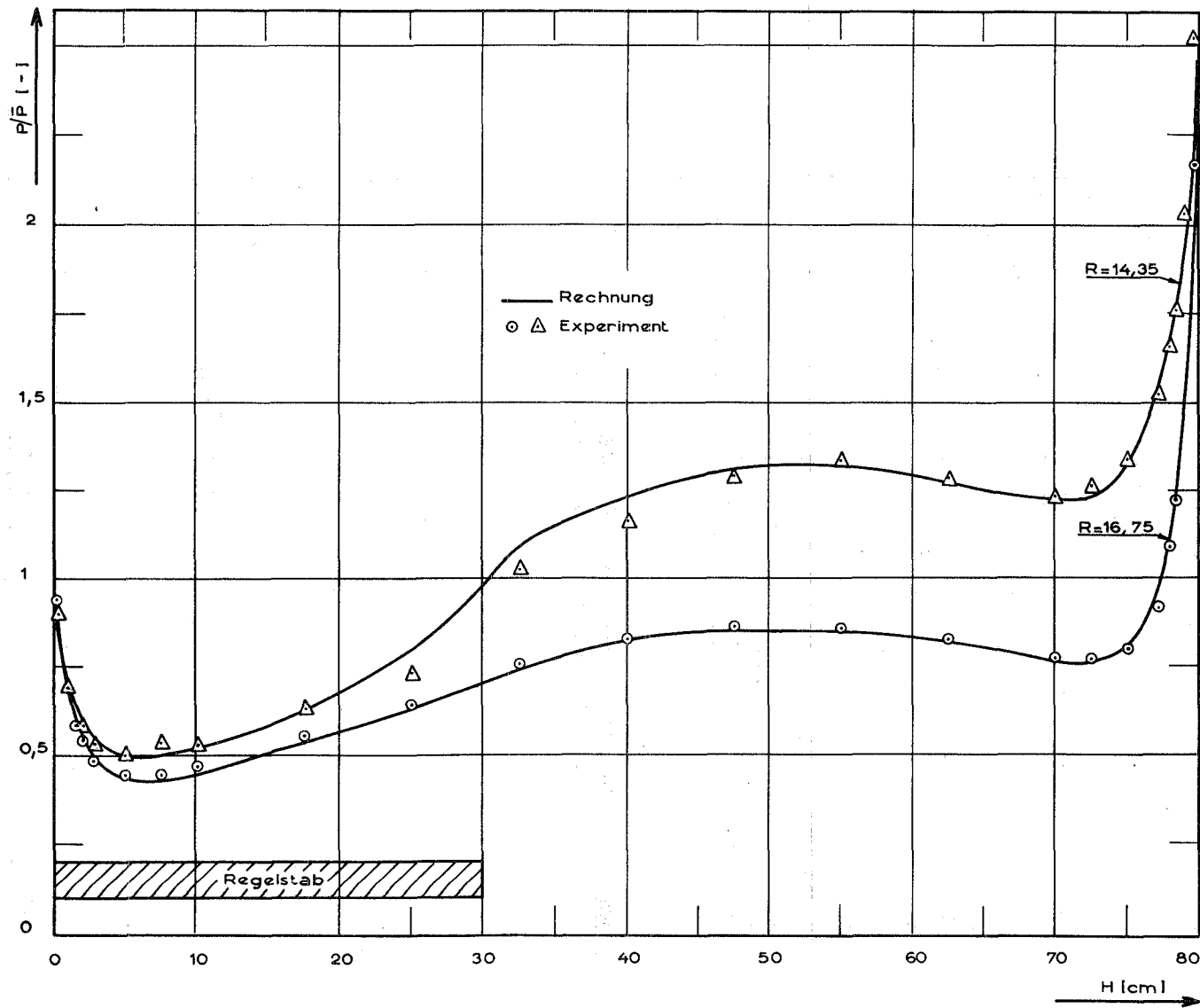


Abb.5.1.19 Axiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für die Radien $R = 14,35$ und $16,75$

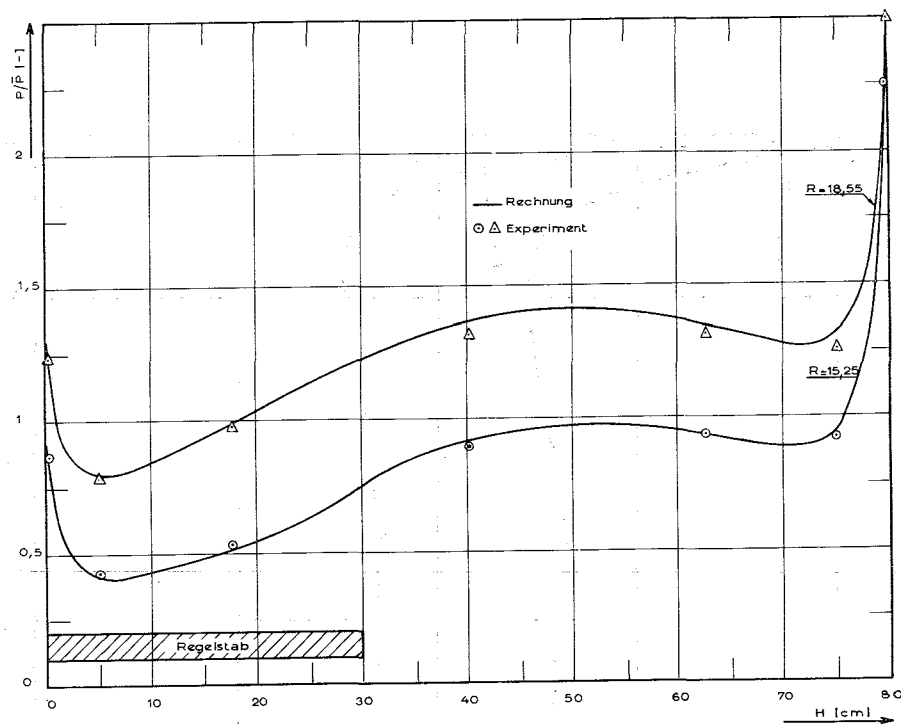


Abb.5.1.20 Axiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für die Radien $R = 15,25$ und $18,55$

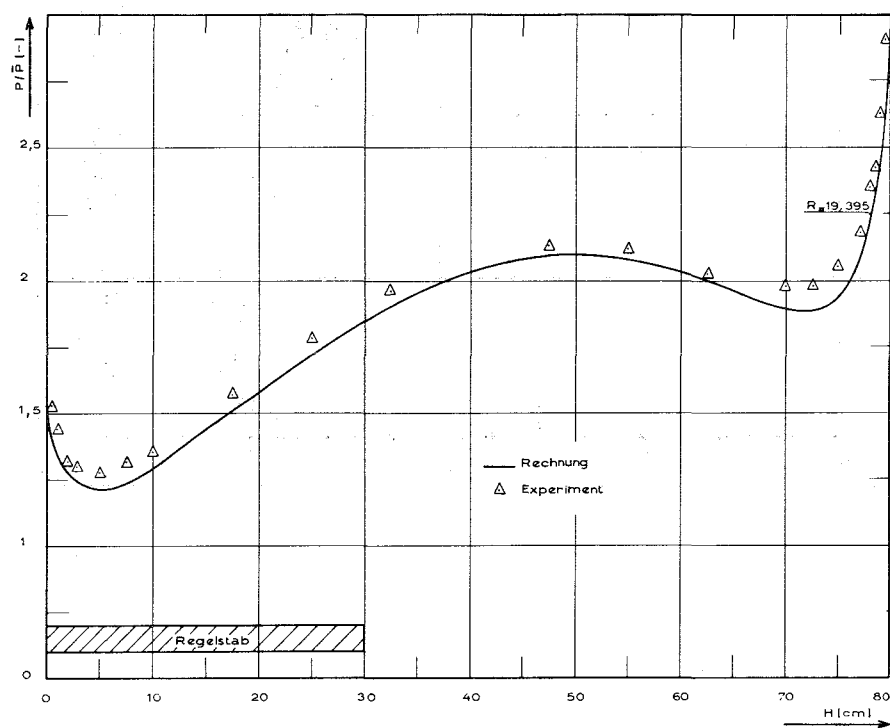


Abb.5.1.21 Axiale Leistungsverteilung im Core ohne Festbor für den Radius $R = 19,395$

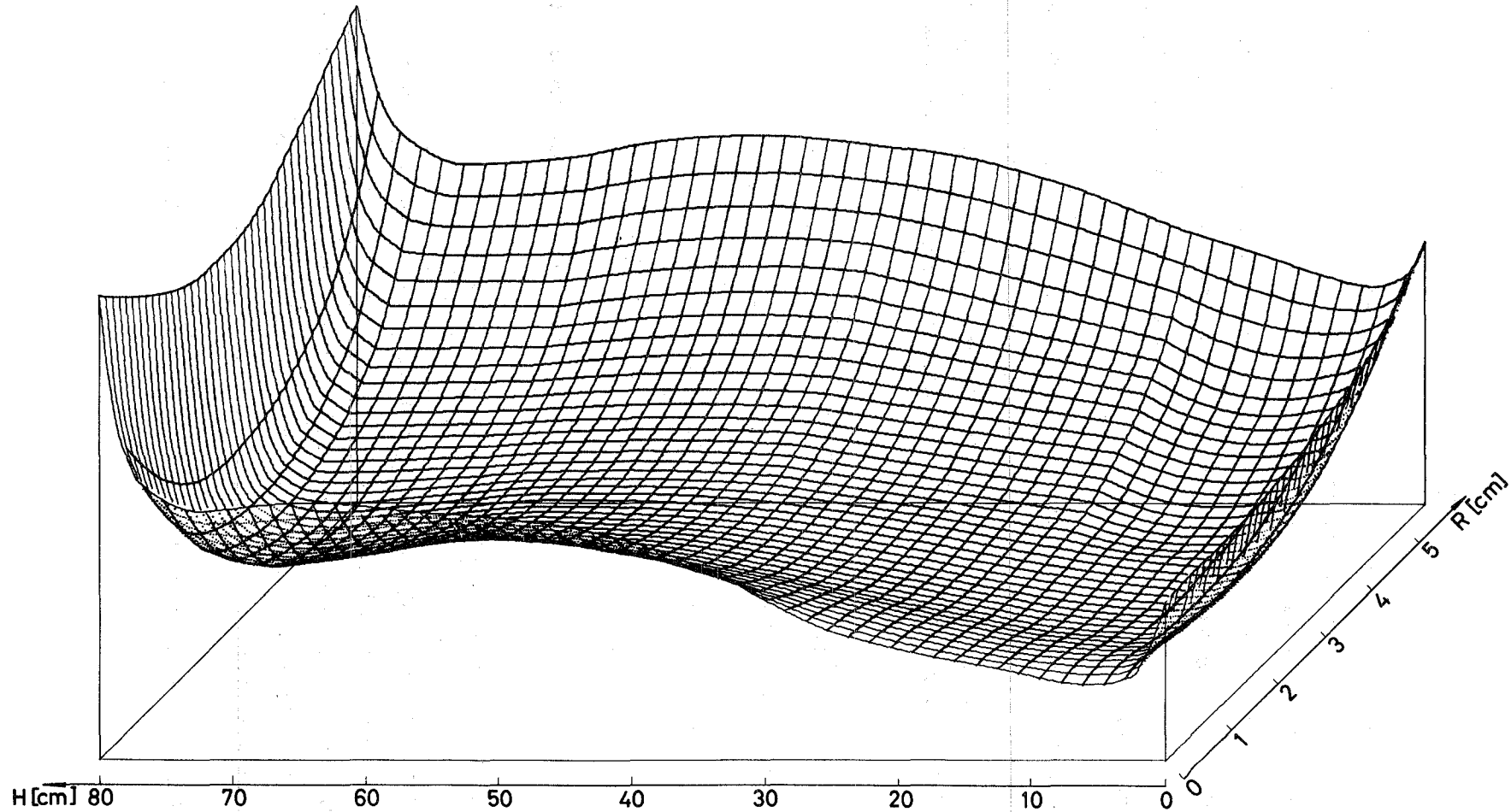


Abb.5.1.22 Perspektivische Darstellung der gemessenen Leistungsverteilung im Core ohne Festbor
 Stellung des Regelstabes H = 30 cm.

5.1.5 Das "Rendement"

Das Rendement

$$r = \frac{\phi_{th,max}}{p_{tot}}$$

wurde nach der in 4.3 beschriebenen Methode bestimmt. Die Uransonden, die im Core aktiviert werden, rufen keine Störung der Flußverteilung hervor, da sie ein Teil der Brennstoffplatte selbst sind. Bestrahlt man die gleichen Sonden jedoch im D₂O-Reflektor, so mißt man dort einen durch die Sonde gestörten Fluß. Die Größe der Störung wurde nach dem bekannten Formalismus berechnet $\sqrt{11}$, danach beträgt der Korrekturfaktor, der an dem gemessenen Wert von A_{U,R} angebracht werden muß, + 5,6 %.

Außerdem betrug der H₂O-Gehalt in D₂O bei der Messung 0,29 %, wodurch das Rendement gegenüber 0,2 % H₂O-Gehalt um 0,6 % erniedrigt wird. (Die Abhängigkeit des Rendements vom H₂O-Gehalt im Reflektor wurde mit Diffusionsrechnungen ermittelt.) Unter Berücksichtigung dieser Effekte ergibt sich das gemessene Rendements zu

$$r_{gemessen} = 2,48 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2 \text{ sW}$$

mit einem Fehler von + 2%.

Die Diffusionsrechnung in der gleichen Geometrie liefert

$$r_{gerechnet} = 2,535 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2 \text{ sW} ,$$

d.h. einen Unterschied von + 2,2 %, also gerade an der Fehlergrenze der Messung.

5.2 Zustand 2: Core mit Festbor ohne Reflektoreinbauten

Der Zustand 2 unterscheidet sich vom Zustand 1 durch den Einbau der Festborzonen an den Coreenden (siehe Kapitel 2.3.3). Diese bestanden aus je 12 horizontalen Platten, teils aus Reinaluminium (Al), teils aus boriertem Aluminium (AlB), mit einer Beladung von $5 \cdot 10^{-3} \text{ g B}_{nat}/\text{cm}^2$. Die Borzonen waren nach folgendem Schema aufgebaut:

AlB, Al, AlB, AlB, Al, AlB, AlB, Al, AlB, AlB, Al, AlB .

5.2.1 Kritische Zustände

In Tabelle 5.2.1 sind die experimentell ermittelten kritischen Zustände zusammengestellt. Der H_2O -Gehalt im Schwerwasser betrug 0,265 % während der Messungen.

Regelstab- stellung Hc(cm)	Borkonzentration C (g B ¹⁰ /ltr)	Mittl. Regelstab- stellung bei der Messung von $d\rho/dH$ \bar{H} (cm)	Differentielle Regelstabreaktivität $d\rho/dH$ (pcm/cm)
35,22	0,210	37,5	216 + 7
44,7	0,258	45,5	219 + 1
45,7	0,270	48,0	219 + 2
60,9	0,350	63,9	172 + 5
66,4	0,371	69,9	142 + 1
81,5	0,419	89,8	40 + 2
81,5	0,419	98,0	2,6 + 0,2

Tabelle 5.2.1 Experimentell ermittelte kritische Reaktorzustände mit Festbor

Die Tabelle 5.2.2 enthält die berechneten Reaktivitäten für verschiedene Borkonzentrationen und Regelstabstellungen.

Regelstab- stellung H (cm)	Borkonzentration C (g B ¹⁰ /ltr)	Reaktivität $\rho = \ln k_{\text{eff}}$ (pcm)	Reaktivität $\rho = \frac{k - 1}{k}$ (pcm)
kein Stab	0,4576	336	335
kein Stab	0,5384	-2678	-2710
0	0,1436	- 708	- 710
20	0,0	6442	6250
20	0,1436	303	303
20	0,2872	-5575	-5725
34	0,1436	2556	2525
34	0,2872	-3265	-3320
44,7	0,2872	- 708	- 710
44,7	0,3948	-4855	-4980
60	0,3948	-1682	-1700
60	0,4576	-4116	-4190
82	0,3948	1128	1120
82	0,4576	-1112	-1115
100	0,4576	- 238	- 238
100	0,5384	-3121	-3173

Tabelle 5.2.2 Berechnete Reaktivitäten für verschiedene Borkonzentrationen und Regelstabstellungen

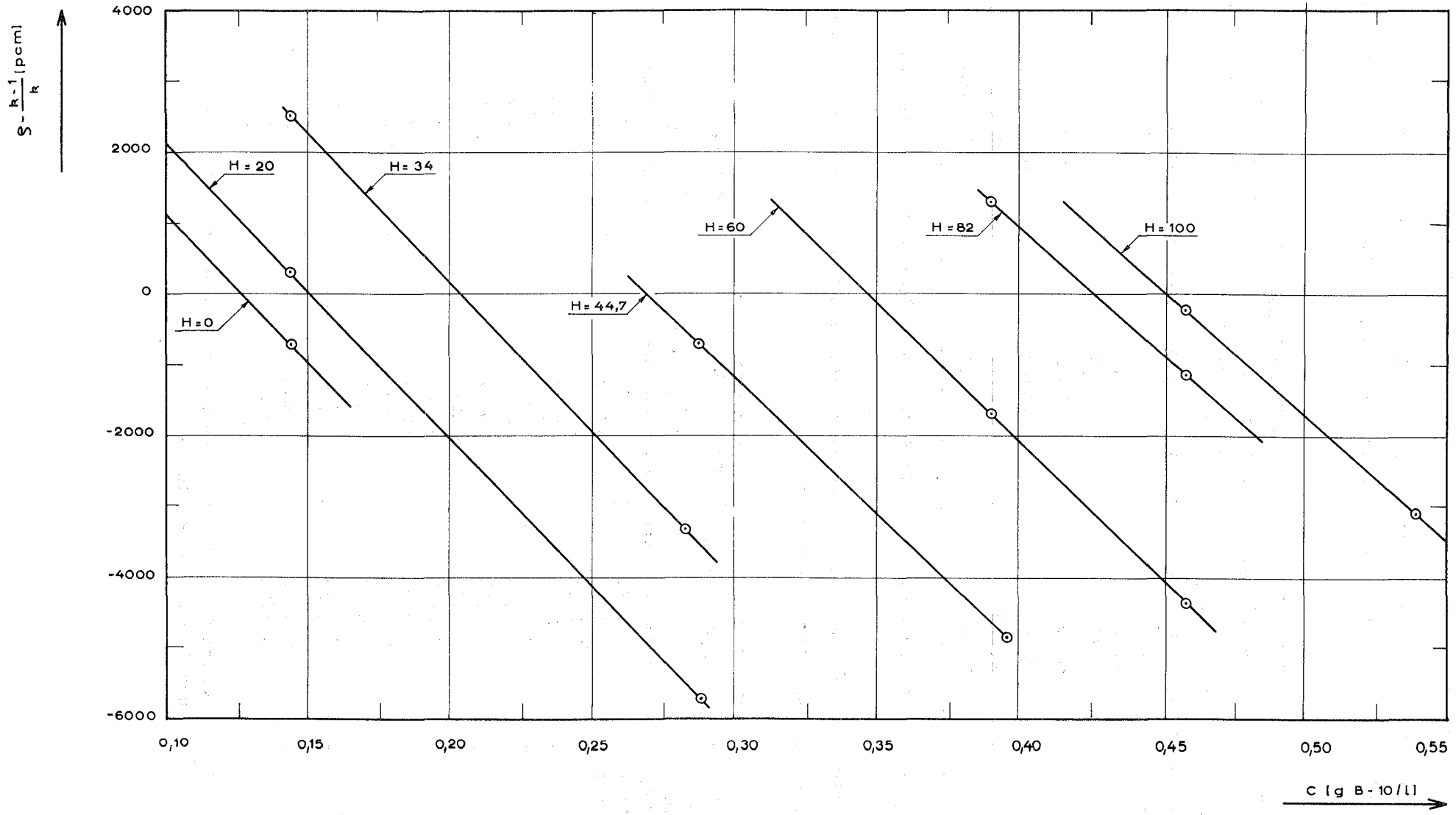


Abb.5.2.1 Diagramm zur Ermittlung der Borkonzentration kritischer Reaktoren mit Festbor für bestimmte Regelstabstellungen. Die Punkte entsprechen den berechneten Reaktoren aus Tabelle 5.2.2.

Zwischen den berechneten Reaktivitäten wurde interpoliert, um die Borkonzentration zu finden, die für eine gegebene Regelstabstellung $\rho=0$ ergibt (siehe Abbildung 5.2.1). Die so ermittelten kritischen Reaktorzustände sind in Abbildung 5.1.2 aufgetragen (Kurve B).

5.2.2 Die Reaktivität des Regelstabes und die Reaktivität des im Core gelösten Bors

Die Reaktivität des Regelstabes und der Borwert ($d\rho/dC$) wurde nach den gleichen Methoden ermittelt wie in Kapitel 5.1.2.

Die Regelstabreaktivität ist in Tabelle 5.2.3 aufgeführt, die Charakteristik des Regelstabes für ein Core mit festen Borzonen an den Enden zeigt Abbildung 5.2.2.

	Reaktivität des Regelstabes zwischen	
	H = 35 und 90 cm (pcm)	H = 0 und 100 cm (pcm)
Continuous-run-technique	8350	11 920
Stabile Periode	9200	-
Rechnung	9150	12 990

Tabelle 5.2.3 Reaktivität des Regelstabes für ein Core mit Festbor

Die differentielle Reaktivität der Borkonzentration wurde wie in Kapitel 5.1.2 ermittelt. Es ergaben sich folgende Werte:

$$\begin{array}{ll} \text{Continuous-run-technique} & \frac{d\rho}{dC} = 38\,230 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr}, \\ \text{stabile Periode} & \frac{d\rho}{dC} = 40\,230 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr}, \\ \text{Rechnung} & \frac{d\rho}{dC} = 40\,150 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr}. \end{array}$$

5.2.3 Die Reaktivität der Festborzonen

Die Reaktivität der Festborzonen, ausgedrückt in einer Differenz der Borkonzentration im Core (ΔC), kann man direkt aus Abbildung 5.1.2 ablesen. Sie ist gleich dem senkrechten Abstand zwischen den Kurven für Reaktoren ohne Festbor und mit Festbor für die gerechneten Reaktoren. Die Messungen wurden leider nicht bei genau gleicher Regelstabstellung durchgeführt, so daß für die Ermittlung der Reaktivitätsdifferenz, die durch die unterschiedliche Stabstellung entsteht, die gemessene Regelstabcharakteristik (Abbildungen 5.1.4 und 5.2.2) zu Hilfe genommen werden mußte.

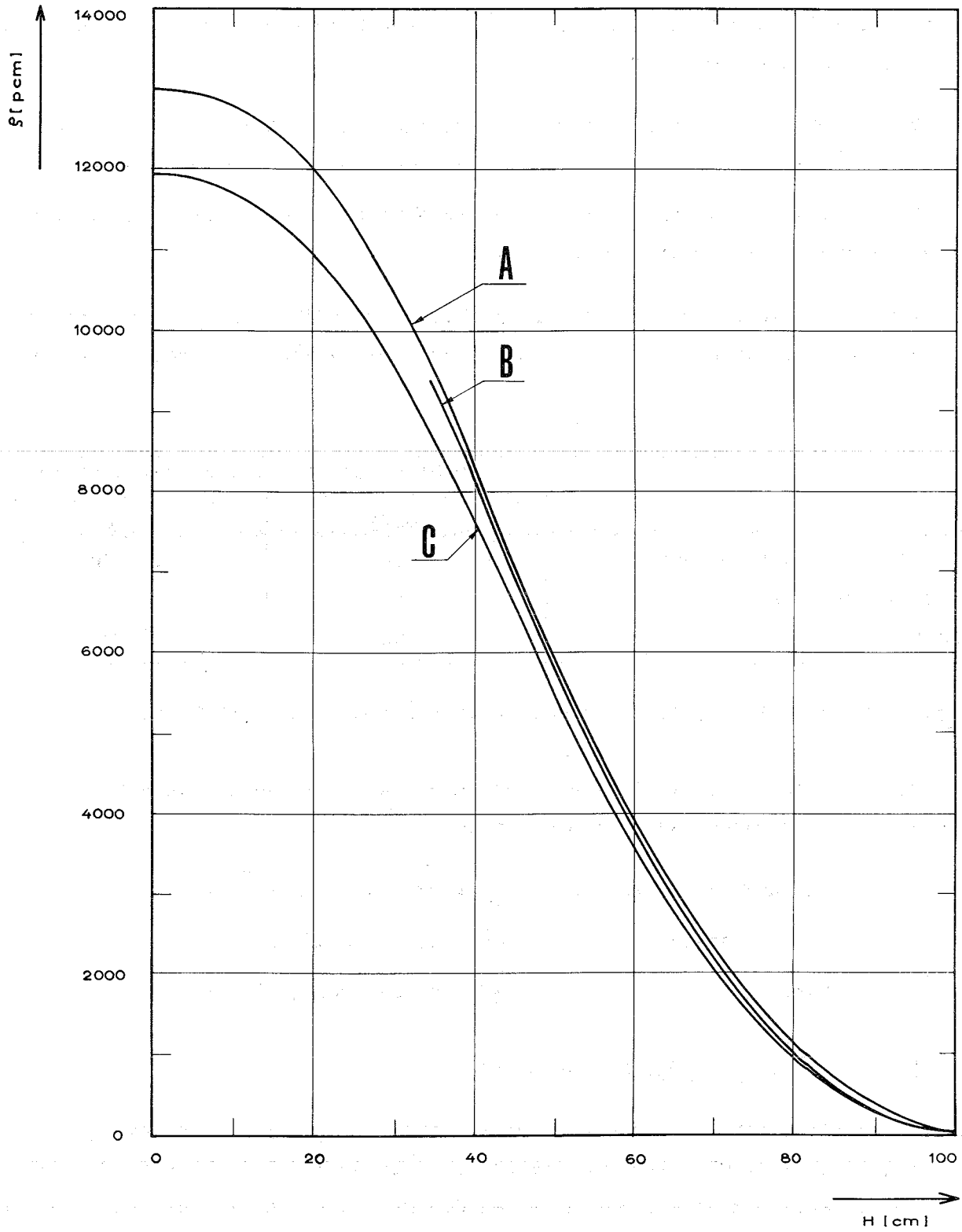


Abb.5.2.2 Regelstabcharakteristik des Reaktors mit Festbor. A = Rechnung, B = Messung mit "approche cinetique", C = Messung mit "continuous run".

Zur Umrechnung der Differenz der Borkonzentration in eine Reaktivitätsdifferenz wurde das Mittel der Borwerte aus 5.1.2 und 5.2.2 verwendet:

$$\begin{array}{ll} \text{Stabile Periode} & \frac{d\rho}{dC} = 38\,890 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr.} \\ \text{Rechnung} & \frac{d\rho}{dC} = 39\,430 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr.} \end{array}$$

In Tabelle 5.2.4 sind einige Meß- und Rechenwerte zusammengestellt.

Regelstabstellung H (cm)	Reaktivität des Festbors (pcm)	
	Messung (stab. Periode)	Rechnung
17,2	4090	4830
35,5	4750	5200
45,5	4570	4940
46,7	4930	4930
60,9	4050	4610
66,1	4220	4540
81,5	4030	4340
90	-	4300
100	-	4550

Tabelle 5.2.4 Reaktivität der Festborzonen

In Abbildung 5.2.3 ist die Reaktivität der Festborzonen über der Regelstabstellung aufgetragen. Zwei Meßpunkte weichen deutlich von den Kurven ab, die man durch die übrigen Punkte zeichnen kann. Weniger stark ausgeprägt sieht man das bereits in Abbildung 5.1.2, wo die Reaktoren, die zur Berechnung der Borreaktivität gedient haben, auch etwas abweichen von einer Kurve, die man durch alle kritischen Zustände zeichnen kann. Deutlich ist die starke Abhängigkeit der Festborreaktivität von der Regelstabstellung. Dies läßt sich durch die starke Flußverbeulung und Importance-Verschiebung erklären, die der Regelstab hervorruft.

Die Rechnung überschätzt die Festborreaktivität um etwa 8%. Für den Meßpunkt bei H = 17,2 ergibt sich ein größerer Fehler, jedoch ist die Bestimmung dieses Punktes sehr zweifelhaft.

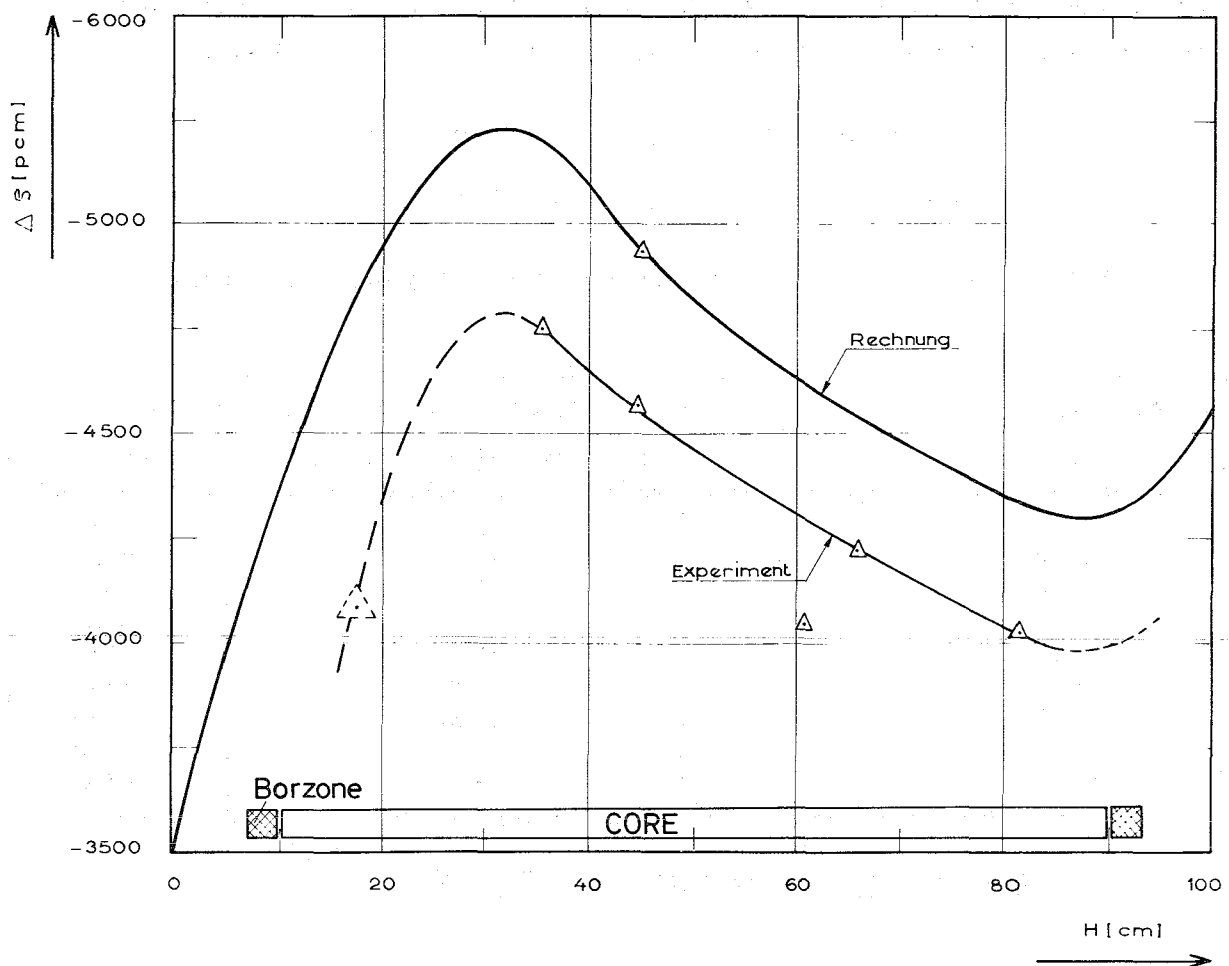


Abb.5.2.3 Reaktivität der Festborzonen als Funktion der Regelstabstellung

5.2.4 Die thermische Neutronenflußverteilung im Reflektor

Die thermische Flußverteilung im Reflektor wurde nach der gleichen Methode gemessen wie in Kapitel 5.1.3.1. Die Meßwerte sind in Tabelle 5.2.2 zusammengestellt. Einige charakteristischen Flußverläufe sind in den Abbildungen 5.2.4 bis 5.2.7 dargestellt. Über die Fehlergrenzen gilt das in Kapitel 5.1.3.1 Gesagte. Die Borkonzentration im Core betrug während der Messung $0,258 \text{ g B}^{10}/\text{ltr}$, der Regelstab stand auf $H = 44,7 \text{ cm}$.

5.2.5 Die Leistungsverteilung im Core mit Festbor

Die Leistungsverteilung wurde nach der in Kapitel 4.2 und 5.1.4 beschriebenen Methode gemessen. Die Meßwerte sind in Tabelle 5.2.6 zusammengestellt.

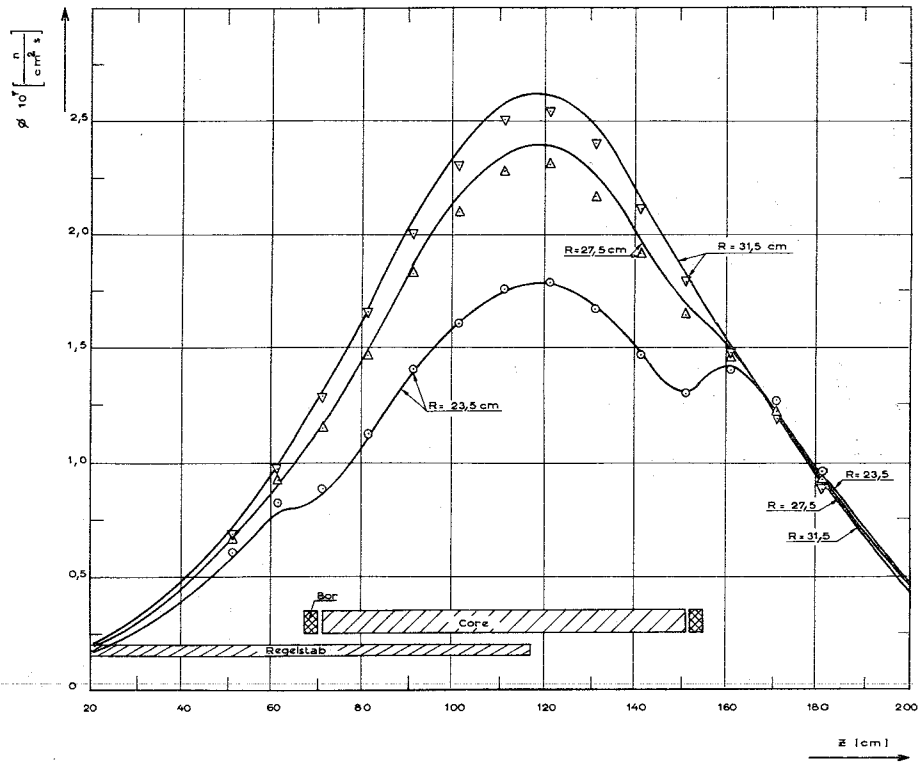


Abb.5.2.4 Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien $R = 23,5$; $27,5$ und $31,5$ (mit Festbor)

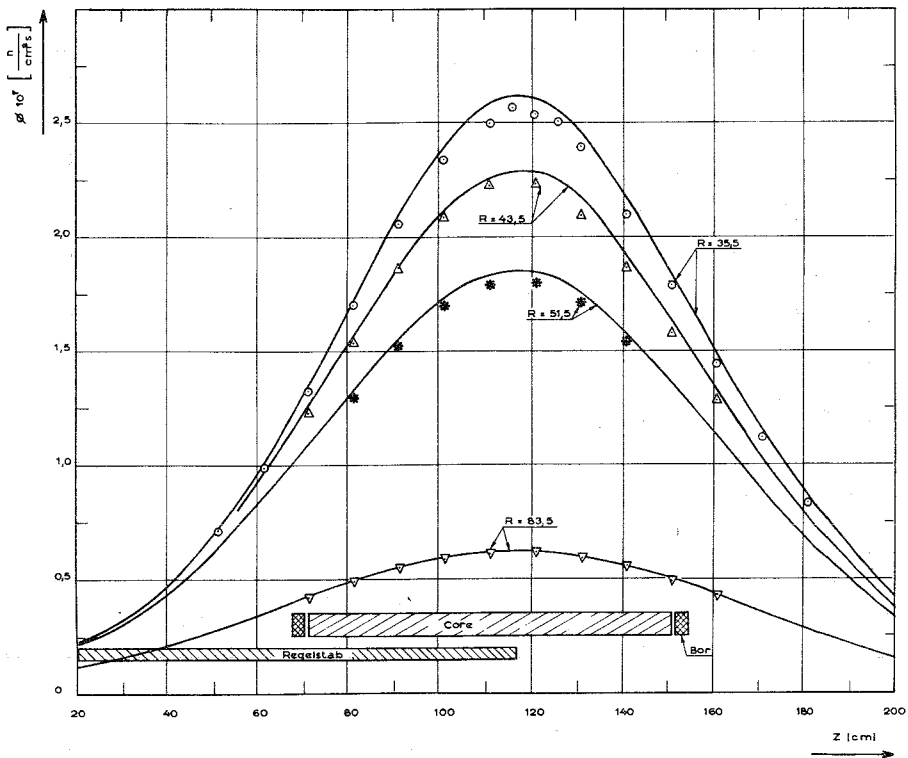


Abb.5.2.5 Axiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für die Radien $R = 35,5$; $43,5$; $51,5$ und $83,5$ (mit Festbor)

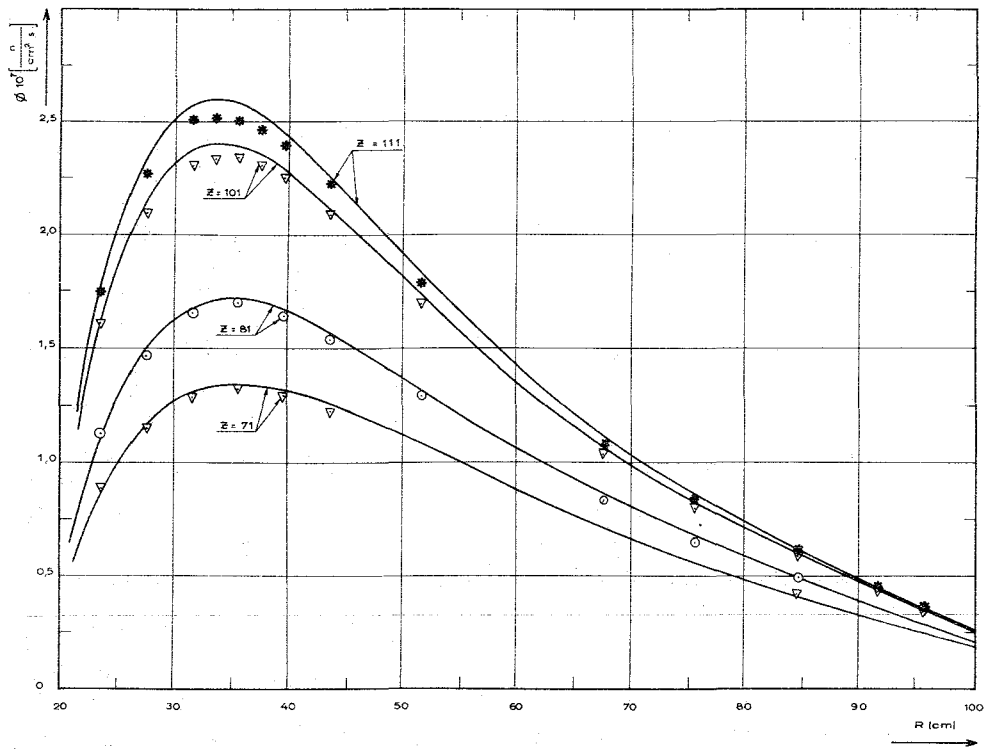


Abb.5.2.6 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 71, 81, 101$ und 111 (mit Festbor)

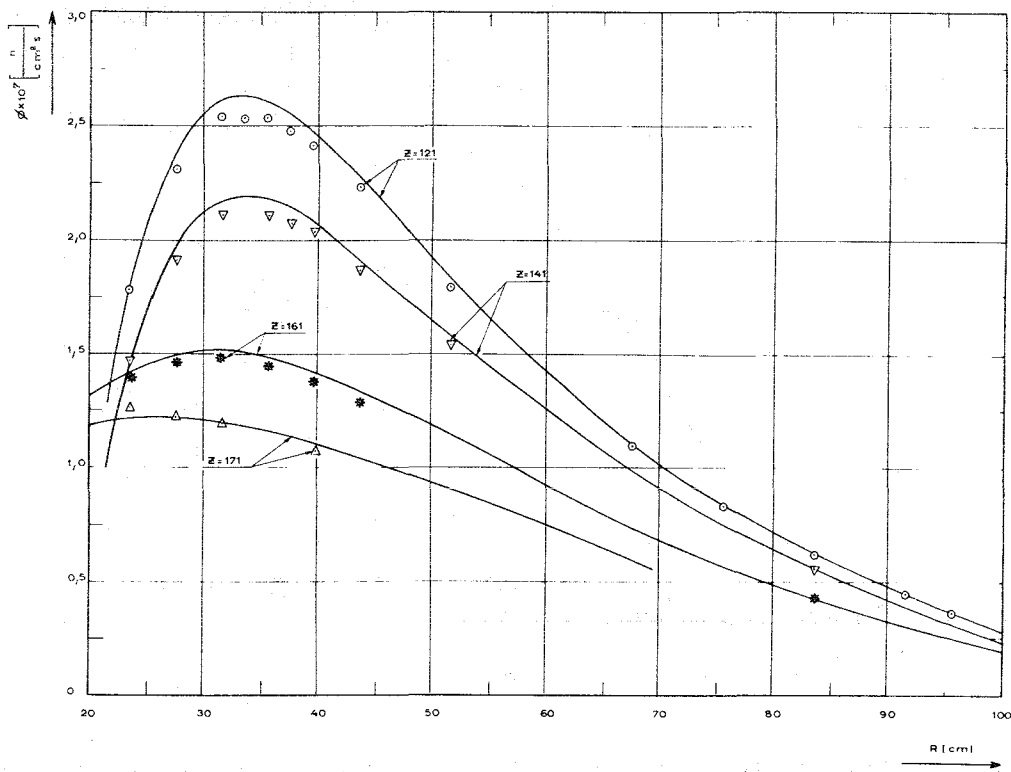


Abb.5.2.7 Radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung für $Z = 121, 141, 161$ und 171 (mit Festbor)

R (cm) \ H (cm)	23,5	27,5	31,5	33,5	35,5	37,5	39,5
181	0,9574	0,9224	0,8768		0,8310		
171	1,2638	1,2162	1,1836		1,1168		1,0672
161	1,3973	1,4562	1,4784		1,4394		1,3761
151	1,2904	1,6412	1,7851		1,7830		1,7232
141	1,4636	1,9093	2,1072		2,0986	2,0637	2,0328
131	1,6640	2,1611	2,3967		2,3952	2,3266	2,3001
126				2,4761	2,5041	2,4317	2,3750
121	1,7829	2,3089	2,5402	2,5368	2,5333	2,4760	2,4152
116				2,5383	2,5641	2,4823	2,4292
111	1,7532	2,2716	2,5066	2,5170	2,4976	2,4631	2,3909
106				2,4383		2,3901	
101	1,6042	2,0957	2,3018	2,3356	2,3398	2,3056	2,2500
91	1,4069	1,8222	2,0323		2,0529	2,0178	1,9817
81	1,1239	1,4658	1,6560		1,6981		1,6400
71	0,8863	1,1489	1,2847		1,3208		1,2941
61	0,8242	0,9216	0,9719		0,9851		0,9560
51	0,6045	0,6648	0,6882		0,7016		

R (cm) \ H (cm)	43,5	51,5	67,5	75,5	83,5	91,5	95,5
161	1,2787				0,4229		
151	1,5762				0,4879		
141	1,8666	1,5366			0,5460		
131	2,0950	1,7026	1,0479	0,7964	0,5892		
121	2,2340	1,7928	1,0887	0,8250	0,6118	0,4427	0,3581
111	2,2225	1,7824	1,0843	0,8266	0,6117	0,4427	0,3606
101	2,0846	1,6920	1,0342	0,7956	0,5858	0,4223	0,3479
91	1,8660	1,5200	0,9437	0,7312	0,5428		
81	1,5362	1,2937	0,8336	0,6438	0,4853		
71	1,2236				0,4176		

Tabelle 5.2.5 Gemessene thermische Neutronenflußverteilung $\phi \cdot 10^{-7}$ n/cm²s im Reflektor bei 1 Watt Reaktorleistung mit Festbor

Höhe über der Coreunterkante Z (cm)	Radius (cm) 14,35	14,65	14,95	15,25	15,90	16,75	17,60	18,25	18,55	18,85	19,39
79,75	1,2617	1,1367	1,0807	0,9924	0,9023	0,8946	0,9708	1,1586	1,2664	1,4038	1,8400
79,06	1,1577										1,7956
78,55	1,1152					0,7138					1,7609
78,06	1,030					0,7054					1,7518
77,15	1,0978					0,6885					1,7620
75,00	1,0947	0,9687	0,8770	0,7968	0,7082	0,6966	0,8015	0,9889	1,1146	1,2653	1,7799
72,50	1,1423					0,7301					1,8183
70,00	1,1813					0,7740					1,9097
62,50	1,3150	1,1794	1,0616	0,9743	0,8880	0,8800	0,9931	1,2161	1,3458	1,5414	2,1313
55,00	1,3564					0,9315					2,2620
47,50	1,3118					0,9275					2,3172
40,00	1,0142	0,9537	0,8855	0,8438	0,8084	0,8560	0,0112	1,2612	1,4062	1,6161	2,2504
32,50	0,9511					0,8000					2,1266
25,00	0,8502					0,7224					1,9383
17,50	0,7313	0,6753	0,6400	0,6051	0,5872	0,6257	0,7491	0,9407	1,0623	1,2310	1,7123
10,00	0,5930					0,5121					1,4317
7,50	0,5567					0,4770					1,3421
5,00	0,5110	0,4742	0,4459	0,4239	0,4093	0,4420	0,5392	0,6769	0,7785	0,8976	1,2601
2,85	0,4847					0,4245					1,2224
1,94	0,4794					0,4167					0,1911
1,45	0,4794					0,4238					1,2000
0,94	0,4839										1,1990
0,25	0,5018	0,4759	0,4512	0,4397	0,4338	0,4766	0,5805	0,7211	0,8090	0,9171	1,1850 (Z=0,45)

Tab.5.2.6 Relative Leistungsverteilung im Core mit Festbor. Experimentelle Werte normiert auf eine mittlere Leistung von 1.

In den Abbildungen 5.2.8 bis 5.2.13 sind einige berechnete Leistungskurven mit den entsprechenden Meßpunkten aufgetragen. Die Borkonzentration war $0,258 \text{ g B}^{10}/1$ und der Regelstab stand auf $H = 44,7 \text{ cm}$.

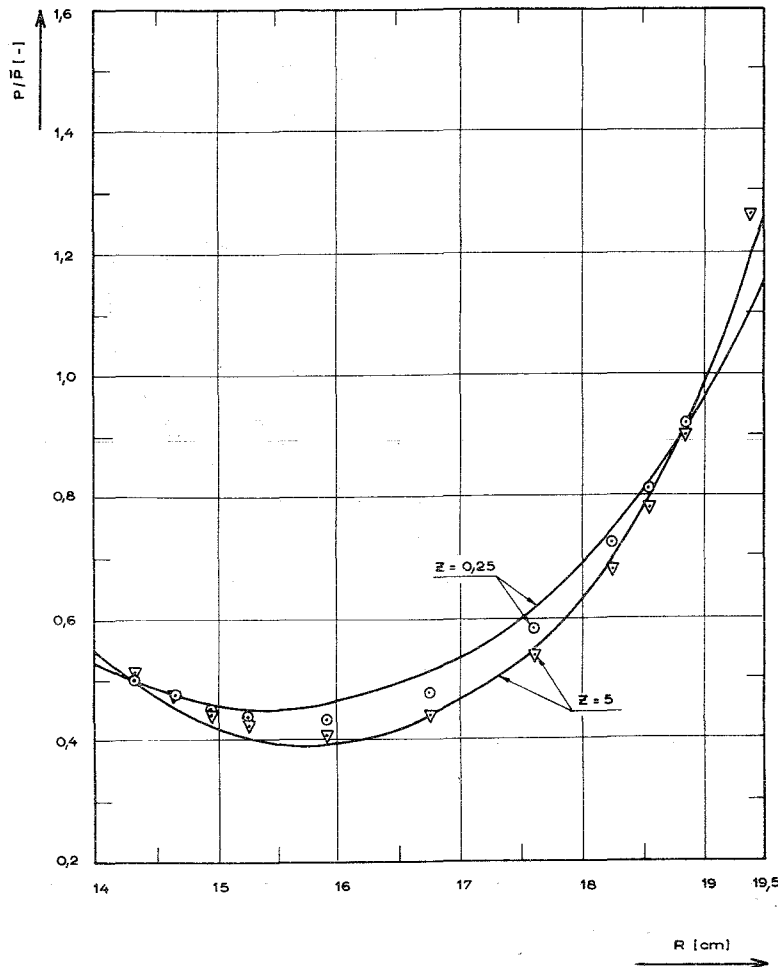


Abb.5.2.8 Radiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für $Z = 0,25$ und 5 cm über der Coreunterkante

Ein Vergleich mit der Leistungsverteilung ohne Festbor läßt deutlich die Wirkung der Borzonen erkennen. Die Leistungsspitzen an den Coreenden sind fast vollkommen abgebaut. Ebenso stimmt die berechnete Leistungsverteilung an den Enden ($Z = 0,25$ und $79,75 \text{ cm}$) mit Bor sehr viel besser mit den Meßwerten überein als ohne Bor, da in ersterem Falle die absorbierende Zone, die das Core darstellt, durch die Borzonen quasi verlängert wird und sich die komplizierten, dreidimensionalen Spektrumsverhältnisse an den Enden (die in der Rechnung nicht berücksichtigt wurden) auf die Leistungsverteilung im Brennstoff nicht mehr auswirken. In Abbildung 5.2.14 ist die berechnete Leistungsverteilung im Core perspektivisch dargestellt.

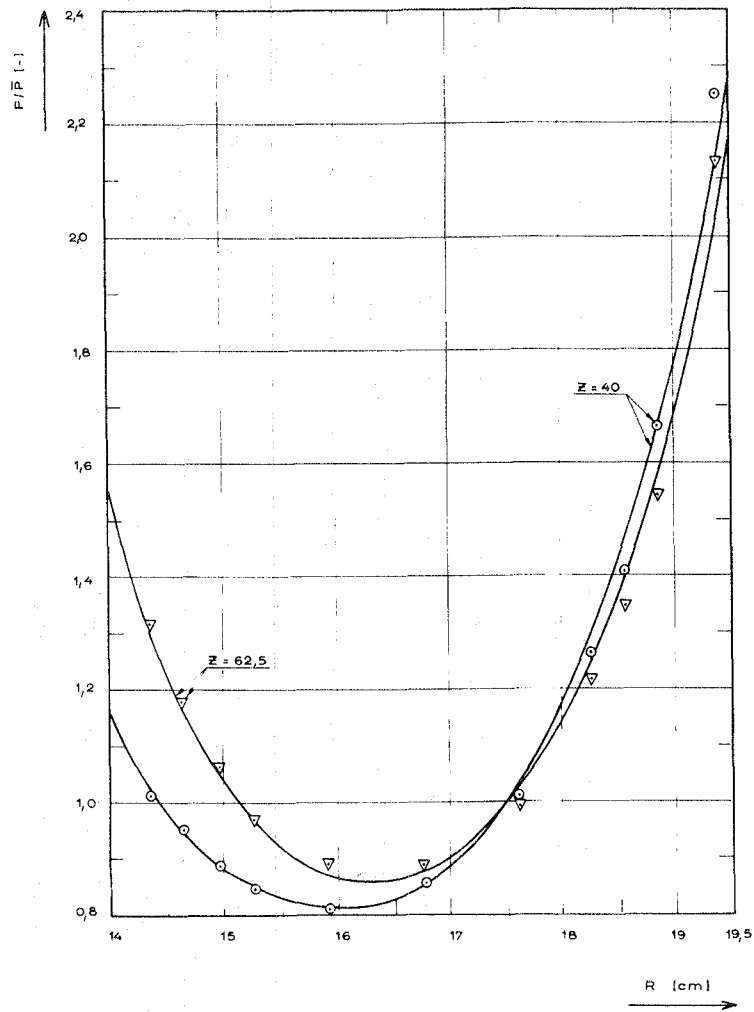


Abb.5.2.9 Radiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für $Z = 40$ und $62,5$ cm über der Coreunterkante

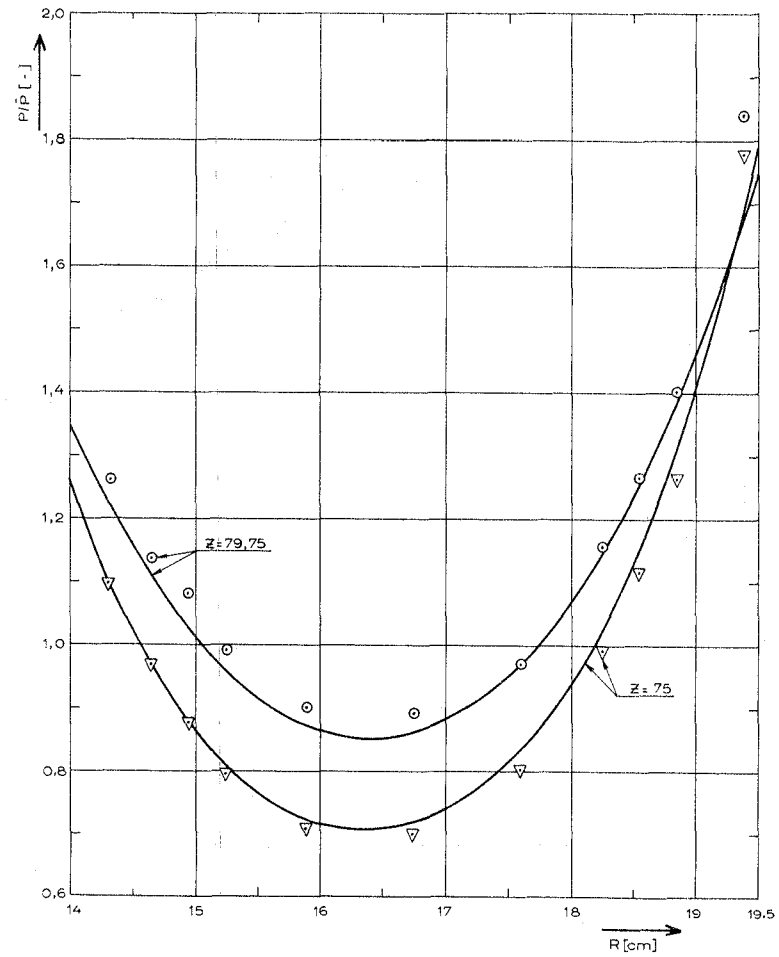


Abb.5.2.10 Radiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für $Z = 75$ und $79,75$ cm über der Coreunterkante

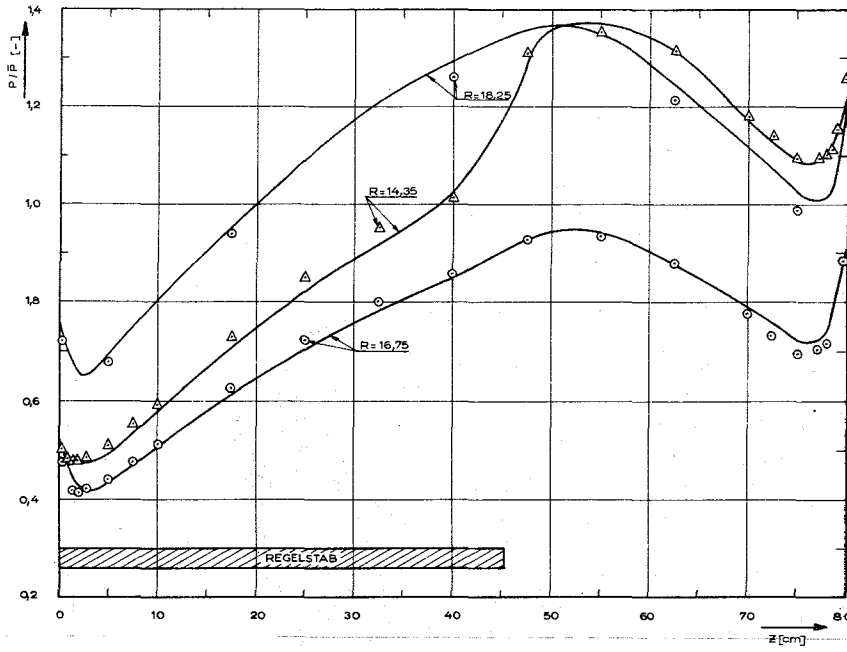


Abb.5.2.11 Axiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für die Radien $R = 14,35$; $16,75$ und $18,25$ cm

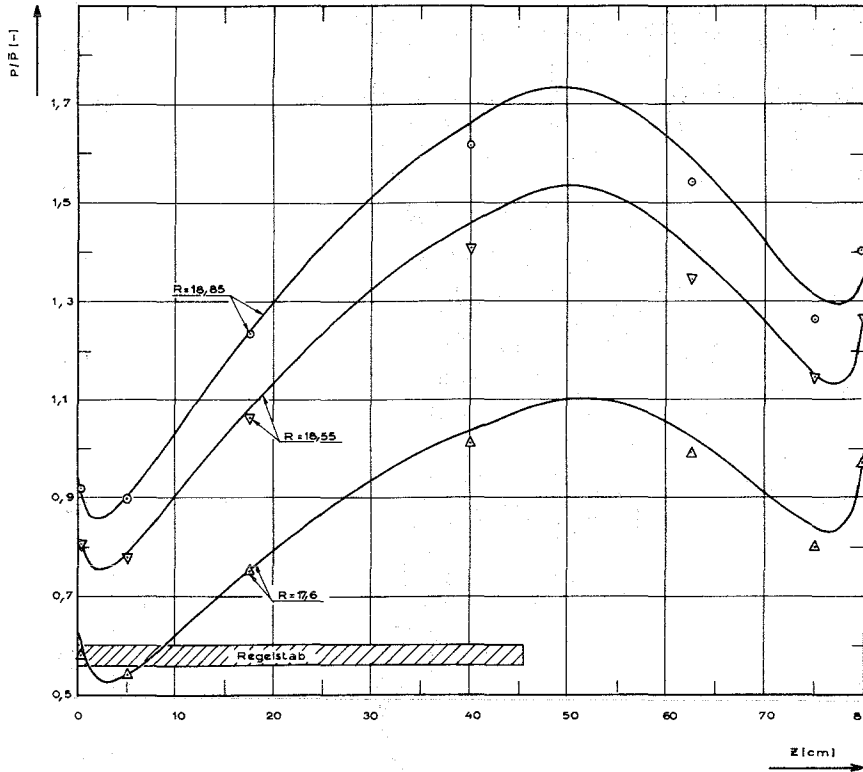


Abb.5.2.12 Axiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für die Radien $R = 17,6$; $18,55$ und $18,85$ cm

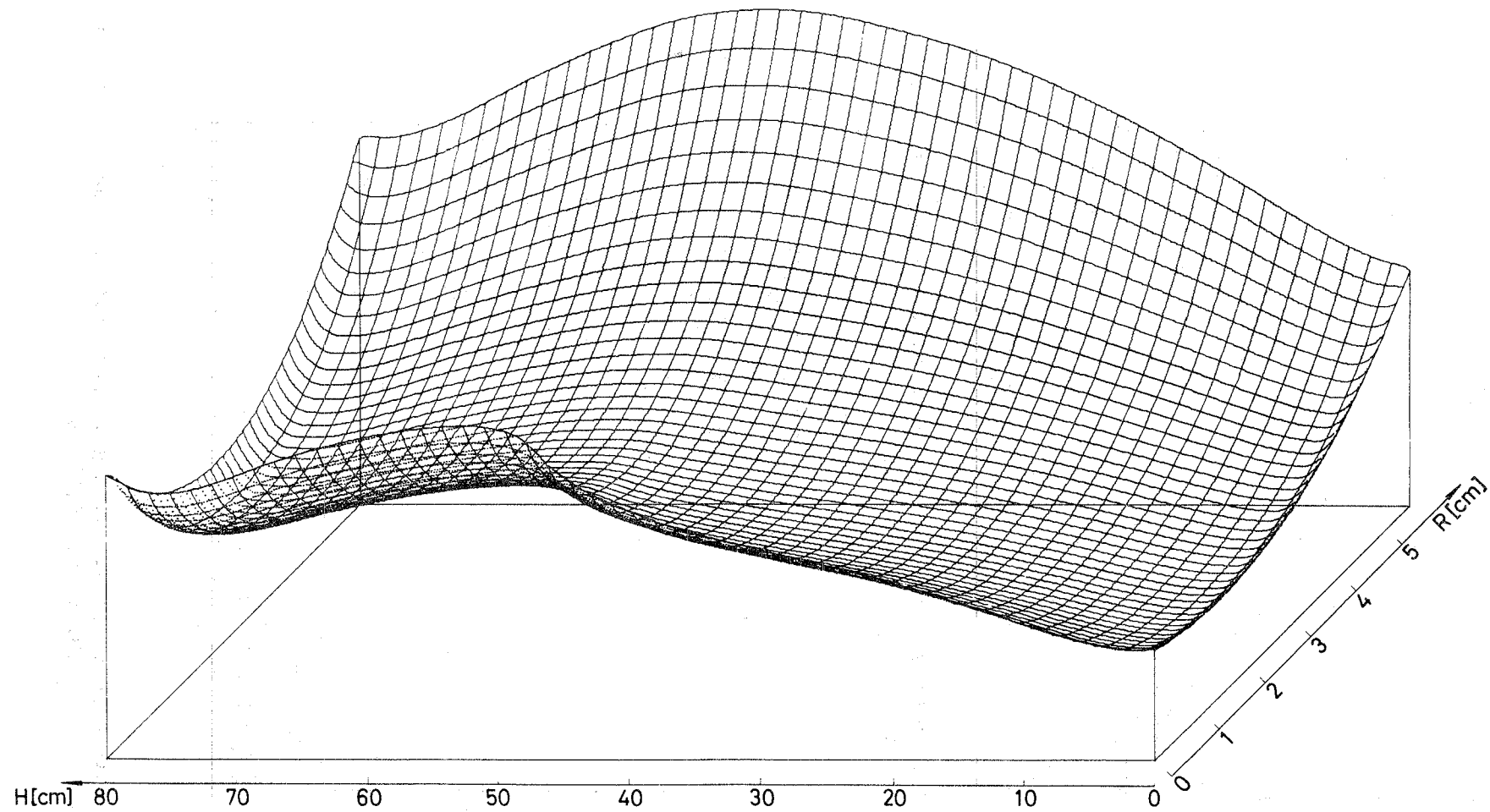


Abb.5.2.14 Perspektivische Darstellung der berechneten Leistungsverteilung im Core mit Festbor
 Regelstabstellung $H = 44,7$ cm.

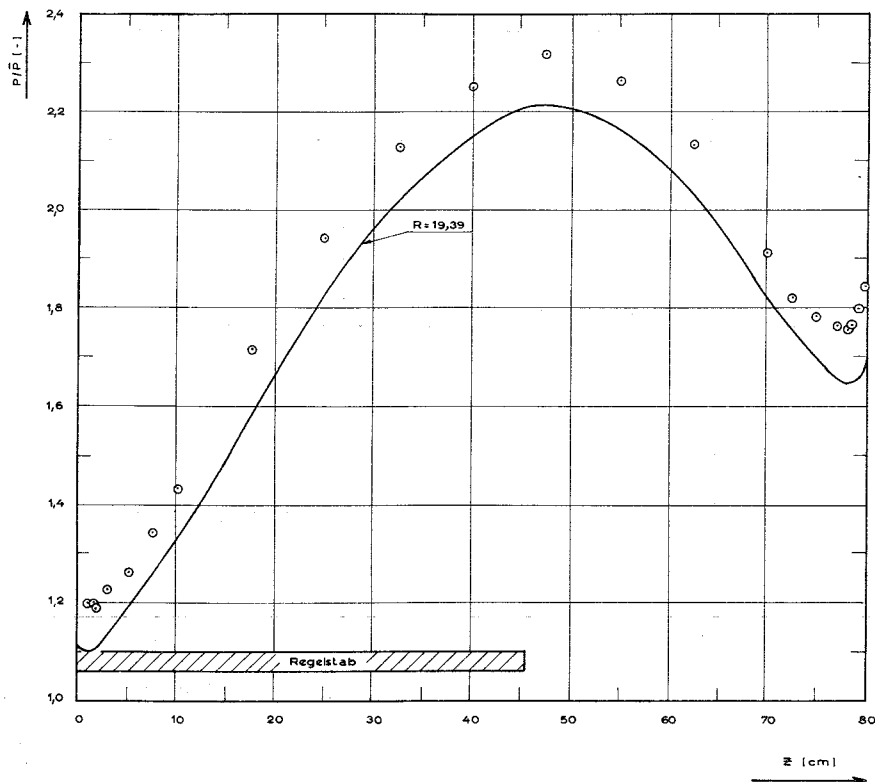


Abb.5.2.13 Axiale Leistungsverteilung im Core mit Festbor für den Radius $R = 19,39$ cm

In Abbildung 5.2.15 ist die über die Corehöhe gemittelte radiale Leistungsverteilung aufgetragen. Zwischen Rechnung und Messung finden wir hier wieder die gleichen Abweichungen wie in Abbildung 3.2 zwischen Diffusions- und THERMOS-Rechnung. Der radiale Flußformfaktor, definiert wie in Kapitel 5.1.4, ergab sich zu:

$$\text{Rechnung (unkorrigiert)} \quad F_{\text{rad}} = 1,736 \text{ ,}$$

$$\text{Messung} \quad F_{\text{rad}} = 1,786 \text{ .}$$

Berücksichtigt man, daß die Diffusionsrechnung erwartungsgemäß F_{rad} um 4,3 % zu niedrig berechnet, ergibt sich

$$\text{Rechnung (korrigiert)} \quad F_{\text{rad}} = 1,811 \text{ .}$$

Das Rechenergebnis liegt damit um 1,4 % über dem Resultat der Messung.

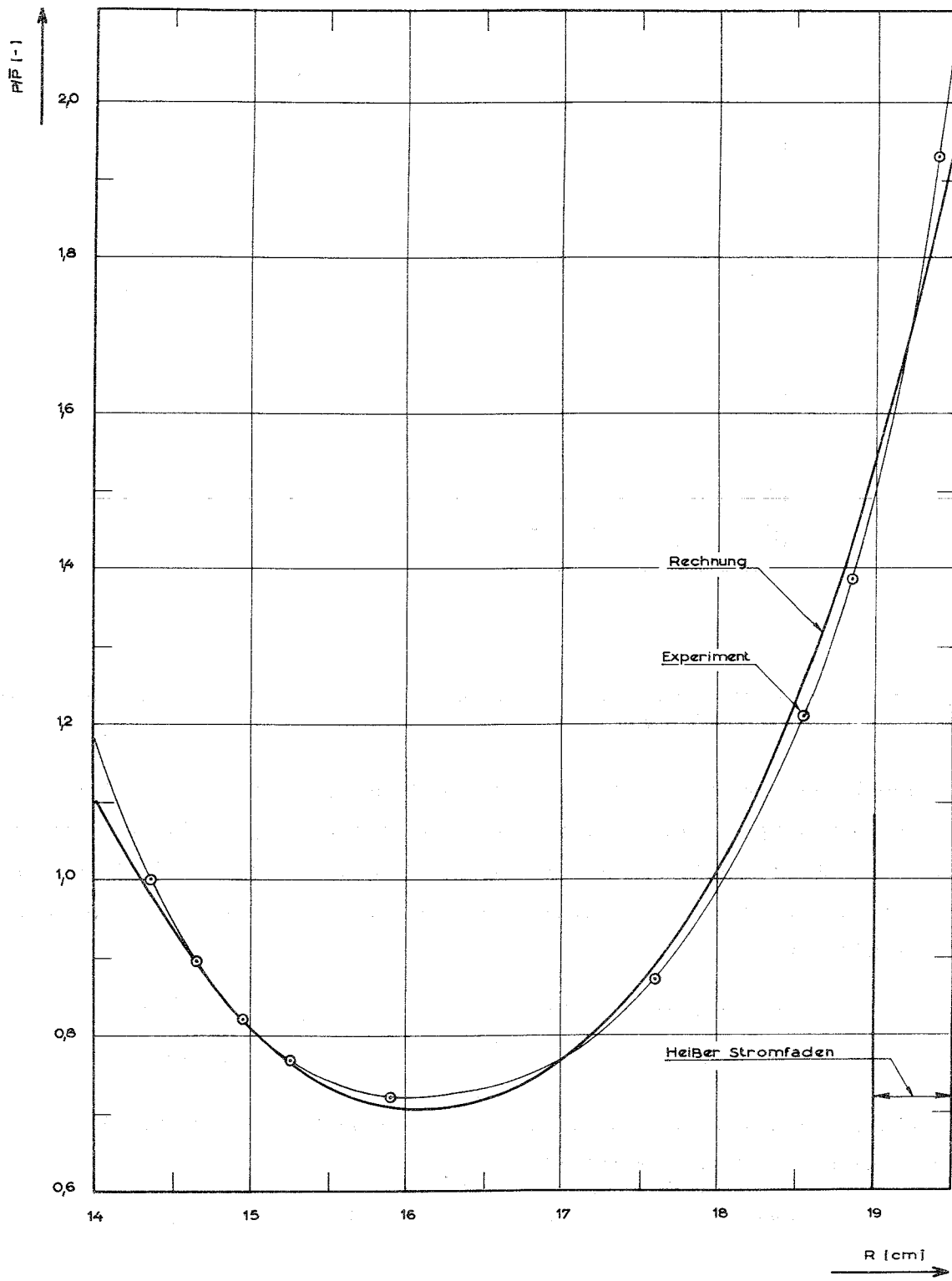


Abb.5.2.15 Über die Corehöhe Z gemittelte radiale Leistungsverteilung für ein Core mit Festbor

5.2.6 Das Rendement

Das Rendement

$$r = \frac{\phi_{th,max}}{p}$$

wurde wie in Kapitel 5.1.5 bestimmt. Die Messung ergab

$$r_{gemessen} = 2,56 \pm 0,05 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2\text{sw}.$$

Die Diffusionsrechnung liefert

$$r_{gerechnet} = 2,64 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2\text{sw}.$$

Der Rechenwert liegt damit 3% über dem Meßwert.

5.2.7 Flußverteilung in den Borzonen

Um den Abbrand des Festbors während der Zyklusdauer des Hochflußreaktors richtig berechnen zu können, ist es wichtig, daß die Absorption in der Borzone ($\phi \cdot \Sigma_{a,eff}$) gut bekannt ist. Zu diesem Zweck wurde die Neutronendichte in Z-Richtung in und über den Borzonen auf dem Radius $R = 17,1 \text{ cm}$ mit Mangansonden gemessen und mit dem Resultat der Diffusionsrechnung verglichen. Nach (4.1) kann die Aktivität A einer $1/v$ -Sonde folgendermaßen berechnet werden:

$$A = \frac{1}{B} \cdot \frac{v_o}{v_T} \cdot \frac{R_{Cd}}{R_{Cd}-1} \cdot \phi_{th} \quad (5.2)$$

Der Proportionalitätsfaktor B ergibt sich aus der Messung des Rendements, v_T/v_o aus einer Thermosrechnung (der gleichen, mit der die thermischen Gruppenkonstanten für die Diffusionsrechnung ermittelt worden waren), das Kadmi-umverhältnis R_{Cd} nach Formel 5.1 (siehe Kapitel 5.1.3.2) und $\phi_{th} = \phi_4 + \phi_5 + \phi_6$ aus der Diffusionsrechnung.

Meß- und Rechenwerte wurden auf eine Reaktorleistung von 1 Watt normiert und in Abbildung 5.2.16 aufgetragen. Die Rechnung gibt die Neutronendichteverteilung in der Borzone in Form und absoluter Höhe recht gut wieder mit Abweichungen von etwa 3 bis 4% von den Meßwerten. Weiter oben im axialen Reflektor liegt der gerechnete Fluß ca. 10% unter den Meßwerten.

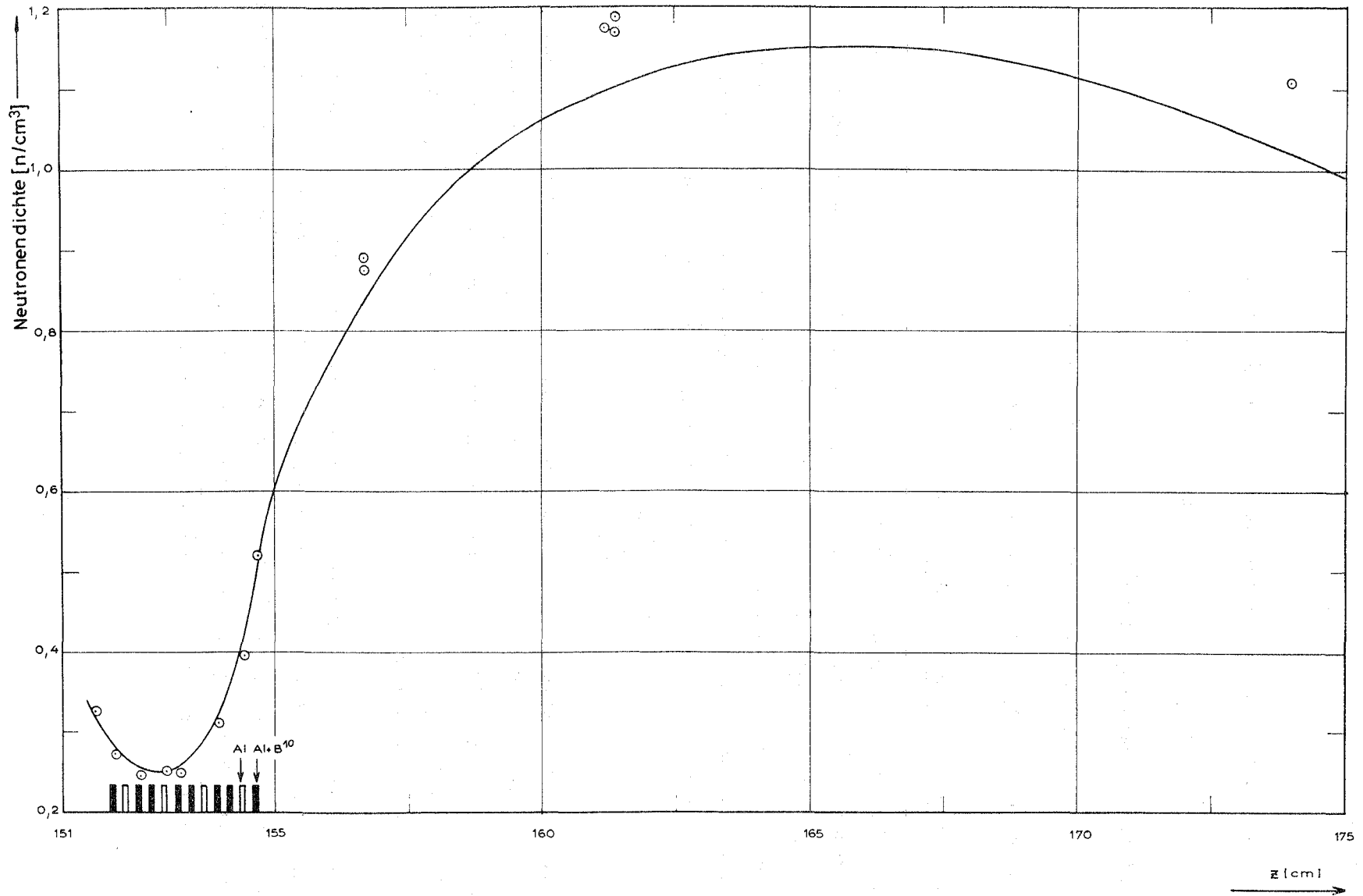


Abb.5.2.16 Axiale Neutronendichteverteilung in und über den Festborzonen auf den Radius $R = 17,1$ cm bei 1 Watt Reaktorleistung. Die ausgezogene Kurve wurde berechnet.

5.3 Zustand 3: Core mit Festbor und der Gesamtheit der Strahlrohrtrappen

5.3.1 Geometrie des Aufbaus

Das Grundschema der Anordnung der Strahlrohrtrappen (Schema 1) ist in Abbildung 5.3.1 in einer Draufsicht aufgezeichnet. In Tabelle 5.3.1 sind die Koordinaten der einzelnen Einbauten angegeben.

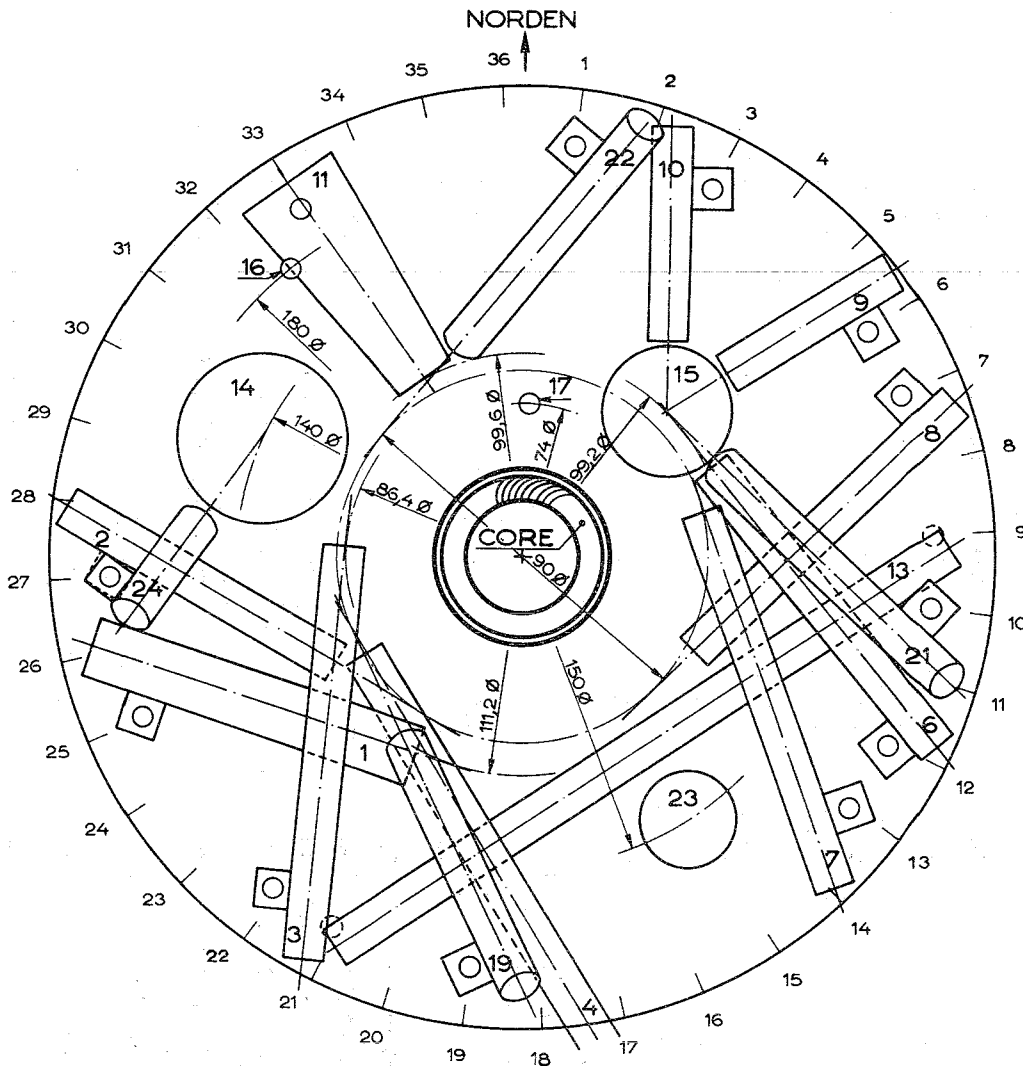


Abb.5.3.1 Grundschema der Anordnung der Strahlrohrtrappen im Reflektortank (Schema 1). Erklärungen siehe Tabelle 5.3.1.

5.3.2 Kritische Zustände, Reaktivität des Regelstabs, des im Core gelösten Bors und Gesamtreaktivität der Experimentiereinrichtungen

In Tabelle 5.3.2 sind die realisierten kritischen Zustände zusammengestellt. Abbildung 5.3.2 zeigt die kritische Regelstabstellung als Funktion der Bor-konzentration.

Nr.	Bezeichnung und Verwendung im Hochflußreaktor	L (cm)	e (cm)	D (cm)	r (cm)	R (cm)	x (cm)	h (cm)	Orientierung
1	H13 Horizontales Strahlrohr für Spaltprodukte	83	0,2	15	55 (47)	55,6 (49,1)	67,5	- 25	horizontal
2	H12 Horizontales Strahlrohr	76,5	0,2	10	45 (39,4)	52 (49,0)	59	- 25	horizontal
3	H11 Horizontales Strahlrohr	101,2	0,2	10	43,3	43,2	85	+ 25	horizontal
4	H10 Horizontales Strahlrohr	91	0,2	10	45 (37)	45 (37,2)	114,5	0	horizontal
6	H 8 Horizontales Strahlrohr	88	0,2	10	49,6	50,7	81,3	+ 10	horizontal
7	H 9 Horizontales Strahlrohr auf die heiße Quelle	97,5	0,2	10	45	45,3	79,5	+ 15	
8	H 5 Horizontales Strahlrohr	88,3	0,2	10	45 (37)	47,3 (40,8)	80	- 25	
9	H 4 Horizontales Strahlrohr	48,8	0,2	10		65,3	36,65	+ 15	
10	H 3 Horizontales Strahlrohr	53,2	0,2	10		62,2	39,2	+ 15	
11	H 2 Neutronenleiter für thermische Neutronen	58,8	0,2	15	kon. 5° · 30"	49,8		- 20	
13	H 7 Durchgehendes horizontales Strahlrohr für Einfang-Gammas	178,4	0,2	10		55		- 30	horizontal
14	V 1 Kalte Quelle	198,5	0,5	40		70,0		0	vertikal
15	V 2 Heiße Quelle	256,3	0,5	30		49,6		- 10	
16	V 5 Rohrpost für Bestrahlungen	120	0,2	4	91	91		0	
17	V 4 Rohrpost für Bestrahlungen	100	0,2	4		37,5		+ 20	
19	IH4 Nach oben geneigtes Strahlrohr	80	0,2	10	45 (37)	54 (48,8)	67,4	+ 25	geneigt 35°
21	IH2 Nach oben geneigtes Strahlrohr (auf die heiße Quelle)	93,3	0,2	10	49,6	53,9	74,2	+ 22	geneigt 35°
22	IH3 Nach oben geneigtes Strahlrohr (auf die heiße Quelle)	84	0,2	10	45 (37)	54,1 (48,9)	67,2	+ 25	geneigt 35°
23	V 3 Senkrechtes Strahlrohr für Konversionselektronen	220	0,2	20		75		-110	vertikal
24	IH1 Nach oben geneigtes Strahlrohr (auf die kalte Quelle)	35	0,2	10		78,75	25,25	+ 25	geneigt 35°

Tab.5.3.1 Maßangaben zum Einbauschema der Strahlrohratstrappen. L = gesamte Länge, e = Wandstärke, D = Innendurchmesser, r = Radius des Kreises, an den die Kanalachse Tangente ist (die Werte in Klammern beziehen sich auf das Schema II), R = Radius der Kanalnase, x = Abstand zwischen Kanalnase und Mitte des Halteflansches, h = Höhe der Kanalnase über oder unter der Coremittelebene.

Die H_2O -Konzentration im Reflektor war während der Messung gleich 0,263 %.

H_c (cm)	C (g B^{10} /ltr)	\bar{H} (cm)	$d\rho/dH$ (pcm/cm)
80,4	0,347	90,3	40,5+ 2
71,1	0,311	74,2	128 + 1
59,6	0,260	61,8	184 + 2
57,9	0,248	60,1	198 + 2
50,3	0,210	52,2	222 +10
38,5	0,143	40,3	229 + 9
24,9	0,078	27,4	162 + 2

Tabelle 5.3.2 Kritische Reaktorzustände mit Strahlrohren und Festbor

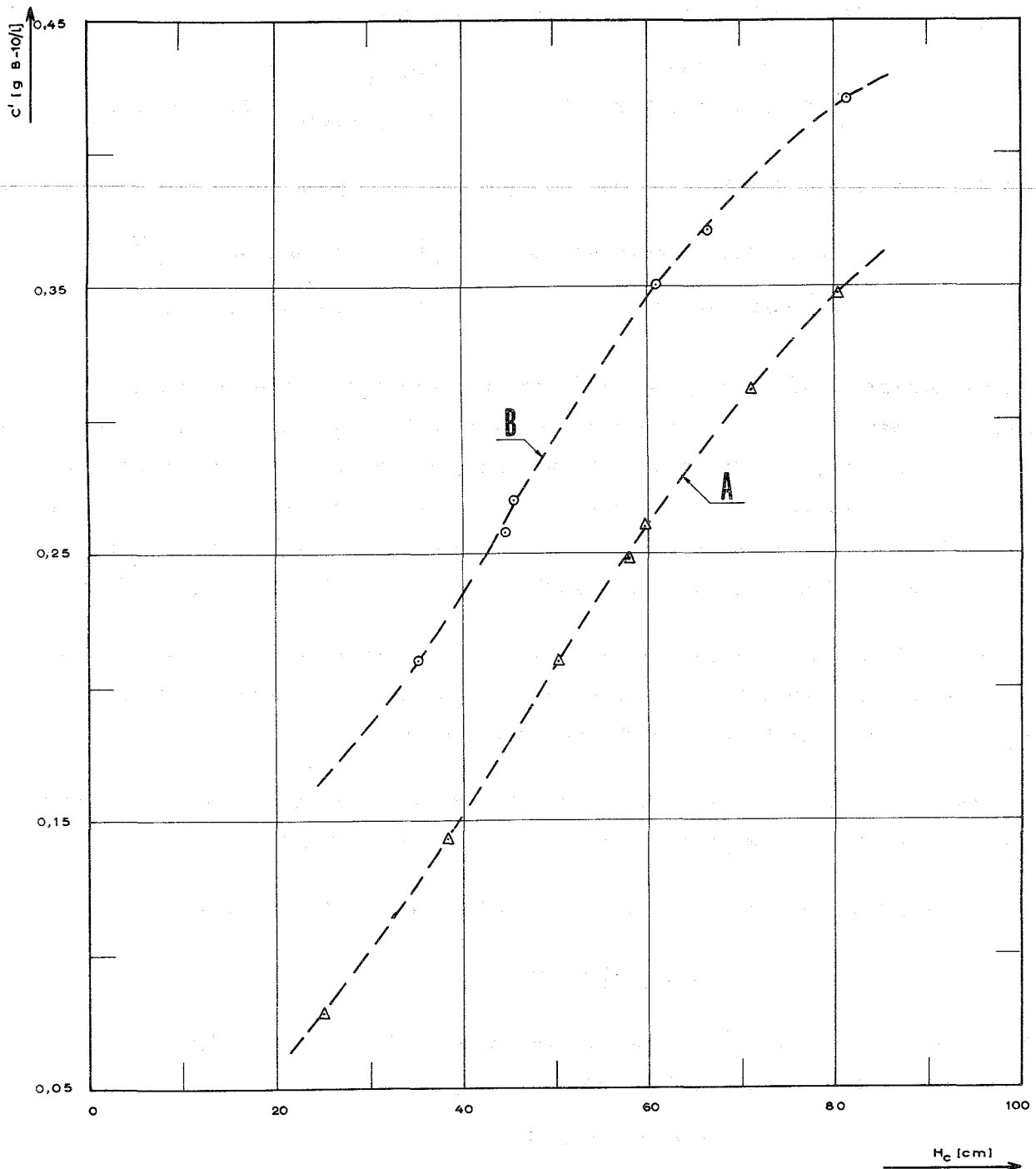


Abb.5.3.2 Gemessene kritische Regelstabstellung als Funktion der Borkonzentration für Reaktoren mit Festbor und Strahlrohrtrappen (Kurve A) sowie für Reaktoren mit Festbor und ohne Strahlrohrtrappen (Kurve B)

Die Regelstabreaktivität wurde nach den oben beschriebenen Methoden ermittelt. Die Reaktivität als Funktion der Stabstellung ist in Abbildung 5.3.3 aufgetragen.

Die Gesamtreaktivität zwischen $H = 0$ und $H = 100$ wurde mit der "continuous-run-technique" gemessen:

$$\Delta \rho_{\text{Regelstab}} = 12\,250 \text{ pcm}.$$

Zwischen den Stabstellungen $H = 30$ und $H = 90$ ergab sich

nach continuous run	$\Delta \rho_{\text{Regelstab}} = 9\,725 \text{ pcm},$
nach stabiler Periode	$\Delta \rho_{\text{Regelstab}} = 10\,150 \text{ pcm}.$

Die differentielle Reaktivität des im Core gelösten Bors wurde wie oben bestimmt:

continuous-run-technique	$\frac{d\rho}{dC} = 37\,500 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr},$
stabile Periode	$\frac{d\rho}{dC} = 38\,900 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr}.$

Die Gesamtreaktivität der Experimentiereinrichtungen läßt sich aus der Abbildung 5.3.2 entnehmen. Die beiden Kurven der Reaktoren mit und ohne Strahlrohre sind für Punkte gleicher Regelstabstellung durch eine Differenz in der Bor-konzentration charakterisiert. Dieser Differenz entspricht ein $\Delta \rho$. Für den Borwert haben wir den Mittelwert aus den Messungen nach der Methode der stabilen Periode ohne und mit Strahlrohren gewählt: $d\rho/dC = 39\,500 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr}.$

Die so bestimmten $\Delta \rho$ wurden in Abbildung 5.3.4 als Funktion der Regelstabstellung aufgetragen. Bedingt durch die Streuung der kritischen Zustände liegen die $\Delta \rho$ der Strahlrohre nicht auf einer glatten Kurve.

Besonders der Punkt für $H = 80$ ist zweifelhaft. Charakteristisch ist jedoch die Zunahme des $\Delta \rho$, je weiter der Regelstab eingefahren ist.

Für die Regelstabstellung $H = 50$ findet man eine Strahlrohrreaktivität von

$$\rho = -3300 \pm 160 \text{ pcm}.$$

Bei Verwendung der mit "continuous run" gemessenen Borwerte ($d\rho/dC = 37\,850 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr}$) ergibt sich

$$\rho = -3160 \pm 160 \text{ pcm}.$$

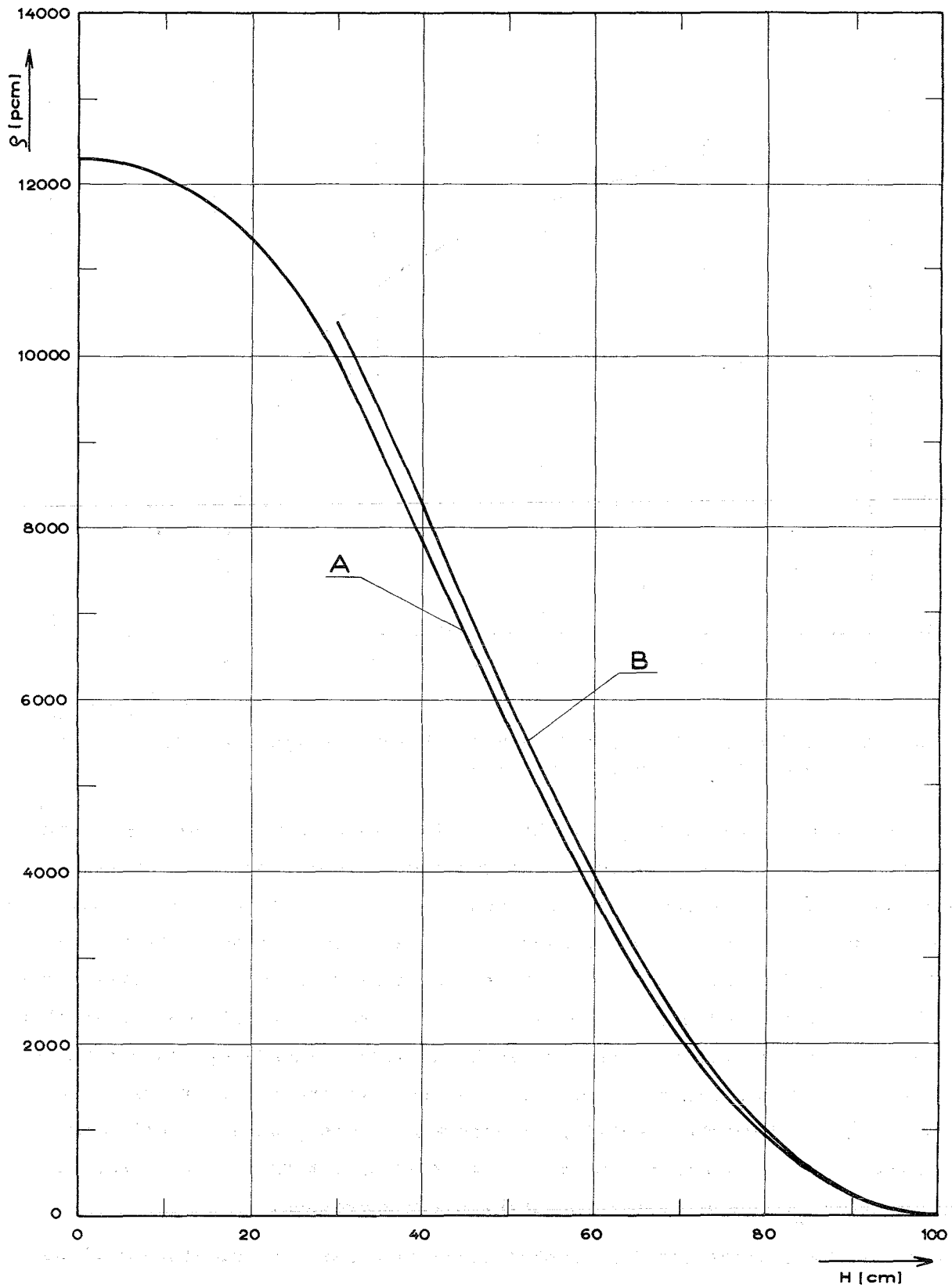


Abb.5.3.3 **Reaktivität des Regelstabes im Reaktor mit Festbor und Strahlrohrtrappen. A nach der "continuous-run"-Methode; B mit "approche cinétique".**

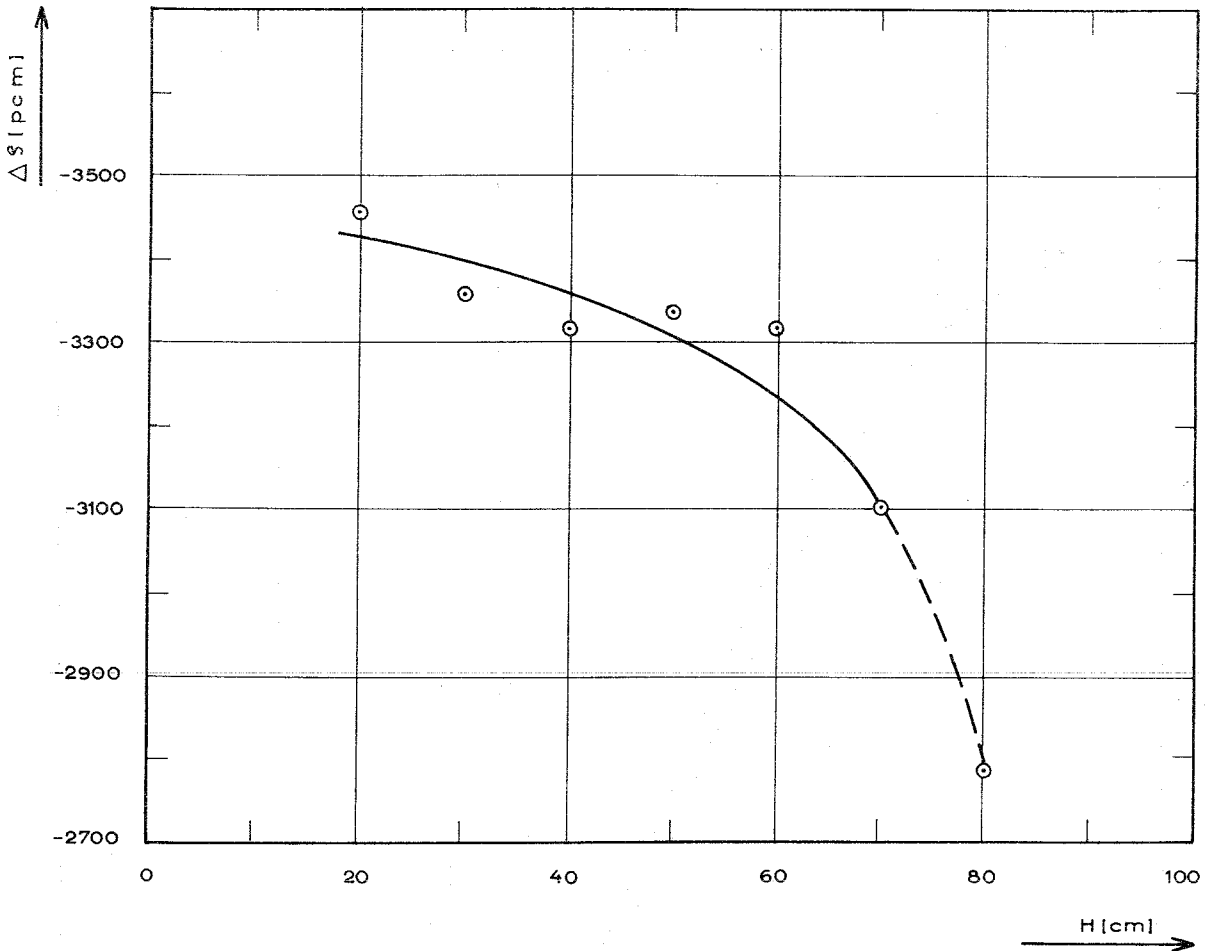


Abb.5.3.4 Messung der Reaktivität der Strahlrohrtrappen (Schema 1) als Funktion der Regelstabstellung

Zur Berechnung wurden die Strahlrohre in vier radialen Zonen über 80 cm Höhe (symmetrisch zur Coremittelebene) homogenisiert. Abbildung 5.3.5 zeigt die Void- und Aluminiumkonzentration als Funktion des Radius, wie sie in der Rechnung verwendet wurde. Dieses Verfahren ist eigentlich nur bei sehr kleinen Hohlräumen im Moderator zulässig, da es den "streaming"-Effekt im Strahlrohr nur unvollständig berücksichtigen kann. Es ist schwierig, diesen Effekt theoretisch zu bestimmen, wenn man eine so komplizierte Anordnung von Hohlräumen hat, wie sie in unserem Fall vorliegt. Es wurde versucht, die Theorien von BEHRENS [28] und CARTER, JARVIS [29] anzuwenden, was jedoch zu vollkommen unrealistischen Ergebnissen führte. Es wird deshalb hier nur das Resultat der Rechnung mit homogenisierten Strahlrohren angegeben.

Als Gesamtreaktivität der Strahlrohre ergab sich für eine Regelstabstellung von $H = 50$ cm:

$$\text{Rechnung: } \rho(\text{Strahlrohre}) = 2\,380 \text{ pcm.}$$

Zusätzlich wurde die Reaktivität des Strukturmaterials der Strahlrohre berechnet, d.h. die Hohlräume waren mit D_2O gefüllt. Diese Rechnung ergab (ebenfalls für die Regelstabstellung $H = 50$ cm):

$$\rho(\text{Al der Strahlrohre}) = 1615 \text{ pcm.}$$

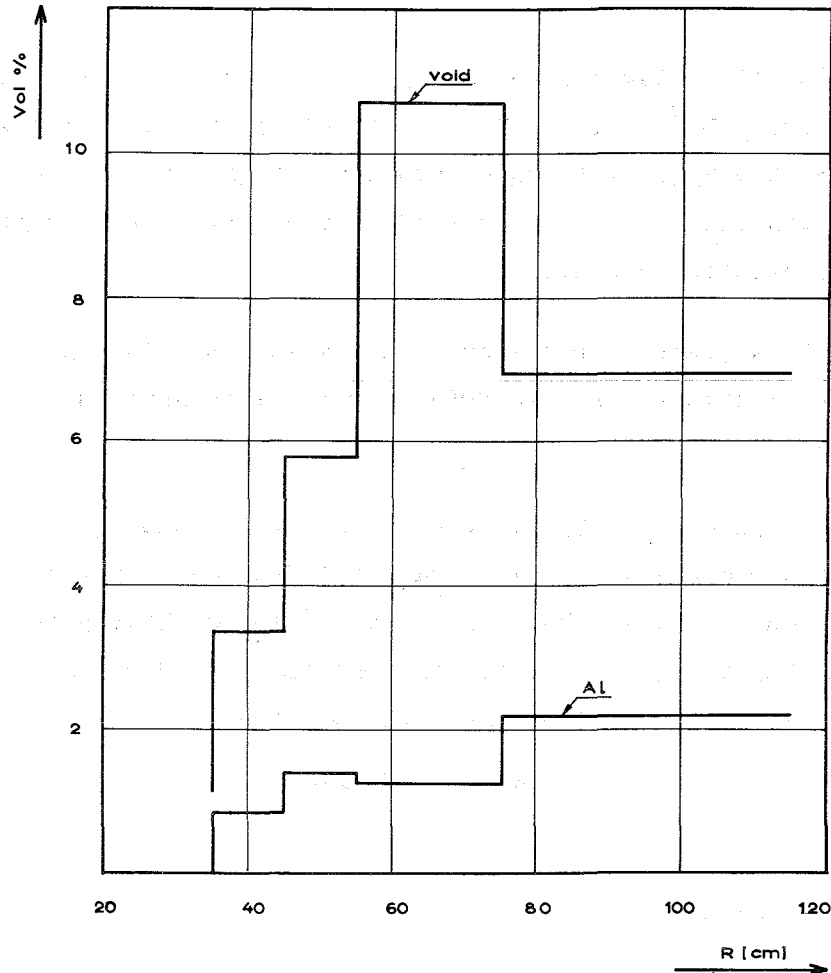


Abb.5.3.5 Homogene Void- und Aluminiumkonzentration im Reflektor als Funktion des Radius, wie sie in der Diffusionsrechnung verwendet wurde.

Unter der Annahme, daß man die Reaktivität dünner Aluminiumstrukturen recht gut berechnen kann (siehe Kapitel 5.8) ergibt sich der Voideffekt der Messung zu

$$\begin{aligned} \rho(\text{Void, Messung}) &= 3300 - 1615 \text{ pcm} \\ &= 1685 \text{ pcm} \end{aligned}$$

und aus der Rechnung zu

$$\begin{aligned} \rho(\text{Void, Rechnung}) &= 2380 - 1616 \text{ pcm} \\ &= 765 \text{ pcm} , \end{aligned}$$

d.h. das verwendete einfache Rechenmodell unterschätzt den Void-Effekt um einen Faktor 2,2, wenn man annimmt, daß die Rechnung den Aluminiumeffekt richtig wiedergibt.

5.3.3 Die Reaktivität einzelner Experimentiereinrichtungen

5.3.3.1 Kalte Quelle

Während der Reaktivitätsmessungen an kalter und heißer Quelle war die Borkonzentration $0,239 \text{ g B}^{10}/\text{ltr}$. Die Regelstabstellung bewegte sich zwischen $H = 53$ und $H = 60 \text{ cm}$. Die Reaktivitäten wurden durch Beobachten der stabilen Periode und unter Verwendung der mit der Methode der stabilen Periode gemessenen Regelstabcharakteristik bestimmt.

Alle übrigen Strahlrohre waren während der Messungen eingebaut. Die kalte Quelle des Hochflußreaktors wurde in FOEHN durch die in Abbildung 2.13 dargestellte Attrappe simuliert.

Im Ausgangszustand war der Behälter mit D_2O gefüllt und die Glocke darübergestülpt. Die Achse der Quelle befand sich auf dem Radius $R = 70 \text{ cm}$. Die Glocke simuliert die durch das weiche Spektrum der "kalten" Neutronen bei der wirklich kalten Quelle höhere Absorption in der Behälterwand. Durch die D_2O -gefüllte kalte Quelle mit "Glocke" wird eine Reaktivität von

$$\Delta \rho = -194 \text{ pcm}$$

einggebracht.

Der Effekt der "Glocke" beträgt

$$\Delta \rho = -41 \text{ pcm.}$$

Werden die $56,6 \text{ ltr D}_2\text{O}$ im Quelle-Behälter durch Stickstoff ersetzt, ergibt sich ein Reaktivitätsbeitrag von

$$\Delta \rho = -390 \text{ pcm.}$$

Wird die kalte Quelle von $R = 70 \text{ cm}$ auf $R = 65,6 \text{ cm}$ versetzt, folgt

$$\Delta \rho = -66 \text{ pcm.}$$

Das Aluminiumvolumen der kalten Quelle mit "Glocke" beträgt $5,9 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$, das der Glocke allein $1,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$. Aus der Abbildung 5.8.1 ergibt sich für den Radius $R = 70 \text{ cm}$ eine Aluminiumreaktivität von $-3,4 \cdot 10^{-2} \text{ pcm/cm}^3 \text{ Al}$ und für $R = 65,6 \text{ cm}$ entsprechend $-5,0 \cdot 10^{-2} \text{ pcm/cm}^3 \text{ Al}$. Mit diesen Werten bestimmt sich die Reaktivität der kalten Quelle auf $R = 70$ zu

$$\Delta \rho \text{ (gerechnet)} = - 201 \text{ pcm,}$$

der Effekt der "Glocke" zu

$$\Delta \rho \text{ (gerechnet)} = - 51 \text{ pcm,}$$

und der Effekt der Versetzung der Quelle von $R = 70 \text{ cm}$ auf $R = 65,6 \text{ cm}$ zu

$$\Delta \rho \text{ (gerechnet)} = - 94 \text{ pcm.}$$

5.3.3.2 Heiße Quelle

Die Grundanordnung der Attrappe der heißen Quelle des Hochflußreaktors ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Der freie Raum im Quellbehälter aus Zirkaloy war mit Stickstoff gefüllt, der Raum zwischen Hüllrohr und Quellbehälter mit D_2O . Diese Anordnung bewirkt auf den Radius $R = 49,6 \text{ cm}$ eine Reaktivität von

$$\Delta \rho = - 1100 \text{ pcm.}$$

Wird nur das Hüllrohr eingebaut, so ergibt sich

$$\Delta \rho = - 550 \text{ pcm,}$$

und wird die Quelle ohne Hüllrohr eingebaut, ergibt sich

$$\Delta \rho = - 550 \text{ pcm,}$$

d.h. es ließ sich keine meßbare Abschirmung von Quelle und Hüllrohr feststellen.

Wird in der Quelle ohne Hüllrohr der Graphitblock und das Stickstoffvolumen durch D_2O ersetzt, ergibt sich ein Reaktivitätsgewinn von

$$\Delta \rho = + 480 \text{ pcm.}$$

Die Reaktivität von heißer und kalter Quelle zusammen wurden zu

$$\Delta \rho = - 1290 \text{ pcm}$$

gemessen.

5.3.3.3 Kanal Nr. 11

Der Kanal Nr. 11 simuliert die thermischen Neutronenleiter des Hochflußreaktors. Seine Reaktivität in der in Tabelle 5.3.1 angegebenen Stellung wurde zu

$$\Delta \rho = - 270 \text{ pcm}$$

gemessen.

5.3.3.4 Kanäle 1 und 7

Um den Einfluß einer Modifikation der Anordnung der Kanäle H9 und H13 im Hochflußreaktor erfassen zu können, wurde die Reaktivitätsänderung gemessen, die sich ergibt, wenn man den Kanal 1 an die Stelle von Kanal 7 setzt und 7 an die Stelle von 1. Diese Änderung ergab

$$\Delta\rho = -110 \text{ pcm.}$$

Außerdem wurde die gesamte Reaktivität des Kanals 1 gemessen. Für die Einbau-
stellung nach Tabelle 5.3.1 ergibt sich

$$\Delta\rho = 124 \text{ pcm,}$$

für den Einbau anstelle des Kanals 7 ist

$$\Delta\rho = 290 \text{ pcm.}$$

Hier ist seine Stellung charakterisiert durch den Radius des Tangentenkreises an die Kanalachse $r = 45 \text{ cm}$ und den Abstand der Kanalnase bis zur Mitte des Flansches $x = 67,5 \text{ cm}$.

5.3.3.5 Reaktivitätseffekt durch Annähern einiger Kanäle an das Core (Schema II)

Ausgehend vom Grundschema, werden die Strahlrohre Nr. 1, 2, 4, 8, 19, 22 und 24 so um ihre Haltestange gedreht, daß ihre Achsen Tangenten an den Radius $r = 37 \text{ cm}$ werden (siehe Tabelle 5.3.1). Diese Änderung bewirkt eine Reaktivität von

$$\Delta\rho = -215 \text{ pcm.}$$

5.3.4 Flüsse im Reflektor

5.3.4.1 Thermischer Neutronenfluß im Reflektor

Die Messung des thermischen Neutronenflusses im Reflektor mit Strahlrohren hatte zwei Ziele. Erstens möchte man den Fluß an jeder einzelnen Kanalnase kennen und zweitens interessiert die azimuthal gemittelte radiale Flußverteilung, die einen Vergleich mit den Flüssen der Diffusionsrechnung erlaubt, in der die Kanäle homogenisiert worden waren. Abbildung 5.3.6 zeigt die radiale und azimuthale Verteilung der Meßpunkte im Reflektor.

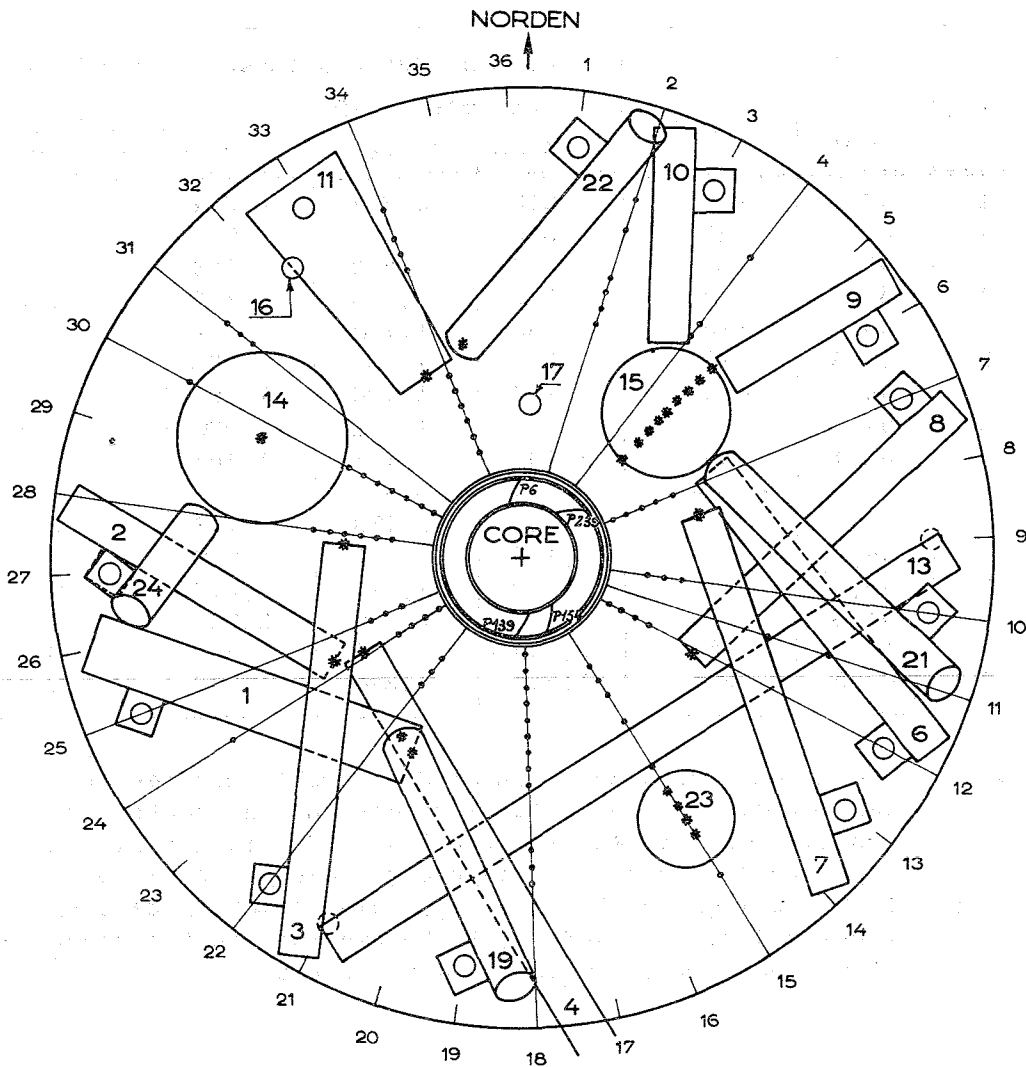


Abb.5.3.6 Radiale und azimutale Verteilung der Flußmeßpunkte im Reflektor und an den Kanalnasen

Die Flüsse an den Kanalnasen wurden wie oben mit Mangansonden gemessen und über das Rendement (siehe Kapitel 5.3.5) auf 1 Watt Reaktorleistung normiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3.3 zusammengestellt. Die Flußdepression wurde mit den Flüßen aus Kapitel 5.2.3 berechnet. Während der Messung war das Core mit $0,177 \text{ g B}^{10}/\text{ltr}$ vergiftet, der Regelstab stand auf $H = 47,1$. Die Präzision der Messung beträgt $\pm 4\%$.

Zusätzlich wurde der thermische Fluß in der Attrappe der kalten und heißen Quelle gemessen und an der Oberfläche des Bestrahlungsrohres Nr. 17. Die kalte Quelle war mit D_2O gefüllt, die Borvergiftung im Core betrug $0,255 \text{ g B}^{10}/\text{ltr}$, der Regelstab stand auf $H = 59,4 \text{ cm}$. Die Flußkurven sind in den Abbildungen 5.3.7, 5.3.8, 5.3.9 und 5.3.10 wiedergegeben, die Meßwerte sind in der Tabelle 5.3.4 zusammengestellt.

	Kanal			Fluß an der Kanalnase (n/cm ² s) · 10 ⁻⁷			Flußdepression $\frac{\varnothing_{\text{Kanalnase}}}{\varnothing_{\text{ungestört}}}$
	Nr.	R (cm)	h (cm)	+ 4 cm	Zentrum	- 4 cm	
Schema I	1	55,6	-25	1,010	0,984	0,962	0,781
	2	52	-25	1,098	1,047	1,029	0,753
	3	45	+25	1,637	1,672	1,724	0,874
	4	45	0	1,819	1,798	1,791	0,842
	7	45,3	+15	1,488	1,490	1,497	0,715
	8	47,3	-25	1,196	1,128	1,093	0,721
	11	49,8	-20	1,189	1,128	1,099	0,709
	19	54	+25	1,214	1,192	1,230	0,785
22	54,1	+25	1,161	1,151	1,166	0,758	
Schema II	1	49,1	-25	1,215	1,173	1,137	0,785
	2	49,0	-25	1,175	1,112	1,090	0,748
	3	43,2	+25	1,579	1,612	1,659	0,740
	4	41,3	0	2,112	2,089	2,083	0,896
	7	45,3	+15	1,549	1,559	1,572	0,748
	8	40,8	-25	1,402	1,324	1,282	0,745

Tabelle 5.3.3 Thermischer Neutronenfluß an den Strahlrohrnasen bei 1 Watt Reaktorleistung. Die Flüsse werden für das Zentrum der Kreisscheibe, die die Kanalnase bildet, für einen Punkt, der auf der Nase 4 cm über dem Zentrum und einen, der 4 cm darunter liegt, angegeben (R und h haben die gleiche Bedeutung wie in Tabelle 5.3.1). Schema I, II bezeichnet die Anordnung der Strahlrohre im Reflektor, siehe 5.3.3.5.

Zur Messung der "homogenen" Flußverteilung wurde eine große Anzahl von Sonden bestrahlt, die es erlaubten, die azimutale Flußverteilung für verschiedene Radien und Höhen zu bestimmen und graphisch zu mitteln.

In Abbildung 5.3.11 sind einige typische azimutale Flußverteilungen aufgetragen. Ausgehend von den Mittelwerten kann die mittlere radiale Flußverteilung bestimmt werden. Sie ist für H = 111 cm (Reaktormittelebene) in Abbildung 5.3.12 aufgetragen. Zum Vergleich ist die Flußverteilung der Diffusionsrechnung mit angegeben.

Heiße Quelle: Fluß auf der vertikalen Achse der Quelle (12 = 49,6 cm)

Z (cm)	109,5	115,5	121,5	129,5	135,5
$\phi \cdot 10^{-7}$ (n/cm ² s)	1,261	1,268	1,248	1,188	1,103

Radiale Flußverteilung in der Mittelebene des Graphitblocks

R (cm)	39,6	42,1	45,1	48,1	51,1	54,1	57,1	59,6
$\phi \cdot 10^{-7}$ (n/cm ² s)	1,599	1,533	1,418	1,300	1,189	1,081	0,981	0,929

Kalte Quelle: Flußverteilung auf der Achse der Quelle (R = 70 cm)

Z (cm)	127,8	132,8	137,8	142,8	147,8	152,8	157,8	162,8	167,8	172,8	177,8	182,8
$\phi \cdot 10^{-7}$ (n/cm ² s)	0,703	0,697	0,672	0,639	0,596	0,551	0,495	0,446	0,408	0,368	0,327	0,288

Kanal 17: Fluß auf der dem Core abgewandten Seite des Kanals (R = 40,0 cm)

Z (cm)	132,6	142,6	152,6	162,6	172,6	182,6	192,6	202,6	212,6
$\phi \cdot 10^{-7}$ (n/cm ² s)	1,927	1,700	1,432	1,160	0,900	0,667	0,467	0,296	0,152

Fluß auf der dem Core zugewandten Seite des Kanals (R = 35 cm)

Z (cm)	132,2	142,2	152,2	162,2	172,2	182,2	192,2	202,2	212,2
$\phi \cdot 10^{-7}$ (n/cm ² s)	1,974	1,731	1,453	1,189	0,930	0,687	0,480	0,306	0,157

Tabelle 5.3.4 Thermische Neutronenflußverteilung in der heißen und kalten Quelle und auf dem Kanal Nr. 17 bei 1 Watt Reaktorleistung

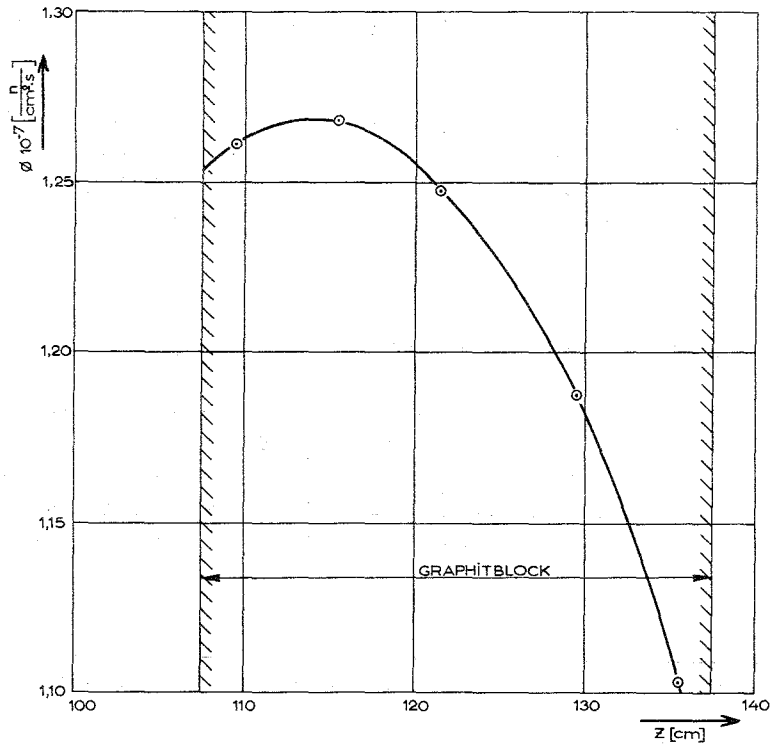


Abb.5.3.7 Vertikale Verteilung des Neutronenflusses auf der Achse des Graphitblocks der heißen Quelle. Reaktorleistung = 1 Watt.

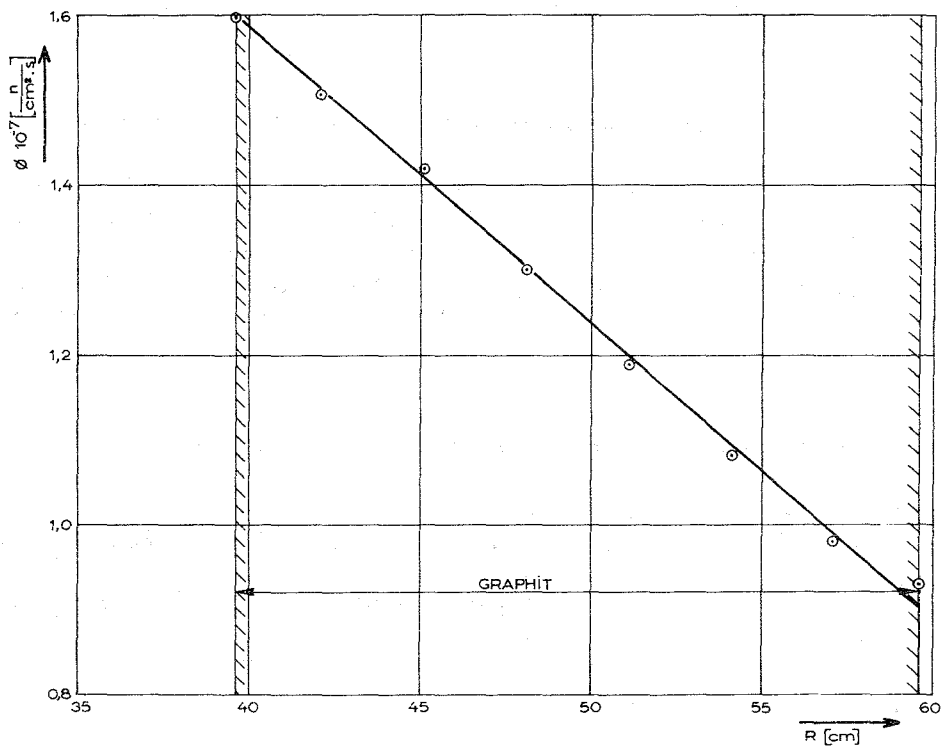


Abb.5.3.8 Radiale Neutronenflußverteilung in der Mittelebene des Graphitblocks der heißen Quelle. Reaktorleistung = 1 Watt.

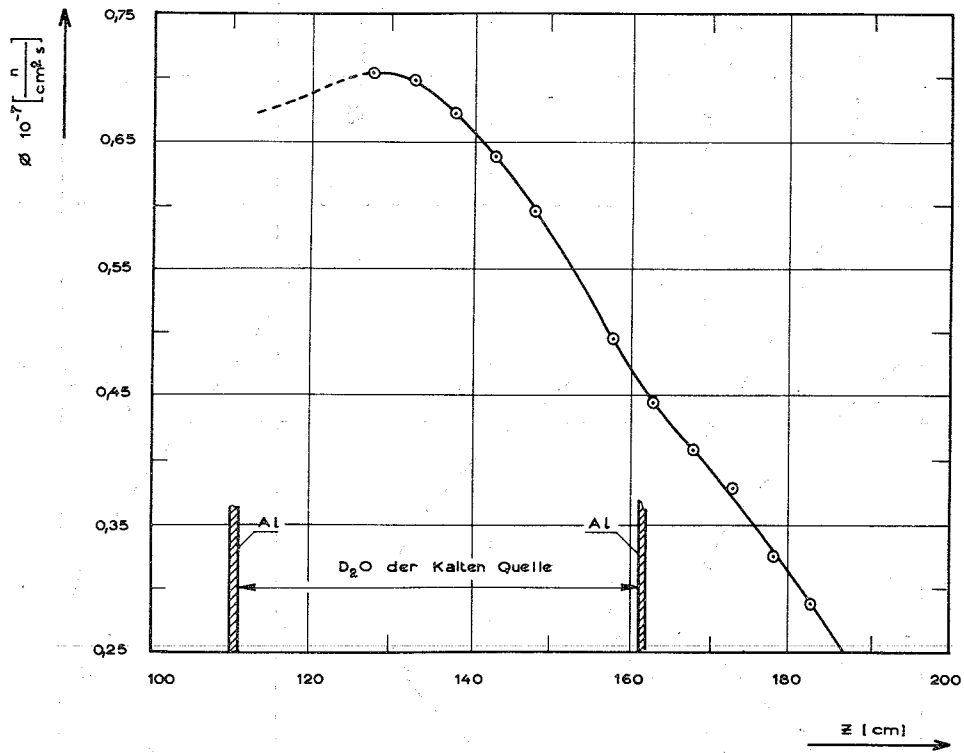


Abb.5.3.9 Vertikale Verteilung des Neutronenflusses auf der Achse der kalten Quelle. Reaktorleistung = 1 Watt.

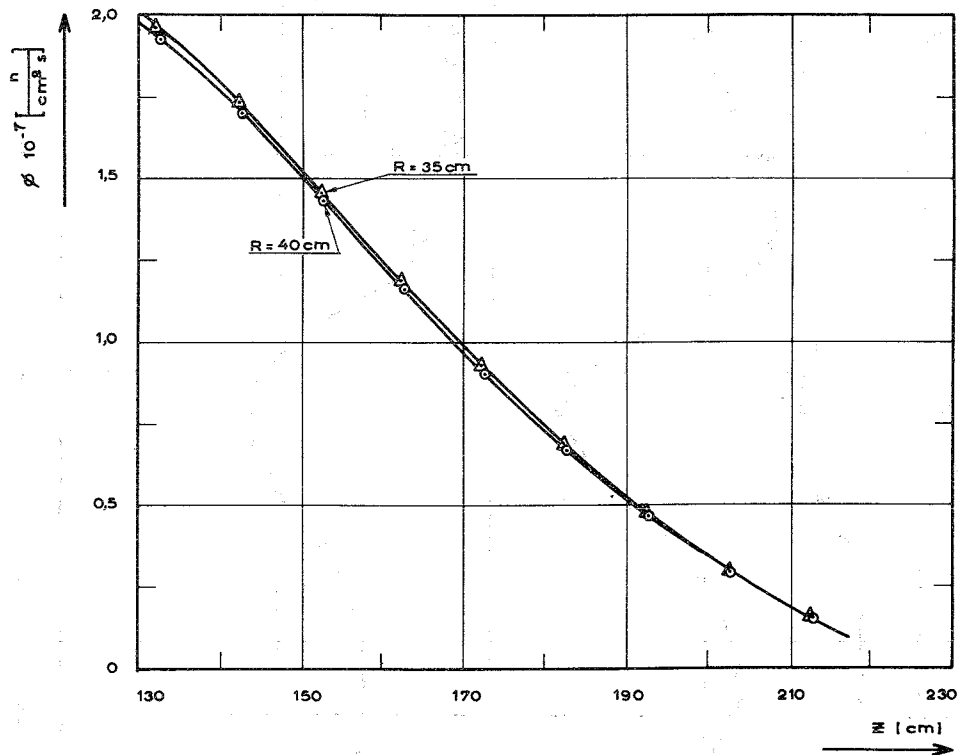


Abb.5.3.10 Vertikale Verteilung des Neutronenflusses auf der Oberfläche des Kanals Nr. 17. $R = 35$ cm auf der dem Core zugewandten Seite, $R = 40$ cm auf der dem Core abgewandten Seite. Reaktorleistung = 1 Watt.

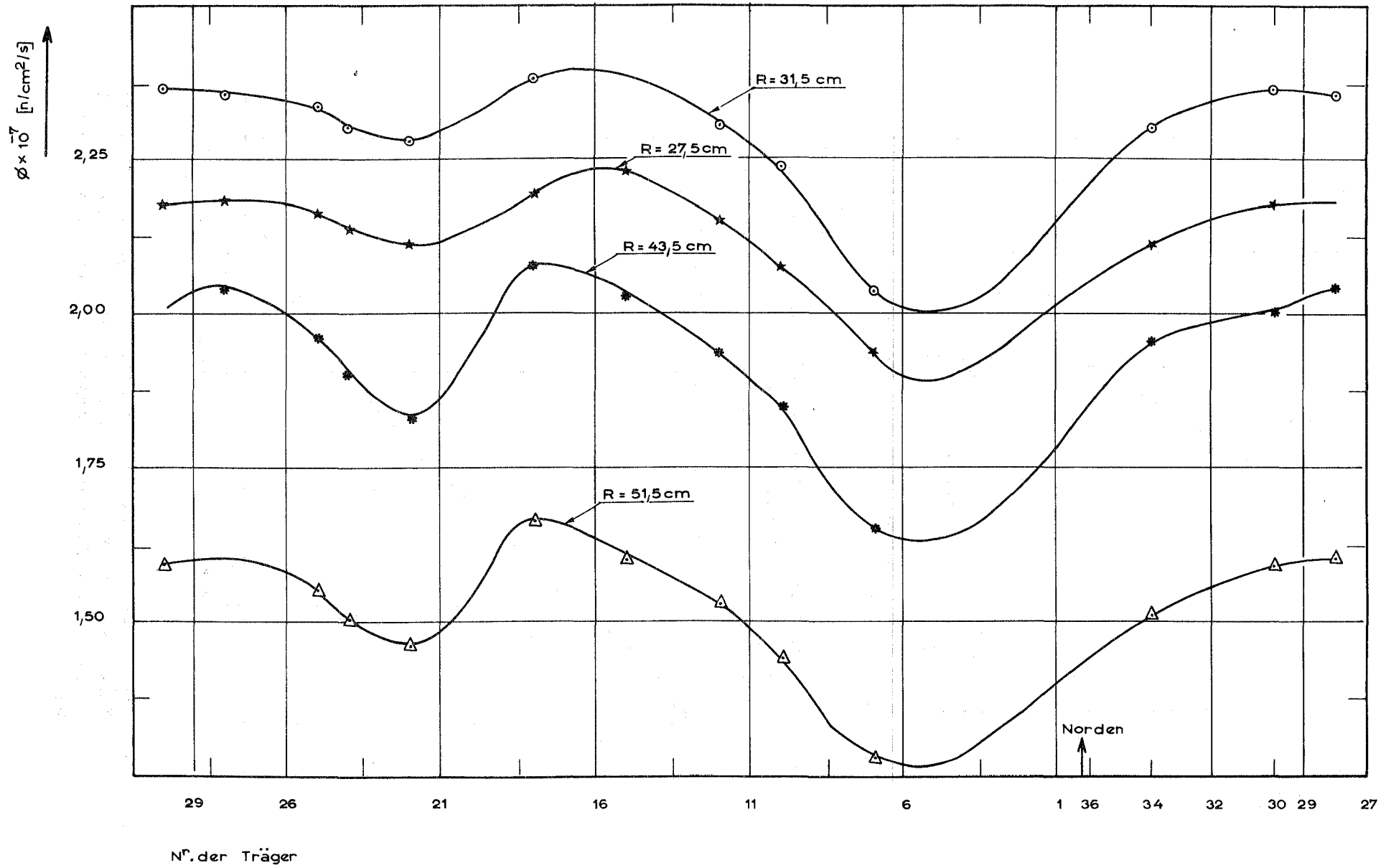


Abb.5.3.11 Azimutale Verteilung des thermischen Neutronenflusses bei 1 Watt Reaktorleistung im Reflektor mit Strahlrohrattrappen

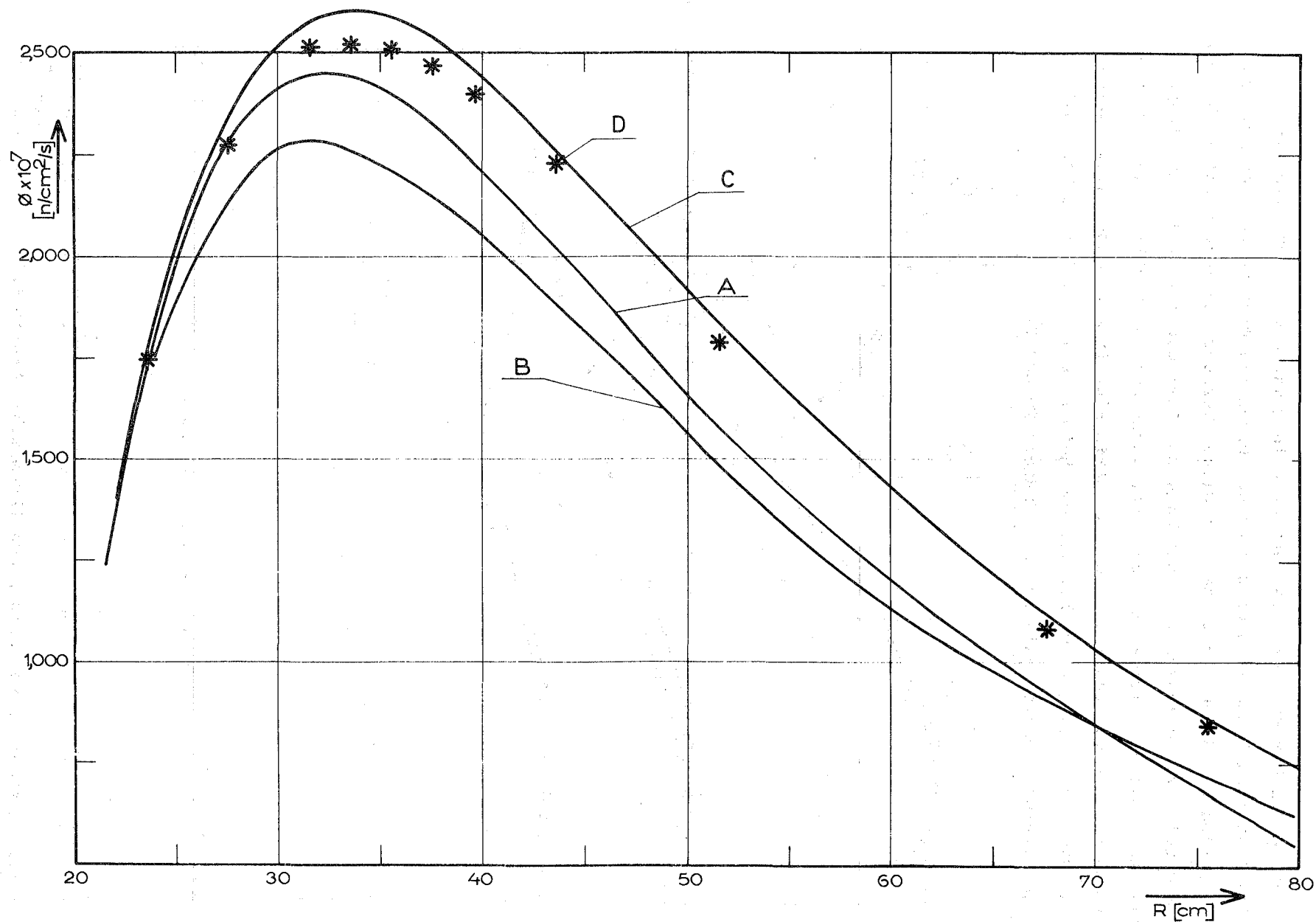


Abb.5.3.12 "Homogene" radiale Verteilung des thermischen Neutronenflusses in der Mittelebene des Reflektors.
 A = Rechnung, B = Messung. Zum Vergleich ist die Flußverteilung ohne Strahlrohre mit angegeben
 (C = Rechnung, D = Messung).

5.3.5 Die Leistungsverteilung im Core mit Festbor und Strahlrohrattrappen

Die Technik der Messung der Leistungsverteilung war die gleiche wie die, die bei den Zuständen 1 und 2 angewandt wurde. Durch die Flußstörung der Attrappen der Strahlrohre und Quellen treten bei dieser Messung ähnliche Schwierigkeiten auf, wie bei der Flußmessung. Um die Lage und Form der azimuthalen Leistungsstörung zu ermitteln, wurden auf der Oberfläche des Corebehälters in verschiedenen Höhen Mn-Sonden bestrahlt. Diese Kurven sind in Abbildung 5.3.13 aufgetragen. Ganz deutlich ist der Einfluß der heißen Quelle (15) zu sehen sowie der fünf Strahlrohrnasen zwischen den Trägern 20 und 27.

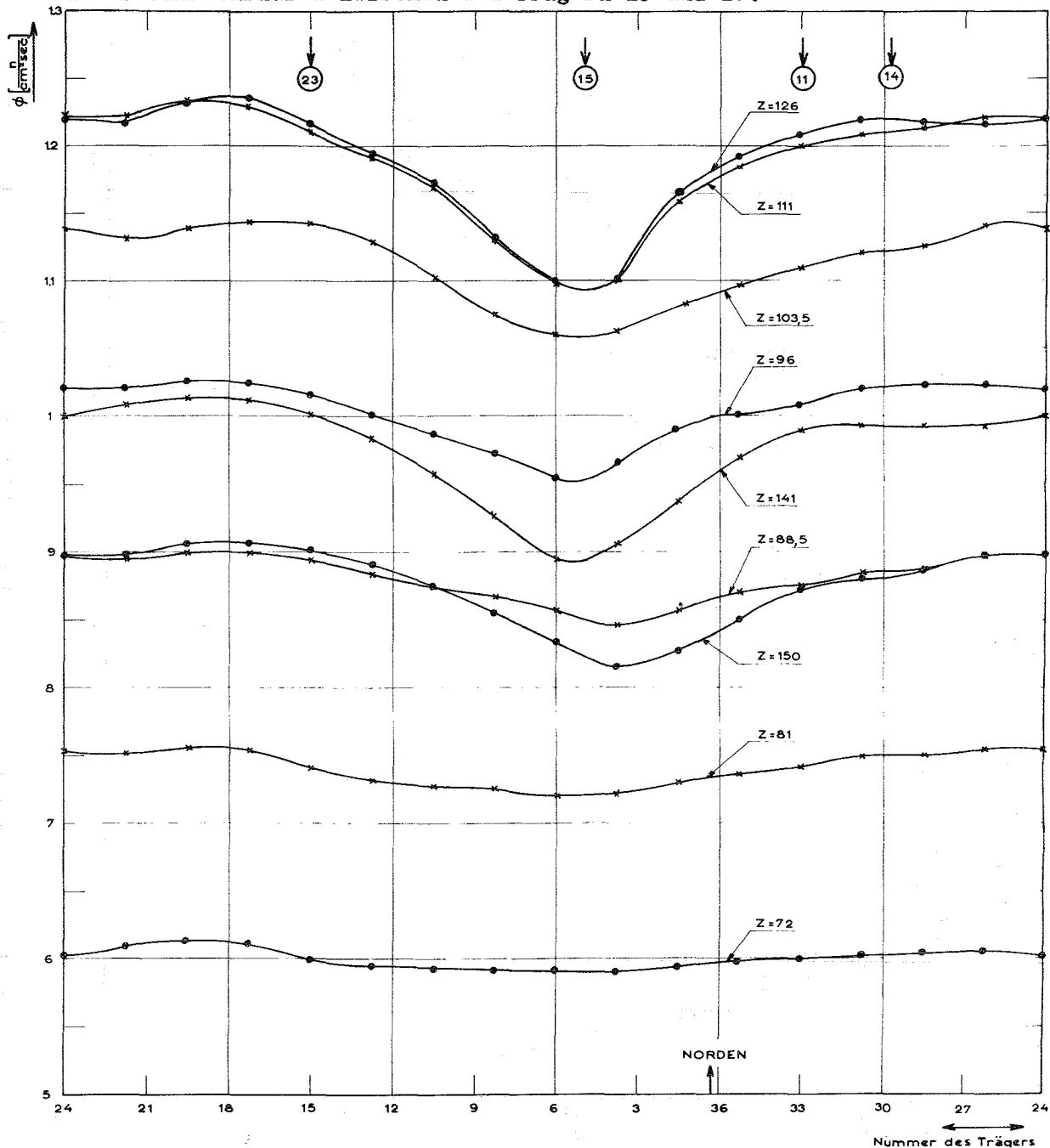


Abb.5.3.13 Azimutale Verteilung des thermischen Neutronenflusses an der Oberfläche des Corebehälters. Die Pfeile am oberen Rand geben die Stellung einiger Attrappen im Reflektor an (siehe Abbildung 5.3.1).

Ausgehend von diesen Werten konnte eine über die Corehöhe gemittelte azimutale Flußverteilung an der Oberfläche des Corebehälters gezeichnet werden (Abbildung 5.3.14). Weiter wurde angenommen, daß die mittlere azimutale Leistungsverteilung die gleiche Form hat wie die Flußverteilung an der Behälteroberfläche, nur mit weniger stark ausgeprägten Ausschlägen, d.h. daß die Stellen der maximalen, mittleren und minimalen Leistung bekannt sind. An diesen Stellen wurde nun die Leistungsverteilung im Core gemessen und zusätzlich noch an einer Stelle, wo die Flußverteilung im Reflektor auf $R = 30,5$ und $Z = 117$ ihr Maximum hat. Da die Leistungsverteilung praktisch die gleiche Form hat wie für den Zustand 2 (siehe Kapitel 5.2.5), wurde wegen der Langwierigkeit der Messung und der Aktivität des Bestrahlten Cores mit weniger Punkten gearbeitet als dort, außer für die Position 154, wo man das Leistungsmaximum vermutete. In Abbildung 5.3.14 ist die relative mittlere Aktivität der vier Meßplatten aufgetragen. Die gestrichelte Kurve gibt die wahrscheinliche axial und radial gemittelte azimutale Leistungsverteilung im Core wieder. In den Tabellen 5.3.6, 5.3.7, 5.3.8 und 5.3.9 sind die Meßwerte der Leistungsverteilung für die vier erwähnten Positionen zusammengestellt.

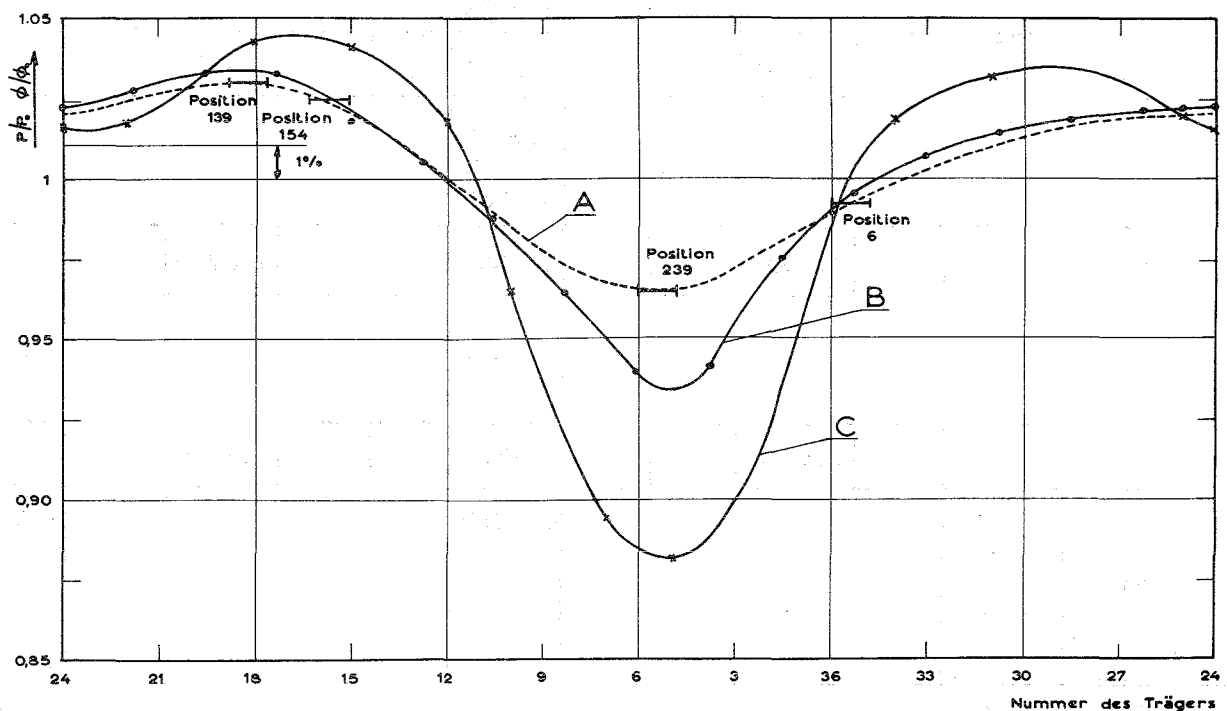


Abb.5.3.14 Azimutale Fluß- und Leistungsverteilung. A = axial und radial gemittelte Leistungsverteilung im Core, B = axial gemittelte Verteilung des thermischen Neutronenflusses an der Oberfläche des Corebehälters, C = azimutale Flußverteilung im Reflektor auf $R = 30,5$ und $Z = 117$ cm.

Radius R(cm) Platten- höhe H(cm)	14,35	14,65	14,95	15,25	15,9	16,75	17,6	18,25	18,55	18,85	19,39
79,75			1,0572						1,2353		
79,50											
79,06	1,1528										1,7021
78,55											
78,06											
77,15	1,1000					0,6721					1,6685
75,0			0,8775			0,6873			1,0851		
72,5											
70,0											
62,5			1,0878			0,8808			1,3538		
55,0						0,9431					
47,5						0,9491					
40,0			0,9144			0,8715			1,4189		
32,5						0,8059					
25,0						0,7257					
17,5			0,6508			0,6301			1,0744		
10,0											
7,5											
5,0			0,4540			0,4518			0,7796		
2,85	0,4920					0,4270					1,1787
1,94											
1,45											
0,94	0,6978										1,1654
0,50											
0,25			0,4529						0,8162		

Tabelle 5.3.6 Leistungsverteilung in der Brennstoffplatte Nr. 6, normalisiert auf eine Coreleistung von 1

Radius R(cm)	14,35	14,65	14,95	15,25	15,9	16,75	17,6	18,25	18,55	18,85	19,39
79,75						0,8087					
79,50											
79,06											
78,55											
78,06						0,7320					
77,15											
75,0						0,7338					
72,5											
70,0						0,8077					
62,5		1,2448			0,9393	0,9267	1,0358				
55,0						0,9914					
47,5						0,9967					
40,0	1,0723	1,0076		0,8976	0,8619	0,9080	1,0558	1,2877			2,2595
32,5	0,9741					0,8400					
25,0	0,8721					0,7610					1,9139
17,5	0,7422	0,6923		0,6282		0,6540		0,9698			1,6900
10,0						0,5400					
7,5	0,5524										
5,0		0,4730			0,4239	0,4641	0,5563				
2,85											
1,94						0,4396					
1,45	0,4659										
0,94											
0,50											1,1625
0,25	0,5024	0,4698		0,4483	0,4514	0,5025	0,5966	0,7480			

Tabelle 5.3.7 Leistungsverteilung in der Brennstoffplatte Nr. 139, normalisiert auf eine Coreleistung von 1

Radius R(cm) Platten- höhe H(cm)	14,35	14,65	14,95	15,25	15,9	16,75	17,6	18,25	18,55	18,85	19,39
79,75	1,2958	1,1868		1,0238	0,9489	0,9162	0,9962	1,1537		1,4096	1,8193
79,50											1,8102
79,06											
78,55	1,1691					0,7377					1,7754
78,06	1,1352					0,7250					1,7727
77,15											
75,0	1,1366	1,0165		0,8289	0,7437	0,7300	0,8259	1,0039		1,2778	1,8008
72,5	1,2006					0,7688					1,8309
70,0	1,2275					0,8033					1,9222
62,5	1,3922	1,2400		1,0273	0,9341	0,9191	1,0267	1,2300		1,5757	2,1547
55,0	1,4596					0,9796					2,3081
47,5	1,4230					0,9876					2,3404
40,0	1,0893	1,0012		0,8991	0,8616	0,9031	1,0532	1,2918		1,6688	2,2791
32,5	0,9908					0,8351					2,1373
25,0	0,8886					0,7506					1,9394
17,5	0,7630	0,6978		0,6373	0,6094	0,6473	0,7744	0,9386		1,2503	1,7000
10,0	0,6163					0,5241					1,4217
7,5	0,5512					0,4965					1,3456
5,0	0,5232	0,4673		0,4359	0,4264	0,4553	0,5579	0,6827		0,9152	1,2630
2,85											
1,94	0,4880					0,4251					1,1978
1,45	0,4658					0,4437					1,1969
0,94											
0,50											1,2100
0,25	0,5193	0,4743		0,4501	0,4458	0,4829	0,6064	0,7245		0,9438	1,214

Tabelle 5.3.8 Leistungsverteilung in der Brennstoffplatte Nr. 154, normalisiert auf eine Coreleistung von 1

Radius R(cm)	14,35	14,65	14,95	15,25	15,9	16,75	17,6	18,25	18,55	18,85	19,39
Platten- höhe H(cm)											
79,75		1,1200			0,8853		0,9302			1,3021	
79,50											1,6263
79,06											
78,55	1,0996					0,6998					1,6215
78,06											1,5885
77,15											
75,0	1,1148	0,9569			0,7092	0,6887	0,7726			1,1871	1,6292
72,5	1,1451					0,7196					1,6891
70,0											1,7431
62,5	1,3400	1,1729			0,8900	0,8745	0,9693			1,4536	1,9552
55,0						0,9342					2,0730
47,5	1,3081					0,9402					2,1224
40,0	1,0048	0,9275			0,8183	0,8574	0,9982			1,5538	2,0975
32,5	0,9230					0,7952					1,9899
25,0	0,8221					0,7257					1,8363
17,5	0,7107	0,6594			0,5910	0,6327	0,7555			1,2041	1,6392
10,0						0,5207					1,3877
7,5	0,5287										1,3041
5,0	0,4890	0,4562			0,4138	0,4527	0,5437			0,8805	1,2160
2,85											
1,94						0,4239					1,1415
1,45	0,4570										1,1345
0,94											
0,50											1,1492
0,25	0,4881	0,4662			0,4414	0,4869	0,5843			0,9033	

Tabelle 5.3.9 Leistungsverteilung in der Brennstoffplatte Nr. 234, normalisiert auf eine Coreleistung von 1

Die axial gemittelte radiale Leistungsverteilung für die Platte im Leistungsmaximum (Nr. 139) ist in Abbildung 5.3.15 dargestellt im Vergleich mit der Leistungsverteilung, die für den Zustand 2 gemessen wurde. Man sieht, daß die Abweichungen am inneren Plattenrand am größten sind, so daß sich die azimutale Flußstörung auf die relative Leistung im "heißen Stromfaden" nur wenig auswirkt. Sie ergibt sich zu

$$F_{\text{rad}} = 1,820$$

und liegt damit um 2% über der Leistung im "heißen Stromfaden" ohne Strahlrohre (Zustand 2). Die Borkonzentration im Core betrug während der Messung $0,177 \text{ g B}^{10}/\text{ltr}$, der Regelstab stand auf $H = 47,1 \text{ cm}$.

5.3.6 Das "Rendement" des Reaktors mit Festbor und Strahlrohratrappen

Das "Rendement" wurde nach den oben beschriebenen Methoden gemessen. Als Flußreferenz dienten 7 Meßpunkte auf dem Träger Nr. 2 auf den Radien 71,5 und 83,5 cm. Für die azimutal gemittelte Flußverteilung (Abbildung 5.3.12) ergibt sich das "Rendement" zu

$$r_{\text{gemessen}} = 2,3 \cdot 10^7 \text{ n} / \text{cm}^2_{\text{sw}} .$$

Der Fehler, mit dem dieser Wert behaftet ist, beträgt + 3%, die sich zusammensetzen aus 1,5 % für die Bestimmung der mittleren Coreleistung, 1% für die azimutale Flußintegration und 0,5 % für die Bestimmung des Verhältnisses $A_{U,R}/A_{Mn,R}$ aus Formel (4.11). Das mit homogenisierten Strahlrohren berechnete "Rendement" beträgt

$$r_{\text{berechnet}} = 2,45 \cdot 10^7 \text{ n} / \text{cm}^2_{\text{sw}} ,$$

liegt also 6,5 % höher als der Meßwert. Dieser Fehler läßt sich leicht aus der Unterschätzung des "Streaming"-Effekts erklären (siehe oben).

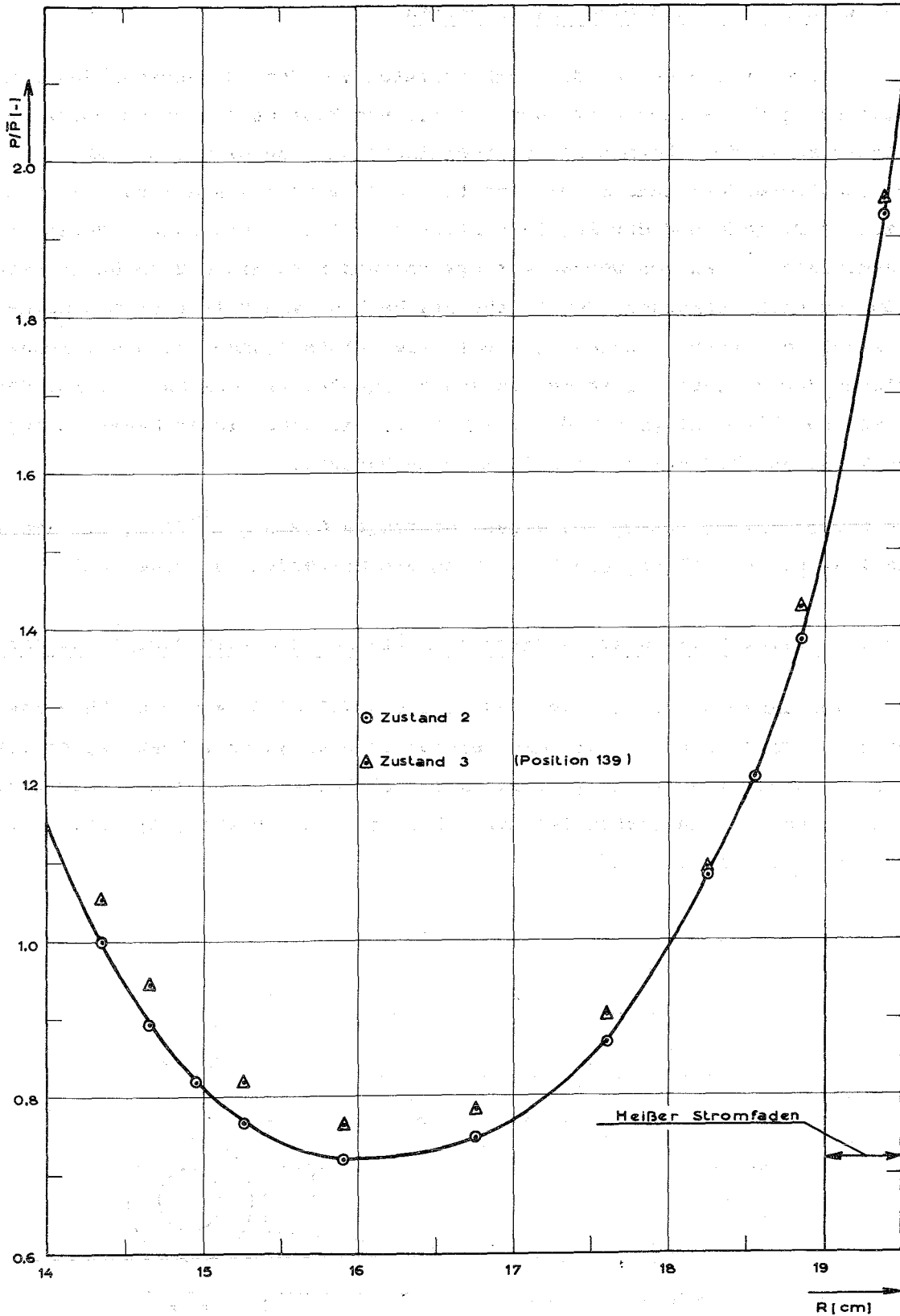


Abb.5.3.15 Axial gemittelte radiale Leistungsverteilung für die Plattenposition 139 im Reaktor mit Festbor und Strahlrohrtrappen sowie im Reaktor mit Festbor und ohne Strahlrohrtrappen

5.4 Messungen an einzelnen Strahlrohren

In dieser Meßreihe werden die Reaktivitäten von Kanälen verschiedener Form gemessen, jeweils eine Karte des thermischen Flusses in der Umgebung der Kanalnase sowie der thermische, epithermische und schnelle Fluß auf der Achse des (austretenden) Kanals. Die Reaktivitäten werden aus dem Vergleich der stabilen Periode und der Regelstabstellung mit und ohne Kanal bestimmt; die thermischen Flußkarten werden mit Dysprosiumsonden mit 0,2 cm Durchmesser und 0,005 cm Dicke gemessen, der epithermische bzw. schnelle Fluß mit Gold- (unter Cadmium) und Phosphorsonden. Wie bei allen Flußmessungen sind die Sonden auf Mylarbänder geklebt; diese werden von geeigneten mit dem Kanal verbundenen Rahmen aus Al-Draht ($\varnothing = 0,6$ cm) gehalten. Die Lage dieser Rahmen bezüglich der Kanalnase ist auf ca. $\pm 0,2$ cm genau bekannt.

Die Borvergiftung betrug bei diesen Messungen $0,249 \text{ g B}^{10}/\text{ltr}$, die Regelstabstellung ca. $H = 47$ cm, das Festbor an den Coreenden ist eingebaut.

5.4.1 Vergleich eines zylindrischen, konischen und rechteckigen Strahlrohres

Die Abmessungen dieser Kanäle sind in Abb.5.4.1 wiedergegeben. Ihre Wandstärke beträgt 0,2 cm. Sie sind wie die meisten anderen Strahlrohrtrappen mit einem Flansch an einer Haltestange (vgl. Abb.2.8) befestigt. Die Lage der Kanalnase in Richtung der Kanalachse ist auf $\pm 0,1$ cm genau bekannt, die Lage der Kanalachse selbst auf ca. $\pm 2^\circ$.

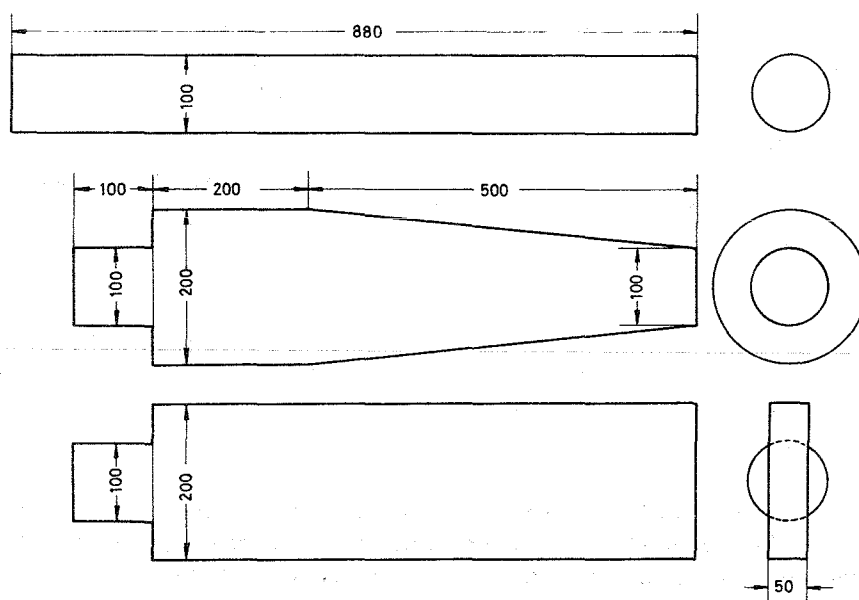


Abb.5.4.1 Abmessungen des rechteckigen, konischen und zylindrischen Strahlrohres

Die Lage des Kanals ist folgendermaßen charakterisiert:

Die Kanalachse liegt in der Mittelebene des Cores bei $Z = 110$ cm, der Abstand Kanalnase - Coreachse beträgt 46,1 cm, die Kanalachse liegt tangential zu einem Kreis mit dem Radius $R = 45$ cm um die Coreachse.

5.4.1.1 Reaktivität der Strahlrohre

Der Referenzzustand, mit dem die Reaktivität mit Kanal verglichen wird, enthält jeweils Flansch und Haltestange. Der zylindrische Kanal konnte mit D_2O geflutet werden; seine Reaktivität wurde sowohl für den leeren als auch für den gefluteten Zustand gemessen.

In Tabelle 5.4.1 sind die gemessenen Reaktivitäten wiedergegeben. Die angegebenen Fehler beziehen sich nur auf die Reaktivitätsmessung; der Fehler, der durch die ungenaue Kenntnis der Positionierung entsteht, beträgt schätzungsweise ebenfalls ± 5 pcm.

Kanal	Reaktivität (pcm)
zylindrisch, leer	- 133 \pm 5
zylindrisch, voll	- 36 \pm 4
konisch	- 290 \pm 5
rechteckig	- 197 \pm 5

Tab.5.4.1 Reaktivität der Kanäle verschiedener Formen

Für das zylindrische Strahlrohr ist demnach das Verhältnis V von Aluminium- zu-Voidreaktivität

$$V = \frac{36 \pm 10}{97 \pm 10} = 0,38 \begin{matrix} + 0,15 \\ - 0,09 \end{matrix}$$

5.4.1.2 Thermischer Fluß in der Umgebung der Strahlrohrnasen

Die Dy-Sonden sitzen auf drei senkrecht zueinander stehenden Achsen x , y , z , die sich auf der Kanalnase, d.h. im Zentrum der den Kanal abschließenden Kreisfläche schneiden. Die drei Achsen sind so orientiert, daß die x -Achse die Verlängerung der Strahlrohrachse darstellt, die z -Achse in Richtung der Coreachse und die y -Achse in der Coremittelebene liegt. Die Meßwerte auf den

drei Achsen sind in den Abbildungen 5.4.2, 5.4.3 und 5.4.4 aufgetragen. Der Vergleich mit dem jeweils miteingezeichneten ungestörten thermischen Fluß zeigt, daß die lokale Störung durch das Strahlrohr im Abstand von etwa 15 cm vom Zentrum der Kanalnase verschwindet. Weiterhin ist festzustellen, daß die Störung auf der coreabgewandten Seite des Strahlrohres kleiner ist als auf der corezugewandten Seite, siehe Abbildung 5.4.2. Dieses Phänomen ist durch den quer zur Strahlrohrachse wirksamen Strahlrohreffekt erklärbar und führt anscheinend sogar zu einer Erhöhung des Flusses in der Nähe der coreabgewandten Seite des Kanals. Außer der lokalen Störung erzeugt das Strahlrohr eine globale Änderung der Neutronenflußverteilung, eine Änderung des Grundmodes. Dies ist besonders deutlich in den Abbildungen 5.4.3 und 5.4.4 zu erkennen. Es mag aus dieser Erscheinung ersichtlich sein, daß die Leistungsnormierung der verschiedenen Messungen mit verschiedenen Kanälen schwierig war, die mit einer Flußmessung auf einer unter 120° zur Kanalnase liegenden Position im Reflektor bei $R = 85$ cm

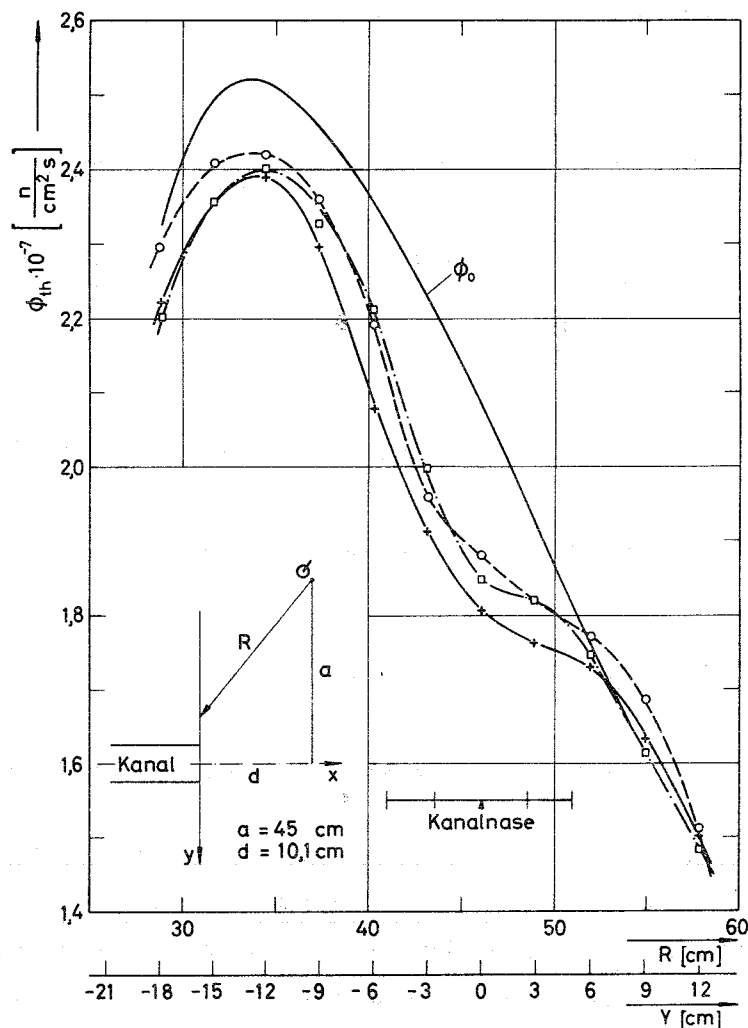


Abb.5.4.2 Thermischer Fluß in der Umgebung der Strahlrohrnase eines zylindrischen \circ -, konischen $+$ -, rechteckigen \square -Kanals. Die y-Achse liegt senkrecht zur Kanalachse in der Coremittelebene, die Kanalachse auf dem Radius $R_0 = 46,12$ cm. ϕ_0 bezeichnet den Coremittelpunkt. Die Reaktorleistung beträgt 1 Watt.

vorgenommen wurde. Der thermische Fluß an dieser Referenzposition lag um etwa 3% höher als im ungestörten Fall. Dies konnte jedoch erst aus weiteren Messungen mit dem austretenden Strahlrohr geschlossen werden, wo die hier beschriebenen Flußmessungen für verschiedene Positionen (s.u.) durchgeführt wurden.

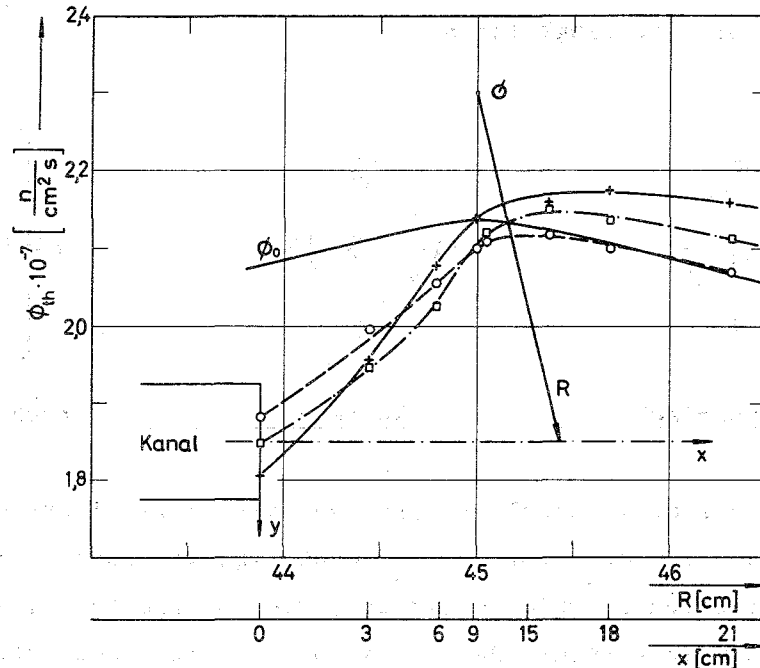


Abb.5.4.3 Thermischer Fluß in der Umgebung der Strahlrohrnase eines zylindrischen \circ , konischen $+$, rechteckigen \square Kanals. Die x -Achse liegt in der Coremittelebene und ist Tangente an einem Kreis um den Coremittelpunkt ϕ mit dem Radius $R = 45$ cm. Die Kanalnase liegt auf dem Radius $R_0 = 46,12$ cm. Die Reaktorleistung beträgt 1 Watt.

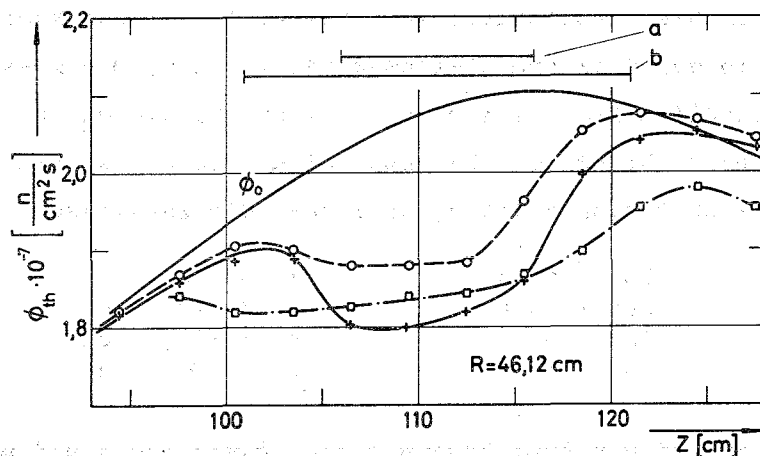
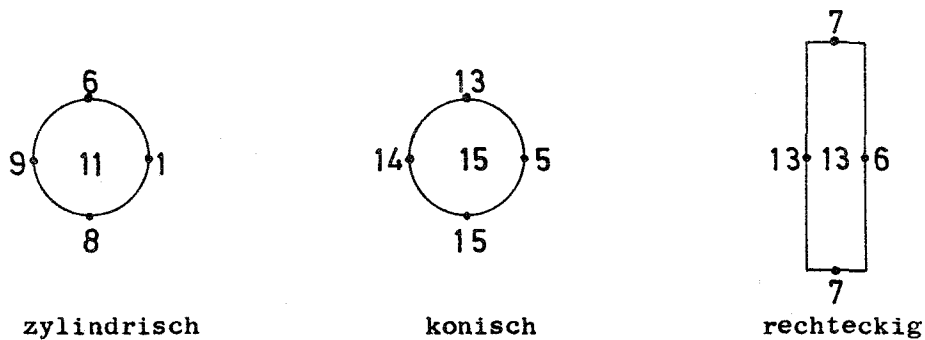


Abb.5.4.4 Thermischer Fluß in der Umgebung der Strahlrohrnase eines zylindrischen \circ , konischen $+$, rechteckigen \square Kanals. Die z -Achse verläuft in Richtung der Coreachse und schneidet die Kanalnase bei $R_0 = 46,12$ cm. Die Reaktorleistung beträgt 1 Watt.

Der Unterschied der lokalen Flußdepression der drei verwendeten Strahlrohre ist nicht beträchtlich und liegt nahezu innerhalb der durch die Leistungsnormierung und Positionierung gegebenen Fehlergrenzen. Im folgenden Schaubild sind die gemessenen Flußdepressionen im Prozent angegeben, wie sie sich in Draufsicht auf die Strahlrohrnase ergibt; als Fehler dürften jeweils $\pm 3\%$ gelten. Die Reaktorachse liegt links.



Ein Vergleich der drei Strahlrohrtypen auf der Basis dieser Messungen ist - auch abgesehen von den Meßfehlern, schwierig. Die lokale Flußdepression ist von der globalen Störung überlagert, die ihrerseits bei jedem Strahlrohr verschieden zu sein scheint. Bei Anwesenheit zusätzlicher Strahlrohre wäre die globale Störung zweifellos verschieden von der hier gemessenen.

5.4.2 Thermischer, epithermischer und schneller Fluß auf der Achse des austretenden Strahlrohres

Die Achse des Strahlrohres, die der oben definierten x-Achse entspricht, befindet sich auch hier tangentiell zu einem Kreis mit dem Radius $R = 45$ cm um die Coreachse in der Reaktormittelebene bei $Z = 110$. Die Messungen des thermischen und schnellen Flusses wurden für vier Positionen des Kanals durchgeführt. Liegt der Nullpunkt der x-Achse bei $R = 45$ cm, wo x-Achse und Radius einen rechten Winkel einschließen, so liegen die Kanalnasen bei

Position a	$x = 0$	cm
Position b	$x = -10,1$	cm
Position c	$x = -18,5$	cm
Position d	$x = -30$	cm.

Die Meßwerte sind in den Abbildungen 5.4.5, 5.4.6 und 5.4.7 aufgetragen. Der thermische Fluß (Abbildung 5.4.5) wurde außer auf der x-Achse auch auf der oben definierten y- und z-Achse gemessen. Dies ermöglicht auch hier die Angabe der Flußdepression auf der Kanalnase auf dem dem Core zu- und abgewandten sowie auf dem unteren und oberen Rand wie folgt (die Coreachse liegt links):

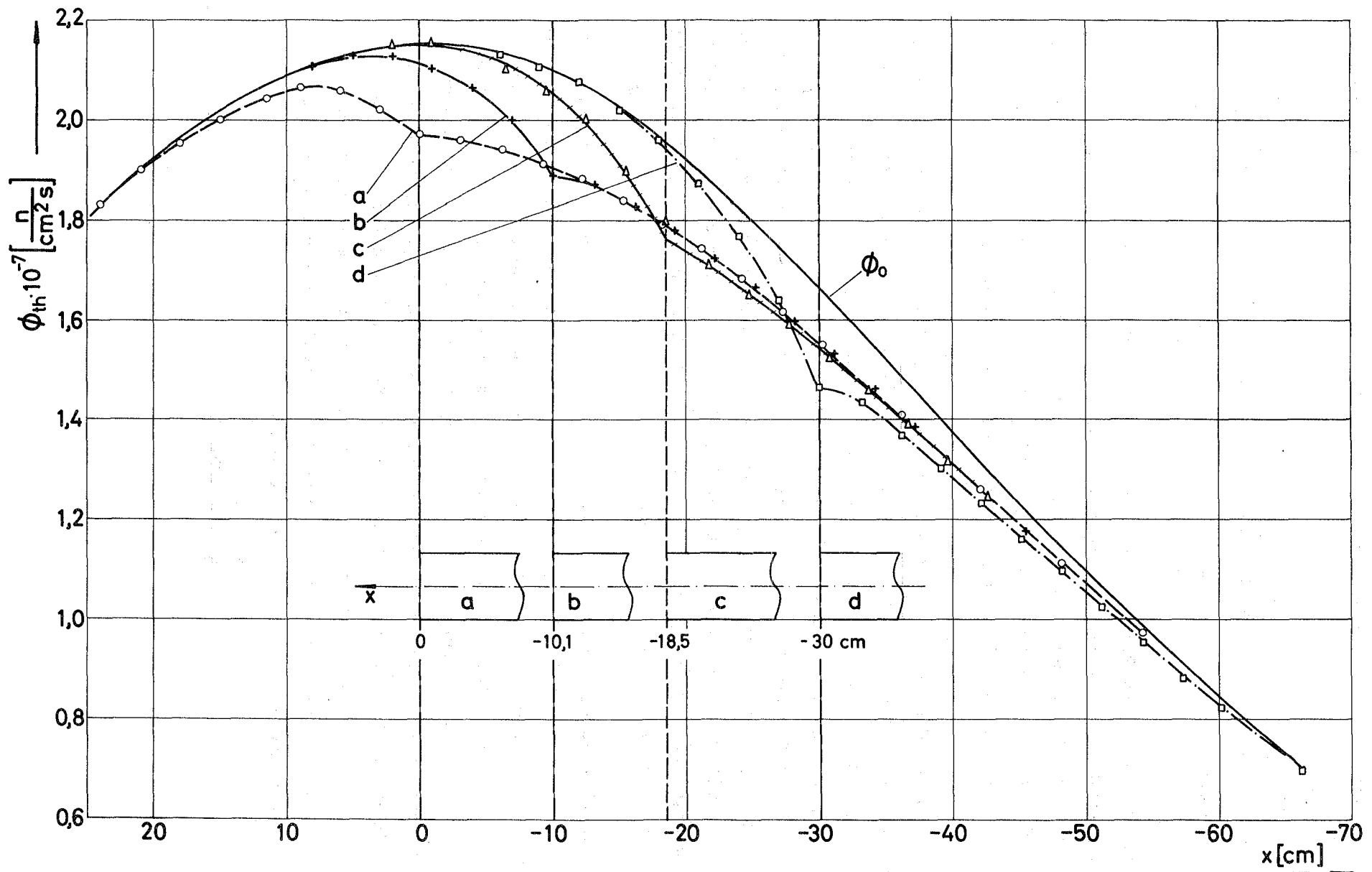
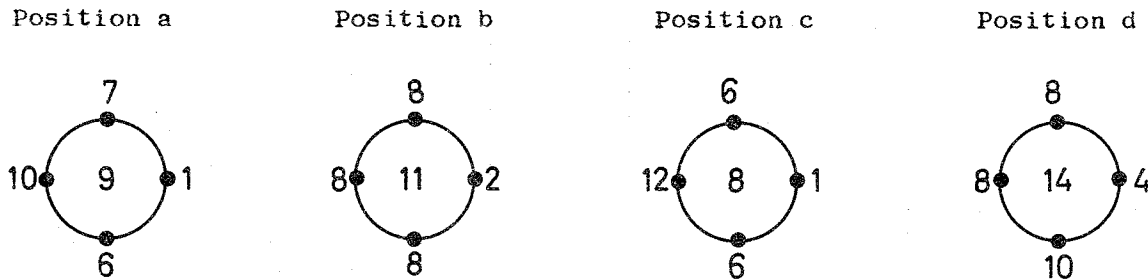


Abb.5.4.5 Thermischer Fluß auf der Achse des austretenden Strahlrohres (x-Achse). Die x-Achse liegt in der Coremittelebene und ist Tangente eines Kreises mit dem Radius $R_0 = 45$ cm um den Coremittelpunkt. Die Reaktorleistung beträgt 1 Watt.



Die Angaben gelten in Prozent und sind mit einem Fehler von ca. ± 2 behaftet (etwas genauer als bei den Messungen in 5.4.1, weil im Gegensatz zu dort die Halter für die Sonden außerhalb des Kanals nicht an diesem selbst, sondern an den Streben oberhalb des Reflektors befestigt und somit genauer positioniert waren). Bei Position c dürften die Fehler etwas größer sein.

Bei der Messung des epithermischen (Abbildung 5.4.6) und besonders des schnellen Flusses (Abbildung 5.4.7) wirken sich Positionierungsfehler viel stärker aus. Wir schätzen, daß dort die Fehler in einzelnen Punkten bis etwa 30% betragen können. Aus Zeitgründen konnte die Messungen leider nicht wiederholt werden, so daß eine genauere Fehlerangabe schwierig ist. Dies gilt umso mehr, als bei der Normierung der Einzelmessungen aufeinander größere Unstimmigkeiten auftraten. Die Messungen wurden daraufhin, wie in Abbildung 5.4.7 dargestellt, so normiert, daß der am weitesten außerhalb des Strahlrohres liegende Meßpunkt auf den ungestörten Fluß bezogen wurde.

Mit einem Flüssigkeitsszintillator wurde ein Strahl kollimierter schneller Neutronen am Ausgang des Strahlrohres gemessen. Die ringförmigen Kollimatoren aus Holz waren so angeordnet, daß der Szintillator eine ca. 50 cm^2 große Fläche der Strahlrohrnase sah. Der Nachweis von γ -Strahlung wurde durch Impulsformdiskrimination unterdrückt. Diese Messung eignete sich nicht zur absoluten Bestimmung des austretenden Neutronenstroms. Es konnte aber gezeigt werden, daß der Strom am Ausgang des Kanals innerhalb der Fehlergrenzen für Position a und Position b (siehe Abbildung 5.4.7) den gleichen Wert besitzt. Dieses Ergebnis ist in Einklang mit den Messungen des schnellen Flusses ϕ_s an der Kanalnase, wenn man den Strom nach der Beziehung

$$J = \frac{\phi_s}{4} - \frac{D}{2} \text{ grad } \phi_s$$

bestimmt.

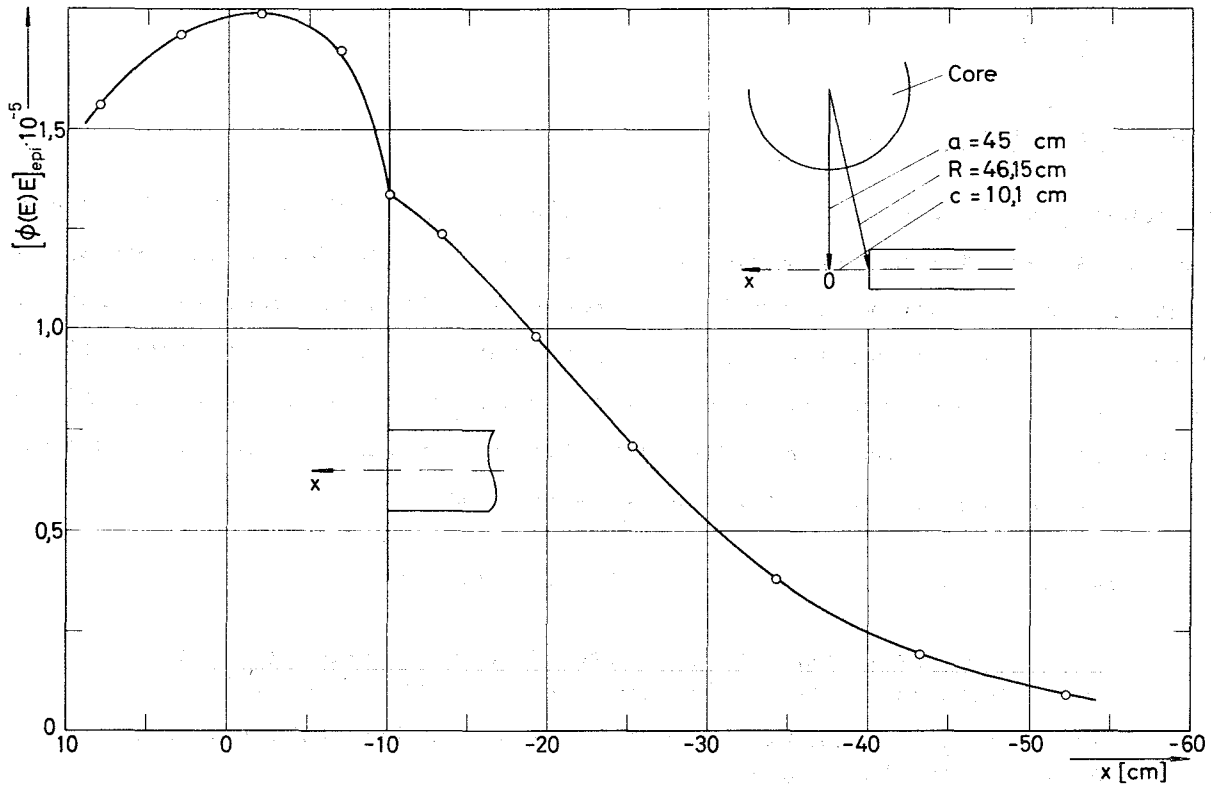


Abb.5.4.6 Epithermischer Fluß auf der Achse des austretenden Strahlrohres (x -Achse). Die x -Achse liegt in der Coremittelebene und ist Tangente eines Kreises mit dem Radius $R_0 = 45$ cm um den Coremittelpunkt ϕ . Die Lage des Strahlrohres entspricht der Position b in Abbildung 5.4.4. Die Flußwerte sind auf die Lethargieeinheit bezogen und gelten für die Reaktorleistung 1 Watt. Für den ungestörten Fluß vgl. Abbildung 5.1.13.

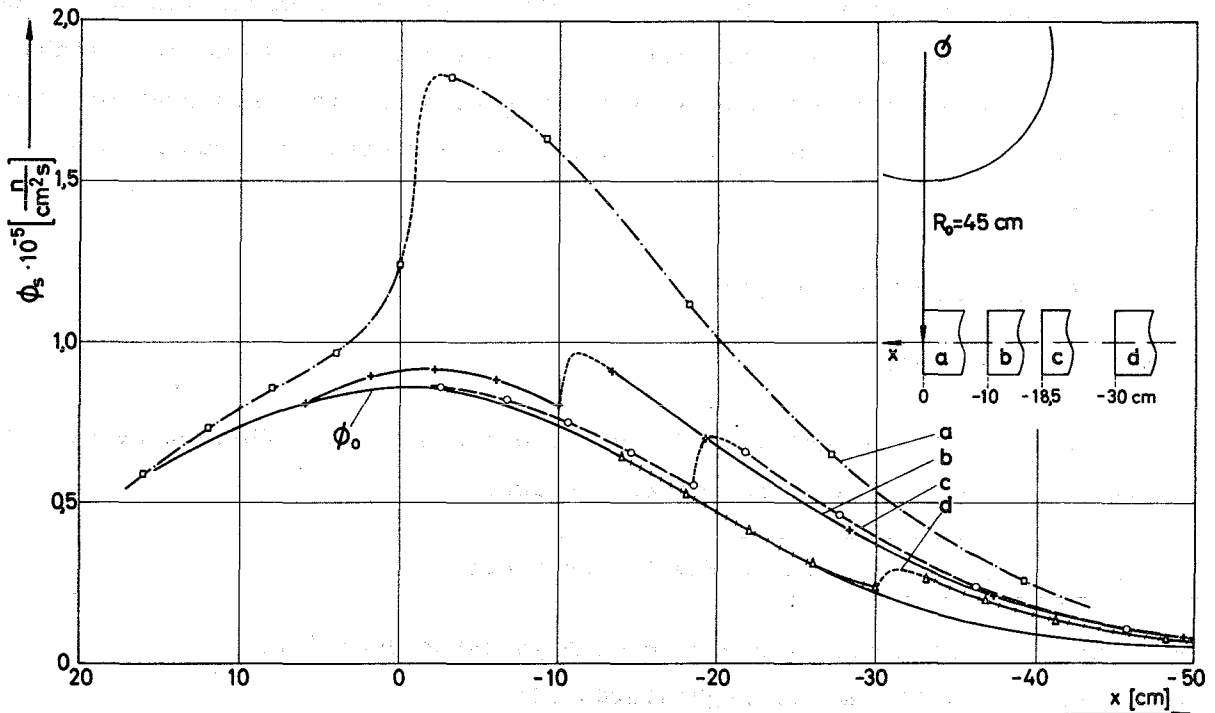


Abb.5.4.7 Schneller Fluß auf der Achse des austretenden Strahlrohres (x -Achse). Die x -Achse liegt in der Coremittelebene und ist Tangente eines Kreises mit dem Radius $R_0 = 45$ cm um den Coremittelpunkt ϕ . Die Schwellenenergie beträgt 3 MeV (Phosphor). Die Reaktorleistung ist 1 Watt.

5.5 Sicherheitsstäbe

5.5.1 Problemstellung

In FOEHN konnten bis zu 6 absorbierende Stäbe eingebracht werden, die die Sicherheitsstäbe des Hochflußreaktors simulieren sollten (siehe Kapitel 2). Zu einem Datum, als die Konstruktion von FOEHN bereits weitgehend festgelegt war, wurden die Abschaltorgane des HFR stark geändert (siehe 6.1.5), ohne daß dies im Aufbau von FOEHN noch berücksichtigt werden konnte. Man mußte also mit 6 senkrechten Stäben von 9 cm \emptyset die Charakteristiken von 5 Stäben mit 10 cm \emptyset , die leicht gegen die Vertikale geneigt sind, bestimmen.

Im einzelnen werden folgende Informationen benötigt:

- Abschaltwirkung von 3 benachbarten Stäben (ungünstigster Fall eines Schnellschlusses, bei dem 2 Stäbe nicht abfallen),
- Reaktivität als Funktion der Eintauchtiefe der Stäbe auf dem Anfang ihres Fallweges,
- Gesamt-Abschaltreaktivität der Stäbe,
- Reaktivität eines einzelnen Stabes,
- Reaktivität der Stäbe in ausgefahrener Stellung,
- Neutronenfluß auf der Staboberfläche in ausgefahrener Stellung.

Es konnte gezeigt werden, daß die in Kapitel 3.5 beschriebene Rechenmethode des äquivalenten Absorbers es erlaubt, einen Reaktor mit Sicherheitsstäben mit praktisch der gleichen Genauigkeit zu berechnen wie einen Reaktor ohne Stäbe. Abbildung 5.5.1 zeigt die Stellung der Sicherheitsstabattrappen im Reflektor.

5.5.2 Durchführung der Messungen

5.5.2.1 Meßmethode

Die Meßmethode ist prinzipiell die gleiche wie bei allen übrigen Reaktivitätsmessungen, die in FOEHN durchgeführt wurden.

Das System wird durch drei Parameter bestimmt:

- a) durch die Konzentration des im Core gelösten Bors (C),
- b) durch die Stellung des Regelstabes (H),
- c) durch die Sicherheitsstäbe, die variieren in ihrer Anzahl, dem Material (Cd oder Inox), dem Radius, auf dem sie stehen, (R) und ihrer Eintauchtiefe (Z).

Es wird immer nur ein Parameter geändert.

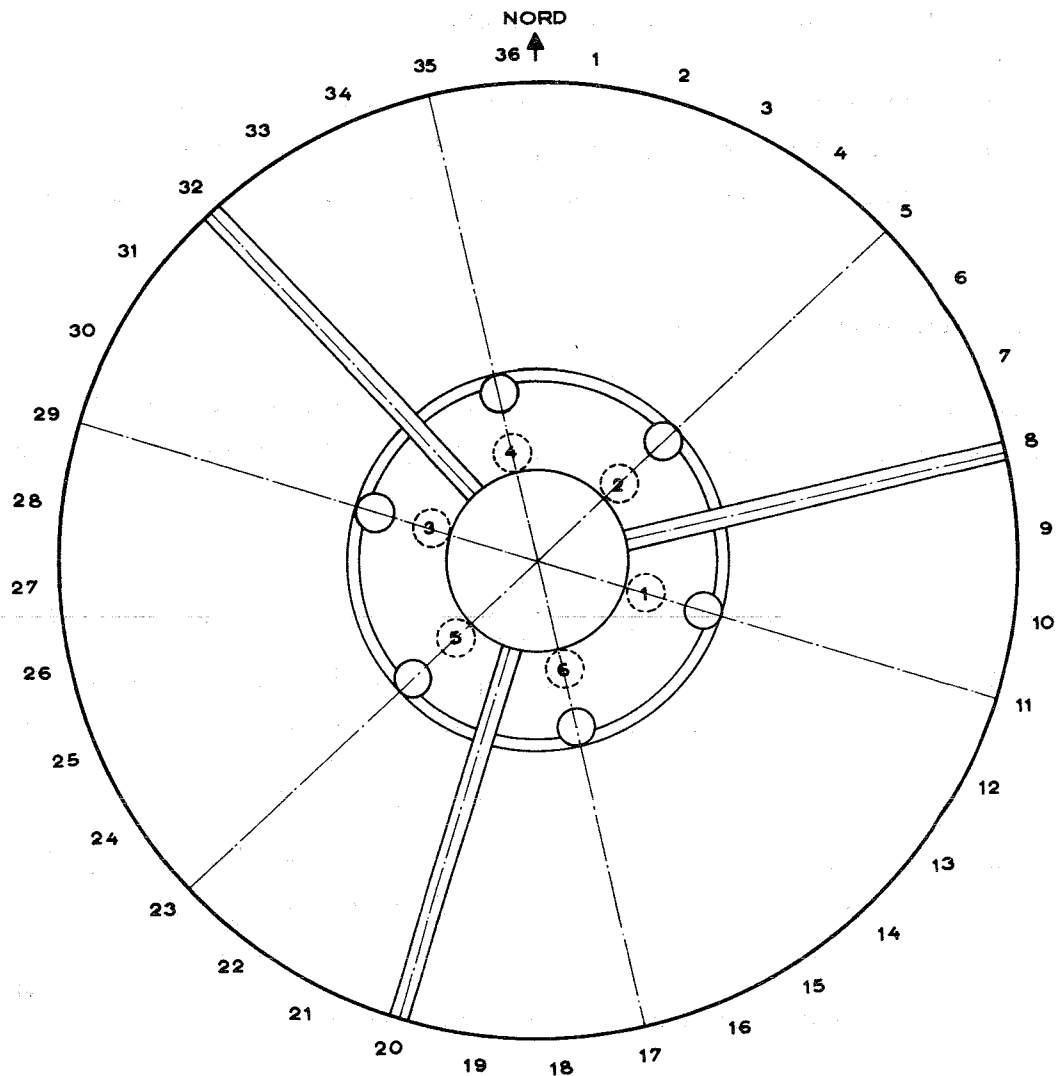


Abb.5.5.1 Stellung der Sicherheitsstabattrappen im Reflektor

Man geht von einem kritischen Zustand aus mit C_1 , H_1 , Z_1 und R_1 . Hierfür wird die differentielle Regelstabreaktivität gemessen ($d\rho/dH$). Dann verändert man die Stellung der Stäbe so, daß sich ein negativer Reaktivitätsbeitrag ergibt, z.B. $R_2 = R_1 - \Delta R$. Damit ergibt sich eine kritische Regelstabstellung $H_2 = H_1 + \Delta H$ und $C_2 = C_1$, $Z_2 = Z_1$. Jetzt wird ein continuous-run gemacht, bei dem der Regelstab ganz eingefahren wird und der die Reaktivität des Regelstabes zwischen H_1 und H_2 liefert, die wiederum der Reaktivität von ΔR entspricht. So kann die Reaktivitätskurve $\rho = \rho(R)$ oder $\rho = \rho(H)$ aus Einzelstücken zusammengesetzt werden. Diese Operation wird für verschiedene Borckonzentrationen wiederholt, so daß man ρ für verschiedene Regelstabstellungen ermitteln kann. Außerdem erhält man automatisch die differentielle Borreaktivität $d\rho/dC$, die, wie sich zeigt, nur wenig von der Anwesenheit der Stäbe abhängt.

Kleine Reaktivitäten, wie sei bei der Messung der axialen Stabcharakteristik auftraten, wurden durch Periodenmessung bestimmt.

Es wurden keine Messungen im Unterkritischen mit der Methode der gepulsten Neutronenquelle durchgeführt, da die Interpretation sehr zweifelhaft ist wegen der starken Abhängigkeit der prompten Lebensdauer von der Geometrie und der Subkriticalität.

5.5.2.2 Die differentielle Borreaktivität

Als differentielle Borreaktivität wurden mit der "Continuous-run"-Methode für die einzelnen Reaktorkonfigurationen die in Tabelle 5.5.1 angeführten Werte ermittelt:

Reaktorzustand					Borreaktivität
Festbor	Stabzahl	R (cm)	Z (cm)	C (g/B ¹⁰ /ltr)	(pcm/g B ¹⁰ .ltr)
ja	6 Cd	33	220-131	0,11-0,33	37 800 ± 2000
nein	1 Cd	28,5	71	0,27-0,31	37 600 ± 1300
nein	6 Cd	33	171-161	0,44-0,46	34 500 ± 1700
nein	3 Cd	33-41,5	71	0,01-0,12	37 400 ± 2000

Tabelle 5.5.1 Borreaktivität mit Sicherheitsstäben

Aus den einzelnen Messungen ergibt sich als gewichteter Mittelwert:

$$\frac{d\rho}{dC} = 37\,000 \pm 2000 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr} .$$

5.5.2.3 Gemessene und berechnete kritische Zustände

In der Tabelle 5.5.3 sind die gemessenen kritischen Zustände für Reaktoren ohne Festbor und ohne Strahlrohre zusammengestellt, wobei im Reflektor auf dem Radius R = 33 cm ein Kranz von sechs Kadmium-Sicherheitsstäben mehr oder weniger tief eingefahren war.

Die gemessenen kritischen Zustände mit Festbor und ohne Strahlrohre sind in Tabelle 5.5.4 aufgeführt. Wie bei Abbildung 5.5.3 war ein Kranz von 6 Kadmiumstäben auf R = 33 cm mehr oder weniger tief in den Reflektor eingefahren.

Nr.	Borkonzentration C(g B ¹⁰ /ltr)	Regelstab- stellung H (cm)	Mittl.Regel- stabstellung \bar{H} (cm)	Diff. Stab- reaktivität $d\rho/dH$ (pcm/cm)	Stellung der Sicherheits- stäbe Z (cm)
1	0,446	61,6	63,0	143 \pm 1	221
2	0,446	63,5	65	138 \pm 1	191
3	0,446	70,5	72	123 \pm 2	171
4	0,446	78,9	81	94 \pm 1	161
5	0,469	77,6	79,7	93 \pm 3	171
6	0,469	88,5	91,2	78 \pm 1	161

Tabelle 5.5.3 Gemessene kritische Reaktorzustände bei teilweise eingefahrenen Sicherheitsstäben ohne Festbor und ohne Strahlrohrattrappen

Nr.	Borkonzentration C(g B ¹⁰ /ltr)	Regelstab- stellung H (cm)	Mittl.Regel- stabstellung \bar{H} (cm)	Diff.Stab- reaktivität $d\rho/dH$ (pcm/cm)	Stellung der Sicherheits- stäbe Z (cm)
7	0,214	40,7	41,5	224 \pm 3	221
8	0,336	64,1	65,1	167 \pm 3	221
9	0,336	64,4	65,4	163 \pm 1	201
10	0,336	66,2	67,3	159 \pm 4	181
11	0,336	72,8	74,3	133 \pm 2	161
12	0,336	82,4	84,5	83 \pm 1	151
13	0,306	71,7	72,9	144 \pm 3	151
14	0,306	89,8	95,2	35 \pm 0,5	141
15	0,231	66,8	67,6	185 \pm 1	141
16	0,231	87,1	89,8	62 \pm 2	131
17	0,108	59,0	59,7	245 \pm 6	131
18	0,108	77,7	78,7	166 \pm 2	121
19	0,108	101,8	103,3	30 \pm 2	116
20	0,108	98,5	102,4	31 \pm 1	116

Tabelle 5.5.4 Gemessene kritische Reaktorzustände bei teilweise eingefahrenen Sicherheitsstäben mit Festbor und ohne Strahlrohrattrappen

In Tabelle 5.5.5 sind die kritischen Zustände für ganz eingefahrene Sicherheitsstäbe ($Z = 71$ cm) zusammengestellt:

Nr.	Borkonzentration C (g B^{10}/l)	Regelstabstell. H (cm)	Mittl. Regelstabstellung \bar{H} (cm)	Diff. Stabreaktivität $d\rho/dH$ (pcm/cm)	Stellung d. Sicherheitsstäbe R (cm)	Reaktivität d. Sicherheitsstäbe $+250$ pcm (pcm)	Reaktorzustand
21	0,312	55,1		178 \pm 5	28,5	4 360	a
22	0,312	63,6		150 \pm 12	28,5	5 560	b
23	0,276	55,2		181 \pm 2	28,5	5 500	b
24	0,010	60,5	61,5	211 \pm 1	41,5	16 800	c
25	0,010	60,5	61,7	202 \pm 4	41,5	16 800	c
26	0,010	25,3	26,8	194 \pm 3	41,5	10 200	d
27	0,119	44,9	45,8	227 \pm 3	41,5	10 020	d
28	0,010	40,2	41,5	242 \pm 3	37,0	13 280	d
29	0,119	59,8	60,9	187 \pm 2	37,0	12 610	d
30	0,010	55,4	56,8	217 \pm 4	33,0	16 020	d
31	0,119	88,2	85,7	91 \pm 0,1	33,0	15 870	d
32	0,010	80,8	83,7	104 \pm 2	28,5	19 200	d
33	0,010	90,8	93,4	82 \pm 1	27,5	20 050	d
34	0,00	103,5	-	-	28,5	14 200	e

Tabelle 5.5.5 Kritische Reaktorzustände für Reaktoren ohne Festbor und ohne Strahlrohrattrappen mit ganz eingefahrenen Sicherheitsstäben. (a = 1 Inox-Stab auf Position 2, b = 1 Cd-Stab auf Position 2, c = 6 Cd-Stäbe, d = 3 Cd-Stäbe auf Position 2, 3, 6, e = 3 Cd-Stäbe auf Position 3, 5, 6 in einem Reaktor mit Festbor und Strahlrohrattrappen. Dieser Reaktor war leicht unterkritisch, $k_{eff} = 0,9995$.)

Einige der gemessenen kritischen Zustände wurden unter Anwendung der Methode des äquivalenten Absorbers berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5.6 zusammengestellt.

Nr.	4	21	22	25	26	30	32	33	34
Stabzahl	6	1	1	6	3	3	3	3	3
Position der Stäbe Z (cm)	161	71	71	71	71	71	71	71	71
Position der Stäbe R (cm)	33	28,5	28,5	41,5	41,46	33	28,5	27,5	28,5
Borkonzentration $g B^{10}/litr$ im Core	0,446	0,312	0,312	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,00
Regelstabstellung H (cm)	78,9	55,1	63,6	60,5	25,3	55,4	80,8	90,8	103,5 ($k_{eff}=0,9995$)
Äquiv. Σ_a mit Regelstab (cm^{-1})	-	0,00131	0,0016	0,013505	0,004255	0,006075	0,007915	0,008525	0,005905
Äquiv. Σ_a ohne Regelstab (cm^{-1})	0,01876	0,00131	0,0016	0,014475	0,004255	0,006075	0,009715	0,008525	0,005905
Natur der Stäbe	Cd	Inox	Cd	Cd	Cd	Cd	Cd	Cd	Cd
Berechnete Stabreaktivität (pcm)	2340	4655	5385	16700	10010	15440	19370	20040	14340
Gemessene Stabreaktivität (pcm), Präz. ± 250 pcm)	2060	4360	5560	16800	10200	16020	19200	20050	14200
Berechnetes k_{eff}	1,0022	-	1,0016	1,0053	1,0076	1,0103	1,0031	1,0042	1,0082

Tabelle 5.5.6 Zusammenstellung der berechneten kritischen Reaktoren. Die Nummern entsprechen den Reaktoren der Tabellen 5.5.2, 5.5.3 und 5.5.4.

Der Umrechnung der Differenz in der Borkonzentration für den Reaktor ohne Stäbe zum Reaktor mit Stäben in die Stabreaktivität wurden für Messung und Rechnung der oben ermittelte Wert von

$$\frac{dg}{dC} = 37\,000 \pm 2000 \text{ pcm/g B}^{10}/\text{ltr}$$

zugrunde gelegt (siehe unten).

Die Reaktivität des Reaktors mit Strahlrohren wird von der Rechnung überschätzt, da das "streaming" nicht richtig berücksichtigt wird (siehe Kapitel 5.3.2). Dieser Effekt wurde mit 920 pcm korrigiert. Die Werte in Tabelle 5.5.6 zeigen, daß mit der Methode des äquivalenten Absorbers Reaktoren mit Sicherheitsstäben mit der gleichen Präzision berechnet werden können, wie Reaktoren ohne Stäbe (siehe Kapitel 5.1.1), und somit auch die berechnete Reaktivität der Sicherheitsstäbe gut mit der gemessenen übereinstimmt, vorausgesetzt, daß die Reaktivität in gleicher Weise definiert ist, z.B. wie hier als Differenz der Borkonzentration zweier kritischer Reaktoren mit gleicher Regelstabstellung.

5.5.2.4 Die Abschaltreaktivität der Sicherheitsstäbe

Die Reaktivität, die durch die Sicherheitsstäbe in allen in den Tabellen 5.5.2, 5.5.3 und 5.5.4 aufgeführten Reaktorzuständen kompensiert wird, kann auf zwei Wegen ermittelt werden:

- a) Vergleicht man zwei Reaktoren, einen mit und einen ohne Sicherheitsstäbe mit gleicher Regelstabstellung ($H_1 = H_2$), so unterscheiden sie sich durch eine Differenz in der Borkonzentration, deren Reaktivität gerade gleich der Reaktivität der Sicherheitsstäbe sein muß, da, wie in 5.5.2.2 erwähnt, die Borreaktivität von der Anwesenheit der Stäbe nicht wesentlich beeinflusst wird.
- b) Mit der "Continuous-run"-Methode wird die Reaktivität des Regelstabstückes ΔH ermittelt, das zwei Reaktoren gleicher Borkonzentration einmal mit und einmal ohne Sicherheitsstäbe unterscheidet. Leider wird die Regelstabcharakteristik stark durch die Sicherheitsstäbe beeinflusst, so daß - bedingt durch die geringe Anzahl der Meßpunkte - diese Methode nur mit Vorsicht angewendet werden darf. Die Messungen wurden über große Reaktivitäten hin durchgeführt, so daß eine weitere Unsicherheit durch die ungenaue Kenntnis der verzögerten Photoneutronen hinzukommt. Um diesen Fehler zu verringern, wurden die in Kapitel 5.11.2 ermittelten Gruppenkonstanten der verzögerten Neutronen bei der Auswertung verwendet. Um die Abhängigkeit der Regelstabreaktivität von

den Sicherheitsstäben zu verdeutlichen, ist in Abbildung 5.5.2 die differentielle Regelstabreaktivität in Abhängigkeit von der Stabstellung für verschiedene Stellungen der Sicherheitsstäbe aufgetragen. Zum Vergleich ist die Kurve ohne Sicherheitsstäbe mit angegeben.

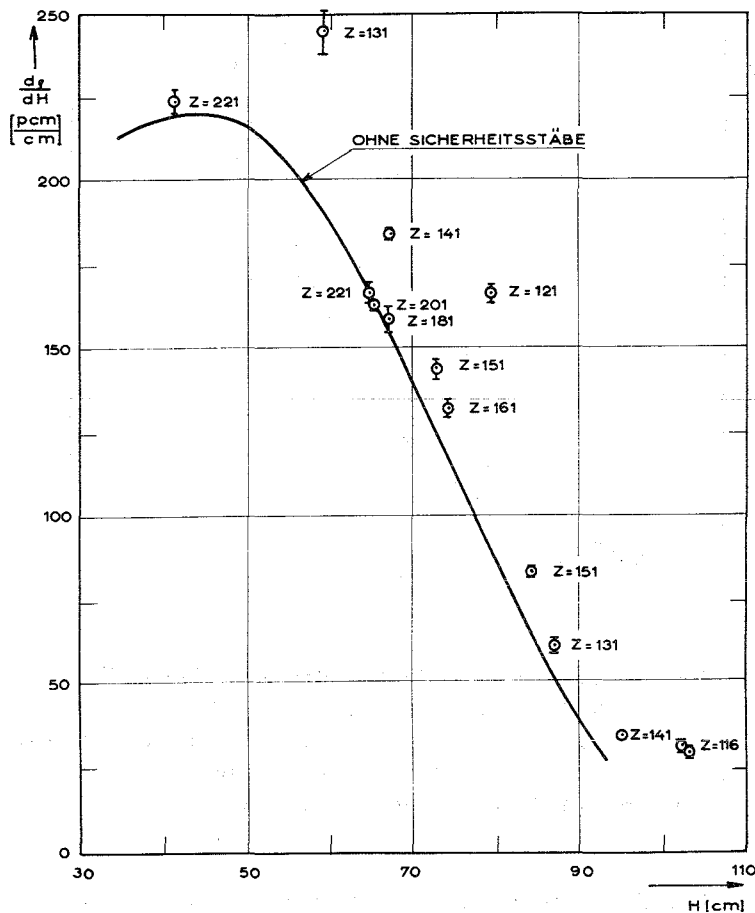


Abb.5.5.2 Differentielle Regelstabreaktivität als Funktion der Regelstabstellung für Reaktoren ohne Festbor mit Sicherheitsstäben auf dem Radius $R = 33$ cm. Die Eintauchtiefe der Stäbe ist jeweils Z . Die ausgezogene Kurve gilt für Reaktoren ohne Sicherheitsstäbe.

In Abbildung 5.5.3 ist die Reaktivität als Funktion der axialen Stellung für 6 Sicherheitsstäbe auf den Radius $R = 33$ cm aufgetragen zwischen $Z = 220$ und 150 cm. Die Regelstabstellung variiert bei der Messung mit Festbor zwischen $H = 64,1$ und $82,4$ cm, bei der Messung ohne Festbor zwischen $H = 61,6$ und $78,9$ cm, der Einfluß der Stabstellung auf das Ergebnis liegt im Rahmen der Fehlergrenzen von $\pm 3\%$.

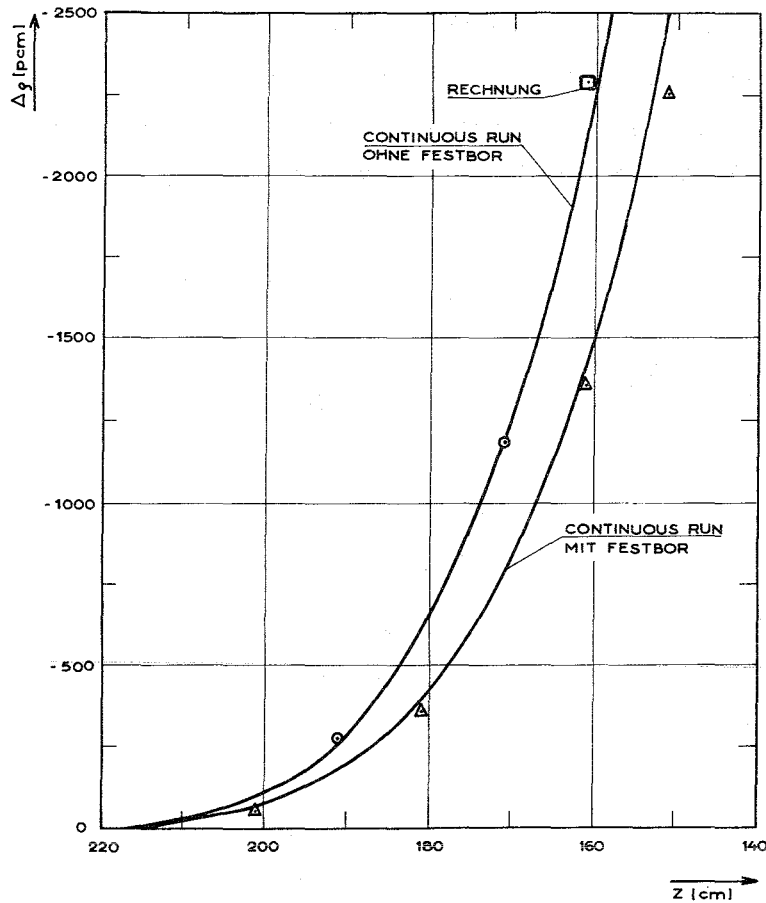


Abb.5.5.3 Axiale Reaktivitätskurve für 6 Sicherheitsstäbe auf dem Radius $R = 33$ cm für Reaktoren mit und ohne Festbor. Die ausgezogenen Kurven geben das Ergebnis der "Continuous-run-Messung"; die Punkte (Kreise bzw. Dreiecke) ergeben sich aus der Differenz der Bor-konzentration zweier kritischer Zustände.

Abbildung 5.5.4 zeigt die Reaktivität von 6 Sicherheitsstäben auf $R = 33$ cm in einem Reaktor mit Festbor als Funktion ihrer Eintauchtiefe. Die Reaktivität wurde nach der oben unter a) beschriebenen Methode und mit "continuous-run" bestimmt. Ab $Z > 150$ cm wird sichtbar, wie sich die Stellung des Regelstabes auf die Reaktivität der Sicherheitsstäbe auswirkt: je weiter der Regelstab eingefahren ist, desto größer wird die Importanz des Außenreflektors und damit wächst auch die Reaktivität der Sicherheitsstäbe.

Die Bestimmung der Reaktivität der ganz eingefahrenen Sicherheitsstäbe über die Differenz in der Bor-konzentration unter Zuhilfenahme der Kurven aus Abbildung 5.1.2 geschah in gleicher Weise wie oben. Die Ergebnisse sind mit in Tabelle 5.5.4 aufgeführt. Zur Bestimmung der Reaktivität der Sicherheitsstäbe nach der Methode des "continuous-run" wurde die Charakteristik des Regelstabes für verschiedene Positionsradien der Stäbe gemessen. Sie ist in Abbildung 5.5.5

aufgetragen. Anhand dieser Charakteristiken läßt sich die Reaktivität von drei Sicherheitsstäben als Funktion des Radius für verschiedene konstante Stellungen des Regelstabes bestimmen. Diese Kurven sind in Abbildung 5.5.6 aufgetragen, zusammen mit den über die Borkonzentration bestimmten Werten.

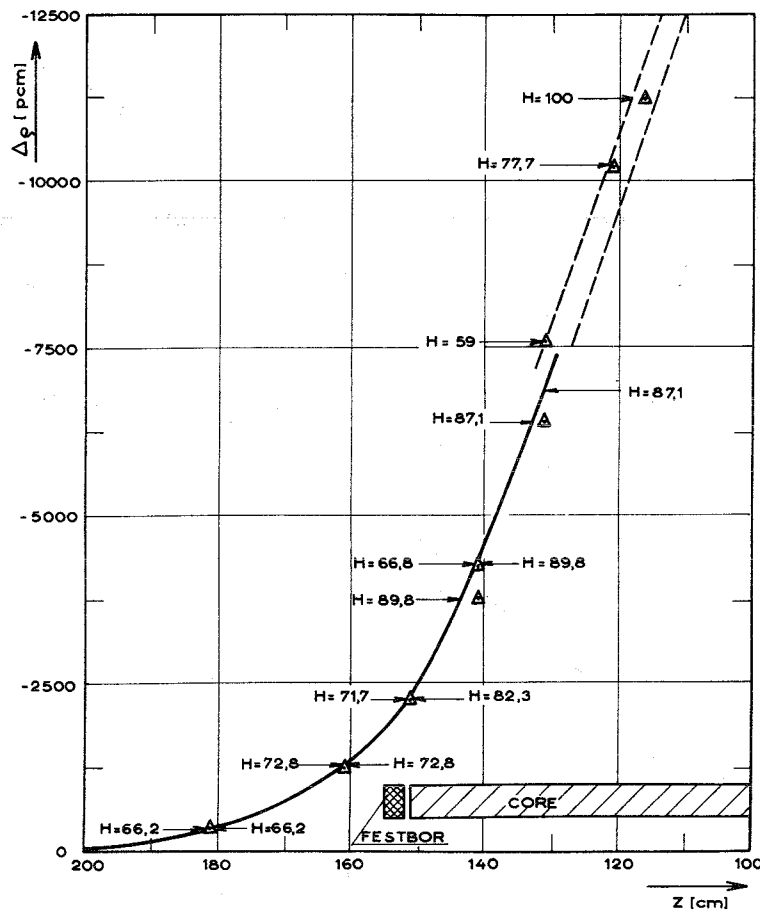


Abb.5.5.4 Axiale Reaktivitätskurve für 6 Sicherheitsstäbe auf $R = 33$ cm für Reaktoren mit Festbor. Die ausgezogene Kurve wurde mit "continuous-run" gemessen. Die Pfeile auf der rechten Seite der Kurve geben die Regelstabstellung am Anfang der jeweiligen "Continuous-run"-Messung an; die Pfeile links der Kurve bezeichnen die Regelstabstellung, bei der die Differenz der Borkonzentration ermittelt worden war (Dreiecke).

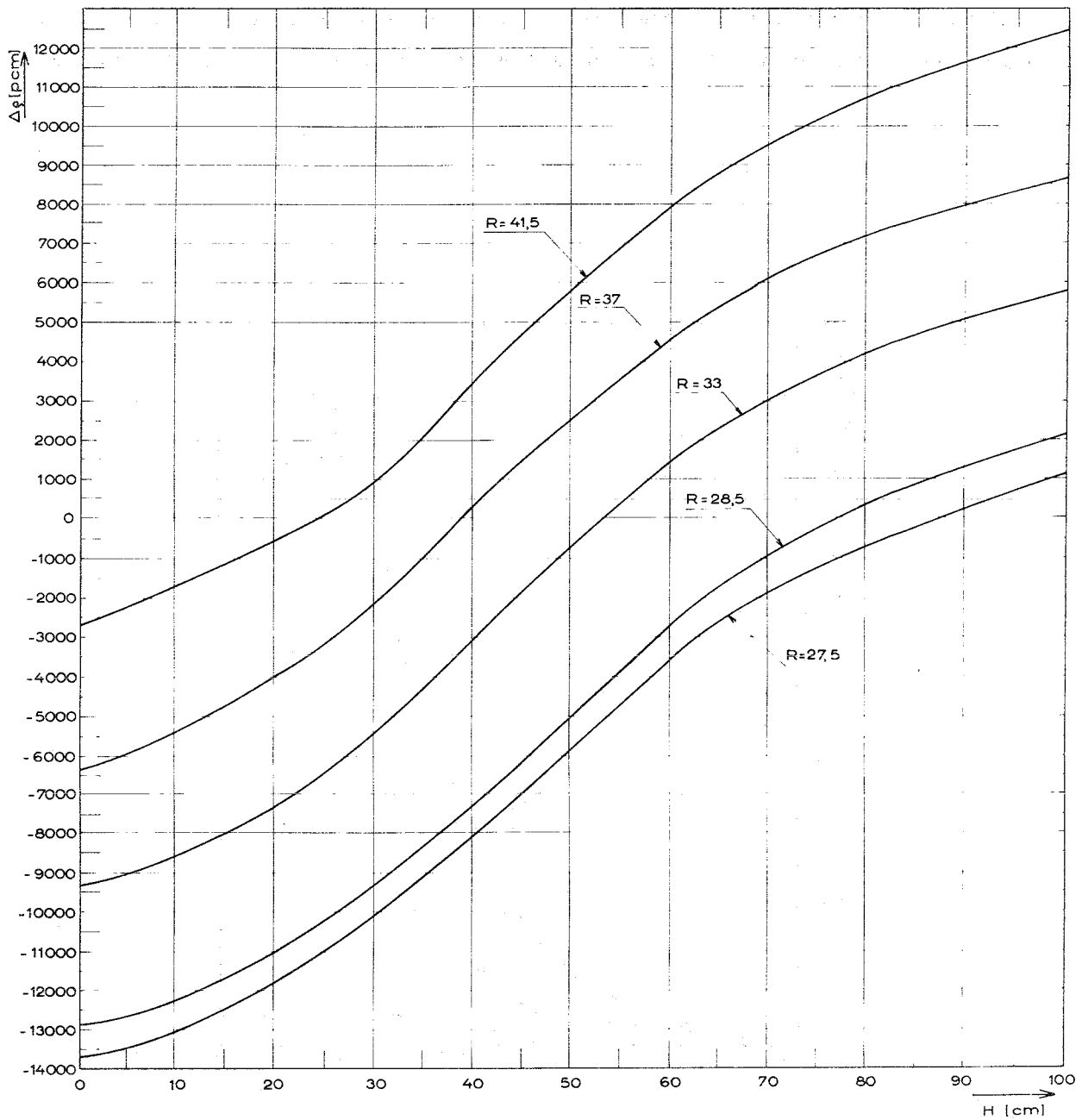


Abb.5.5.5 Reaktivitätscharakteristik des Regelstabs für den Reaktor ohne Festbor mit drei Sicherheitsstäben auf $Z = 71$ für verschiedene Positionsradien R

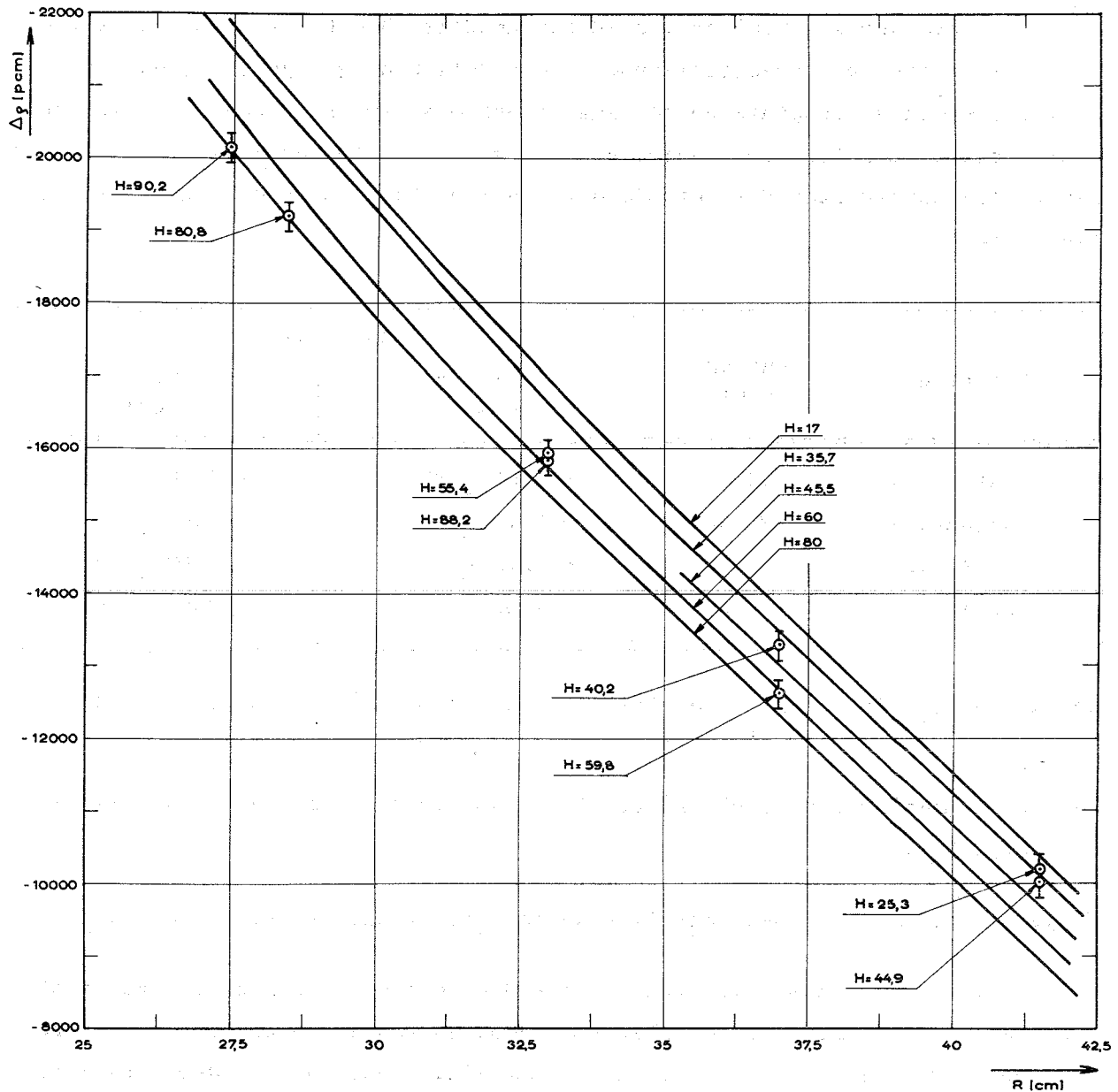


Abb.5.5.6 Radiale Charakteristik von drei ganz eingefahrenen Sicherheitsstäben in einem Reaktor ohne Festbor für verschiedene Regelstabstellungen H . Die ausgezogenen Kurven wurden mit "continuous-run" ermittelt, die Punkte stammen aus Tabelle 5.5.5.

5.5.3 Vergleich der Reaktivität einer Ag-In-Cd-Platte und einer Cd-Platte

Um den Einfluß einer Änderung des Absorbermaterials der Sicherheitsstäbe zu untersuchen, wurde die Reaktivität einer Kadmiumplatte mit der einer Platte aus 80% Ag, 15% In und 5% Cd verglichen. Die Platte hatte folgende Dimensionen:

Ag-In-Cd	59,6 x 6,2 x 0,31 cm,
Cd	59,7 x 6,29 x 0,16 cm.

Die Cd-Platte war mit 0,05 cm Inox-Blech umhüllt. Die Platten wurden vertikal und symmetrisch zur Coremittelebene in den Reflektor gehängt, so, daß die Breitseite einmal Tangente an dem Positionskreis war und einmal parallel zum Radius stand. Der Positionsradius bezieht sich auf die vertikale Plattenachse. Die Meßergebnisse nach der Methode der stabilen Periode wurden in Tabelle 5.5.7 eingetragen.

Position	Radius (cm)	Reaktivität	
		Ag-In-Cd (pcm)	Cd (pcm)
tangential	24	- 3190 ± 80	- 2900 ± 30
tangential	28,46	- 2715 ± 14	- 2660 ± 75
tangential	70	- 213 ± 4	- 190 ± 5
radial	31,56	- 2500	- 2360 ± 14

Tabelle 5.5.7 Reaktivität der Ag-In-Cd und der Cd-Platte für verschiedene Stellungen

Die Reaktivität der Ag-In-Cd-Platte ist also etwas größer (5 - 10%) als die der Cd-Platte.

5.5.4 Der thermische Neutronenfluß an der Oberfläche der Sicherheitsstäbe

Um das Abbrandverhalten der Sicherheitsstäbe bestimmen zu können, ist es nötig, den Neutronenfluß an der Staboberfläche zu kennen, wenn sich die Stäbe in ihrer oberen Ruhestellung befinden. Der Fluß wurde auf der dem Core zugewandten und der dem Core abgewandten Seite eines Stabes gemessen. Die sechs Sicherheitsstäbe befanden sich auf $R = 33$ und $Z = 181$ bzw. 161 cm, die Borvergiftung betrug $0,34 \text{ g B}^{10}/\text{ltr}$, der Regelstab stand für $Z = 181$ cm auf $H = 63,3$ cm und für $Z = 161$ cm auf $H = 68,5$ cm.

Die auf 1 Watt Reaktorleistung normalisierten Meßwerte sind in Abbildung 5.5.7 aufgetragen.

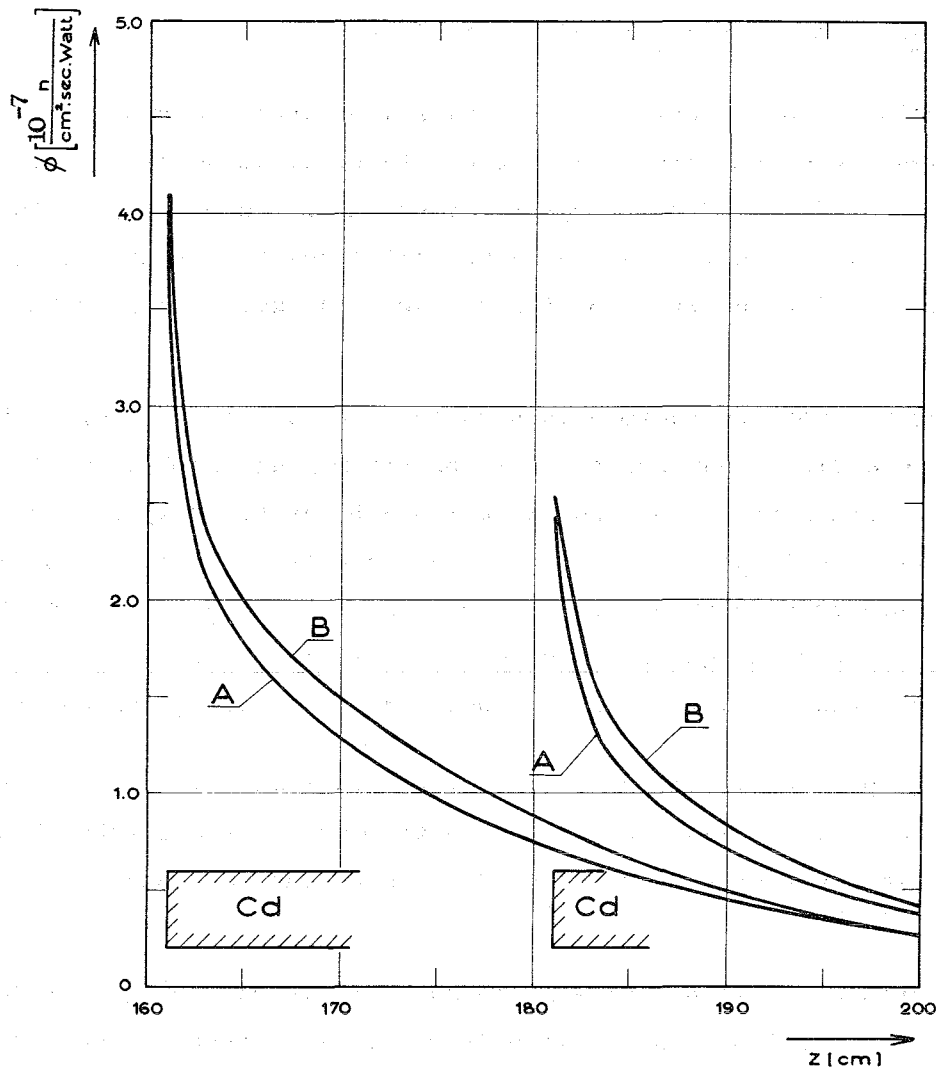


Abb.5.5.7 Axiale Verteilung des thermischen Flusses auf der Oberfläche der Sicherheitsstäbe für die Stellung $R = 33$, $Z = 161$ und $Z = 181$. A auf der dem Core zugewandten Seite, B auf der dem Core abgewandten Seite des Stabes. Reaktorleistung 1 Watt.

5.6 Temperaturkoeffizient

5.6.1 Zustand des Reaktors

Die Abhängigkeit der Reaktivität von der Temperatur des Moderators und Reflektors wurde im Zustand 2, also mit Borzonen und ohne Kanäle, untersucht. Die Borvergiftung betrug $0,252 \text{ g B}^{10}/\text{ltr}$, der Regelstab war etwa zur Hälfte eingefahren.

Bezüglich der Heiz- bzw. Kühlkreisläufe siehe 2.1.3.

5.6.2 Messung von Temperatur und Reaktivität

Die Temperatur wurde im Reflektor mit vier Widerstandsthermometern und einem Thermoelement gemessen, die in der Coremittelebene azimuthal verteilt auf den Radien 35,5, 47,5 und 99,5 cm angebracht waren, im Core mit zwei Thermoelementen, je eines in der oberen und unteren Hälfte sowie im Kamin mit zwei Thermoelementen, die sich in der Flußfalle auf der Höhe der oberen Corehälfte befanden.

Die Messung der von den Thermometern gelieferten Spannung erfolgte über eine Meßbrücke, die eine Genauigkeit der Temperaturmessung am Ort des Thermometers von $\pm 0,1$ °C ermöglichte. Die zur Auswertung benutzten Temperaturen sind jeweils der Mittelwert der an den verschiedenen Orten innerhalb von Reflektor, Core und Kamin gemessenen Werte. Die Abweichung eines einzelnen Wertes vom Mittel betrug während der ganzen Messung nie mehr als $\pm 0,2$ °C, woraus auf eine sehr flache Temperaturverteilung zumindest im Reflektor geschlossen werden kann.

Die einer Temperaturdifferenz ΔT entsprechende Reaktivitätsdifferenz $\Delta \rho$ wurde aus der jeweiligen Stellung des Regelstabes oder Feinregelstabes bestimmt, die fortlaufend so verfahren wurden, daß der bestehende stationäre Zustand erhalten blieb.

Da die Automatik zu Anfang der Messung ausgefallen war, mußte der Reaktor manuell aus der Beobachtung des Flußschreibers kritisch gehalten werden, wodurch der kritische Zustand jeweils auf höchstens ± 5 pcm genau bestimmt war. Zur Kontrolle wurde von Zeit zu Zeit mit einer Periodenmessung die Reaktivitätsdifferenz zum Referenzzustand bei 20°C genau bestimmt.

Die Messung wurde in drei Abschnitten durchgeführt. In der ersten Periode wurde der Reflektor von 20 auf 60°C erwärmt. Da die Erwärmungsgeschwindigkeit gering war, etwa 2,7 °C/h, und keine Wärmeisolierung zwischen Reflektor und Core bestand, war hier eine gleichmäßige Temperaturverteilung gewährleistet. Aus dieser Messung konnte somit ein "globaler" Temperaturkoeffizient bestimmt werden.

In einer zweiten Meßperiode wurde der Reflektor von 60 auf 40°C abgekühlt. Die zeitliche Änderung der Temperatur betrug hier etwa - 6°C/h und die Differenz zwischen Core-Kamin- und Reflektor-Temperatur war hier größer als während der ersten Periode, aber nicht so groß, daß eine Trennung von Core- und Reflektor-Temperaturkoeffizient möglich gewesen wäre.

In der dritten Meßperiode schließlich wurde versucht, durch gleichzeitiges Erwärmen des Reflektors und Kühlen des Kamins größere Temperaturdifferenzen zwischen Core und Reflektor zu erreichen, um die Temperaturkoeffizienten dieser Komponenten einzeln bestimmen zu können. Die Phase dieser Messung, die sich am besten für dieses Vorhaben eignet, ist in Abbildung 5.6.1 dargestellt. Auch hier betrug die Temperaturdifferenz an den an verschiedenen Orten innerhalb einer Komponente befindlichen Meßfühlern nicht mehr als $0,2^{\circ}\text{C}$, so daß angenommen werden kann, daß der Temperaturgradient an der Grenzfläche zum Beispiel zwischen Kamin und Reflektor steil war und die mittlere Temperatur für eine Komponente auf ca. $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$ genau gemessen wurde.

5.6.3 Auswertung und Ergebnisse

5.6.3.1 Berücksichtigung der Borvergiftung

Das sich bei Erwärmung ausdehnende D_2O im Core stieg in ein Belüftungsrohr, das vom Corebehälter durch den Kamin nach oben führte. Dabei nahm im gleichen Maße wie die Dichte des D_2O auch die Konzentration des gelösten Bors ab. Gleichzeitig verursachte auch die Ausdehnung des Strukturmaterials im Core eine Verdrängung von Borlösung. Beide Effekte führen zu einer Änderung der im Core gelösten Menge Bor und zu einem positiven Beitrag zum Temperaturkoeffizienten. Ebenso mußte die sich bei Erwärmung des Reflektors einstellende Erhöhung des D_2O -Spiegels im Reflektor bei der Auswertung mitberücksichtigt werden.

Bezeichne γ den Temperaturkoeffizienten $d\rho/dT$, die Indices C, K, R Core, Kamin und Reflektor, C die Borkonzentration, α bzw. β die räumlichen Ausdehnungskoeffizienten von D_2O und Al und berücksichtige ϵ den Einfluß des D_2O -Niveaus im Reflektor, so gilt also

$$\gamma = \gamma_C + \gamma_K + \gamma_R - \frac{\partial \rho}{\partial C} (\alpha + \frac{2}{3} \beta \cdot f) \cdot C - \epsilon$$

oder

$$\partial \rho \left(1 + \frac{\alpha + \frac{2}{3} \beta \cdot f}{\partial C} \cdot C \cdot \partial T_C + \epsilon \cdot \frac{\partial T_R}{\partial \rho} \right) = \gamma_C \partial T_C + \gamma_K \partial T_K + \gamma_R \partial T_R \quad (5.6.1)$$

f steht für das Verhältnis Metall/Wasser im Core. Es ist

$$f = 0,706 .$$

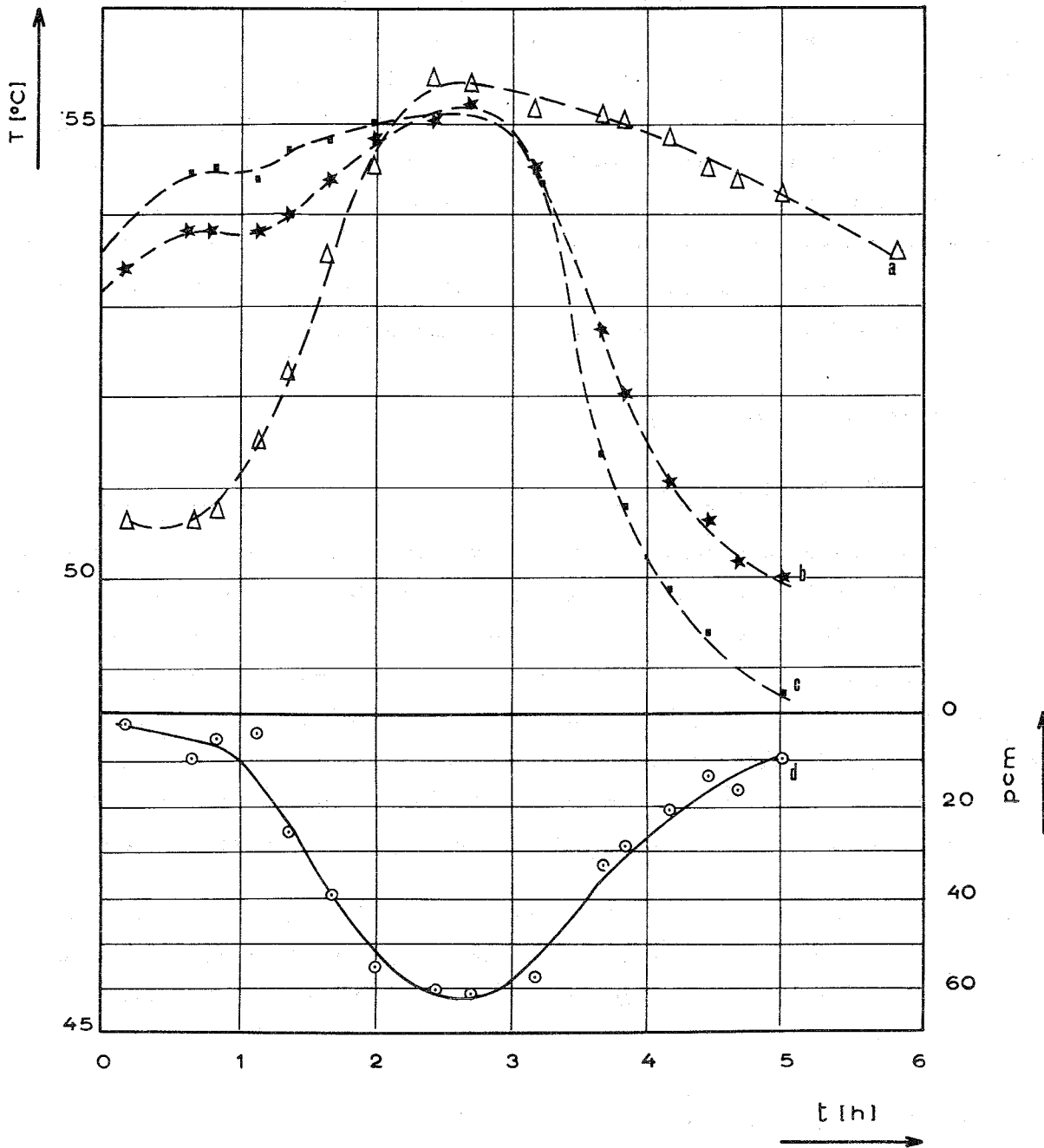


Abb.5.6.1 Temperatur- und Reaktivitätsverlauf des Reaktors bei der Messung des Temperaturkoeffizienten a = Reflektortemperatur, b = Coretemperatur, c = Reflektortemperatur, d = Reaktivitätsverlauf.

ϵ , mit dem die Änderung der Reaktivität durch die Änderung des D_2O -Spiegels H_R im Reflektor berücksichtigt wird, wurde gemessen. Es ergab sich

$$\epsilon = \frac{\partial \rho}{\partial H_R} \cdot \frac{\partial H_R}{\partial T_R} = 0,67 \cdot \frac{\partial H_R}{\partial T_R} \text{ pcm/}^\circ\text{C} . \quad (5.6.2)$$

Die Funktion $\partial H_R / \partial T_R$ ergab sich zu

$$\frac{\partial H_R}{\partial T_R} \approx 2 \cdot 10^3 \cdot \alpha(T_R) . \quad (5.6.3)$$

Zur Berechnung von $\alpha(T)$ wurde die Formel

$$\alpha(T) = -1,2248 \cdot 10^{-4} + 1,4756 \cdot 10^{-5} T - 7,1391 \cdot 10^{-8} T^2 + 1,71 \cdot 10^{-10} T^3 \quad (5.6.4)$$

mit T in $^\circ\text{C}$ verwandt.

Außerdem gilt

$$B = 7,1 \cdot 10^{-5} ,$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial c} = 39,2 \text{ pcm/mg/ltr } D_2O .$$

5.6.3.2 Globaler Temperaturkoeffizient

Für die erste Meßperiode ist in Abbildung 5.6.2 die (nach (5.6.1)) korrigierte Reaktivität des bei 20°C kritischen Reaktors gegen die Temperatur aufgetragen, die in Core, Kamin und Reflektor jeweils gleich ist (Kurve a). Zum Vergleich ist auch der bei 20°C normierte Kehrwert der Dichte D des D_2O (Kurve e) angegeben. Es zeigt sich, daß im angegebenen Temperaturbereich in guter Näherung gilt

$$\rho(T) - \rho(20) \approx -4 \cdot 10^4 \left(\frac{D(20)}{D(T)} - 1 \right) \text{ pcm} . \quad (5.6.5)$$

Die Steigung der Kurve a, d.h. also der globale TK, ist in Abbildung 5.6.3 (Kurve a') gegen die Temperatur aufgetragen. Entsprechend (5.6.5) gilt auch hier in guter Näherung

$$\gamma = \frac{d\rho}{dT} \approx -4 \cdot 10^4 \alpha \cdot \frac{D(20)}{D^2(T)}$$

$$\approx -4,4 \cdot 10^4 \cdot \frac{\alpha(T)}{D^2(T)} \text{ pcm/}^\circ\text{C} . \quad (5.6.6)$$

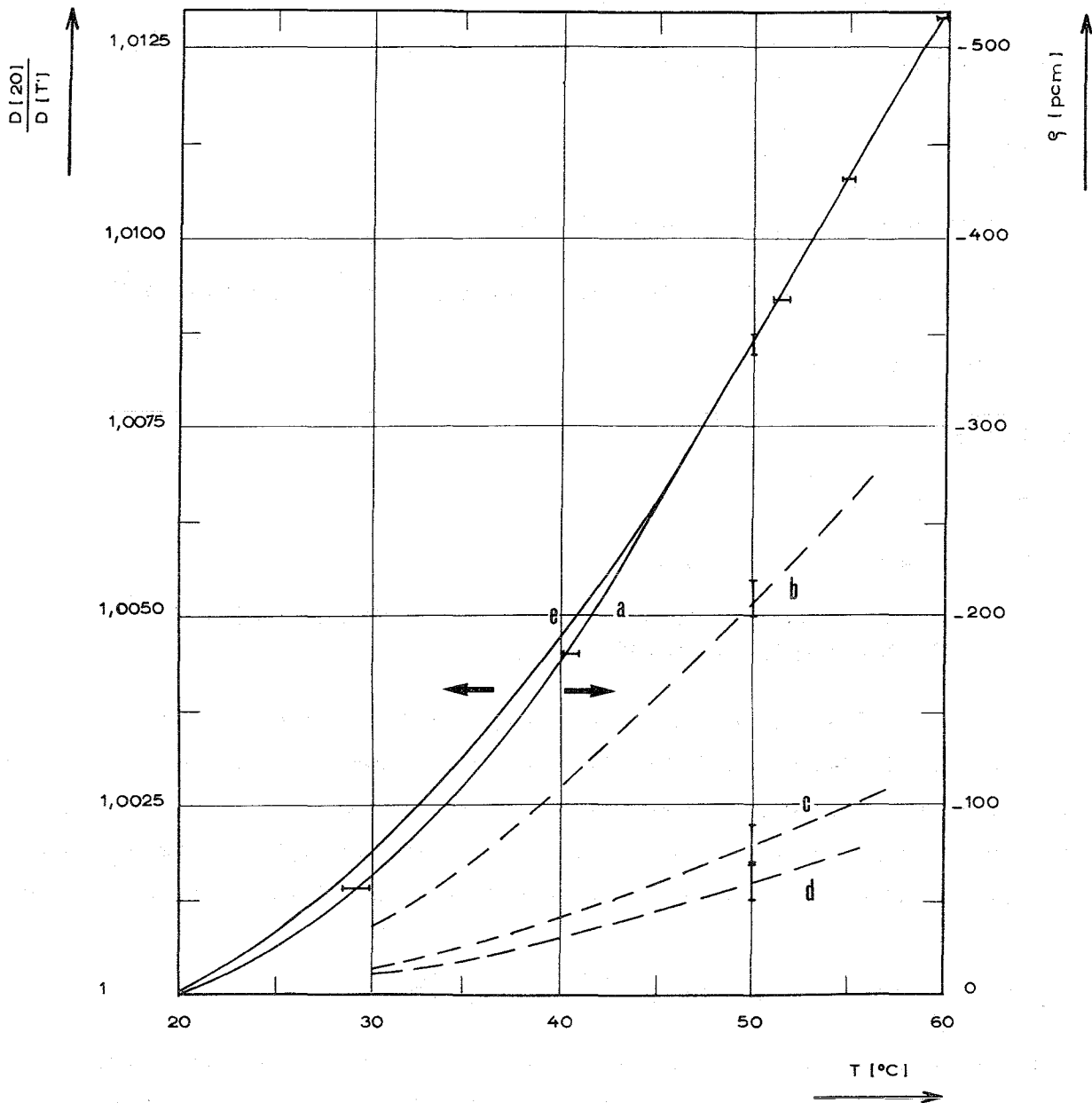


Abb.5.6.2 a = Reaktivität des Reaktors bei Erwärmung, normiert auf $\rho = 0$ bei 20°C; b = Reaktivität durch Erwärmung des Reflektors; c = Reaktivität durch Erwärmung des Cores; d = Reaktivität durch Erwärmung des Kamins; e = Kehrwert der D₂O-Dichte als Funktion der Temperatur.

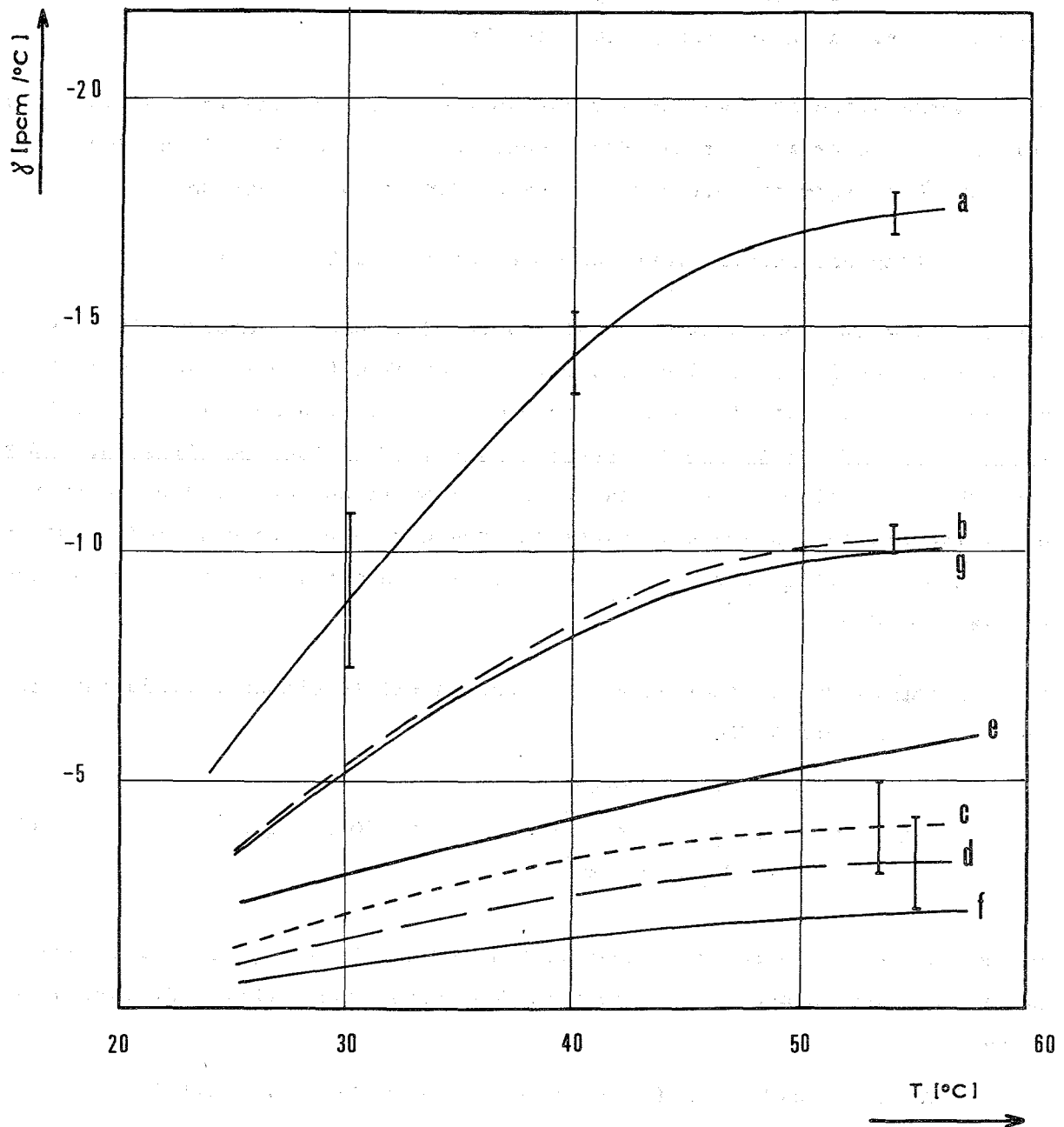


Abb.5.6.3 Verlauf des Temperaturkoeffizienten $\gamma = \partial\rho/\partial T$ als Funktion der Temperatur; a = globaler gemessener TK; b = gemessener TK des Reflektors; c = gemessener TK des Cores; d = gemessener TK des Kamins; e = berechneter TK des Cores; f = berechneter TK des Kamins; g = berechneter TK des Reflektors.

Ein zu Anfang der Experimente FOEHN gemessener globaler TK zwischen 20 und 25°C (Vergiftung = 44,5 mg/ltr) hatte ergeben: $\gamma(22) \approx -1,5 \pm 1$ pcm/°C. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem überein, den eine Extrapolation der Kurve a in Abbildung 5.6.3 ergibt.

Die Meßergebnisse der zweiten Periode sollen nicht im einzelnen wiedergegeben werden. Auch hier war nur die Bestimmung des globalen TK möglich, der innerhalb der Fehlergrenzen mit dem der ersten Periode übereinstimmt.

5.6.3.3 Temperaturkoeffizient von Core, Kamin und Reflektor

Die dritte Meßperiode erstreckte sich über 12 Stunden, indessen eignen sich nur die in Abbildung 5.6.1 dargestellten Meßpunkte für die Auswertung. Durch die mangelnde Wärmeisolierung zwischen Core, Kamin und Reflektor verliefen die Temperaturen der einzelnen Komponenten mehr oder weniger parallel, so daß sich die Temperaturdifferenzen ΔT zwischen zwei zeitlich verschiedenen Meßpunkten nicht wesentlich von denen in einer anderen Komponente unterschieden. Dadurch konnten die Koeffizienten γ_C , γ_K , γ_R der Gleichung (5.6.1) nur sehr ungenau bestimmt werden.

Die Auswertung der in Abbildung 5.6.1 dargestellten Meßphase ergab für die TK im Core, Kamin und Reflektor

$$\begin{aligned} \gamma_C &= -4 \pm 1 && \text{pcm/}^\circ\text{C} \\ \gamma_K &= -3,2 \pm 1 && \text{pcm/}^\circ\text{C} \\ \gamma_R &= -10,3 \pm 0,3 && \text{pcm/}^\circ\text{C} \end{aligned} \quad \text{für } 50 \leq T \leq 55^\circ\text{C} . \quad (5.6.7)$$

Die mit diesen TK berechnete Reaktivität ist in Abbildung 5.6.1 als ausgezogene Kurve d miteingezeichnet; sie gibt den gemessenen Reaktivitätsverlauf gut wieder.

Mit der Annahme, daß die Aufteilung des globalen TK im Verhältnis 4 : 3,2 : 10,3 für Core, Kamin und Reflektor unabhängig von der Temperatur vorgenommen werden kann, sind in Abbildung 5.6.3 die einzelnen TK temperaturabhängig mitangegeben (Kurve b, c, d) sowie in Abbildung 5.6.2 die Reaktivität, die jeweils gegenüber dem kalten Zustand bei 20°C aufgebracht werden muß.

Der mit einer Diffusionsrechnung berechnete Effekt einer Verdünnung des D_2O im Core um 10% ergibt einen TK im Core, der etwas außerhalb der Fehlergrenzen des gemessenen TK liegt, siehe Abbildung 5.6.3, Kurve e. Diese Diskrepanz mag dadurch zu erklären sein, daß die Reaktivität nicht genau umgekehrt proportional zur Dichte des D_2O ist, so daß die Extrapolation von einer 10%-igen Verdünnung auf eine etwa 1%-ige Verdünnung, wie sie in Wirklichkeit vorliegt, zu ungenauen Werten führt.

5.6.4 Die Berechnung der Temperaturkoeffizienten

Zur Berechnung des Temperaturkoeffizienten im Core wurde angenommen, daß dieser nur durch eine Verdünnung des D_2O bewirkt wird und daß Änderungen der Coredimensionen sowie Änderungen des Neutronenspektrums keinen Einfluß haben. Diese Annahme ist dann gerechtfertigt, wenn es sich um kleine Dichteänderungen handelt und wenn Spaltstoff und parasitärer Absorber annähernd den gleichen Wirkungsquerschnittsverlauf haben, also Resonanzeffekte des einen oder anderen eine untergeordnete Rolle spielen. Der Temperaturkoeffizient im Core wurde mit einer Diffusionsrechnung bestimmt, in der das D_2O im Core um 10% verdünnt war. Dieser "Void"-Effekt ergab sich zu $\partial\rho/\partial V = 0,427 \text{ pcm/cm}^3 \text{ Void}$. Damit ergibt sich der Temperaturkoeffizient für das Core

$$\begin{aligned} \gamma_C &= \left(\frac{\partial\rho}{\partial T} \right)_C = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_C \cdot \frac{\partial\rho}{\partial V} \\ &= (\alpha + \frac{2}{3} \beta \cdot F) V_{D_2O} \cdot \frac{\partial\rho}{\partial V} \end{aligned} \quad (5.6.7)$$

mit α nach (5.6.4) und

$$V_{D_2O} = 27\,000 \text{ cm}^3,$$

ergibt sich im Bereich zwischen 50 und 55°C

$$\gamma_C(\text{Rechnung}) = -5,5 \text{ pcm/}^\circ\text{C}.$$

Der Verlauf des berechneten γ_C ist in Abbildung 5.6.3 als Kurve e dargestellt.

Für den Temperaturkoeffizienten im Kamin und Reflektor wurde angenommen, daß gilt:

$$\frac{\partial\rho}{\partial T} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial T} \right)_{\text{Dichte}} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial T} \right)_{\Sigma_a} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial T} \right)_{\Sigma_s}, \quad (5.6.8)$$

wobei die Änderung des Absorptionsquerschnittes

$$\Sigma_a = \Sigma_{a,o} \cdot \sqrt{\frac{T_o}{T}}$$

und des Streuquerschnittes zu

$$\Sigma_s = \Sigma_{s,o} \cdot \left(\frac{T_o}{T}\right)^{0,1}$$

angenommen wurde.

Diese beiden Effekte wurden durch Diffusionsrechnungen ermittelt, in denen einmal der Absorptionsquerschnitt und einmal der Diffusionskoeffizient des D_2O geändert worden waren. Es ergab sich

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{\Sigma_a} = + 2,05 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_D = - 1,81 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C} .$$

Die Effekte sind also gegenläufig und praktisch gleich groß. Der Dichtekoeffizient $(\partial \rho / \partial T)_{\text{Dichte}}$ wurde mit einer ca. 1%-igen Verdünnung des D_2O im Reflektor bzw. Kamin berechnet. Damit ergeben sich im Bereich $T = 50 - 55^{\circ}\text{C}$

$$\gamma_R = - 10,0 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$$

$$\gamma_K = - 2,1 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C} .$$

Der Verlauf von γ_C , γ_K und γ_R ist in Abbildung 5.6.3, Kurve e, f und g mit eingezeichnet.

Der globale Temperaturkoeffizient zwischen 50 und 55°C ergibt sich somit aus der Summe der drei einzelnen:

$$\gamma = \gamma_C + \gamma_R + \gamma_K = - 17,6 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C} .$$

Dieser Wert stimmt gut mit den Meßwerten überein, ebenso der Temperaturkoeffizient des Reflektors, während sich für Core und Kamin Differenzen ergeben, die jedoch gegenläufig sind und sich somit kompensieren.

5.7 Der Voidkoeffizient im Core

Aus sicherheitstheoretischen Gründen ist es nützlich zu wissen, welcher Reaktivitätsbetrag verbraucht wird, wenn alles D_2O im Core verdampft. Da dieser Fall mit den hier verwendeten Rechenmethoden nicht behandelt werden kann, wurde eine Messung durchgeführt. Es wurden zwei kritische Zustände eines Reaktors ohne Strahlrohrattrappen und mit Festborzonen verglichen.

Borkonzentration C (g B^{10} /ltr)	Regelstab H (cm)
0,211	50,3
leeres Core	53,2

Die Stabstellung $H = 53,2$ cm würde einer Borkonzentration von $0,227$ g B^{10} /ltr entsprechen (mit $d\rho/dC = 37\,550$ pcm/g), d.h. der Void ist $0,227$ g B^{10} /ltr äquivalent. Leider konnte der Borwert zwischen 0 und $0,25$ g B^{10} /ltr nicht gemessen werden.

Es wurde deshalb angenommen, daß der Rechenwert in diesem Gebiet mit dem gleichen Fehler behaftet ist wie zwischen $0,25$ und $0,55$ g B^{10} /ltr, d.h. daß er 3% höher liegt als der Wert, der mit der Methode der stabilen Methode gemessen wurde. Unter Verwendung der Ergebnisse aus Tabelle 5.2.2 ergibt sich der Borwert zu

$$\frac{d\rho}{dC} = 40\,500 \text{ pcm/g } B^{10} \cdot \text{ltr} .$$

Damit ergibt sich die Reaktivität, die verbraucht wird, wenn das D_2O im Core entfernt wird zu

$$\Delta\rho_{\text{Void}} = -9200 \text{ pcm} .$$

5.8 Der Reaktivitätseffekt von Aluminium im D_2O -Reflektor und der Tankeffekt

Der Reaktivitätseffekt von Aluminium im Reflektor wurde mit Hilfe einer Platte zwischen den Radien $R = 65,0$ und 80 cm und mittels eines Zylinders zwischen den Radien $R = 23$ und 65 cm gemessen. Platte und Zylinder waren bei der Messung senkrecht und symmetrisch zur Coremittelebene aufgehängt. Sie hatten folgende Dimensionen:

Platte: Höhe 50 cm
 Breite 20 cm
 Dicke 1 cm
 Volumen 1000 cm³

Zylinder: Höhe 50 cm
 Durchmesser 2,5 cm
 Volumen 245 cm³.

Die Messung wurde an einem Core mit Festbor und ohne Strahlrohrtrappen durchgeführt. Die Borkonzentration im Core betrug 0,252 g B¹⁰/ltr, der Regelstab stand auf H = 45,8 cm. Die Reaktivität des Aluminiums wurde durch die Messung der stabilen Periode ermittelt.

In Tabelle 5.8.1 sind die Meßergebnisse zusammengestellt:

Position der Al-Probe (cm)	Reaktivität der Probe (pcm)	Aluminiumeffekt (pcm/cm ³)
Zylinder R = 23	- 93	0,38 + 0,012
Zylinder R = 35	- 93	0,38 + 0,012
Zylinder R = 50	- 41	0,17 + 0,012
Zylinder R = 65	- 14	0,057 + 0,012
Platte R = 65	- 72	0,072 + 0,003
Platte R = 80	- 24	0,024 + 0,003

Tabelle 5.8.1 Aluminiumreaktivität im Reflektor

Bei der Berechnung des Al-Effekts wurde der Al-Zylinder bzw. die Platte durch eine ringförmige Zone von 50 cm Höhe symmetrisch zur Coremittelebene ersetzt, in der Al und D₂O zu gleichen Volumenanteilen homogenisiert waren. Die Breite der Zone wurde so gewählt, daß sie die gleiche lokale Flußstörung hervorrief wie der Al-Zylinder bzw. die Platte. Abbildung 5.8.1 zeigt den Al-Effekt in der Reflektormittlebene als Funktion des Radius. Der Meßfehler wird zu + 3 pcm angenommen.

Eine Verdickung des Aluminiumtanks um das Core wurde durch ein 0,1 cm starkes Al-Blech simuliert, das symmetrisch zur Mittelebene um den Corebehälter herumgelegt wurde. Die Höhe des Blechs war 104,4 cm, sein Gesamtvolumen 1300 cm³.

Der Reaktivitätseffekt wurde zu

$$\Delta\rho = - 216 \text{ pcm}$$

gemessen.

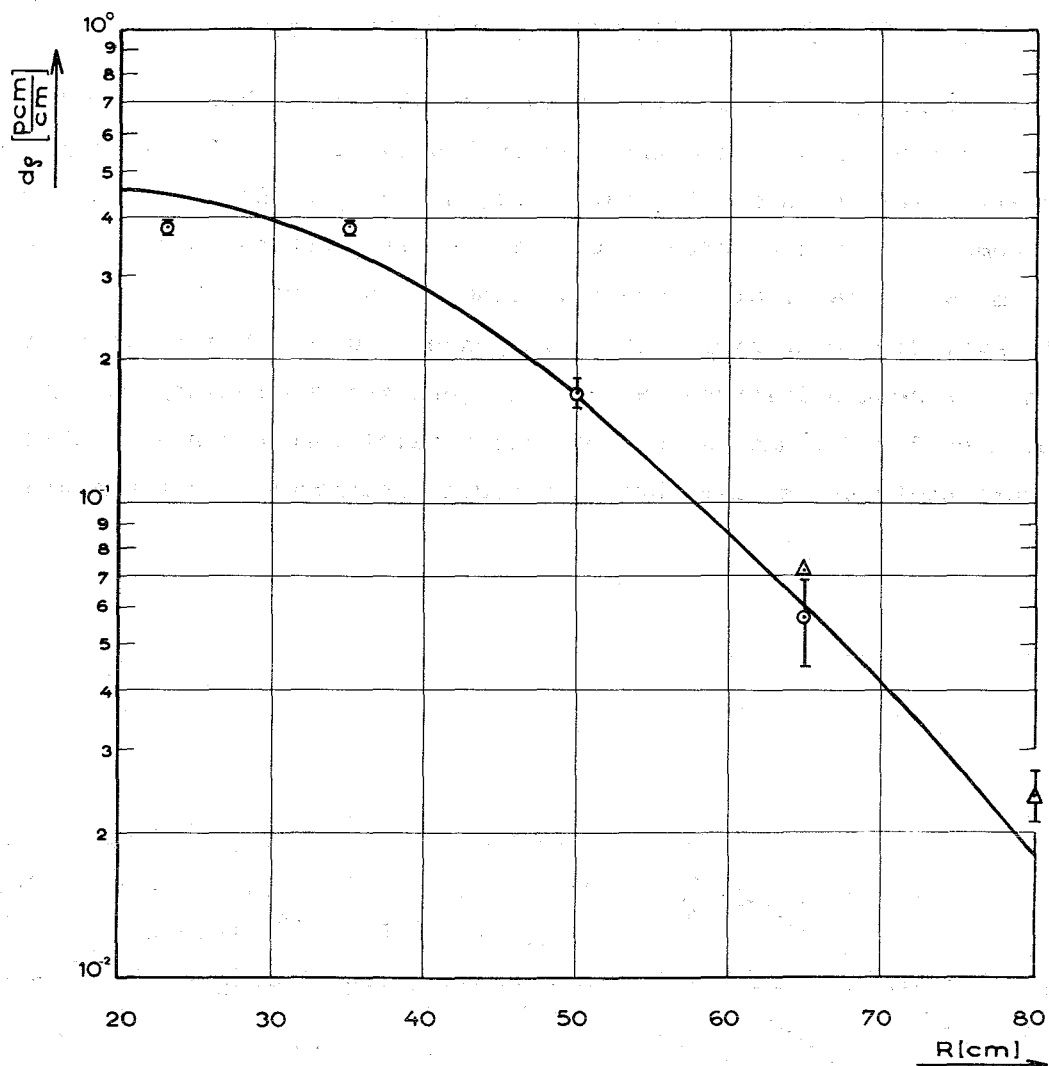


Abb.5.8.1 Aluminiumreaktivität in der Reflektormittelebene als Funktion des Radius. Die Kreise sind die mit dem Al-Zylinder gemessenen Werte, die Dreiecke wurden mit der Platte gemessen, die ausgezogene Kurve wurden berechnet.

5.9 Gamma-Aufheizung

Die durch γ -Strahlung auf Strukturmaterial übertragene Energie wurde für drei Reaktorzustände gemessen. Die Verwendung von Glasdosimetern (siehe 4.1.4.1) erlaubte eine große Anzahl von Meßpunkten. Auf corenahen Referenzpositionen wurden jeweils eine Anzahl von Monitor-Gläsern mitbestrahlt, um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu kontrollieren. Die Leistungskalibrierung erfolgte jeweils mit Mn-Sonden auf gleichmäßig verteilten Standardpositionen.

Die angegebenen Meßfehler sind im wesentlichen bedingt durch die Fehler bei der Leistungskalibrierung sowie durch die mangelhafte Kenntnis der Empfindlichkeit gegen thermische Neutronen.

5.9.1 Reaktor ohne Festbor und ohne Reflektoreinbauten

Bei dieser Messung wurde der γ -Fluß in der näheren Umgebung des Cores im Außenreflektor sowie auf der Core-Mittelebene bis zur äußeren Tankwand gemessen. Gleichzeitig wurden in dieser Konfiguration einige Punkte mit einer Ionisationskammer gemessen, welche Werte in befriedigender Übereinstimmung mit denen der Glasdosimeter liefert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.9.1 und Abbildung 5.9.2 aufgetragen. Die Werte sind, wie im folgenden, auf die Reaktorleistung von 1 Watt bezogen. Die Reaktorleistung bei der einstündigen Bestrahlung betrug $30,7 \pm 1,1$ Watt. In Abbildung 5.9.2 findet sich neben der Heizleistung durch γ -Strahlung die auf W/g umgerechnete Dosis, die durch thermische Neutronen in den Gläsern erzeugt wird.

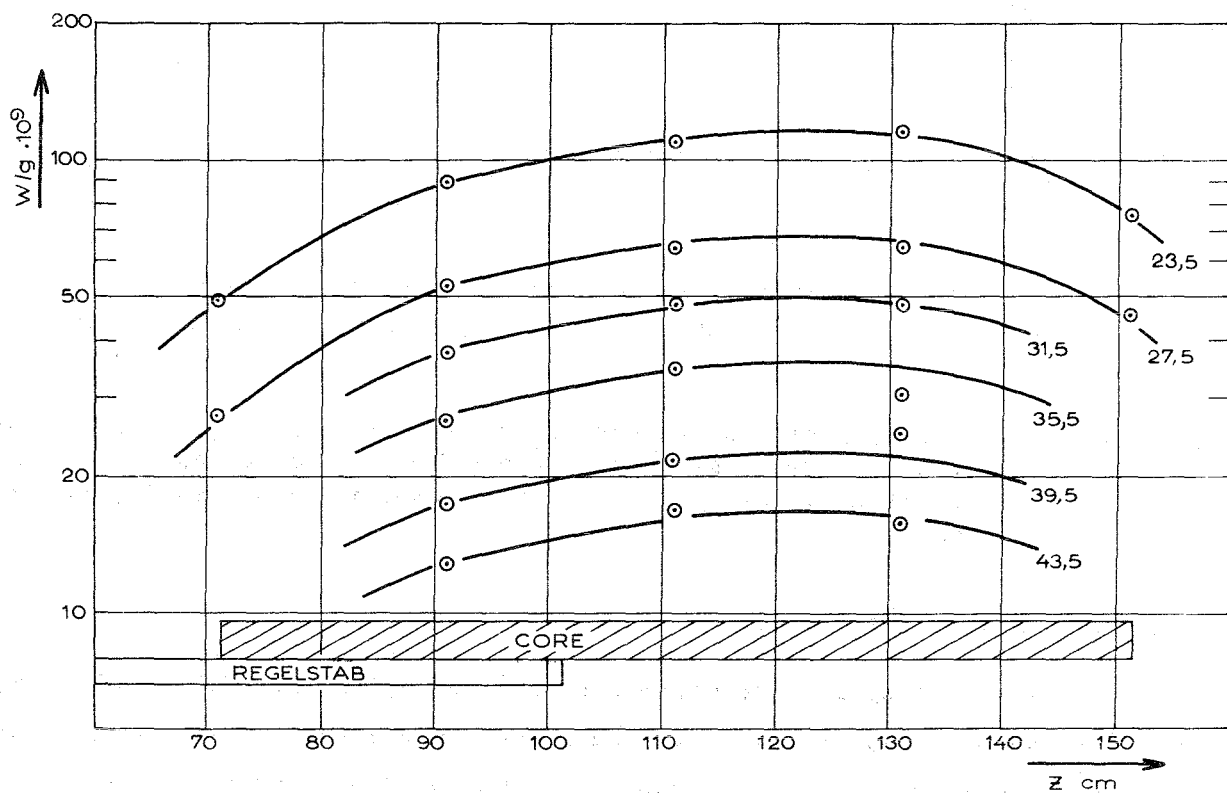


Abb.5.9.1 γ -Heizung im Reflektor, gemessen mit Glasdosimetern. Parameter ist der Abstand von der Coreachse z . Konfiguration ohne Strahlrohre, ohne Festbor. Reaktionsleistung = 1 Watt.

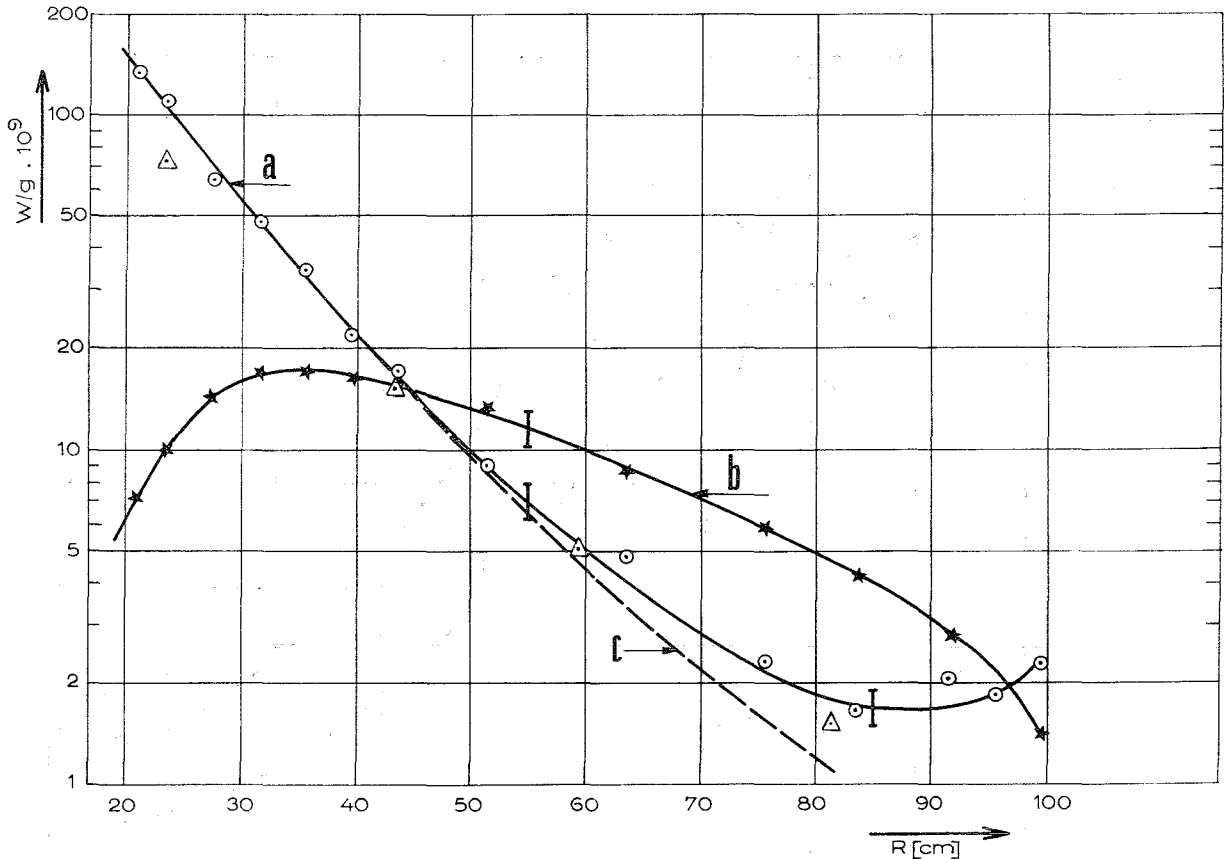


Abb.5.9.2 γ -Heizung im Reflektor, gemessen mit Glasdosimetern und einer Ionisationskammer in der Mittelebene des Cores bei $z = 110$ cm. Kurve a bezeichnet die nachgewiesene Dosis durch γ -Strahlung, Kurve b die durch Aktivierung durch thermische Neutronen erzeugte Dosis. Die Dreiecke stellen die Meßpunkte mit der Ionisationskammer dar, die gestrichelte Kurve c die theoretischen Werte. Konfiguration ohne Strahlrohr, ohne Festbor, Stellung des Regelstabes siehe Abbildung 5.9.1. Reaktorleistung = 1 Watt.

5.9.2 Reaktor mit Festbor und mit einem Kanal (Nr. 4)

Bei dieser Messung wurde die γ -Dosis auf der Achse des austretenden Strahlrohrs in der in Abbildung 5.9.3 angegebenen Position untersucht. In Abbildung 5.9.3 sind die Meßwerte (Kurve a) angegeben. Der Vergleich mit der ebenfalls eingezeichneten Kurve des ungestörten γ -Flusses (Kurve b, aus Abbildung 5.9.2 entnommen) zeigt, daß die γ -Dosis bei Anwesenheit des Kanals in dessen Umgebung und vor allem im Strahlrohr selbst beträchtlich ansteigt. Dies ist sowohl auf einen reinen Strahlrohreffekt (Verdrängung von Absorber zwischen Quelle und Detektor) als auch auf die γ -Strahlung des aktivierten Strukturmaterials des Kanals zurückzuführen. Es hat den Anschein, daß der zweite Effekt überwiegt. Leider ist die Messung nicht genau genug, um die beiden Effekte trennen zu können.

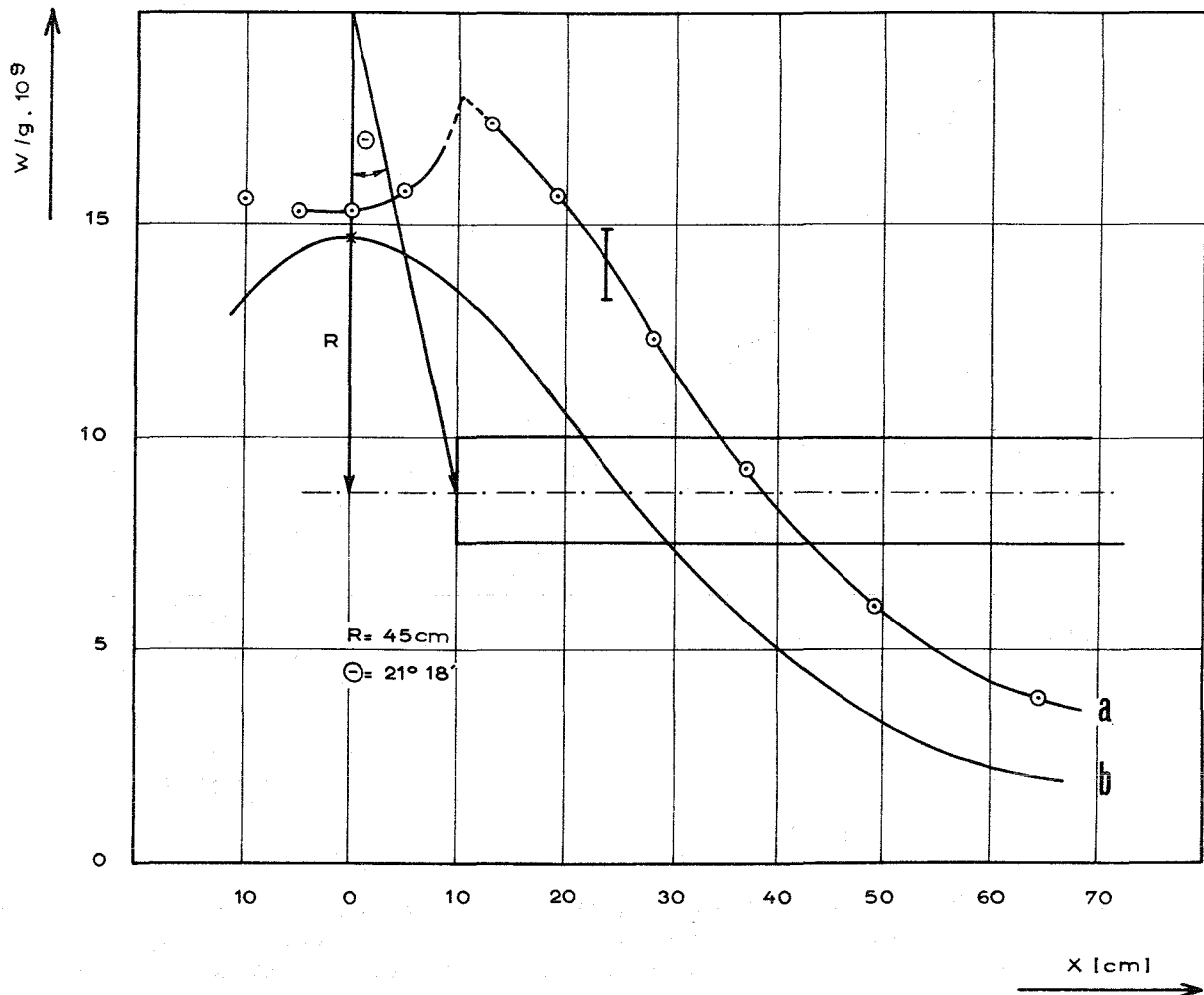


Abb.5.9.3 Kurve a: γ -Heizung auf der Achse des austretenden Strahlrohres, gemessen mit Glasdosimetern. Kurve b: γ -Heizung auf derselben Achse ohne Strahlrohr. Die Lage des Kanals entspricht der Position b in Abbildung 5.4.7. Konfiguration: ein Strahlrohr und Festbor an den Coreenden. Reaktorleistung = 1 Watt.

5.9.3 Reaktor mit allen Einbauten; γ -Dosis in der kalten und heißen Quelle

Die γ -Dosis in der kalten Quelle wurde auf deren Längsachse im Abstand $R = 70$ cm von der Coreachse gemessen. Die Meßwerte sind in Abbildung 5.9.4 eingetragen. Aus technischen Gründen war es nicht möglich, Gläser tiefer als bis $Z = 136$ cm in die kalte Quelle einzuführen, so daß die Meßwerte alle in der oberen Hälfte der Quelle liegen. Die in Abbildung 5.9.4 angedeutete Extrapolation bis zum Boden der Quelle bei ca. $Z = 110$ cm ist mit den im Reflektor ohne Einbauten gemessenen Werten (Abbildungen 5.9.1 und 5.9.2) unter Berücksichtigung der

leicht veränderten Regelstabstellung vorgenommen worden. Der Vergleich mit den Meßwerten des Reflektors ohne Kanäle zeigt im übrigen, daß etwa je die Hälfte der Dosis am Ort der Achse der Quelle vom Strukturmaterial der Umgebung und vom Core herrührt.

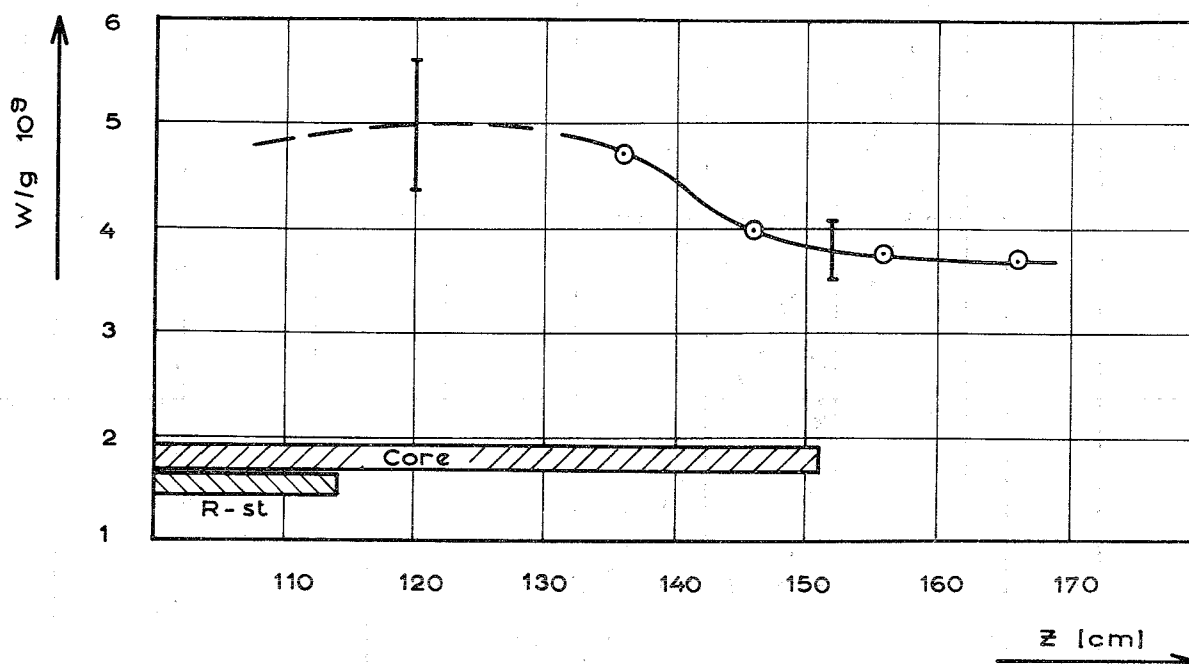


Abb.5.9.4 γ -Heizung auf der Längsachse der kalten Quelle auf dem Radius $R = 70$ cm, gemessen mit Glasdosimetern. Der Boden der Quelle befindet sich bei $Z = 110$ cm. Konfiguration: mit allen Strahlrohren, Schema I, mit Festbor. Reaktorleistung = 1 Watt.

Die γ -Dosis in der heißen Quelle wurde sowohl auf deren Längsachse wie auch auf einem in der Mittelebene der Quelle in Richtung des Radiusvektors zur Coreachse liegenden Durchmesser untersucht. Die Achse der Quelle befand sich auf dem Radius $R = 49,6$ cm. Die Gläser befanden sich bei der Bestrahlung in Kanälen (siehe Abbildung 2.12) vom Durchmesser 1,7 cm. Die Zwischenräume zwischen den Gläsern waren mit entsprechenden Stopfen aus Graphit ausgefüllt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 5.9.5 dargestellt, in Kurve a als Funktion des Radius R , in Kurve b als Funktion der Höhe Z . Die gestrichelt eingezeichnete Kurve c stellt die Verteilung des "ungestörten" γ -Flusses in radialer Richtung dar. Der Vergleich mit Kurve a zeigt, daß hier der Beitrag von Gammas aus dem Strukturmaterial der Quelle und deren Umgebung relativ zu den Core-Gammas geringer ist als bei der weiter vom Core entfernt stehenden kalten Quelle. Die Abweichung vom ungestörten γ -Fluß wird zu den Rändern der Quelle

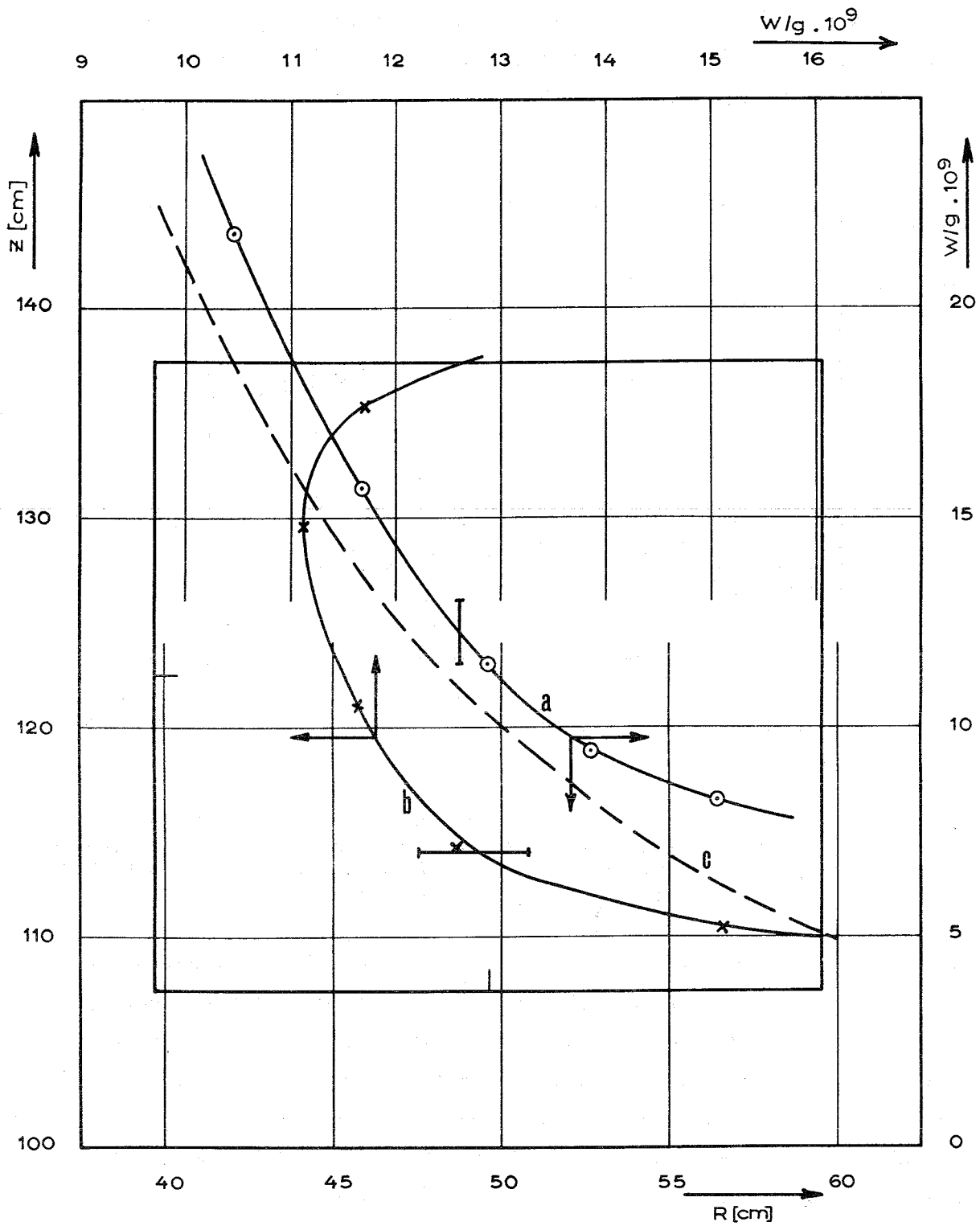


Abb.5.9.5 γ -Heizung auf der Längsachse (Kurve a) und auf der in Richtung des Reaktorradius R liegenden Querachse (Kurve b) der heißen Quelle, gemessen mit Glasdosimetern. z bezeichnet die Reaktorachse. Die gestrichelte Kurve c stellt die γ -Heizung ohne Reflektoreinbauten dar. Konfiguration: mit allen Strahlrohren (Schema I), mit Festbor. Reaktorleistung = 1 Watt.

hin deutlich größer, besonders auf der vom Core abgewandten Seite. Dieses Phänomen ist für die Längsverteilung in noch ausgeprägterem Maße zu beobachten, da sich an Boden und Deckel der Quelle (siehe Abbildung 2.12) relativ mehr Strukturmaterial befindet als an den Seiten.

5.10 Der Einfluß der Platzierung von Quelle und Detektor auf die Zählrate beim Anfahren des unterkritischen Reaktors

Im Hochflußreaktor soll die Anfahrquelle und der Neutronendetektor, über den die Flußentwicklung beim Anfahren des Reaktors beobachtet wird, jeweils an der Peripherie des D_2O -Tanks eingebaut werden. Um nachzuweisen, daß dies nicht zu unrealistischen $1/N$ ($N = \text{Zählrate}$)-Kurven führt, wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem der Detektor (BF^3 -Zählrohr Typ 8NE31) an dem Träger Nr.5 befestigt war auf $R = 99,5 \text{ cm}$, $Z = 111 \text{ cm}$ und die Neutronenquelle (Am-Be, 300 mC) einmal an dem Träger Nr. 31 auf $R = 99,5 \text{ cm}$ und $Z = 111 \text{ cm}$ (Position A) und einmal an dem Träger Nr. 23 auf $R = 99,5 \text{ cm}$ und $Z = 111 \text{ cm}$ (Position B).

Der Reaktor wurde wie üblich kritisch gefahren, d.h. bei ausgefahrenen Sicherheitsstäben, Regelstab auf $H = 0$, Core und zentraler Kamin mit D_2O gefüllt, wurde der Außenreflektor schrittweise mit D_2O gefüllt bis zum Niveau 220, und dann wurde der Regelstab schrittweise ausgefahren bis zum Erreichen der kritischen Stabstellung. Die Zählraten, die bei jedem dieser Schritte aufgenommen wurden, sind in der Tabelle 5.10.1 zusammengestellt, die inverse Zählrate ($1/N$) ist als Funktion der D_2O -Höhe und der Regelstabstellung in Abbildung 5.10.1 aufgetragen.

D ₂ O-Niveau (cm)	Regelstabstellung H (cm)	Zählraten über 60 sec	
		Position A	Position B
116	0	1 800	
120	0	1 991	1 288
130	0	2 514	1 630
140	0	3 516	2 334
150	0	5 460	3 825
160	0	8 093	6 001
170	0	10 296	7 855
180	0	11 953	9 364
190	0	12 957	10 320
200	0	13 708	10 814
210	0	14 032	11 061
220	0	14 410	11 345
220	5	14 557	11 436
220	10	14 732	11 671
220	15	15 286	12 283
220	20	16 390	13 219
220	25	17 922	14 890
220	30	20 900	17 886
220	35	26 078	23 320
220	40	38 149	35 526
220	44	66 088	64 532
220	46	110 658	108 982

Tabelle 5.10.1 Zusammenstellung der Zählraten im unterkritischen Reaktor

Die Geometrie des Reaktors entsprach dem Zustand 3, also mit Festbor und Strahlrohrattracten im Reflektor (Schema I).

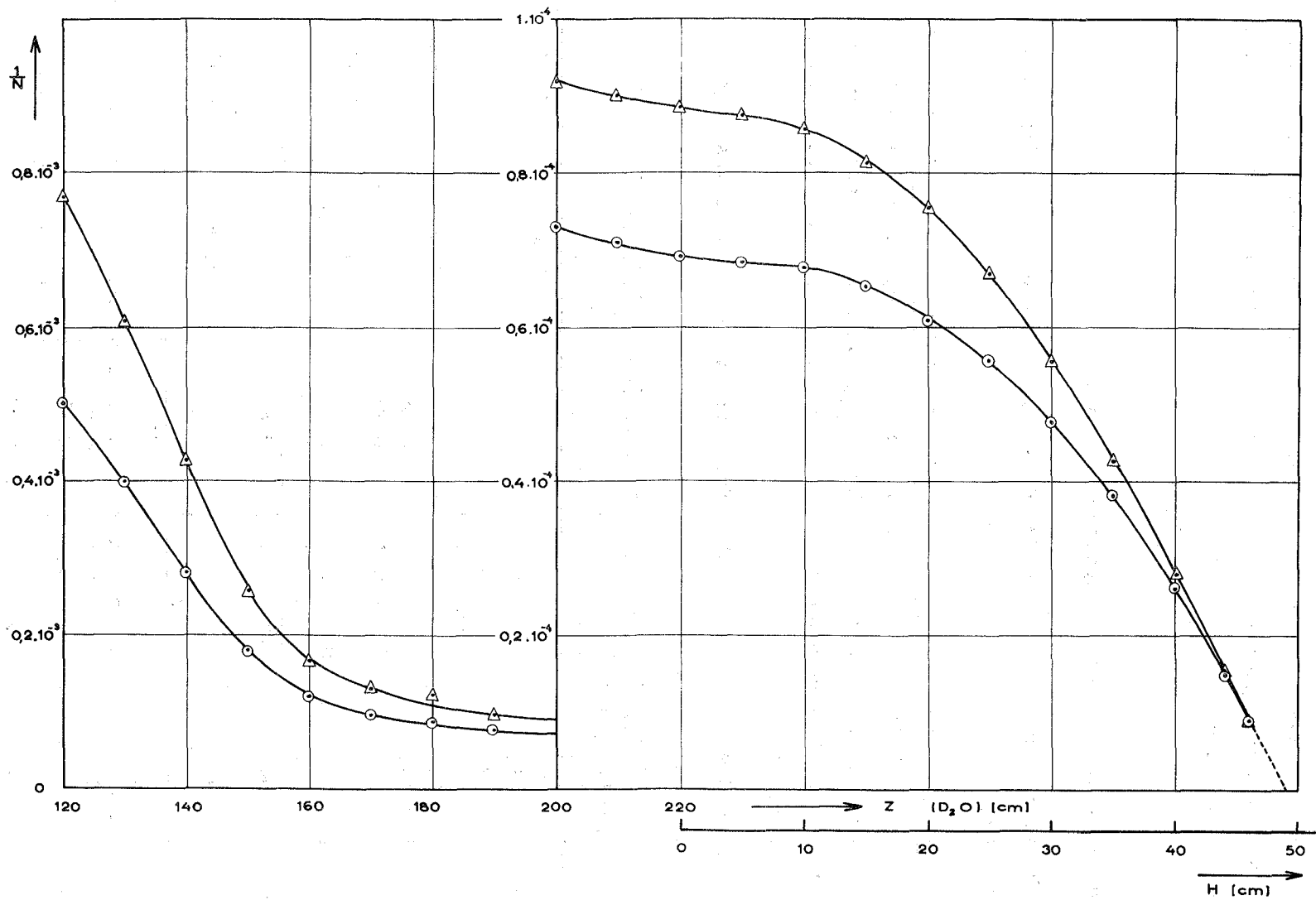


Abb.5.10.1 Verlauf der inversen Zählrate beim Anfahren des Reaktors. Dreiecke: Quelle in Position A, Kreise: Quelle in Position B.

5.11 Die kinetischen Parameter

5.11.1 Die Lebensdauer der prompten Neutronen

Die Lebensdauer l_0 der prompten Neutronen wurde nach der Methode der gepulsten Neutronenquelle bestimmt, wie in Kapitel 4.4.3 beschrieben. Diese Methode erlaubt es, die Abklingkonstante α des prompten Neutronenfeldes zu messen, wobei für den kritischen Reaktor gilt

$$\alpha_c = \frac{\beta_{\text{eff}}}{l_0},$$

β_{eff} = effektiver Anteil der verzögerten Neutronen.

α_c hängt sehr stark von dem Zustand des Reaktors ab, also von der Regelstabilisierung und von den Einbauten im Reflektor.

Eine Rechnung zeigt, daß sich β_{eff} bei einer sehr großen Störung im Reflektor, hervorgerufen durch 6 Sicherheitsstäbe, nur um 3,55 % gegenüber dem Zustand ohne Sicherheitsstäbe vergrößert. Somit kann β_{eff} als konstant angesehen werden, und damit wird die Abhängigkeit von α_c vom Reaktorzustand durch eine Änderung von l_0 bewirkt.

In Tabelle 5.11.1 sind α_c - und l_0 -Werte für verschiedene Reaktorzustände zusammengestellt.

Reaktorzustand	Regelstabilisierung H (cm)	α_c gemessen (sec ⁻¹)	l_0 gemessen (sec) · 10 ⁻³	α_c berechnet (sec ⁻¹)	l_0 berechnet (sec) · 10 ⁻³	
ohne Festbor, ohne Strahlrohre	0			7,52	0,947	
	18,3	7,6 ± 0,1	0,94			
	36,4	7,7 ± 0,1	0,92			
	46,2	7,96 ± 0,1	0,89			
	50			8,20	0,868	
	ZUSTAND 1	60,6	8,1 ± 0,1	0,88		
	61,1	8,2 ± 0,1	0,87			
ZUSTAND 1	82			8,54	0,834	
	87,4	8,6 ± 0,1	0,83			
	100,1	8,9 ± 0,1	0,80			
	mit Festbor, ohne Strahlrohre	36,6	8,5 ± 0,1	0,84		
		47,2	8,7 ± 0,1	0,82		
47,7				8,74	0,815	
62,8		9,0 ± 0,1	0,79			
ZUSTAND 2	68,7	9,3 ± 0,1	0,77			
	85,7	9,5 ± 0,1	0,75			
	mit Festbor und Strahlrohren	24,1	10,4 ± 0,1	0,68		
47,2		10,6 ± 0,1	0,67			
50				10,64	0,669	
ZUSTAND 3		57,8	11,2 ± 0,1	0,64		
68,2		11,0 ± 0,1	0,65			
81,1	11,6 ± 0,1	0,61				

Tabelle 5.11.1 Lebensdauer und α für verschiedene Reaktorzustände

Die Lebensdauer wurde aus α_c bestimmt unter der Annahme, daß das berechnete β_{eff} richtig ist:

$$\beta_{\text{eff}} = 0,00712 .$$

Abbildung 5.11.1 zeigt die Abhängigkeit der Abklingkonstanten im kritischen Reaktor - α_c - in Abhängigkeit von der Regelstabstellung bei verschiedenen Reaktorzuständen.

5.11.2 Verzögerte Neutronen

Wie in Kapitel 4.4.2 ausgeführt wurde, wird das Ergebnis einer Continuous-run-Messung umso mehr von der Kenntnis der Gruppen verzögerter Neutronen beeinflusst, je länger die Messung dauert. Daß bei solch langen Messungen - länger als 100 sec - die Continuous-run-Methode falsche Ergebnisse liefert, ließ sich leicht zeigen an der Tatsache, daß die berechnete Reaktivität nicht konstant blieb, wengleich der Reaktor nach einer Stabbewegung im unterkritischen Zustand verharrte. Hier nun wurde versucht, die Konstanten der verzögerten Photoneutronen so anzupassen, daß dieses Phänomen verschwindet. Dies wurde in einem vorläufigen Versuch mit einem Analogrechner erreicht, wobei die in Tabelle 5.11.2 zusammengestellten Gruppenkonstanten gefunden wurden. Eine genauere Beschreibung findet sich in [30] und [17].

Gruppe		a_i	$\beta_{i,\text{eff}}$	λ_i (sec ⁻¹)
Uran-235	1	0,0315	0,000224	0,0124
	2	0,2093	0,001488	0,0305
	3	0,1875	0,001333	0,111
	4	0,3772	0,002682	0,301
	5	0,110	0,000782	1,13
	6	0,0399	0,000284	3,00
Photoneutronen	7	0,0301	0,000214	0,2772
	8	0,00281	0,00002	0,0169
	9	0,0115	0,000082	0,004813
	10	0,0007	0,000005	0,000428
	11	0,0007	0,000005	0,000117

Tabelle 5.11.2 Daten verzögerter Neutronen nach einer Anpassung mit Analogrechner an mit Continuous-run-Technik gemessene Reaktivitätskurven.

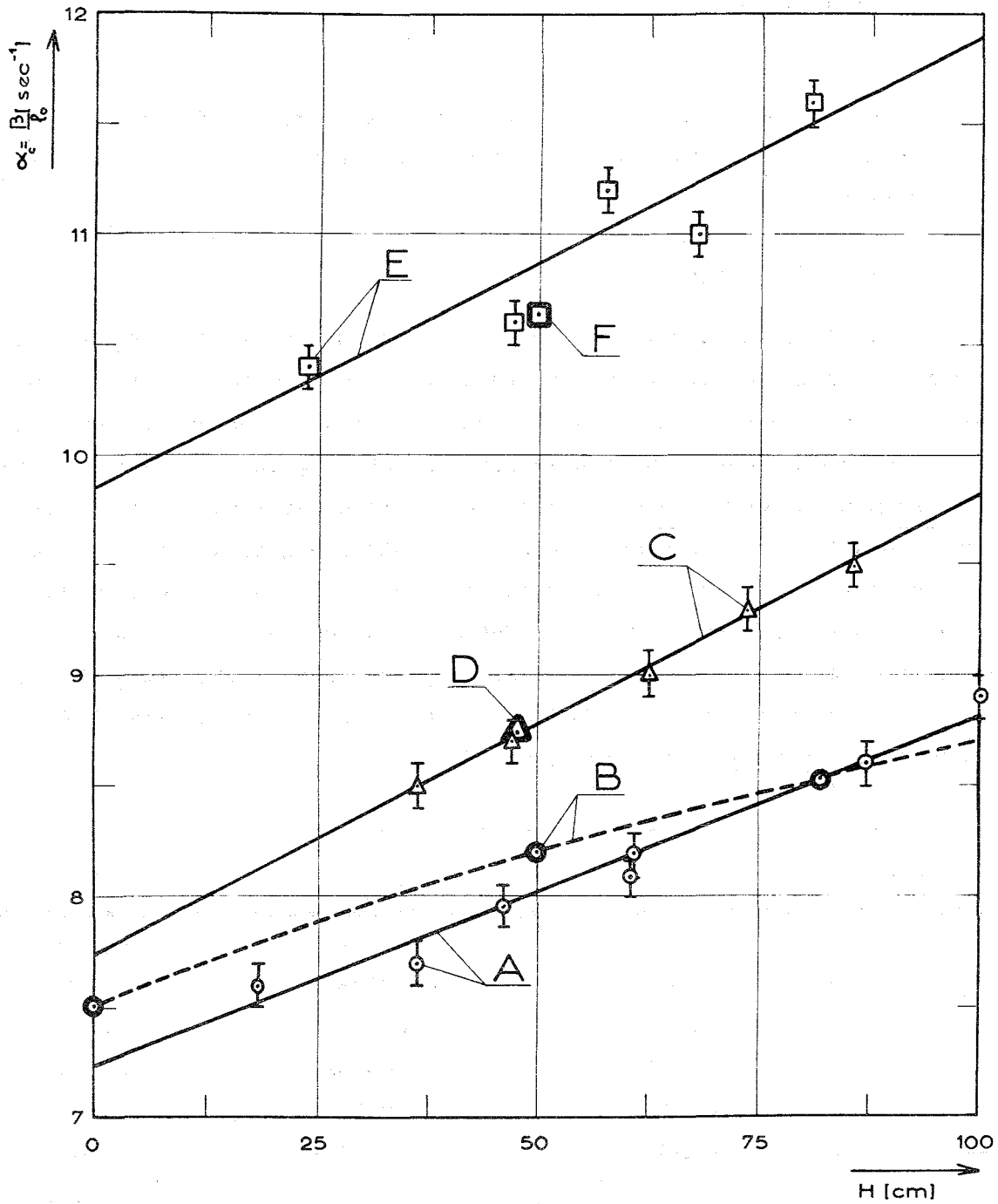


Abb.5.11.1 α_c als Funktion der Regelstabstellung.
 A = Meßwert für den Reaktor ohne Festbor und ohne Strahlrohre,
 B = Rechenwerte für den Reaktor ohne Festbor und ohne Strahlrohre,
 C = Meßwerte für den Reaktor mit Festbor und ohne Strahlrohre,
 D = Rechenwerte für den Reaktor mit Festbor und ohne Strahlrohre,
 E = Meßwerte für den Reaktor mit Festbor und mit Strahlrohren,
 F = Rechenwerte für den Reaktor mit Festbor und mit Strahlrohren.

5.12 Messung der (n, α)-Reaktion am Kamin

Für den Coretank stellt die Produktion von Helium durch die (n, α)-Reaktion im Aluminium ein metallurgisches Problem dar, da durch das Helium das Material versprödet. Die Höhe der (n, α)-Reaktion wurde mit Aluminiumsonden unter Kadmium gemessen:



Der effektive Reaktionsquerschnitt beträgt

$$\bar{\sigma}_F = 0,61 \text{ mb} \pm 5\%.$$

Die Sonden wurden im Spaltspektrum von Uran durch einen Vergleich mit Nickelsonden ($\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})\text{Co}^{58}$, $\bar{\sigma}_F = 100 \text{ mb}$) geeicht.

Für die Messung wurden die Al-Sonden an der äußeren Wand des Kamins in der Coremittelebene angebracht und während 3 Stunden bei ca. 30 Watt bestrahlt. Es ergibt sich eine Heliumproduktion von

$$1,5 \cdot 10^2 \quad \alpha/\text{Watt}/\text{cm}^3/\text{sec} .$$

Nach der Diffusionsrechnung ergibt sich der Anstieg des schnellen Flusses zwischen der Meßstelle an der Außenseite des Kamins ($R = 20,96 \text{ cm}$) und der Coretankinnenseite ($R = 19,56 \text{ cm}$) zu 35%, so daß sich die maximale Heliumproduktionsrate auf dem Radius $R = 19,56$ zu

$$2,0 \cdot 10^2 \quad \alpha/\text{Watt}/\text{cm}^3/\text{sec}$$

bestimmt. Der Meßfehler beträgt 10%, davon 5% aus der Eichung der Sonden, und 5% durch die ungenaue Kenntnis der Reaktorleistung während der Bestrahlung.

6. RÜCKWIRKUNGEN DER MESSERGEBNISSE AUF DIE AUSLEGUNG DES HOCHFLUSSREAKTORS

In den Abbildungen 6.1 und 6.2 ist ein vertikaler und ein horizontaler Schnitt durch den D_2O -Tank des Hochflußreaktors wiedergegeben. Aus dem Vergleich mit den Abbildungen 2.1 und 5.3.1 und aufgrund der in Kapitel 2.4 angeführten Unterschiede zwischen dem Hochflußreaktor und FOEHN folgt, daß nicht alle in FOEHN gemessenen Werte ohne weiteres auf den HFR übertragen werden können. Grundsätzlich gilt, daß die in diesem Bericht durchgeführten Vergleiche zwischen Rechnung und Messung auch für den HFR gelten, d.h. daß eine Rechnung, die für die Geometrie des HFR durchgeführt wurde, mit dem gleichen Fehler behaftet ist wie die entsprechende Rechnung für FOEHN.

6.1 Reaktivität

6.1.1 Die Reaktivität des Reaktors ohne Strahlrohre und ohne Festbor

Wie in Kapitel 5.1 gezeigt wurde, überschätzt die Rechnung die Reaktivität des Reaktors ohne Festbor und ohne Strahlrohre um etwa 600 pcm. Die Exzeßreaktivität, die für den Hochflußreaktor berechnet wurde, wird demnach mit dem gleichen Fehler behaftet sein.

6.1.2 Die Reaktivität des Regelstabes

Gegenüber der Messung mit der Methode der stabilen Periode überschätzt die Rechnung die Wirkung des Regelstabes um 4,5 %. Der Regelstab des Hochflußreaktors muß also so ausgelegt werden, daß die Rechnung eine um 4,5 % höhere Reaktivität ergibt als in Wirklichkeit nötig ist.

6.1.3 Die Reaktivität der Festborzonen

Die B^{10} -Beladung der in FOEHN verwendeten Festborzonen betrug $1,5167 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^3$, wenn man das Bor in der gesamten Zone homogenisiert, oder $8,34 \text{ g B}^{10}$ insgesamt. Die Beladung der 0,1 cm starken borierten Al-Platten, aus denen die Borzonen aufgebaut waren, betrug $0,94 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2$. Die Reaktivität der Borzonen wird von der Rechnung um etwa 8% überschätzt. Um den Absolutbetrag dieses Fehlers im HFR klein zu halten, sollte die Borkonzentration so niedrig wie möglich gewählt werden. Unter der Annahme, daß der Rechenfehler proportional zur Borkonzentration ist, ergibt sich für $1,0 \cdot 10^{-4} \text{ B}^{10} \text{ A/cm}^3$ ein Fehler von 5,3 % und eine Reaktivität von - 4000 pcm für die Regelstabstellung $H = 50 \text{ cm}$. Der fehlende Reaktivitätsbetrag müßte durch eine Erhöhung der Reaktivität des Regelstabes ausgeglichen werden.

6.1.4 Die Reaktivität der Experimentiereinrichtungen

Gegenüber den in FOEHN verwendeten Strahlrohrattrappen unterscheiden sich die Strahlrohre und Experimentiereinrichtungen des Hochflußreaktors (siehe Abbildung 6.2) in folgenden Punkten (alle Werte gelten für die Regelstabstellung $H = 50 \text{ cm}$):

Die Kanäle des HFR sind leicht konisch, haben eine Wandstärke von $0,4 \text{ cm}$ und sind am Ende durch eine Halbkugelschale von $0,2 \text{ cm}$ Wandstärke verschlossen. Die gemessene Reaktivität der Kanalattrappen ohne heiße und kalte Quelle ergibt sich nach 5.3.2 und 5.3.3 zu -2000 pcm und davon werden 950 pcm durch das Aluminium bedingt. Bei einer Verdoppelung der Kanalwandstärke folgt $\Delta \rho (\text{Kanäle}) = -2950 \text{ pcm}$.

Die heiße Quelle wird im HFR kein Hüllrohr haben - jedoch wird der zur Isolierung nötige Hohlraum von 14 auf 21 ltr vergrößert -, so daß ihre Reaktivität -790 pcm betragen wird (siehe 5.3.3).

Die für den HFR vorgesehene kalte Quelle wird etwa $33 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$ Void und $7 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$ Al mehr enthalten als die Attrappe. Damit ergibt sich eine Reaktivität von -500 pcm .

Die halbkugelförmigen Kanalnasen mit $0,2 \text{ cm}$ Wandstärke ergeben gegenüber flachen Scheiben mit $0,4 \text{ cm}$ Stärke einen positiven Beitrag von $+50 \text{ pcm}$.

Die Modifikationen der Kanäle H5, H9, V4 und V6 gegenüber den in FOEHN verwendeten Attrappen ergeben -400 pcm .

Die Gesamtreaktivität der Experimentiereinrichtungen im Hochflußreaktor, so wie sie in Abbildung 6.2 dargestellt sind, ergibt sich demnach zu

$$\Delta \rho = -4550 \text{ pcm},$$

wenn der Regelstab in der Coremittelebene steht.

6.1.5 Die Sicherheitsstäbe

Die Abschaltorgane des Hochflußreaktors werden von 5 leicht gegen die Vertikale geneigten Stäben gebildet, die von oben in den Reflektor eingeschossen werden. Der Absorberteil besteht aus einer $80 \text{ Ag} - 15 \text{ In} - 5 \text{ Cd}$ -Legierung in Form eines Rohres mit 10 cm Außendurchmesser und $0,4 \text{ cm}$ Wandstärke. In eingefahrenem Zustand stehen die Stäbe auf dem mittleren Radius $R = 28,8 \text{ cm}$, der Absorberteil reicht bis zur Coreunterkante.

Um die Reaktivitätswerte, die in FOEHN gemessen wurden, auf dieses Sicherheitssystem übertragen zu können, machen wir folgende Annahmen:

Die Absorption ist ein Oberflächeneffekt und damit proportional zur Gesamtoberfläche der Stäbe,

die Ag-In-Cd-Legierung hat die gleiche Absorptionswirkung wie das in FOEHN verwendete Cd-Blech.

Damit ergeben sich folgende Werte für den Hochflußreaktor:

Fünf ganz eingefahrene Stäbe mit dem Regelstab auf $H = 80$ cm

$$\Delta\rho = - 31\ 800 \text{ pcm,}$$

fünf ganz eingefahrene Stäbe mit dem Regelstab auf $H = 17$ cm

$$\Delta\rho = - 34\ 800 \text{ pcm,}$$

drei ganz eingefahrene Stäbe auf einer Coreseite gruppiert (ungünstigste Stellung) mit dem Regelstab auf $H = 100$ cm

$$\Delta\rho = - 13\ 000 \text{ pcm,}$$

ein einzelner, ganz eingefahrener Stab mit Regelstab auf $H = 55$ cm

$$\Delta\rho = - 6\ 100 \text{ pcm,}$$

Reaktivität von fünf Stäben in ausgefahrener Stellung 40 cm über der Coreoberkante am Zyklusende, d.h. die Festborzonen sind weitgehend abgebrannt. Der Regelstab steht auf $H = 70$ cm

$$\Delta\rho = - 230 \text{ pcm .}$$

Als Reaktivitätscharakteristik der Sicherheitsstäbe des Hochflußreaktors zum Zyklusbeginn auf dem Anfang ihres Weges bei einem Schnellschluß kann direkt die Kurve "ohne Festbor" aus Abbildung 5.5.3 verwendet werden.

Die angegebenen Reaktivitäten gelten selbstverständlich nur im Sinne der in Kapitel 5.5 gegebenen Definition, also als Äquivalenzwerte für im Core gelöstes Bor. Es wurden im Rahmen dieser Arbeit keine Berechnungen des Sicherheitssystems des Hochflußreaktors durchgeführt, es konnte jedoch gezeigt werden, daß die Methode des äquivalenten Absorbers in vorliegendem Fall auch für komplizierte Stabstellungen gute Ergebnisse erzielt.

6.2 Die Flußverteilung

Die Verteilung des thermischen, epithermischen und schnellen Neutronenflusses läßt sich für den ungestörten Reflektor mit den angegebenen Methoden gut berechnen. Für die thermischen Flüsse an den Strahlrohrnasen können die Werte aus Tabelle 5.3.3 für den Hochflußreaktor direkt übernommen werden. Insbesondere kann der am Strahlrohr Nr. 17 (V4 im Hochflußreaktor) gemessene Flußwert der Fluß-Leistungseichung der Reaktorinstrumentierung bei niedriger Leistung zugrunde gelegt werden.

6.3 Die Leistungsverteilung

Die berechnete Leistung im "heißen Stromfaden" stimmt mit den Messungen auf + 1% überein. Durch die Anwesenheit der Experimentiereinrichtungen im Reflektor, insbesondere der heißen Quelle, wird die Leistungsverteilung in azimutaler Richtung verbeult, so daß die Leistung im "heißen Stromfaden" um 2% über dem erwarteten Wert liegt (siehe Abbildungen 5.3.14 und 5.3.15).

6.4 Das "Rendement"

Das gemessene "Rendement" für den Reaktor ohne Strahlrohre liegt 3% unter dem Rechenwert. Für den Reaktor mit "homogenisierten" Strahlrohren überschätzt die Rechnung das "Rendement" um 6,5 %. Das "Rendement", bezogen auf die einzelnen Strahlrohrnasen, entspricht den Flußwerten in Tabelle 5.3.3.

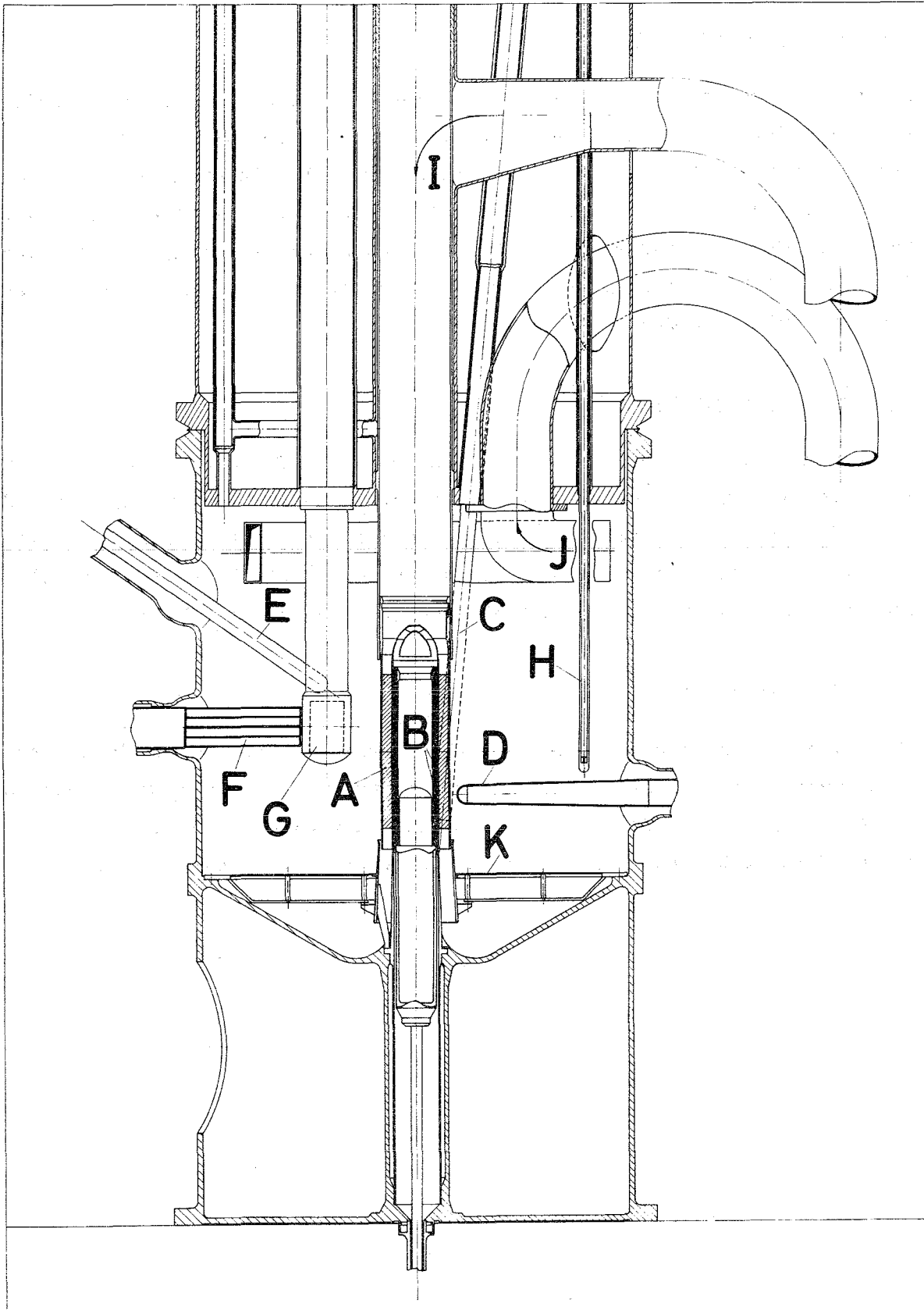


Abb.6.1 Längsschnitt durch den Reaktorblock des Deutsch-Französischen Hochflußreaktors zum Vergleich mit Abb.2.1. A = Core, B = Regelstab, C = einer der fünf Sicherheitsstäbe, D = horizontales Standstrahlrohr, E = schräges Strahlrohr, F = rechteckiges Strahlrohr, das zur heißen Quelle (= G) zeigt, H = vertikale Rohrpost, I = D_2O -Einlaß, J = D_2O -Auslaß, K = Gitter zur Strömungsberuhigung.

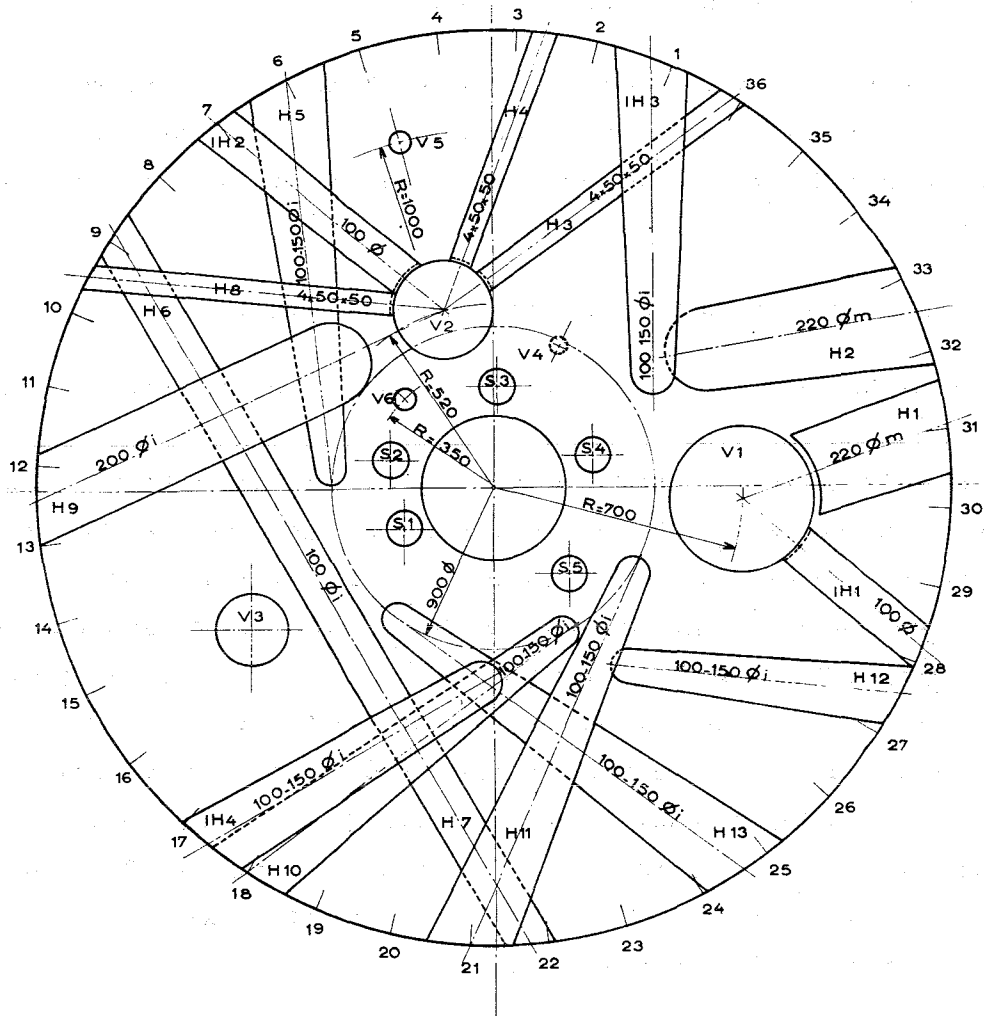


Abb.6.2 Querschnitt durch den Reflektortank des Hochflußreaktors (vgl. Abbildung 5.3.1 und Tabelle 5.3.1). H1 - H13 = horizontale Strahlrohre, IH1 - IH4 = schräge Strahlrohre, V1 = kalte Quelle, V2 = heiße Quelle, V3 = Strahlrohr für Konversionselektronen, V4 - V6 = vertikale Bestrahlungseinrichtungen, S1 - S5 = Sicherheitsstäbe (geschnitten in der Coremittelebene).

ZUSAMMENFASSUNG

In der Zeit vom 4.3.1968 bis 31.1.1969 wurde in dem Reaktor EOLE im Forschungszentrum Cadarache/Frankreich das kritische Experiment FOEHN für den Deutsch-Französischen Hochflußreaktor durchgeführt.

FOEHN stellte ein in neutronenphysikalischer Hinsicht genaues Modell des Hochflußreaktors dar. Die Exzeßreaktivität wurde mit einem zentralen Absorberstab (Nickel) und mit Bor-10 kompensiert, das im Schwerwasser der Brennstoffzone gelöst war.

Die Experimente können in fünf Gruppen eingeteilt werden:

A. Messungen am Reaktor ohne Festborzonen, Strahlrohratrappen und Sicherheitsstäbe

Diese Phase diente im wesentlichen dem Vergleich zwischen Rechnung und Experiment. Die berechneten k_{eff} liegen um maximal 600 pcm über den Meßwerten, die Reaktivität des Regelstabes wird von der Rechnung um 4,3 % (oder 590 pcm) überschätzt. Die berechneten Neutronenflußverteilungen stimmen gut mit den Meßwerten überein (2-3 % für den thermischen Fluß, 15% für den epithermischen Fluß für $R = 50$ cm und 20% für den schnellen Fluß für $R = 60$ cm), ebenso wie die Leistungsverteilung in der Brennstoffzone. Das Verhältnis Leistung im heißen Stromfaden zu mittlerer Coreleistung wird von der Rechnung um 0,4 % überschätzt. Das "Rendement" ($\phi_{\text{max,th}}/\text{Leistung}$) wird von der Rechnung um 2,2 % überschätzt. Die γ -Flußverteilung im Reflektor wurde mit Ionisationskammern und Gläsern gemessen und mit der Rechnung verglichen.

B. Messungen am Reaktor mit Festborzonen, ohne Sicherheitsstäbe und Strahlrohratrappen

In dieser Phase wurde die Reaktivität der Festborzonen (Zonen, die das Abbrandgift des Hochflußreaktors enthalten) und ihr Einfluß auf den Reaktor untersucht. Die Reaktivität der Festborzonen wird von der Rechnung um etwa 8% (oder im Mittel 360 pcm) überschätzt. Der Einfluß auf die Reaktivität des Regelstabes und auf die Fluß- und Leistungsverteilung wird von der Rechnung gut wiedergegeben (Fehler wie unter A). Die gemessene Neutronendichteverteilung in den Festborzonen stimmte mit einer Abweichung von $\pm 4\%$ mit der Rechnung überein.

C. Messung am Reaktor mit Festborzonen und Strahlrohrattrappen, aber ohne Sicherheitsstäbe

Die Strahlrohre und Experimentiereinrichtungen, die in den Reflektor des Hochflußreaktors eingebaut wurden, wurden in FOEHN durch Attrappen so simuliert, daß die Meßresultate auf die wirkliche Geometrie des Hochflußreaktors übertragen werden können.

Die Reaktivität der Gesamtheit der Strahlrohrattrappen ergab sich zu -3300 ± 160 pcm für eine Regelstabstellung von $H = 50$ cm. Die Rechnung nach einem einfachen Homogenisierungsmodell unter Vernachlässigung des "streaming-effect" ergibt -2380 pcm.

Zusätzlich wurde die Reaktivität einzelner typischer Attrappen gemessen (heiße und kalte Quelle, thermische Neutronenleiter) sowie der Einfluß von Änderungen in der Anordnung der Attrappen (Vertauschen einzelner Strahlrohre, Annähern von Strahlrohren an das Core). Der thermische Neutronenfluß wurde an allen Strahlrohrnasen und in der kalten und heißen Quelle gemessen sowie an vielen Punkten im Reflektor, so daß eine azimuthal gemittelte Flußverteilung bestimmt werden konnte. Zu dieser mittleren Verteilung wurde das "Rendement" bestimmt. Es liegt mit $r = 2,3 \cdot 10^7$ n/(cm² sec W) um 6% niedriger als der Rechenwert.

D. Die Sicherheitsstäbe

Die Sicherheitsstäbe des Hochflußreaktors wurden durch 6 Rohre aus Cd-Blech simuliert. Ihre Reaktivität wurde für zahlreiche radiale und axiale Positionen ermittelt. Es konnte eine Rechenmethode entwickelt werden, die es erlaubt, einen Reaktor des vorliegenden Typs mit Sicherheitsstäben mit praktisch der gleichen Genauigkeit zu berechnen, wie einen Reaktor ohne Stäbe.

E. Spezielle Effekte

In dieser Meßphase wurden folgende Effekte untersucht:

Reaktivität und Flußstörung von Strahlrohren verschiedener Geometrien,
 der Temperaturkoeffizient des Reaktors,
 der Voidkoeffizient im Core,
 der Aluminiumkoeffizient im Reflektor,
 der Einfluß der Stellung von Quelle und Detektor auf die Zählrate beim
 Anfahren des unterkritischen Reaktors,
 die prompte Lebensdauer und das β_{eff} .

In einem abschließenden Kapitel werden die Rückwirkungen der Ergebnisse von FOEHN auf die Auslegung des Hochflußreaktors untersucht.

Literaturverzeichnis

- [1] BECKURTS, K.H., R. DAUTRAY: Project Studies for the Franco-German High Flux Reactor. CONF-660925 Santa Fe, New Mexico, Sept.19-23, 1966.
- [2] CHATOUX, J., W. EISERMANN: Der deutsch-französische Hochflußreaktor in Grenoble. Atomwirtschaft, Jan. 1969.
- [3] GOLINELLI, C., H. TELLIER: Etude Neutronique d'un Coeur à Eau Legère Reflechi par de l'Eau Lourde. CEA-R-3318, 1967.
- [4] SCHARMER, K.: ALIZE III - First Critical Experiment for the Franco-German High Flux Reactor Calculations. CEA-R-3393(E), 1968.
- [5] EOLE-Rapport Général de Sûreté. CEA-SEN-188.
- [6] EOLE-Deuxième Rapport Particulier de Sûreté. CEA-SPM-990.
- [7] BAYARD, J. et al.: Specification d'un Code de Diffusion Multigroupe à Deux Dimensions: ALCI CEA-R-2747, 1965.
- [8] BOHL, H., Jr. et al.: MUFT-IV, Fast Neutron Spectrum Code for the IBM-704. WAPD-TM 72, July 1957.
- [9] HONECK, H.C.: Nucl. Sci. Eng. 8, 193-202 (1960).
- [10] THEYS, M.H.: Integral Transport Theory of Thermal Utilization Factor in Slab Geometry. Nucl. Sci. Eng. 7, 1, 58-63 (Jan. 1960).
- [11] BECKURTS, K.H., K. WIRTZ: Neutron Physics, Springer-Verlag, 1964.
- [12] KEAR, G.H., M.H. RUDERMANN: GEAP-3937, May 1962.
- [13] SPINKS, N.: AAEC/E 134, April 1965.
- [14] SPINKS, N.: Nucl. Sci. Eng. 22, 87-93 (1965).
- [15] KEEPIN, G.R. et al.: Phys. Rev. 107, 4, 1044 (1957).
- [16] Reactor Physics Constants, Sec. 5.3, ANL-5800, 2.Ed., 1963.
- [17] ECKERT, H.G., K. SCHARMER: Wird veröffentlicht.
- [18] BERNSTEIN, S. et al.: Phys. Rev. 71, 9, 573 (1947).
- [19] BROSE, M.: Nukl. 6, 134 (1964).
- [20] JIRLOW, JOHANSSON: J. Nucl. Energy 11 (1960).
- [21] BRISBOIS, J., M. LOTT, G. MANET: CEA-R-2491 (1964).
- [22] Fast Flux Measurements in Zero-Energy Reactors. AERE-R-4205.
- [23] ECKERT, H.G., R. JAQUEMART: Wird veröffentlicht.

- 24 BRANDICOURT, G., J. CULAMBOURG: Programme NIOBE. CEA-583.
- 25 DEVILLERS, C.: Programme MERCURE III, CEA-R-3264.
- 26 BEAUCOURT, Ph. de, et al.: CEA-N-627.
- 27 BARTHE, J.P.: CEA-N-571.
- 28 BEHRENS, D.J.: The Effect of Holes in a Reacting Material on the Passage of Neutrons. The Proc. of the Phys. Soc., Sec.A, Vol.62, 7 (July 1949).
- 29 CARTER, C., R.J. JARVIS: J. Nucl. Energy, Parts A/B, Vol.15, 113-119 (1961).
- 30 LE BOT, M., Ch. DI FALCO, R. JAQUEMART: Wird veröffentlicht.

