

33323

RECEIVED BY TIC JUL 2 1973



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Reaktorentwicklung

**Untersuchungen
an den Treiberstab-Konfigurationen
der Kritischen Anlage ITR**

von

M. Bloser, N. Kirch, F. J. Krings, N. Paul und A. Naseband

BKEJAS (928) 1-74 (1973)

Jül - 928 - RG
Februar 1973

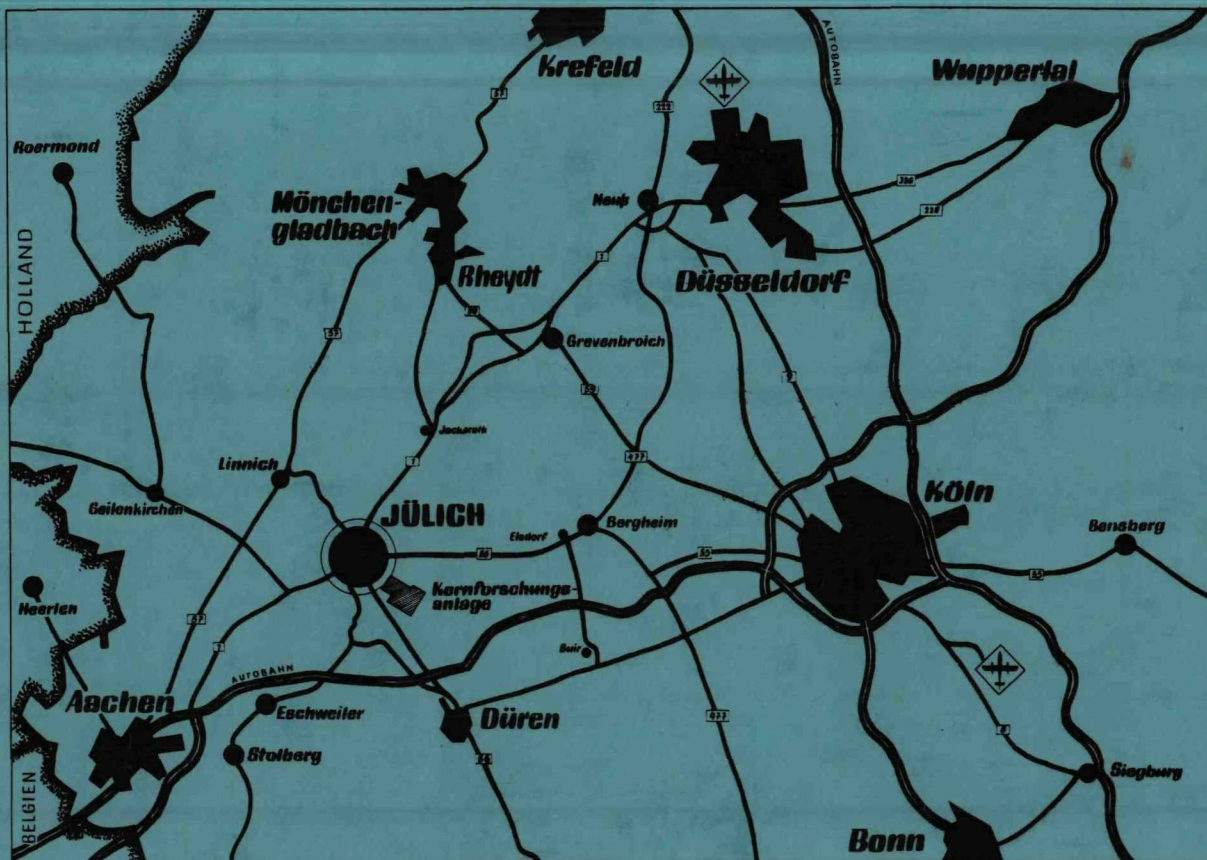
Als Manuskript gedruckt

MASTER

DISTRIBUTION OF THIS DOCUMENT IS UNLIMITED

DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 928

Institut für Reaktorentwicklung Jül - 928 - RG

Dok.: Incore Thermionic Reactor
Critical Assembly - ITR
Reactivity - Pulsed Neutron Technique
Neutron Flux - Measurement
Neutron Flux - Distribution

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Untersuchungen an den Treiberstab-Konfigurationen der Kritischen Anlage ITR

von

M. Bloser, N. Kirch, F. J. Krings, N. Paul und A. Naseband

MASTER

UNIVERSITÄT DUISBURG ESSEN

Handwritten signature

INVESTIGATIONS OF DRIVER-ROD CONFIGURATIONS
OF THE CRITICAL FACILITY I T R

by

M. Bloser
N. Kirch
F.J. Krings
N. Paul
A. Naseband

ABSTRACT

Zero-energy experiments have been performed to design modern power reactors and to check calculation methods and nuclear data. From the reactor physics point of view, ITR is characterized by the compact, very heterogeneous construction, and by novel structure materials. The critical facility permitted to build up very different configurations of fuel elements and reflector; thus it was possible to improve the results of calculation methods and to assess the suitability of data sets.

This report explains the facility and the measuring techniques. The influences on critical mass as well as numerical and experimental reactivity values of components are discussed. The results of both measurements and calculations of reaction rates are compared considering spatial-dependence of reactor spectrum and power flattening.

Transl.:
A.C.W.

UNTERSUCHUNGEN AN DEN TREIBERSTAB-KONFIGURATIONEN
DER KRITISCHEN ANLAGE I T R

von

M. Bloser
N. Kirch
F.J. Krings
N. Paul
A. Naseband*

KURZFASSUNG

Zur Auslegung neuartiger Leistungsreaktoren werden Nullenergieexperimente zur Überprüfung der Rechenmethoden und der nuklearen Daten durchgeführt. Die reaktorphysikalischen Besonderheiten beim ITR liegen in dem kompakten, sehr heterogenen Aufbau und in den neuartigen Strukturmaterialien. Die erbaute Anlage ermöglichte die Zusammenstellung sehr verschiedenartiger Konfigurationen aus Brennelementen und Reflektor, so daß aufgrund der Ergebnisse die Rechenmethoden verbessert und eine Wertung der Datensätze vorgenommen werden konnte.

In diesem Bericht werden die Anlage und die Meßmethoden beschrieben, Einflüsse auf die kritischen Massen diskutiert und rechnerische und experimentelle Reaktivitätswertigkeiten von Komponenten diskutiert. Ergebnisse von Reaktionsratenmessungen und -rechnungen werden im Hinblick auf das ortsabhängige Reaktorspektrum und der Einebnung der Leistungsverteilung verglichen.

* abgeordnet von INTERATOM GmbH, Bensberg

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einführung	1
2. Die kritische Anlage, Core-Aufbau und Sicherheitseinrichtungen	2
2.1 Core und Gitterplatten	3
2.1.1 Untere Gitterplatte	3
2.1.2 Obere Gitterplatte	5
2.2 Sicherheitselement und Sicherheitselementantrieb	5
2.3 Regelement mit Antrieb	6
2.4 Treiberstab (TR)	7
2.5 Thermionik-Element (TI)	8
2.6 Beryllium-Reflektorstab	9
2.7 Sicherheitssystem	10
2.8 Anfahrinstrumentierung	11
2.9 Betriebsinstrumentierung	11
2.10 Versuchsinstrumentierung	12
3. Bestimmung der Kritischen Massen	13
3.1 Beladeexperiment, Quellenmultiplikationsmethode	13
3.2 Kritische Massen der Treiberkonfigurationen	16
4. Kalibrierung der Abschalt- und Regelemente	19
4.1 Inhourmethode - Stabile Reaktorperiode	19
4.2 Gepulste Messungen	23
4.2.1 Auswertung nach Simmons, King	24
4.2.2 Auswertung nach Sjöstrand; Flächenmethode	25

	Seite	
4.2.3	Auswertung nach Gozani; Extrapolierte Flächenmethode	25
4.2.4	Ergebnisse	26
4.3	Messungen nach der Quellabschalt- methode	29
4.4	Rod-Drop-Messungen	30
4.5	Inverskinetik	31
5.	Reaktivitätswertigkeiten von Reaktor- Komponenten	34
5.1	Meßmethodik und Reproduzierbarkeit	34
5.2	Reaktivitätswertigkeit von Treiberstäben	36
5.3	Reaktivitätswertigkeiten von Al- Füllkörpern	40
5.4	Reaktivitätswertigkeit von Be- und LiH-Stäben im Reflektor	42
5.5	Reaktivitätseinfluß des Luftspalts zwischen Core und Reflektoren	44
5.6	Reaktivitätswertigkeiten zusätz- licher Materialien	45
6.	Reaktionsratenmessungen	47
6.1	Sondenpositionen und Sondenmaterialien	47
6.2	Durchführung der Aktivierung	48
6.3	Messung der Sondenaktivität	48
6.4	Reaktionsraten in axialer Richtung	48
6.5	Reaktionsraten in radialer Richtung	51
6.6	Spaltratenverteilung	51

	Seite
7. Methoden zur Leistungsbestimmung	53
7.1 Rauschanalyse im Zeitbereich	53
7.2 Leistungseichung nach der Multiplikationsmethode	56
7.2.1 Bestimmung der Einflußfunktionen	57
7.2.2 Berechnung der Leistung	59
7.3 Reaktionsratenmessung	60
7.3.1 Beschreibung der Methode	60
7.3.2 Relative Spaltratenverteilungen	61
7.3.3 Bestimmung der absoluten Spaltrate N_{f_0}	62
7.4 Vergleich der Resultate	64
 Literaturverzeichnis	 65
 Anhang	 68
Verzeichnis der Abbildungen	68
Daten der Kritischen Anlage	71

TABELLENVERZEICHNIS

		Seite
Tab. 3.1	Kritische Massen	18
Tab. 4.1	Gruppenkonstanten verzögerter Neutronen	20
Tab. 4.2- 4.4	Ergebnisse von Pulsmessungen an Core I bis Core III	26
Tab. 4.5	Kinetische Parameter der Cores I bis III	28
Tab. 4.6	Rod-Drop-Abschaltreaktivitäten der 4 Sicherheitselemente an den Cores II und III	31
Tab. 4.7	Abschaltreaktivitäten nach der inverskinetischen Methode	32
Tab. 4.8	Abschaltreaktivitäten von Elementkombinationen	33
Tab. 5.1	Reaktivitätsmeßfehler	35
Tab. 5.2	Reaktivitätswertigkeit eines Treiberstabes im Austausch gegen ein Al-Dummy	36
Tab. 5.3	Reaktivitätswertigkeit von Treiberstäben gegen Luft, Al- und Plexiglasdummies	38
Tab. 5.4	Reaktivitätswertigkeit von emaillierten Treiberstäben in Core III	39
Tab. 5.5	Reaktivitätswertigkeit der Al-Zwickel in verschiedenen Core-Zonen	41
Tab. 5.6	Reaktivitätswertigkeit der Al-Zwickel in mehreren Core-Zonen	42
Tab. 5.7	Reaktivitätswertigkeit eines LiH-Absorberstabes	43
Tab. 5.8	Reaktivitätswertigkeiten von LiH-Absorberstabkombinationen	44
Tab. 5.9	Gerechnete und gemessene LiH-Stabwertigkeiten	44
Tab. 5.10	Wertigkeit axialer Abschirmmaterialien	46
Tab. 6.1	Angaben über Aktivierungsdetektoren	49

TABELLENVERZEICHNIS (Forts.)

		Seite
Tab. 7.1	Leistungseichung nach der Rausch- analyse	56
Tab. 7.2	Korrekturfaktoren für die Multi- plikationsmethode	58
Tab. 7.3	Leistungskalibrierung	64

1. Einführung

Die Kritische Anlage ITR wurde im Rahmen des Incore-Thermionik-Reaktor-Projektes (ITR) geplant und verwirklicht. Wegen der vielen reaktorphysikalischen Besonderheiten war es unerlässlich, die Coreauslegung und auch den späteren Betrieb eines ITR-Prototyps durch ein kritisches Experiment abzusichern. Diese Besonderheiten liegen in den neuartigen Reaktormaterialien wie Wolfram, Niob, Molybdän, Yttriumhydrid, im harten Neutronenspektrum, der Heterogenität, sowohl in der Einzelzelle als auch der verschiedenen Reaktorzonen untereinander, und in der Kompaktheit des Cores.

Eine entsprechende Anlage wurde in der Warmen Halle des Institutes für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich GmbH erstellt und im Mai 1971 von der KFA in Betrieb genommen. Die Anlage wurde weitgehend vom ITR Firmenkonsortium⁺⁾ geplant und gebaut.

Wie in Kapitel 2. detailliert dargelegt, sind alle nuklearen Komponenten denen des Prototyps weitgehend angeglichen, so daß auch ein echter nuklearer Mock-up des ITR-Prototyps aufgebaut werden kann. Darüber hinaus ist die Anlage aber so flexibel ausgelegt, daß auch eine Reihe von grundsätzlichen Untersuchungen durchgeführt werden können, die auf allgemeiner Basis Rechenmethodik, Datensätze oder Meßmethoden für Kernreaktoren testen.

Diese Flexibilität ist insbesondere auf die Veränderbarkeit des Reflektors in Dicke und Durchmesser zurückzuführen und auf die Einsetzbarkeit von verschiedenartigen Brennelementen. Damit läßt sich die Kritische Masse zwischen 2,5 und 13 kg Uran²³⁵ variieren (mit den vorhandenen Brennelementen).

Die mehr grundsätzlichen Untersuchungen gewannen natürlich mit dem Auslaufen des ITR-Programms die Oberhand. Dafür sind insbesondere die Konfigurationen ohne Thermionikelemente geeignet, wie sie in diesem ersten Teil unseres ITR-Berichtes beschrieben werden.

+) ITR-Firmenkonsortium: BBC, INTERATOM, SIEMENS

2. Die kritische Anlage, Core-Aufbau und Sicherheitseinrichtungen

Das Core (Abb. 2-1) ist aus stabförmigen Brennstoff-Moderator-Elementen aufgebaut, die senkrecht zwischen einer unteren und einer oberen Gitterplatte stehen. Bei verschiedenen Core-Konfigurationen werden Brennelemente im Core-Zentrum durch Thermionik-Elemente (TI) ersetzt, so daß dann das Core aus einer Thermionik-Zone und einer Treiberzone besteht. Aus diesem Grunde werden im folgenden auch bei den nicht-thermionischen Konfigurationen die Brennelemente Treiberelemente (TR) genannt.

Das Core ist axial und radial durch Beryllium-Metall reflektiert, wobei der axiale Reflektor an den äußeren Enden der TR im Hüllrohr enthalten ist. Der radiale Reflektor besteht aus quadratischen Berylliumstäben, die senkrecht zwischen zwei Gitterplatten in zwei kleineren, feststehenden und vier größeren, beweglichen Reflektorkästen stehen. Die vier beweglichen Reflektorkästen dienen gleichzeitig als Sicherheitselemente. Sie werden bei Schnellabschaltung mit Preßluft und Federkraft aus ihrer Coreposition vom Core tangential weggeschossen, bei normaler Abschaltung durch Motorantrieb aus der Coreposition herausgefahren. Zwei kleinere, gegenüberliegende und feststehende Reflektorkästen sind weiter unterteilt. Sie enthalten je einen beweglichen Teil als Regelelement.

Die Reflektoren können über Verstelleinrichtungen jeder geplanten Core-Größe schnell und präzise angepaßt werden, so daß eine große Flexibilität hinsichtlich des Core-Aufbaus gegeben ist.

Bei Beladevorgängen am Core wird die obere Gitterplatte mit der darüberliegenden Niederhalteplatte über eine Verstellvorrichtung angehoben, so daß die TR mit Hilfe der Niederhalteplatte aus ihren Führungen in der Gitterplatte abgestreift werden. Über eine zweite Verstelleinrichtung kann nun die obere Gitterplatte zur Seite hin weggefahren werden, so daß alle TR-Positionen von oben her zugänglich sind. Dadurch ist ein schnelles und sicheres Wechseln der TR möglich.

Eine Anfahrneutronenquelle kann durch ein Teleflex-System in die Mitte der oberen Gitterplatte an das Core gefahren werden.

Sie befindet sich sonst in einem abgeschirmten Aufbewahrungsbehälter neben der Anlage.

Aus der Forderung nach größtmöglicher Sicherheit der Kritischen Anlage ist eine zweite, unabhängige Schnellabschaltung vorhanden. Dieses zweite Abschaltungssystem besteht aus dem zentralen Core-Bereich, der bei Normalabschaltung oder bei Schnellabschaltung nach unten aus dem Core gefahren werden kann. Hierzu wurde die untere Core-Gitterplatte in einen feststehenden äußeren und den beweglichen zentralen Bereich, der von einem präzise geführten Stempel getragen wird, unterteilt.

Zum Schutze des Betriebspersonals gegen radioaktive Strahlung sind 10 cm dicke Stahlschilde in waagerechter und senkrechter Anordnung vorhanden. Sie können von der Seite her dicht an das Core bzw. über das Core gefahren werden. Alle Daten der Anlage sind in Tab.2.1 (Anhang) zusammengefaßt.

2.1 Core und Gitterplatten

Zwischen der unteren und oberen Gitterplatte werden im Betrieb die Treiberstäbe (TR) und die Thermionik-Elemente (TI) gehalten und justiert.

Die Gitterplatten haben ein Gitternetz mit je 889 Bohrungen in hexagonaler Anordnung bei einer Gitterkonstanten von 14,25 mm. Die untere Gitterplatte mit präzisen Gitterbohrungen ist aus nichtrostendem Stahl (X35Cr Mo17) gefertigt, während die obere 23 mm starke Gitterplatte aus Aluminium besteht, um den Einfluß zusätzlicher axialer Reflektoren untersuchen zu können.

2.1.1 Untere Gitterplatte

Damit der bewegliche Teil der Gitterplatte auf dem Stempel der gerade vorliegenden Core-Größe angepaßt werden kann, sind drei innere, bewegliche Gitterplattengrößen verschiedener Abmessungen vorhanden. Aus konstruktiven Gründen und zur Anpassung an die Thermionik-Zone sind diese inneren Gitterplatten sechseckig. Die Trennebene zwischen dem feststehenden und dem inneren, beweglichen Gitterplattenteil verläuft jeweils zwischen den Brennstabreihen entsprechend der hexagonalen Anordnung der Gitterbohrungen.

Die Thermionik-Elemente und die TR, die in den Gitterbohrungen auf der beweglichen Gitterplatte stehen, werden zusätzlich verriegelt, so daß sie bei einer Schnellabschaltung ohne von der unteren Gitterplatte gelöst zu werden der Stempelbewegung folgen. Der fahrbare Stempel dient als ein weiteres, von den vier Sicherheitselementen unabhängiges Abschalt- und Schnellabschaltssystem. Er besteht aus einer zylindrischen Zahnstange von 65 Ø x ca. 3 m Länge, die sich senkrecht unter dem Core-Zentrum befindet und präzise geführt und gelagert ist. Auf dem Tiefkellerboden steht der Stempel-Sicherheitsantrieb, dessen Antriebsritzel in die Zahnstange des Stempels greift und ihn um 1,8 m von der Unterkante der unteren Gitterplatte absenken kann. In der voll abgesenkten Position werden die Brennstäbe von einem Abschirmschild halbseitig umgeben, um Personen beim Beladen des Stempels vor radioaktiver Strahlung zu schützen. Der Sicherheitsantrieb des Stempels hat folgenden Aufbau /1/: Ein Antriebsmotor mit Stoppbremse gibt sein Drehmoment über ein Schneckenuntersetzungsgetriebe und über eine Magnetkupplung an das äußere Ritzel ab, das in die Zahnstange des Stempels greift. Das Ritzel kann mit einem Drehmoment von 20 mkp belastet werden. Im Ruhezustand des Motors ist er durch seine Motorbremse blockiert. Auf der Welle zwischen Magnetkupplung und Ritzel befindet sich ein weiteres Getriebe, das beim Einfahren des Stempels in das Core eine starke Druckfeder spannt. Bei einer Schnellabschaltung wird die Magnetkupplung stromlos, so daß eine Trennung der äußeren Antriebswelle mit Ritzel von dem Untersetzungsgetriebe mit Motor erfolgt. Zusätzlich zum Eigengewicht des Stempels mit dem Teil-Core wirkt die Federkraft der Druckfeder über Getriebe und Ritzel auf den Stempel, der beschleunigt aus dem Core gefahren wird.

Ein mit der Druckfeder verbundener hydraulischer Bremszylinder bremst den Stempel auf dem letzten Wegende weich ab. Neben der Drehmomentbegrenzung durch die Magnetkupplung führt eine einstellbare Drehmomentbegrenzung im Motor-Untersetzungsgetriebe beim Überschreiten des eingestellten Drehmomentes zur Motorabschaltung.

2.1.2 Obere Gitterplatte

Die obere Gitterplatte unterscheidet sich von der unteren Gitterplatte in Material, Dicke und Befestigungsart. Ihre Aufgabe ist es, die in der unteren Gitterplatte stehenden Treiberstäbe in der Endstellung zu justieren. Ohne diese Gitterplatte können die freistehenden TR an ihrem Kopfende um maximal 1 mm auseinanderfächernd 1 mm von der Senkrechten abweichen. Durch einen 15° -Kegel am Ende der TR-Köpfe und durch die kegelige Erweiterung an der Unterseite der Gitterbohrungen wird ein leichtes Einführen der TR in die obere Gitterplatte erreicht.

Eine horizontal und vertikal exakte Führung mit Spindeltrieb ermöglicht sowohl ein präzises Aufsetzen als auch ein einfaches Entfernen der Gitterplatte vom Core. Beim Entfernen der Gitterplatte vom Core wird diese zunächst angehoben und dann zur Seite bewegt, so daß die TR im Core leicht zugänglich sind.

Eine Mitnahme beim Hochdrehen der Gitterplatte infolge der präzisen Führung der TR in den Gitterplatten bei leicht verkanteten TR und deren Beschädigung beim horizontalen Verstellen der Gitterplatte wird durch die über der oberen Gitterplatte befindliche Niederhalteplatte verhindert. Zylinderstifte (\emptyset 4 mm), die in den Gitterbohrungen dieser Niederhalteplatte eingesetzt sind, ragen nach unten heraus. Da diese 2 mm länger sind als der Dicke der oberen Gitterplatte entspricht, durchstoßen sie die Gitterplatte im voll angehobenen Zustand um 2 mm, so daß kein TR mehr mit der Gitterplatte im Eingriff ist.

2.2 Sicherheitselement und Sicherheitselementantrieb

Das rechteckige Core wird radial von einem Be-Reflektor in Form von quaderförmigen Kästen umgeben. Am Core befinden sich vier bewegliche Reflektorkästen, die je nach Coreanordnung reihenweise mit Be-Reflektorstäben (Abb. 2-1) bestückt werden. Jeder dieser Kästen bildet ein Sicherheitselement. Bei einer Schnellabschaltung werden die Sicherheitselemente innerhalb von 0,35 Sekunden um 450 mm vom Core bzw. von ihrer Arbeitsposition weggeschossen.

Die Sicherheitselemente sind so konstruiert, daß sie maximal 6 Reihen mit je 16 Reflektorstäben aufnehmen können. Boden und Deckel sind als Gitterplatten ausgearbeitet, die zur Aufnahme der Reflektorstäbe 15 mm-Bohrungen in einer quadratischen Gitteranordnung mit einer Gitterkonstanten von 20 mm enthalten.

Sowohl Änderungen in den Core-Dimensionen für die verschiedenen Konfigurationen durch Be- und Entladen als auch eine präzise Justierung der Sicherheitselemente am Core werden dadurch gewährleistet, daß Sicherheitselemente und deren Motorantriebe durch Spindelantriebe mit Handrädern horizontal verstellt werden können. Die Sicherheitselemente, die horizontal in zwei Richtungen verstellt werden müssen, besitzen hierbei zwei übereinanderliegende, um 90° gegeneinander versetzte, präzise Führungen.

Die Sicherheitselementantriebe, die von dem Kritischen Experiment KNK /2/ übernommen wurden, sind so ausgelegt, daß ihre Funktionsfähigkeit auch bei äußeren Störungen, wie Versorgungsspannungsausfall, durch pneumatischen Antrieb und Federkraft garantiert ist.

Bei Schnellabschaltung wird die Magnetkupplung gelöst (stromlos), so daß der auf dem Kolben des pneumatischen Antriebes lastende Druck, unterstützt von einer gespannten Feder im Antrieb, das Sicherheitselement vom Core beschleunigt wegschießt. Nachdem das Sicherheitselement einen Weg von etwa 500 mm zurückgelegt hat, wird die Bewegung ca. 150 mm vor dem Ende des Weges nahezu schwingungsfrei durch ein Luftkissen abgebremst.

Die Preßluftversorgung erfolgt über zwei Pufferbehälter mit Rückschlagklappen, an die je zwei Sicherheitselementantriebe angeschlossen sind. Die Stellungen der Sicherheitselemente werden über eine Grobanzeige in der Reaktorwarte angezeigt.

2.3 Regelement mit Antrieb

Zur Reaktorfeinregelung werden zwei sich gegenüberliegende kleine, bewegliche Reflektoreinheiten als Regelemente benutzt. Jedes Feinregelement ist unabhängig vom anderen regelbar und wird mit zwei fest einstellbaren Geschwindig-

keiten in einer präzisen Führung bewegt, wobei jede Stellung des Regelements besser als 0,1 mm reproduzierbar eingestellt werden kann. Aus Sicherheitsgründen können die Regelemente nicht gleichzeitig an das Core in den Reflektor hineingefahren werden. Der Regelementantrieb, der sich bereits beim kritischen Experiment KNK / 2 / bewährt hat, erfolgt mit einem 24 V-Gleichstrommotor über eine Kugelumlaufspindel. Die Position eines jeden Regelements wird mit zwei voneinander unabhängig arbeitenden Systemen im Kontrollraum angezeigt. Diese Anzeige erfolgt über eine digitale Feinanzeige mit einer Auflösung von 0,01 mm und über eine analoge Grobanzeige. Die ganze Regelementeinheit besteht aus einer Kassette von 8 cm Breite und erstreckt sich über die gesamte Core-Höhe. Die Kassette ist ähnlich wie die Reflektorkästen aufgebaut und besteht aus einer festen unteren und einer abnehmbaren oberen Gitterplatte. Im unteren Drittel dieser Kassette befindet sich das bewegliche Reflektorstück, das Regelement. Es bildet mit seinem Antrieb eine Einheit, die je nach Reflektordicke bei der entsprechenden Core-Konfiguration verschieden tief in die Kassette eingefahren werden kann. Der darüber befindliche Raum wird mit 2/3 langen Reflektorstäben ausgefüllt. Diese werden einzeln hängend an der oberen Gitterplatte festgeschraubt. Das Regelement ist so flexibel ausgelegt, daß es Einheiten von einem Reflektorstab bis zu 16 Stäben aufnehmen kann. Zusätzlich erlaubt der Aufbau der Kassette, daß je nach Core-Konfiguration zur Einhaltung des maximalen Regelhubes coreseitig Reflektorstäbe normaler Länge fest eingesetzt werden können, so daß in einem solchen Fall das Regelement an diese Stäbe anschließt.

2.4 Treiberstab (TR)

Als Kernbrennstoff für die Treiberstäbe wird 93,16 %ig angereichertes Uran-235 verwendet, das als quasi-homogene Mischung mit Zirkon-Hydrid ($ZrH_{1,6}$) zu gesinterten Pellets verarbeitet wurde. Die Sinterpellets mit einem Außendurchmesser von 13,0 mm wurden zu Säulen mit einer Höhe von 450 mm zusammengesetzt (s. Abb. 2-2). Oberhalb und unterhalb der Brennstoffsäule befinden sich 100 mm lange Berylliummetallzylinder als

axiale Reflektoren. Brennstabsäule und axiale Reflektoren sind in ein Edelstahlrohr (Material-Nr. 1.4981) von 14,0 mm \varnothing x 0,25 mm eingesetzt und mit den Endkappen (Kopf- und Fußteil) verschweißt.

Das Verhältnis von Moderator zu Brennstoff N_H/N_{U235} ist in axialer Richtung symmetrisch zur Brennstabmitte abgestuft und beträgt von der Mitte nach außen 40:50:80. Entsprechend der Abstufung beträgt der Brennstoffanteil am Brennstoff-Moderator-Gemisch 9,3 %, 7,5 % und 4,9 % Gew. U-235. Im Mittel beträgt das Gewicht eines TR-Stabes 554g, davon sind 27,3 g-Uran-235.

Insgesamt sind 300 TR vorhanden. Von diesen TR sind 52 Stück an der Innenseite der Hüllrohre mit einer Emailleschicht versehen. Für spezielle Messungen existieren einige TR mit weiter unterteilten Brennstoffpellets und abnehmbarer Endkappe.

2.5 Thermionik-Element (TI)

Bei dem Kritischen Experiment werden Thermionik-Elemente (TI) (Abb. 2-3) nur im Hinblick auf ihre nuklearen Eigenschaften, nicht jedoch auf ihre Funktionsfähigkeit als Energiekonverter eingesetzt. Deshalb wurde eine für das Kritische Experiment vereinfachte Version der TI (Dummy) verwendet. Diese unterscheiden sich vom Original im wesentlichen dadurch, daß der außerhalb des Cores befindliche TI-Kopf fehlt, der beim Prototyp keinen Brennstoff, sondern Caesiumreservoir, Wasserstoff-Getterzelle, Spaltgassammelraum und die Stromleitungen enthält.

Nachfolgend sind unter Thermionik-Elemente (TI) und deren Komponenten wie Dioden, Emitter etc. die "Dummies" zu verstehen, deren Aufbau kurz beschrieben wird.

Der Thermionik-Brennstab enthält sieben gleiche in Reihe liegende Dioden, die zusammen 462 mm lang sind und an beiden Enden 74 mm lange Berylliummetallzylinder als axiale Reflektoren besitzen. Die Abb. 2-4 zeigt den oberen Teil des Thermionik-Brennstabes mit einem Längs- und Querschnitt durch eine Diode. Sie ist zylindersymmetrisch aufgebaut. Im Zentrum der Diode befindet sich der Emitter aus Molybdän. Er besitzt an

an seinem äußeren Rand zehn Bohrungen. Diese Bohrungen enthalten einen UO_2 -Zylinder als Brennstoff mit 93 %ig angereicher-tem Uran. Zwischen dem Emitter und dem Kollektor befindet sich ein Spalt von 0,35 mm, in den ein 0,2 mm dicker Wolframzylinder eingesetzt ist. Der Kollektor besteht aus einem Niob-Zylinder und dem Niob-Zirkon-1-Hüllrohr. In diesem Hüllrohr befinden sich alle sieben Dioden. Diese Einheit ist als Thermionik-Brennstab bezeichnet. Der Brennstab ist von einem durch ein Al-Rohr ausgefüllten Spalt umgeben, durch den im Leistungsreaktor als Kühlmittel Natrium fließt. Brennstab und Al-Rohr werden von einem Edelstahl-Hüllrohr ummantelt, auf dem sechseckige Moderatorkörper sitzen. Das Hüllrohr enthält Fuß und Kopf des TI.

Die TI-Stäbe können wahlweise mit Yttriumhydrid ($\text{YH}_{1,86}$) oder Zirkonhydrid ($\text{ZrH}_{1,72}$) Formkörpern bestückt werden, wobei die Formkörper auf dem äußeren Hüllrohr zu einer sechseckigen ca. 650 mm langen Säule zusammengesetzt werden. Eine dreifache Abstufung des Verhältnisses Moderator - Brennstoff wurde im Gegensatz zu den TR durch eine "Verdünnung" des Moderators erzeugt, indem die hexagonalen Körper auf Zylinderform abgeschliffen wurden. Hexagonale Al-Formkörper (AlMg_3), die über den Moderatorzylinder geschoben werden, füllen das fehlende Moderatormaterial aus, so daß die Schlüsselweiten (49 mm) der Moderatorformkörper gleich sind. Jede Moderatorzone ist rotationssymmetrisch zu einer Diode und in axialer Richtung symmetrisch zur Brennstabmitte. Während die Zonen an den Enden aus reinem Moderator ohne Al bestehen (100 %) führt die Abstufung mit Al bei der 2. bzw. 6. Diode auf 65 %, bei den anderen 3 Dioden auf 45 %. In einem TI sind etwa 259 gU^{235} enthalten.

Insgesamt sind 20 TI-Elemente vorhanden. Hiervon ist ein mit Yttriumhydrid- und Aluminium-Formkörper bestücktes TI-Element für axiale und radiale n-Flußmessungen präpariert (s. Kap. 6). Es enthält axiale Kanäle und radiale Bohrungen durch das TI.

2.6 Beryllium-Reflektorstab

Der radiale Be-Reflektor wird aus einzelnen Be-Reflektorstäben aufgebaut. Der quadratische Stab ($20 \times 20 \text{ mm}^2$) hat die Länge von 650 mm. Zur Verhinderung von Abrieb sind am Stab alle Kanten

gebrochen und die Zapfen für den Einsatz in die Gitterplatten mit Stahlkappen überzogen.

Zusätzlich sind Be-Formkörper vorhanden, aus denen vier Dreiecke unterschiedlicher Größe aufgebaut werden können, die bei hexagonalen Core-Konfigurationen den Raum zwischen dem hexagonalen Core- und den senkrecht zueinanderstehenden Sicherheitselementen (Be-Reflektorkästen) ausfüllen. Diese Dreiecke werden über Abstandsstücke auf die untere Gitterplatte gesetzt.

2.7 Sicherheitssystem

Analog zu den üblichen Reaktorinstrumentierungen verfügt die Kritische Anlage ITR über eine Anfahr- und eine Betriebsinstrumentierung, sowie eine zweite Sicherheitsinstrumentierung (γ -Kanäle), deren Grenzwerte über ein Zwei-von-drei-System auf die Verriegelungs-Abschalt- und Schnellabschaltschienen wirken (s. Abb. 2-5).

Die Steuerung der Anlage erfolgt über eine batteriegepufferte 24 Volt-Versorgungsspannung.

Bei normalen Betriebszuständen wird der kritische Reaktor über Hand-Abschaltung abgeschaltet, d.h. Regel-, Sicherheits- und Stempелеlement werden über ihre Antriebe vom Core entfernt. Bei kleineren Störungen in der Energieversorgung, Instrumentierung bzw. bei Unterschreiten der unteren Grenzwerte usw. erfolgt diese Abschaltung automatisch. Treten gefährliche Betriebszustände ein durch Überschreiten von 2 der 3 Grenzwerte einer Gruppe, wie zu hoher Neutronenfluß, zu hohe γ -Strahlung, zu kleine Reaktorperiode, zu hohe Zellentemperatur oder durch Öffnen der Zellentür /3 / dann tritt eine Reaktorschnellabschaltung ein.

Weiterhin sind die Fahrtasten der beweglichen Reaktorkomponenten so gegeneinander verriegelt, daß das Core bei Erfüllung aller Sicherheitsbedingungen nur nach einer vorgeschriebenen Reihenfolge kritisch gefahren werden kann. Bevor der Reaktor kritisch gefahren werden kann, müssen zunächst die Sicherheitselemente, Stempel und Regelelemente voll aus dem Core gefahren

sein. Nach Erfüllung aller Sicherheitsbedingungen erfolgt das "Kritischfahren" in der Reihenfolge:

1. n-Quelle: voll an das Core fahren
2. alle Sicherheitselemente: voll an das Core fahren
3. Stempелеlement: voll in das Core fahren
4. erst jetzt können die Regelelemente einzeln an das Core gefahren werden.

Aus Sicherheitsgründen wird der Stempel mit der normalen Geschwindigkeit nur soweit eingefahren, bis die TR- bzw. TI-Köpfe die untere Corekante erreichen. Die weitere Einfahrt erfolgt mit reduzierter Geschwindigkeit, so daß der Reaktivitätsgradient unter der zulässigen Periode liegt.

2.8 Anfahrinstrumentierung

Die Anfahrinstrumentierung dient zur Erfassung von Neutronenfluß bzw. Zählratenänderungen durch Erhöhung des k_{eff} -Wertes bei einem Beladeexperiment oder bei der ersten Anfahrphase, bei der infolge des zu niedrigen Neutronenflusses die Betriebsinstrumentierung noch nicht anspricht. Die Anfahrinstrumentierung besteht aus gleichartigen Impulskanälen. Jeder Meßkanal besteht aus einem BF_3 -Zählrohr, Vorverstärker, Impulsverstärker mit Diskriminator, Ratemeter, Linienschreiber, Impulszähler, Grenzwertgeber und Hochspannungsteil für das BF_3 -Zählrohr (Abb.2-5). Die drei BF_3 -Zählrohre sind außen am Reflektor montiert (Abb. 2-6).

2.9 Betriebsinstrumentierung

Aus Gründen der Sicherheit und Verfügbarkeit sind drei identische logarithmische Neutronenflußkanäle gewählt worden, die über Grenzwerteinheiten in einer 2- von 3-Schaltung in das Sicherheitssystem eingreifen. Ein linearer Neutronenflußkanal wird für Messungen und zum Kritischfahren benutzt. Die drei logarithmischen Kanäle bestehen aus Ionisationskammer, logarithmischem Verstärker, Linienschreiber, Periodenmesser, Grenzwertgeber und Hochspannungsversorgung für die Ionisationskammer (Abb. 2-5).

Zusätzlich zur nuklearen Betriebsinstrumentierung ist eine zweite Sicherheitsinstrumentierung, bestehend aus drei Sicherheitskanälen installiert, die die γ -Dosisleistung innerhalb und außerhalb des Experimentierraums messen. Überschreiten 2 von 3 Kanälen eine vorgegebene obere Dosisleistung erfolgt ebenfalls eine Reaktorschnellabschaltung.

2.10 Versuchsinstrumentierung

Die Versuchsinstrumentierung besteht aus drei Impulskanälen (Detektor, Hochspannung, Zähler, Drucker), wobei zwei Impulskanäle wahlweise mit BF_3 - oder ^3He -Zählrohren und der dritte mit einem Borglas-Szintillationsdetektor bestückt ist. Zwei Ionisationskammern mit Hochspannungsversorgung und linearen Verstärkerkanälen stehen neben dem linearen Kanal der Betriebsinstrumentierung für Messungen im Leistungsbetrieb zur Verfügung.

3. Bestimmung der Kritischen Massen

Zur Überprüfung der Rechenmodelle hinsichtlich der Berechnung von k_{eff} wurden einfache quadratische Core-Konfigurationen verwendet, deren wesentliche Parameter Reflektordicke und U^{235} -Masse, d.h. Zahl der TR-Elemente darstellen. Die Variation der Reflektordicke erlaubte die Untersuchung des Reflektoreinflusses auf den kritischen Zustand und das dynamische Verhalten des Systems. Die kleinste kritische Masse wurde mit einem 12 cm dicken Be-Reflektor, die größte kritische Masse mit einem 2 cm dicken Reflektor erreicht.

3.1 Beladeexperiment, Quellenmultiplikationsmethode

Die Richtgrößen bei Beginn der Beladeexperimente bildeten die rechnerisch ermittelten TR-Anzahlen, die bei einer gegebenen Reflektordicke $k_{\text{eff}} \approx 1$ liefern. Entsprechend wurden die Dimensionen der nahezu quadratischen Cores festgelegt und die Längsabmessungen der Reflektoren bestimmt.

Die Annäherung an die Kritische Masse bei sukzessivem Zuladen von TR-Elementen geschah nach der Methode der inversen Multiplikation ($1/M$) einer statischen Neutronenquelle (Cm-Be). Gemäß der bekannten Beziehung

$$\frac{1}{M} = k - 1$$

geht diese bei Annäherung an $k \approx 1$ gegen Null. Die Quellenmultiplikation M ist jeweils durch die Impulsraten der Anfahrinstrumentierungsdetektoren sowie zweier weiterer BF_3 -Zählrohre (RE1 und RE2, Abb. 2-6) gegeben. Die Position der Neutronenquelle ist hierbei in Coreachse auf der oberen Gitterplatte. Um eine sichere, konservative Annäherung an die kritische Masse zu erreichen, wurden die Detektoren an sehr verschiedenen Positionen fixiert; denn die gemessene, scheinbare Multiplikation ist abhängig von der Detektorposition, da die echte Multiplikation des Systems durch Leakage, räumlicher Verteilung der Quellneutronen und spektraler Effekte Störungen unterworfen ist, die besonders im Bereich geringer Multiplikation von Bedeutung sind. Hinzu kommen die Beiträge höherer Harmonischer

bei ungünstig gewählten Detektorpositionen, die ebenfalls Abweichungen von der Linearität der reziproken Multiplikation bedingen. Um die Abmessungen der Cores und damit seiner Volumina als konstant betrachten zu können, wurden die leeren Treiber-elementplätze mit moderierenden Plexiglasstäben ausgefüllt, so daß die unterschiedliche Multiplikation bei sukzessiven Beladeschritten auf Zugabe von TR-Elementen und Reduzierung der Moderatorkonzentration zurückzuführen ist. Die Reduzierung der Moderatorkonzentration führt infolge des härter werdenden Spektrums zu einer abnehmenden Wertigkeit des zugeladenen Spaltstoffs, so daß eine langsamere Annäherung an den kritischen Zustand erreicht wird. Die Zahl der zugeladenen TR-Elemente ist für die ersten beiden Beladeschritte durch die theoretische kritische Masse und die Angabe im Sicherheitsbericht, daß im ersten Beladeschritt maximal 25 % der kritischen Masse zugeladen werden dürfen, bestimmt. Für die weiteren Beladeschritte war als maximale Spaltstoffzugabe je Schritt 33 % der Differenz zur extrapolierten kritischen Masse angegeben.

Abb. 3-1 und 3-2 zeigen eine Beladekurve ($1/M$) bei zwei verschiedenen Detektorpositionen für ein- und ausgefahrene Regelemente. Der kritische Zustand wurde mit teilweise eingefahrenen Regelementen bei 133 TR-Elementen und 3 Plexiglasstäben erreicht (Core III/2). Abb. 3-1 gibt den näherungsweise linearen Verlauf der reziproken Multiplikation mit leichter positiver Krümmung, d.h. die konservative Annäherung an $k_{\text{eff}} \approx 1$, wieder. Die Differenz an TR-Elementen zwischen ein- und ausgefahrenen Regelementen bei Extrapolation auf die kritische Masse gibt eine grobe Information über den Regelhub dieser Regelemente. Abb. 3-2 zeigt die mit einer Spaltkammer in der Nähe der Neutronenquelle gemessene Multiplikation. Hier hat die reziproke gemessene Multiplikation zunächst eine negative Krümmung (nicht-konservative Annäherung), da die Abschattung der Quelle durch den zugeladenen Brennstoff und die Spektrumshärtung durch Reduzierung des Plexiglasmoderators mit dem resultierenden verminderten Detektorrespons überwiegen, so daß die echte Systemmultiplikation stark von der gemessenen abweicht. Erst bei nahkritischen Zuständen zeigt sich hier das normale Verhalten. Insgesamt zeigt sich, daß - wie von der Theorie auch zu erwarten - im Bereich verzögert nahkritischer Zustände die gemessene Mul-

tiplikation die wahre Multiplikation des Systems gut wiedergibt.

Die Quellenmultiplikationsmethode bietet - sofern bei irgendeinem bekannten unterkritischen Zustand die echte Multiplikation des Systems gemessen wurde - eine bequeme Möglichkeit, den Grad der Subkritikalität für einen Beladeschritt zu bestimmen, so daß eine weitere Substitution der restlichen Plexiglasstäbe durch TR-Elemente und das Erreichen einer "sauberen" Core-Konfiguration vereinfacht wird. Für zwei unterkritische Zustände mit den entsprechenden Neutronendichten n_0 und n_i folgt nämlich für den Gleichgewichtsfall aus den kinetischen Gleichungen für die Multiplikation einer Neutronenquelle der Quellstärke S

$$\frac{S}{\rho_0} = \frac{n_0}{l} \quad \text{bzw.} \quad M_i = \frac{S}{\rho_i} = \frac{n_i}{l}$$

so daß

$$\rho_i = \rho_0 \cdot \frac{n_0}{n_i} = \rho_0 \cdot \frac{M_0}{M_i} \quad (3.1)$$

mit $\rho \approx 1 - k_{\text{eff}}$ und der Lebensdauer l der prompten Neutronen. Die Referenz-Subkritikalität ρ_0 bzw. die zugehörige Multiplikation M_0 erhält man nach Erreichen des Kritischen Zustandes durch Bestimmung des noch vorhandenen Regelelementhubes mittels der Inhourmethode oder nach Kalibrieren der Regelelemente aus deren Position. Bei den meisten Beladeexperimenten mit Treiberstäben wurde die erste Methode verwendet, da die Regelelementkalibrierung erst nach Erreichen einer sauberen Corekonfiguration, die im allgemeinen auch eine Änderung der Regelelemente mit sich brachte, durchgeführt wurde. Nach Gleichung (3.1) wurde damit die Unterkritikalität des Systems bei den einzelnen Beladeschritten angegeben und die Reaktivitätswertigkeit der zugela- denen TR-Elemente im Vergleich zu den entfernten Plexiglasstäben bestimmt, so daß bei Ersatz der restlichen Plexiglasstäbe durch TR-Elemente die vorhandene Überschußreaktivität des Systems direkt bekannt war und die nachfolgenden Beladeschritte mit eventueller Reflektorverdünnung daran orientiert werden konnten. In gleicher Weise wurde u.a. die Quellenmultiplikationsmethode zur Bestimmung der Reaktivitätswertigkeit von Reaktorkomponenten benutzt.

3.2 Kritische Massen der Treiberkonfigurationen

In Tab. 3.1 sind die kritischen Massen für die verschiedenen Reflektordicken angegeben. Wie zu erwarten, steigt die kritische Masse mit dünner werdendem Reflektor wegen der Spektrumshärtung und der vergrößerten Leckage an, und zwar von ca. 3 kg U^{235} bei etwa 12 cm Reflektor auf etwa 7,5 kg U^{235} bei 2 cm Reflektor. Die berechneten k_{eff} -Werte für die aktuelle kritische Konfiguration stimmen im allgemeinen gut mit dem experimentellen Wert von $k_{\text{eff}} \approx 1$ überein, obwohl bei Core II mit 4 cm Reflektor die in den beiden letzten Spalten angegebenen k_{eff} -Werte um 2,6 % bzw. 1,1 % von dem experimentellen Wert abweichen. Monte-Carlo- und DOT-Rechnungen wurden von Interatom (DOT II, ITR MC4) der KFA (DOT II) und dem IKE (MORSE-K) durchgeführt /4/, /5/, wobei u.a. unterschiedliche Gruppenquerschnitte benutzt wurden, so daß DOT II bei beiden Gruppen zu unterschiedlichen Ergebnissen führt. Die große Änderung der Reflektordicke von 12 cm auf 2 cm erlaubte die Untersuchung der Reflektoreffekte und der besonders in kleinen, wasserstoffhaltigen Cores bedeutsamen Anisotropieeffekte. So führen die Be (n,2n)-Prozesse im Be bei Core I mit 12 cm Be-Reflektor zu einem Reaktivitätsbeitrag von ca. 3 %. Demgegenüber führte die bedeutsamere Leckage bei Core IIa mit nur 2 cm Be-Reflektor auf eine größere Beachtung der Streueffekte. Eine Berücksichtigung der linearen Anisotropie (P_1 -Näherung) gegenüber einer Standard-Transportrechnung (P_0 -Näherung) bringt hier einen Effekt von -3 % in k_{eff} .

Neben den genannten Anisotropieeffekten im Reflektor und Core, die aufgrund der gemessenen kritischen Massen in die rechnerische Behandlung miteinbezogen werden mußten, führten die experimentellen kritischen Massen zu einer Korrektur der epithermischen und schnellen Gruppenstruktur und zur Berücksichtigung sowohl des Corespektrums auf die Be(n,2n)-Neutronenproduktion als auch der Verunreinigungen in den Corematerialien. Durch diese Maßnahmen konnte die in Tabelle 3.1 sichtbare gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment gewonnen werden. Verschiedene nukleare Datensätze, die von /5/ zur Berechnung der kritischen Masse benutzt wurden, zeigten, daß die experimentellen

Ergebnisse besser mit dem ENDF/B-Satz als mit dem ABN-Satz verifiziert werden konnten.

Die Abb. 3-3 bis 3-4 enthalten die Beladepläne für die Corekonfigurationen I bis III und die zugehörigen Reflektorbeladungen für die in Tab. 3.1 angegebenen kritischen Massen.

Tabelle 3.1: Kritische Massen

Core	Refl.- dicke [cm]	gemess. TR-Zahl $k_{eff} \approx 1$	Berechnete k_{eff} -Werte für die bei $k_{eff} \approx 1$ gemessene Treiberstabanzahl			
			MORSE-K ⁽¹⁾	DOT II ⁽¹⁾	ITR-MC ⁽²⁾	DOT II ⁽²⁾
I	11,33	105	0.994 _± 0.006	1.039	1.002 _± 0.003	1.06
III/2	7,87	136	0.993 _± 0.006	1.028	0.991 _± 0.003	1.001
III/3	6,0	161			0.986 _± 0.003	0.997
II	4,0	203			0.974 _± 0.003	0.989
IIa	2,0	273	0.996 _± 0.006	1.013	0.988 _± 0.003	0.999

(1) IKE und KFA

(2) Interatom

4. Kalibrierung der Abschalt- und Regelelemente

Neben dem Vergleich zwischen gemessenen und gerechneten kritischen Massen gaben Reaktivitätswertigkeiten von Reaktorkomponenten und Strukturmaterialien ebenfalls Aufschluß über die Richtigkeit der verwendeten Approximationen und Datensätze. Zusätzlich erfordern Sicherheitsaspekte die Kenntnis der Abschaltreaktivitäten und der Wertigkeiten von austauschbaren Core-Komponenten (z.B. Treiberstäbe, Reflektorstäbe). Die einfachste Methode, Reaktivitätswertigkeiten zu bestimmen, die innerhalb des zulässigen Regelelementhubes liegen, ist die bekannte Nullreaktivitätsmethode, bei der der Reaktivitätswert einer Meßprobe oder Reaktorkomponente durch die geeichten Regelelemente kompensiert wird.

Hinsichtlich der Sicherheit zur Vermeidung prompter Kritikalität wurde der gesamte Regelelementhub auf Werte $\leq 80 \text{ } \epsilon$ für diese Anlage begrenzt und direkt in Anschluß an ein Beladeexperiment bestimmt. Ebenfalls aus Sicherheitsgründen muß die minimale Abschaltreaktivität jedes Sicherheitselementes 1 % betragen. Während daher bei der Kalibrierung der Regelelemente mit positiven Reaktivitätssprüngen oder -rampen gearbeitet werden kann, sind bei der Bestimmung der Abschaltreaktivitäten nur negative Sprünge zulässig. Dies führt bei der Kalibrierung der Regelelemente auf die Bestimmung der stabilen Reaktorperiode nach der Inhourmethode, bei der Messung der Abschaltreaktivitäten zu Rod-Drop-Techniken. Die Verwendung positiver Reaktivitätsänderungen ist vorteilhafter, da hier im Vergleich zu negativen Änderungen der asymptotische Zustand schneller erreicht wird. Negative Reaktivitätswertigkeiten, die den Regelelementhub überstiegen, sind hier im wesentlichen durch die Methoden der unterkritischen Multiplikation, der Quellabschaltung (Source Jerk) und der gepulsten Quelle bestimmt worden.

4.1 Inhourmethode - Stabile Reaktorperiode

Die punktkinetischen Gleichungen ergeben bei einem Reaktivitätssprung k für die Reaktorperioden T_k die Beziehung:

$$\frac{\delta k}{k\gamma\beta} = \frac{1}{k\gamma\beta T_k} + \sum_1^6 \frac{\gamma_i \beta_i / \gamma\beta}{1 + \lambda_i T_k} \quad (4.1)$$

wobei für eine subkritische Anlage alle sieben Wurzeln T_k negativ sind, und $T_1 \dots T_6$ für große negative Reaktivitäten gegen $1/\lambda_1 \dots 1/\lambda_6$ gehen. Für eine überkritische Anlage wird die sog. stabile Reaktorperiode T_0 positiv, während $T_1 \dots T_6$ negativ bleiben und sich für $k \rightarrow \infty$ wieder $1/\lambda_1 \dots 1/\lambda_6$ nähern. Der prompte Term $1/k\gamma\beta T_k$ ist im allg. für schnelle und epithermische Anlagen vernachlässigbar, so daß das kinetische Verhalten im wesentlichen durch die verzögerten Neutronen bestimmt wird. Die prompten Neutronenlebensdauern betragen z.B. bei Core I ca. 28 μ s, bei Core II ca. 9 μ s. Über die Messung der Verdopplungszeit T_D der zeitlichen Neutronendichte-Amplitude und der zugehörigen Reaktorperiode T erhält man bei einem z.B. durch die Regelelemente bewirkten Reaktivitätssprung nach

$$\rho[\$] = \sum_1^6 \frac{\gamma_i \beta_i / \gamma\beta}{1 + \lambda_i T} \quad (4.2)$$

den betreffenden Reaktivitätswert in Dollar. Berechnete Reaktivitätswerte für Verdopplungszeiten von 5 s bis 400 s wurden von der Firma Interatom tabellarisch erstellt, so daß bei einer gemessenen Verdopplungszeit der zugehörige ρ -Wert sofort ermittelt werden konnte. In Tabelle 4.1 sind die benutzten Daten für die verzögerten Neutronengruppen angegeben:

Tabelle 4.1: Gruppenkonstanten verzögerter Neutronen
(Keepin /6/)

Gruppe	λ_i [s ⁻¹]	β_i / β
1	0.0127	0.038
2	0.0317	0.213
3	0.115	0.188
4	0.311	0.407
5	1.4	0.128
6	3.87	0.026

$$\beta = 6,57 \cdot 10^{-3}$$

Die Spaltungswertigkeit γ_1 verzögerter Neutronen wurden ebenfalls coreabhängig berechnet und steigt mit dünner werdendem Reflektor an. Für Core I mit 11,3 cm Reflektor ist $\gamma\beta = \beta_{\text{eff}}$ etwa 7,72, während β_{eff} für Core II mit 4 cm Reflektor den Wert 7,92 annimmt /4/.

Da die Inhourgleichung Reaktivitätswerte der asymptotischen Reaktorperiode zuordnet, wurde besonders darauf geachtet, daß die gemessenen Verdopplungszeiten keine Beiträge von Transienten enthielten. Diese führen zu kleineren Verdopplungszeiten als der stabilen Reaktorperiode entspricht. Richtgrößen für die Wartezeiten nach positiven Reaktivitätszugaben waren die von Keepin /6/ grafisch angegebenen Werte. Um die asymptotischen Perioden im Bereich von 8,5 s ($\sim 42 \ell$) bis 300 s ($\sim 3.8 \ell$) mit einer Genauigkeit von 1 % beobachten zu können, ergaben sich Wartezeiten von ca. 15 bis 120 s. Ausgehend von einem Leistungspegel bei 0.1 W im quellfreien, verzögert kritischen Zustand konnte etwa über 3 bis 5 Perioden gemessen werden, bis eine Leistung von etwa 25 W erreicht war. Neben der Einhaltung der Wartezeiten wurde ebenfalls auf die Leistungsvorgeschichte des Cores geachtet. Diese kann zu einem erheblichen Fehler führen, wenn bei einem niedrigen Leistungspegel von etwa 0,1 bis 0,5 W eine kritische Stellung erreicht wurde, bei der als Folge eines vorangegangenen Leistungsbetriebes bei z.B. 10 bis 20 W die Photoneutronen übersättigt sind, so daß nur eine pseudo-verzögert kritische Stellung vorlag. Diese kann einige Cents unter der wahren liegen, so daß die Reaktivitätszugabe in Wirklichkeit von einem unterkritischen Zustand aus erfolgte.

Abb. 4-1 zeigt eine Regelement-Kalibrierungskurve (Core I, 11,3 cm Reflektor), die nach der Inhourmethode unter Messung der Verdopplungszeiten aufgenommen wurde. Die RE-Position 140 entspricht dem ausgefahrenen, die Position null dem eingefahrenen Zustand. Die Übereinstimmung dieses Kurvenverlaufs mit dem nach korrelierten Monte-Carlo-Rechnungen ermittelten ist innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut /5/. Die vorhandenen zwei Regelemente waren gleichartig aufgebaut, so daß im allg. auch die Kalibrierungskurven zusammenfielen.

In Abb. 4-2 ist die oben diskutierte Abweichung der kritischen Stellung bei niedriger Leistung als Folge eines vorangegangenen Betriebs mit sehr viel höherer Leistung dargestellt. Der Punkt $\rho = 0$ zum Zeitpunkt $t = 0$ entspricht der verzögert kritischen Stellung bei 0.1 W und einem Corezustand "ohne Leistungsvorgeschichte". Ausgehend von diesem Bezugspunkt wurde während der Zeit t ein Leistungsbetrieb von 5 W gefahren und anschließend direkt eine kritische Stellung bei 0.1 W angestrebt. Die sich nach etwa 10 minutigem Kritischfahren ergebende pseudo-kritische Stellung weicht um $\rho(t)$ von der wahren, verzögert kritischen Stellung ab, da infolge des vorangegangenen 5 W Betriebes die Photoneutronen in bezug auf die 0.1 W Leistung übersättigt sind. Aus der Kurve geht hervor, daß nach einem halbstündigen 5 W Betrieb der Fehler in der angestrebten kritischen Stellung mit 0.1 W bei etwa 4,5 ϵ liegt. Da normalerweise bei Messungen größere Zeiten zwischen verschiedenen Leistungspegeln lagen, ist der hier dargestellte Betriebsverlauf extrem und dementsprechend der Fehler maximal. Jedoch zeigt sich, daß nah aufeinanderfolgende Verdopplungszeitmessungen zur Regelementkalibrierung zu schwer kontrollierbaren Fehlern geführt hätten.

Die Reaktivitätswertbestimmung nach der Null-Reaktivitätsmethode erfolgt durch Vergleich der Regelementpositionen im verzögert kritischen Zustand bei "sample out" und "sample in" -Betrieb. Der Reaktivitätswert der zu messenden Probe ergibt sich direkt aus der Differenz der nach der Kalibrierungskurve ermittelten Reaktivitätswerte der Regelemente. Infolge der Differenzbildung fallen hier Fehler, die den absoluten Reaktivitätsbetrag der Regelemente betreffen, weniger stark ins Gewicht als Fehler in der kritischen Stellung und im Verlauf der Kalibrierungskurve. Die erhaltenen Reaktivitätswerte nach dieser Methode sind daher in dem Kompensationsbereich eines Regelements bis zu 40 ϵ mit einem Fehler von etwa $\pm 0,5 \epsilon$ behaftet.

Bei kurzen Reaktorperioden sind Fehler in der Verdopplungszeitmessung bedeutsam. Rechnet man pessimistisch mit einem Fehler von 0.2 s bei einer Verdopplungszeit von 6,5 s, so ist der zugehörige Kalibrierungswert von 40,2 ϵ mit einem Fehler von 0,5 ϵ behaftet. Bei größeren Perioden sind Zeit-Meßfehler ver-

nachlässigbar. Durch mehrmaliges Messen der Verdopplungszeiten wurde sowohl der mittlere Fehler bei kurzen Perioden auf 0,2 % gesenkt als auch die gesamte Kalibrierungskurve überprüft.

4.2 Gepulste Messungen

Die an der kritischen Anlage bei unterkritischen Systemzuständen durchgeführten gepulsten Messungen dienten in erster Linie zur Kontrolle der mittels der Verdopplungszeit erhaltenen Eichung der Regelelemente und als weitere Methode zur Bestimmung der Reaktivitätswertigkeiten von Reaktorkomponenten speziell bei den in Teil II behandelten teilthermionischen Konfigurationen. Auf die nicht unproblematische Reaktivitätszuordnung von prompten Zerfallskonstanten als Ergebnis von Pulsmessungen wird in einem späteren Bericht detailliert eingegangen werden.

Als Neutronenquelle diente eine abgeschmolzene Neutronenröhre (Philips, DT-Neutronenquellstärke 10^9 n/s), die oberhalb der Gitterplatte montiert war. Je nach Steilheit und Dauer des prompten Zerfalls wurde die Pulsfrequenz im Bereich von etwa 200 Hz bis 50 Hz variiert, während die Neutronenpulslänge zwischen 10 und 30 μ s lag. Als Neutronendetektor diente generell wegen der geringeren Totzeit (ca. 4 μ s) im Vergleich zu ^3He - oder BF_3 -Zählrohrtotzeiten (ca. 13 μ s) ein Photomultiplier mit Borglasszintillator, dessen Ausgangspulse nach Impulsformung in einen 256-Zeitkanalanalysator eingespeist wurden. Die Wartezeit für das Abklingen der höhermodalen Transienten und die zeitliche Kanalbreite richteten sich nach dem reaktivitätsabhängigen Reaktorrespons. Wartezeiten für das Abklingen der höheren Harmonischen lagen in der Größe von 40 bis 80 μ s, die Kanalbreiten betrug 20 bis 40 μ s. Die auf Lochstreifen ausgegebenen Meßdaten über den zeitlichen Verlauf des prompten Neutronenfeldes - die verzögerten Neutronen befinden sich nach einer gewissen Zeit in einem quasistatischen Zustand - wurden OFF-LINE um Totzeit und Untergrund korrigiert. Der verbleibende, einer Exponentialfunktion zugeordnete zeitliche Abfall ergab die zur Grundmode gehörende Zerfallskonstante. Die Problematik der Reaktivitätszuordnung zeigt sich andeutungsweise an den

drei benutzten Auswerteverfahren nach Simmons, King /7/, Sjöstrand /8/ und Gozani /9/.

4.2.1 Auswertung nach Simmons, King

Gemäß der Gleichung

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{\text{eff}}(1-\gamma\beta)-1}{l_p} n \quad (4.3)$$

und der Lösung $n = n_0 e^{-\alpha t}$ für das prompte Neutronenfeld folgt

$$\alpha = \frac{1-k_{\text{eff}}(1-\gamma\beta)}{l_p} \quad (4.4)$$

bzw. mit

$$\alpha_c = \frac{\gamma\beta}{l_p} \text{ für } k_{\text{eff}} = 1,$$

so daß

$$1-k_{\text{eff}} = \gamma\beta\left(\frac{\alpha}{\alpha_c} - 1\right)/(1-\gamma\beta) \quad (4.5)$$

Entsprechend zu $k_{\text{eff}} = 1$ ist α_c die Zerfallskonstante des prompten Neutronenfeldes im verzögert kritischen Zustand. Diese wurde durch Extrapolation auf $k_{\text{eff}}^{-1} = 0$ anhand der bei verschiedenen unterkritischen Zuständen gemessenen Zerfallskonstanten $\alpha(\rho)$ erhalten, wobei als weiterer Stützpunkt der nicht gemessene Wert für $\rho=1\text{\$}$ mit $\alpha=0$ dient. Gemäß (4.5) wird durch Vergleich der Zerfallskonstanten α im unterkritischen Zustand zum extrapolierten α des kritischen Zustandes auf die Reaktivität $(1-k_{\text{eff}})$ des unterkritischen Reaktors geschlossen. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Relativmessung, deren Ergebnis unabhängig von der Position des Detektors ist. Als nachteilig - insbesondere bei größeren Reaktivitäten - ist die zugrundeliegende Voraussetzung, daß die Generationszeit $l_p \cdot k_{\text{eff}}$ und β_{eff} (über γ) für das kritische und unterkritische System gleich sind. Die Nicht-Berücksichtigung der höheren Harmonischen, speziell in kompakten und reflektierten Anordnungen, kann dazu führen, daß der beobachtbare Zerfall kein rein exponentieller Zerfall ist, so daß die Zuordnung einer Zerfallskonstante nicht eindeutig ist. Ein

methodischer Nachteil liegt darin, daß α_c bekannt sein muß, so daß entweder "kritisch" gepulst oder aber wie hier α_c extrapoliert werden muß.

4.2.2 Auswertung nach Sjöstrand; Flächenmethode

Die Flächenmethode nach Sjöstrand liefert unter der Voraussetzung einer dominierenden Grundmode die Reaktivität aus dem Flächenverhältnis von prompten und verzögerten Neutronen gemäß

$$\frac{\rho}{\gamma\beta} = \frac{\int_0^T \phi_P dt}{\int_0^T \phi_D dt} \quad (T \dots \text{Repetierperiode}) \quad (4.6)$$

Neben den Nachteilen, die in den gemachten Voraussetzungen enthalten sind und zur Vernachlässigung der höheren Harmonischen führen, werden ebenfalls Differenzen in den sog. modalen Shapes der verzögerten und prompten Neutronen nicht berücksichtigt.

4.2.3 Auswertung nach Gozani; Extrapolierte Flächenmethode

Gegenüber der Sjöstrand'schen Flächenmethode werden hier die höheren Moden der prompten Neutronen durch Vorgabe einer Wartezeit t_w , nach der die prompten, höheren Harmonischen abgeklungen sind, eliminiert. Aus dem zeitlichen Verlauf der Grundmode wird mit dem Faktor $e^{\alpha t_w}$ auf den Zeitpunkt null extrapoliert, so daß

$$\frac{\rho}{\beta\gamma} = e^{\alpha t_w} \frac{\int_0^T \phi_P dt}{\int_0^T \phi_D dt} \quad (4.7)$$

Die höheren Harmonischen der verzögerten Neutronen werden ebenfalls wie die Differenzen in den modalen Shapes nicht berücksichtigt. Eine räumliche Abhängigkeit der zugeordneten Reaktivitäten kann durch unterschiedliche modale Shapes der prompten und verzögerten Neutronen auftreten. Rechnungen hierzu, die

Becker und Quisenberry /10/ folgen, wurden bisher nicht durchgeführt. Die für nackte und monoenergetische Neutronen von Garellis und Russel /11/ modifizierte Simmons-King-Methode unter Einführung einer effektiven Zerfallskonstante wurde nicht benutzt.

4.2.4 Ergebnisse

In Tabelle 4.2 sind die gemessenen Zerfallskonstanten und die zugeordneten Reaktivitäten ρ_{sk} nach Simmons-King für Core I wiedergegeben. Die erste Spalte enthält die mittels der geeichten Regelelemente aufgeprägten, unterkritischen Reaktivitäts-Systemzustände. Die größte Abweichung mit $-2,7 \text{ ¢}$ ergibt sich bei dem nächst-kritischen Wert von $-9,7 \text{ ¢}$, obwohl die Ergebnisse nach Simmons-King um so besser werden sollten, je näher α bei α_c liegt. Der Grund für die Abweichung liegt in der Meßtechnik, die eine Subtraktion des als Untergrund wirkenden Beitrages der quasi-stationären verzögerten Neutronen von dem gemessenen zeitlichen Zerfall erfordert. Im nahkritischen Bereich ist dieser Beitrag relativ hoch, so daß die große Abweichung auf eine physikalisch nicht korrekte, jedoch in diesem Fall methodisch nicht änderbare, Subtraktion eines zu hohen Untergrundes beruht.

Tabelle 4.2: Core I (11,33 cm Reflektor)

$-\rho(\text{Regelel.})$ [¢]	α [s ⁻¹]	$-\rho_{sk}$ [¢]
38,4	381	40,0
32,6	361	32,7
28,8	350	28,8
18,1	317	16,5
9,7	291	7,0

Tabelle 4.3: Core III (7,87 cm Reflektor)

$-\rho(\text{Regelel.})$ [t]	$\alpha[\text{s}^{-1}]$	$-\rho_{\text{sk}}[\text{t}]$	$-\rho_{\text{Go}}[\text{t}]$	$-\rho_{\text{sj}}[\text{t}]$
60,7	815,5	60,1	59,0	60,1
49,7	782,4	53,7	51,2	47,9
45,0	743,6	46,2	45,8	46,9
40,0	722,6	41,0	38,8	39,3
35,0	700,0	37,5	34,7	34,9
30,0	661,2	29,8	27,5	26,7
25,0	614,8	20,9	24,1	24,3
15,0	551,8	8,5	13,7	13,6

Tabelle 4.4: Core II (4 cm Reflektor)

$-\rho(\text{Regelelem.})$ [t]	$\alpha[\text{s}^{-1}]$	$-\rho_{\text{sk}} [\text{t}]$
35,0	1151	35,3
30,0	1109	30,0
27,5	1087	27,8
25,0	1066	25,3
22,5	1042	22,6
20,0	1018	19,8
17,5	992	16,8
12,5	943	11,0
10,0	930	9,4
7,5	907	6,8
5,0	918	8,0
2,5	897	5,5

Tabelle 4.5: Kinetische Parameter der Cores I bis III

Core	Reflektordicke [cm]	krit. Treiberstabzahl	$\alpha_c [s^{-1}]$			DOT [1]	
			Pulsm.	Rausch.	DOT	$\beta_{eff} \cdot 10^3$	$l_p \cdot 10^6 [s]$
I	11,3	105	272 \pm 20	300 \pm 15	280	7,72	27,6
III/2	7,87	136	509 \pm 5	530 \pm 10	542	7,82	14,4
II	4,0	203	850 \pm 30	865 \pm 8	870	7,92	9,1

Die extrapolierte Zerfallskonstante α_c (Abb. 4-3) beträgt $272 \pm 20 \text{ s}^{-1}$ und stimmt innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem gerechneten Wert von 280 s^{-1} überein, der sich aus dem von Interatom rechnerisch ermittelten β_{eff} und der prompten Lebensdauer ergibt. Als Detektor diente bei Core I ein BF_3 -Zählrohr, das in der Position AA (s. Abb. 2-6) positioniert war. Bei den anderen Core-Konfigurationen wurde das Borglas-Detektorsystem benutzt, das oberhalb von RE2 nahezu coreflächenmittig positioniert war.

Tab. 4.4 enthält die bei Core II mit 4 cm Reflektor erhaltenen Ergebnisse nach Simmons, King ρ_{sk} für eingestellte Reaktivitätswerte von $-35,0$ bis $-2,5 \text{ \textcent}$. Die größten Abweichungen von $+3 \text{ \textcent}$ treten auch hier wieder bei den nächst-kritischen Systemzuständen auf. Im Vergleich zu den Abweichungen bei Core I ist hier jedoch die Differenz positiv. Für α_c ergibt sich extrapoliert $\alpha_c = 850 \pm 30 \text{ s}^{-1}$ während der rechnerische Wert bei 870 s^{-1} liegt, so daß die Übereinstimmung der gerechneten und gemessenen Verhältnisse der kinetischen Parameter $\gamma\beta$ und l_p sehr gut ist.

Bei Core III mit 7,87 cm Reflektor wurden neben der Auswertemethode nach Simmons, King auch Reaktivitätswerte ρ_{Go} nach Gozani und ρ_{sj} nach Sjöstrand den Meßwerten zugeordnet. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 4.3. Die nach Gozani und Sjöstrand gewonnenen Werte stimmen bis auf das Ergebnis bei $\rho = -30 \text{ \textcent}$ gut mit den Regelelementwerten überein. Eindeutige Tendenzen sind jedoch nicht erkennbar, so daß aufgrund dieser Messungen in diesen Reaktivitätsbereichen nicht zu entscheiden ist, welcher Methode

der Vorzug zu geben ist. Die Verwendung aller drei Methoden jedoch ist als Kontrolle der Regelementkurve und zur Bestimmung von Reaktivitätswertigkeiten, die den Regelementhub leicht übersteigen, brauchbar. Aus den α -Werten extrapoliert man α_c zu $509 \pm 5 \text{ s}^{-1}$, während der rechnerische Wert 542 s^{-1} beträgt.

In Tabelle 4.5 sind die charakteristischen Core-Daten, die extrapolierten kritischen Zerfallskonstanten mit den rechnerischen und zum Vergleich die sich aus der Rauschanalyse ergebenden α_c aufgelistet. Der 2. Teil der Tabelle enthält die mit dem Programm DOT von Interatom berechneten β_{eff} -Werte und die prompten Neutronenlebensdauern.

Abb. 4.3 stellt die Zerfallskonstanten in Abhängigkeit vom Systemzustand und deren Extrapolation auf α_c bei $\rho=0$ für die drei Core-Konfigurationen graphisch dar.

4.3 Messungen nach der Quellabschaltmethode

Wegen der hohen γ -Dosisleistung, die sich nach Verdopplungszeitmessungen über einige Perioden einstellt, ist die Inhourmethode zur Überprüfung des Regelhubes nach einem Beladeexperiment nicht sehr vorteilhaft. Dasselbe gilt für Rod-Drop- und inverskinetische Messungen, die normalerweise von einem hohen Leistungsniveau aus durchgeführt werden. Dagegen bietet sich die Methode der Quellenmultiplikation, der gepulsten Quelle und die Quellabschaltmethode an. Da bei Beladeexperimenten die reziproke Multiplikation bei ein- und ausgefahrenen Regelementen vorlag, wurde zur Kontrolle die Quellabschaltmethode angewandt, die weniger zeitaufwendig ist als die der gepulsten Quelle. Für den Gleichgewichtsfall in einem unterkritischen System folgt aus den punktkinetischen Gleichungen für die Unterkritikalität des Systems

$$\rho[\beta] = \frac{n_0}{n_1} - 1 \quad (4.8)$$

wenn n_0 die Amplitude der Gleichgewichtsneutronendichte vor der Quellabschaltung und n_1 die quasi-statische Amplitude der Neutronendichte nach einigen prompten Lebensdauern bedeuten. Hierbei war die "Abschaltung" der statischen Anfahrquelle infolge der geringen Ausfahrgeschwindigkeit der Quelle weniger geeignet

als die eines Neutronengenerators, der in Pulsmode betrieben wird, so daß zur Abschaltung lediglich der Triggerpuls geblockt wird. Verwendet wurde die unter 4.2 beschriebene Neutronenquelle. Als Detektor diente eine mit Plexiglas umhüllte Ionisationskammer, die sich wahlweise an den Positionen RE1 oder RE2 befand. Das linear verstärkte Signal wurde ON-LINE auf der PDP15 mittels PARAM/12/ über eine Meßzeit von 2 bis 4 s zu 1000 Werten digitalisiert und graphisch nach (4.8) ausgewertet.

4.4 Rod-Drop-Messungen

Ausgehend von Gleichgewichtszuständen bei 5 bis 10 Watt (n_0) wurde der zeitliche Abfall des Neutronenfeldes bei Ausschuß einzelner oder mehrerer Sicherheitselemente aufgenommen und durch Vergleich mit dem quasi-stationären Leistungspegel nach einigen prompten Lebensdauern nach Gl. (4.8) die Abschaltreaktivität ρ grob bestimmt. n_1 gewinnt man hierbei durch Extrapolation der Neutronenfeld-Zerfallskurve zum Zeitpunkt des Ausschusses. Die Bestimmung von n_1 direkt nach dem Reaktivitätssprung impliziert offensichtliche Unsicherheiten, die einerseits durch die Extrapolation, andererseits durch den nicht exakt definierten Ausschußzeitpunkt gegeben sind. Aus diesem Grunde wurde das Verhältnis $n(t)/n_0$ mit berechneten $n(t)/n_0$ -Kurven nach Keepin / 6 /, bei denen $n(t)/n_0$ in Abhängigkeit des negativen Reaktivitätssprunges aufgetragen ist, verglichen und die entsprechenden Reaktivitäten den Meßkurven zugeordnet, wobei für $t = 2$ s gewählt wurde. Als Detektor diente eine unkompenzierte Ionisationskammer (HB KNU 80), die in einem Bleibehälter oberhalb der Gitterplatte montiert war. Das verstärkte Signal wurde von einem Schnellschreiber (200 mm/s) aufgezeichnet und anschließend die den Neutronendichten analogen Spannungswerte U_0 und $U(2 \text{ s})$ der Kurve entnommen.

Vor jeder Reaktivitätsstörung durch Ausschuß der Sicherheitselemente befand sich das System ca. 10 min im quellfreien, verzögert-kritischen Zustand, wobei die Sicherheitselemente voll eingefahren waren.

Aus diesen Positionen wurden die Sicherheitselemente während 340 ms um 45 cm vom Core weggeschossen. In Tab. 4.6 sind für zwei Core-Konfigurationen die Abschaltreaktivitäten der 4 Sicherheitselemente aufgelistet, die nach der Rod-Drop-Methode im Vergleich mit gerechneten $n(t)/n_0$ -Werten gewonnen wurden.

Tabelle 4.6: Rod-Drop-Abschaltreaktivitäten der 4 Sicherheitselemente an den Cores II und III

Core / Element	SE1	SE2	SE3	SE4
Core II (4 cm Refl.)	4,5	7,5	4,5	7,6
Core III (7,87 cm Refl.)	8,1	12,4	8,9	12,6

Die Sicherheitselemente SE1 und SE3 bringen weniger Abschaltreaktivität als SE2 und SE4, da die bewegbaren Teile von SE1 und SE2 wegen der Regelementkästen weniger Reflektormaterial enthalten als SE2 und SE4. Der Vergleich der Abschaltreaktivitäten bei Core II und III mit 4 cm bzw. 7,87 cm Reflektor zeigt, daß die Verdopplung der Reflektordicke näherungsweise auch zu einer Verdopplung der Abschaltreaktivität führte.

4.5 Inverskinetik

Bei dieser Methode wurde mittels der punktkinetischen Gleichungen der zeitliche Verlauf der Reaktivität ermittelt, indem die durch die Reaktivitätsstörung bewirkte zeitliche Änderung der Amplitude des Neutronenflusses gemessen wurde. Über inverskinetische Reaktivitätsmessungen dieser Art an Kernreaktoren wurde an anderer Stelle berichtet /13/, ein Bericht über Inverskinetische Reaktivitätsmessungen am kritischen ITR-Experiment ist in Vorbereitung /14/. Die vorläufigen Meßergebnisse an den einzelnen Treiber-Konfigurationen sind in der Tabelle (4.7) enthalten.

Wie bei 4.3 wurde auch hier von verzögert-kritischen Leistungszuständen (ca. 8 W) ausgegangen. Zusätzlich zu 4.3 sind hierbei weitere Abschaltreaktivitätsmessungen durchgeführt worden durch

1. Kombinationen von Sicherheitselementen
2. Schnellausfahrt der Regelemente
3. Stempel-Ausschuß und Stempel-Absenkung auf gewisse Positionen

jeweils vom voll eingefahrenen Zustand aus. Die Ausfahrgeschwindigkeiten sind in Tabelle 2.1 des Anhangs angegeben.

Die Auswertung der Messungen erfolgte unter Berücksichtigung von 6 verzögerten Neutronen- und 9 Be-Photoneutronengruppen, deren relative Effektivität zu den verzögerten Neutronengruppen mit $\bar{\gamma}_p/\bar{\gamma}_v = 0.25$ in Rechnung gesetzt wurde, wobei $\bar{\gamma}_v$ bei Core I etwa 1,23 bei Core III etwa 1,18 beträgt.

Tabelle 4.7: Abschaltreaktivitäten nach der inverskinetischen Methode (Kalker /13/ /14/)

Bewegungsart	Bewegtes Element	Reaktivität $\rho/[\beta]$		
		Core I (11,3 cm) (Ref1.)	Core III (7,87 cm) (Ref1.)	Core II (4 cm) (Ref1.)
Ausschuß	4 SE+STL ⁺)	72,35	85,0	35,0
Ausschuß	4 SE	52,50	34,5	17,0
Ausschuß	SE 1	7,73	8,9	4,40
Ausschuß	SE 2+3+4	52,70	-	-
Ausschuß	SE 2	17,08	12,75	7,30
Ausschuß	SE 1+3+4	30,73	-	-
Ausschuß	SE 3	9,45	8,75	4,95
Ausschuß	SE 1+2+4	39,21	-	-
Ausschuß	SE 4	19,45	-	-
Ausschuß	SE 1+2+3	24,81	-	-
Ausschuß	SE 1+3	15,16	17,55	9,10
Ausschuß	SE 2+4	36,08	28,3	14,65
S-Ausfahrt	RE 1	0,345	-	0,28
S-Ausfahrt	RE 2	0,384	-	0,27
S-Ausfahrt	RE 1+2	0,903	-	-
S-Ausfahrt	STL 50 mm	0,37	-	-
S-Ausfahrt	STL 100 mm	1,38	1,85	-
S-Ausfahrt	STL 200 mm	5,68	6,98	-
S-Ausfahrt	STL 300 mm	8,35	-	-
Ausschuß	STL	54,68	-	30,4

- +) STL = Stempel, SE = Sicherheitselement Nr.
 STL X = Stempel vom eingefahrenen Zustand aus um X mm abgesenkt
 RE = Regelement Nr.
 S-Ausfahrt = Schnellausfahrt

Die Übereinstimmung der Abschaltreaktivitäten der einzelnen Sicherheitselemente bei IVK- und Rod-Drop-Auswertung ist sehr gut. Die einfache Addition der ρ -Wirksamkeiten einzelner Sicherheitselemente gibt nur teilweise den Betrag an Abschaltreaktivität an, den die gleichzeitig ausgeschossenen Elementkombinationen aufweisen:

Tab. 4.8: Abschaltreaktivitäten von Elementkombinationen

	Core I (11,33 cm)	Core III (7,87 cm)	Core II (4 cm)
$\rho(\text{SE1})+\rho(\text{SE3})$	17,18	17,65	9,35
$\rho(\text{SE1+3})$	15,16	17,55	9,10
$\rho(\text{SE2})+\rho(\text{SE4})$	36,53	25,33	14,40
$\rho(\text{SE2+4})$	36,08	28,3	14,65
$\rho(\text{SE1})+\rho(\text{SE2})+\rho(\text{SE3})+\rho(\text{SE4})$	53,26	42,98	23,75
$\rho(\text{SE1+2+3+4})$	52,50	34,5	17,0

Wie bei den Rod-Drop-Messungen liegt der kleinere Reaktivitätsbeitrag der Sicherheitselemente 1 und 3 im Vergleich zu dem von SE2 und SE4 an dem geringeren Reflektormaterial, das bei diesen Elementen vom Core weggeschossen wird.

Bernnat et al. /5/ führten korrelierte MORSE-K-Rechnungen für die zeitliche Reaktivitätsänderung beim Ausschuß eines Sicherheitselements durch. Die erhaltenen Ergebnisse stimmen mit dem experimentellen Verlauf gut überein. Die zeitliche Unabhängigkeit der sog. Formfunktion (kinet. Parameter), die den punktkinetischen Gleichungen zugrundeliegt, begrenzt die Aussagefähigkeit des Amplitudenverlaufs hinsichtlich der zugeordneten Reaktivität bei großen Reaktivitätsstörungen (ca. -20 \$).

Zur Untersuchung des Reflektoreinflusses bei Kritikalitätsrechnungen durch Vergleich zwischen nacktem und reflektiertem Core wurde eine Core-Konfiguration aufgebaut, bei der die Regelementkästen entfernt und die vergrößerten Sicherheitselemente SE1 und SE3 deren Platz einnahmen, so daß nach Ausschuß das Core vollständig reflektorfrei war.

Die verwendete quadratische Konfiguration (279 BME, 2cm Reflektor) wurde mit dem Stempel kritisch gefahren, der bei voller Einfahrt in das Core eine Überschußreaktivität von 13,9 ϵ besaß. Kalker /14/ ermittelte mit einem $\bar{\gamma} = 1,206$ 17,72 \$ für den Reaktivitätswert des Reflektors. Von Talarek /5/ wurden 15,21 \$ berechnet.

5. Reaktivitätswertigkeiten von Reaktor-Komponenten

Aufgrund der großen Bedeutung der Reaktivitätswertigkeiten von Corematerialien bei der Reaktorauslegung bildet deren Bestimmung einen wesentlichen Punkt im Versuchsprogramm. Darüber hinaus gibt der Vergleich von gemessenen und gerechneten lokalen Reaktivitätswertigkeiten Informationen über die Brauchbarkeit sowohl der bei der Rechnung zugrunde gelegten Modellvorstellung als auch der benutzten nuklearen Daten und deren Bereitstellungsmethoden. Eine für diesen Reaktortyp spezifische Schwierigkeit besteht dabei in seiner Heterogenität, die z.Zt. mit zweidimensionalen Rechenprogrammen erfaßt werden muß, sofern nicht Monte-Carlo-Methoden benutzt werden.

Bei den durchgeführten Messungen handelt es sich um Substitutionsmessungen, wobei die betrachtete Corekomponente durch Luft, durch Streumaterialien wie Aluminium und Plexiglas oder durch das zu messende Material ersetzt wurden. Positionen und Symmetrien wurden so gewählt, daß die gemessenen Effekte adäquat rechnerisch behandelt werden konnten.

5.1 Meßmethodik und Reproduzierbarkeit

Die Reaktivitätswertigkeiten wurden mit Hilfe der unter 3. und 4. beschriebenen Methoden bestimmt, nämlich durch Messung

1. der Multiplikation des subkritischen Systems bei Substitution der Komponente (unterkritische Multiplikation)
2. der Änderung in der kritischen Regelementstellung (Nullreaktivitätsmethode)
3. der Änderung der stabilen Reaktorperiode (Inhourmethode)
4. der prompten Zerfallskonstante (gepulste Quelle).

Die Methoden 2 und 3 sind keine voneinander unabhängige Verfahren, da die Regelemente nach der Inhourmethode geeicht werden. Beide Methoden benötigen daher die Kenntnis der Bruchteile β_i der verzögerten Neutronengruppen und deren Spaltungswirksamkeit (Importance). Demgegenüber ist eine genaue Kenntnis

der kinetischen Parameter bei der Methode der unterkritischen Multiplikation und der gepulsten Quelle nicht erforderlich, jedoch besteht hier das Problem, durch Wahl der Detektorposition die Dominanz der Grundmode zu gewährleisten. Bei Angabe der Reaktivitäten in Dollar ist jedoch die nach Methode 2 und 3 gemessene Wertigkeit unabhängig vom $\beta = \Sigma\beta_i$ -Wert, so daß nur ein kleiner Fehler durch eine fehlerbehaftete Verteilung β_i der Gruppen auftreten kann.

Die aus der Nullreaktivitätsmethode resultierenden Fehler ergeben sich im wesentlichen aus der mit gewissen Unsicherheiten behafteten Regelelementkalibrierungskurve. Das wiederholte Kalibrieren erlaubte eine Abschätzung des Fehlers, der von Core zu Core leicht variierte. Der mittlere Fehler bei verschiedenen Punkten lag zwischen 0,1 und 0,2 ϵ , während die maximale Abweichung 0,7 ϵ betrug (Tabelle 5.1).

Core	mittlerer Fehler [ϵ]	maximaler Fehler [ϵ]
I	0,2	0,7
II	0,1	0,4
III	0,2	0,5

Tabelle 5.1: Reaktivitäts-Meßfehler

Die Reaktivitätsmessungen, bei denen ein Leistungspegel von 0,1 bis 0,3 W herrschte, wurden stets am "kalten" Core durchgeführt, so daß kein Einfluß einer Leistungsvorgeschichte auftreten konnte. Bei größeren Reflektoränderungen, die durch Zu- oder Entladen von Reflektorstäben entstanden, wurde die zur ursprünglichen Core-Konfiguration gehörende Regelelementkalibrierungskurve überprüft.

Während einer Meßreihe wurden nur die Regelelemente und der Stempel bewegt, um Fehler durch eine erneute Einfahrt der Sicherheitselemente auszuschließen. Zudem wurde der Referenzzustand - kritische Regelelementstellung ohne die zu messende Reaktivitätsstörung - in einer Meßreihe wiederholt eingestellt.

Hierbei ergaben sich - unter Einschluß der Unsicherheiten in der Regelementkalibrierungskurve - maximale bzw. mittlere Abweichungen von 0,6 ϵ bzw. 0,4 ϵ , so daß die einzelnen Messungen mit einem Fehler von etwa \pm 0,5 ϵ behaftet sind.

5.2 Reaktivitätswertigkeit von Treiberstäben

Die Reaktivitätsänderung eines oder zweier Treiberstäbe längs eines Coreradius wurde durch Entfernen des Elements oder durch Austausch gegen Al- und Plexiglas-Dummyelemente nach der Nullreaktivitätsmethode bestimmt. Die in Tab. 5.2 angegebenen Werte beziehen sich auf Einzelemente, während in Tab. 5.3 jeweils zwei, zur Zentralposition des Cores spiegelsymmetrische Treiber-elemente gezogen bzw. gegen die Dummy-Elemente ausgetauscht wurden. Letzteres hat den Vorteil, daß die bei den Rechnungen zugrunde gelegte Symmetrie der Reaktivitätsstörung meßtechnisch berücksichtigt wird. Bei dem in Tab. 5.2 notierten Core III war im Gegensatz zu Core I und II und dem in Tab. 5.3 aufgeführten Core III kein zentrales Treiber-element vorhanden, dem ein Radius null zugeordnet werden konnte. Aus diesem Grunde treten in Tab. 5.2 für Core III bei gleichnamigen Core-Positionen zu Core I und II unterschiedliche Radien auf. Bei Tab. 5.3 dagegen ist unter Hinzufügung eines Treiberstabes und Umordnung der Treiberstabreihen das Core III wieder zentralsymmetrisch.

Treiber- stabpos. (Abb.5-2)	Radius (mm)	$\rho[\epsilon]$ bei Core		
		I 105 TR-Stäbe 11,3 cm Refl.	III 136 TR-Stäbe 7,87 cm Refl.	II 203 TR-Stäbe 4,0 cm Refl.
N16	0,00	65,5		49,0
N16	7,12		57,6	
N17	14,25	64,5		49,0
N18	28,50	61,5		47,2
N18	35,62		52,6	
N19	42,75	57,1		43,6
N19	49,87		48,2	
N20	57,00	51,2		39,6
N20	64,12		42,5	
N21	71,25			34,6
N22	85,50			29,3

Tabelle 5.2: Reaktivitätswertigkeit eines Treiberstabes im Austausch gegen ein Al-Dummy

Tabelle 5.2 zeigt, daß die Stabwirksamkeit im Austausch gegen ein Al-Dummy nach außen hin stark abnimmt. Da durch den Austausch gegen ein Dummy-Element in erster Näherung sowohl keine Änderung des Streamings, als auch durch die Materialkonstanz keine Änderung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte erfolgt, ist der Verlauf der Reaktivitätswertigkeit repräsentativ für den Verlauf des Neutronenflusses. Da radial der thermische Neutronenfluß im Vergleich zum epithermischen relativ glatt verläuft, folgt die Reaktivitätswertigkeit im wesentlichen dem nicht-thermischen Fluß.

In Reflektornähe erfährt der thermische Fluß eine Erhöhung, die umso stärker ausgeprägt ist, je dicker der Reflektor ist, so daß hinsichtlich des Reaktivitätswertigkeitsverlaufs der thermische Fluß in der Außenzone dem epithermischen entgegenwirkt. Hieraus resultiert der betragsmäßig größer werdende Gradient der Reaktivitätswertigkeit bei dünner werdendem Reflektor; denn bei Core II mit 4 cm Reflektor hat auch der thermische Neutronenfluß - wie der epithermische - einen nahezu cosinus-artigen Verlauf mit einer nur sehr geringen Anhebung in Reflektornähe.

Diesen Sachverhält zeigen ebenfalls die 3. und 4. Spalte von Tabelle 5.3, in der die Reaktivitätswertigkeiten von zwei Treiberstäben an spiegelsymmetrischen Corepositionen angegeben sind. Eine Wechselwirkung der beiden Elemente ist innerhalb des Fehlers von 1,5 ϵ nicht feststellbar, so daß die Reaktivitätswerte der zwei Treiberelemente innerhalb der Fehlergrenzen etwa doppelt so groß wie die in Tabelle 5.2 angegebenen sind. Zeile 1 enthält nur die Wertigkeiten des zentralen Elements, die zum grafischen Vergleich mit den übrigen Werten in Abb. 5-1 verdoppelt wurden.

Infolge des zusätzlichen axialen und in den Randzonen bedeutsamen radialen Streamings ist die Treiberstabwirksamkeit gegen Luft höher als gegen Al-Dummies. Ein Maß für den Streamingeffekt ergibt sich bei Differenzbildung der in Spalte 4 und 5 aufgetragenen Werte, da die Absorption im Al vernachlässigbar ist. Nach außen hin wachsen die Streamingverluste durch Entfernen der zwei Treiberstäbe von 10 auf 14 ϵ infolge der stärker werdenden Flußgradienten besonders im Bereich oberhalb thermischer Energien.

Treiber- stabpos.	Radius [mm]	Core II	Core III		
		203 TR, 4 cm Refl.	137 TR, 7,8cm Refl.		
		TR im Austausch gegen Al	TR im Austausch gegen Al Luft Plexiglas		
N 16	0,00		57,7	62,1	5,0
N15+17	14,25	96,4	112,6	122,4	8,8
N14+18	28,50	92,4	108,0	118,0	8,8
N13+19	42,75	86,2	100,6	113,5	10,3
N12+20	57,00	77,9	90,5	104,9	15,1
N11+21	71,25	69,0	78,6	92,8	33,1
N10+22	85,50	58,6			

Tabelle 5.3: Reaktivitätswertigkeit von Treiberstäben gegen Luft, Al- und Plexiglasdummies in ϵ

Informationen über das ortsabhängige, radiale Reaktorspektrum geben die letzte Spalte und der Vergleich zwischen den Wertigkeiten sowohl von Al und Plexiglas als auch von Luft und Plexiglas. Durch Differenzenbildung der beiden letzten Spalten erkennt man, daß die Reaktivitätswertigkeit von Plexiglasstäben gegenüber Luft zum Corerand hin trotz erhöhter Streamingverhinderung absinkt. Denselben Verlauf findet man beim Vergleich von Al und Plexiglas. Die geringere Wertigkeit eines Treiberstabes gegenüber Plexiglas im Vergleich zu Al zeigt, daß die moderierende Wirkung des Plexiglases den negativen Absorptionsbeitrag zur Reaktivität bei weitem überwiegt. Dies weist darauf hin, daß ein starker epithermischer Neutronenflußanteil über das gesamte Core existiert. Dieser ist offenbar in Coremitte am größten, so daß hier der stärkste Moderatorbeitrag erfolgt. Als Folge hiervon wird in Coremitte die Wertigkeit der den Plexiglasstab umgebenden Treiberstäbe so erhöht, daß der zentrale Treiberstab bis auf 5 ϵ kompensiert wird. Nach außen hin wird infolge des Reflektors und der stärker ausfließenden schnellen Neutronen das Spektrum weicher, so daß die moderierende Wirkung des Plexiglasstabes zwar geringer wird, jedoch im Vergleich zum Al immer noch 23 ϵ beiträgt.

Die Treiberstabreaktivitätswertigkeiten gegenüber Al-Dummies, die rechnerisch durch die Differenz zweier k_{eff} -Werte mit DOT in R-Z-Zylindergeometrie gewonnen wurden /15/, stimmen im Kurvenverlauf gut mit den experimentellen Ergebnissen überein, während die absoluten Werte bei allen Corekonfigurationen um etwa 8 % höher als die gemessenen liegen. Möglicherweise ist dies eine Folge der R-Z-Geometrie, bei der die Streamingeffekte an den Stellen, wo Treiberstäbe gegen Al-Dummies ausgetauscht wurden, nicht richtig behandelt wurden. Daher rührt vielleicht auch die Tatsache, daß die Abweichungen zwischen gerechneter und gemessener Reaktivitätswertigkeit der Treiberstäbe gegenüber Luft größer sind als bei dem Austausch gegen Al-Dummies. Experimentelle und rechnerische Ergebnisse sind in Abb. 5-1 dargestellt.

Die in der kritischen Anlage verwendeten Treiberstäbe unterscheiden sich von denen eines ITR-Leistungsreaktors durch die fehlende Emailschicht auf der Innenseite der Hüllrohre, die als H_2 -Diffusionsbarriere im Leistungsreaktor, neutronenphysikalisch jedoch im wesentlichen als Neutronenabsorber wirkt. Für die Messung des resultierenden Reaktivitätseffektes standen 52 Treiberstäbe, deren Hüllrohre mit Email beschichtet sind, zur Verfügung. Zu berücksichtigen ist hierbei, daß diese emaillierten Treiberstäbe im Austausch gegen die unbeschichteten Stäbe zu einer Reaktivitätsänderung führen, die sowohl durch das Email als auch durch Änderung des Spaltstoffinventars - infolge des von Stab zu Stab leicht differierenden U^{235} -Gehalts - der Pellets herrührt. Der Austausch der 52 Elemente erfolgte so, daß bei der ersten Messung im Bereich des Corezentrums, bei der zweiten Messung über das Core gleichverteilt die Stäbe ersetzt wurden. Die Ergebnisse für Core III zeigt Tabelle 5.4.

	Austausch der Stäbe	Änderung im Spaltstoffinventar	ρ_1 [¢]	ρ_2 [¢]
1	zentral	4,7 g	-48,5 ₊₁	-40 ₊₂
2	gleichverteilt	5,8 g	-42,5 ₊₁	-32 ₊₂

Tabelle 5.4: Reaktivitätswertigkeit von emaillierten Treiberstäben in Core III

Der unter ρ_1 angegebene Wert bezieht sich auf den direkt nach der Nullreaktivitätsmethode gemessenen Wert beim Austausch der Stäbe, während bei ρ_2 der Wert von ρ_1 um die Änderung des Spaltstoffinventars korrigiert wurde. Zugrunde gelegt sind hierbei die Stabwirksamkeiten nach Tabelle 5.3 und ein mittlerer U^{235} -Gehalt von 27,3 g/Stab. Für die Messung 1 bzw. 2 ergibt sich damit als Reaktivitätsänderung aufgrund des veränderten U^{235} -Gehalts 8,5 ϵ bzw. 10,5 ϵ .

5.3 Reaktivitätswertigkeiten von Al-Füllkörpern

Da die kritische Anlage für maximal 50 W ausgelegt ist, wurde das im ITR-Leistungsreaktor zwischen den Treiberstäben vorhandene Kühlmittel Natrium durch Aluminiumfüllkörper ersetzt. Durch Entfernen dieser Füllkörper (Zwickel) wurden Streamingeffekte, wie sie durch Na-Verlust im Leistungsreaktor entstehen, simuliert. Wegen der geringen Reaktivitätsänderung von $\lesssim 1 \epsilon$ je Zwickel wurden die Zwickel zonenweise gezogen und die Wertigkeit der gesamten radialen Zone nach der Nullreaktivitätsmethode bestimmt. Die Aufteilung der Zonen zeigt Abb. 5-2. Die Zone III mit 30 Zwickeln z.B. besteht aus den Zwickeln, die sich innerhalb der gestrichelten Linien II und III befinden.

Jeder Zone wurde ein mittlerer Radius zugeordnet, so daß die Wertigkeit als Funktion des Abstandes von der Coremitte angegeben werden konnte. Infolge der quadratischen Core-Konfiguration geht bei den Zwickeln in den Eckpositionen Zylindersymmetrie verloren, so daß die Zuordnung eines radialen Abstandes eine gewisse Willkür enthält. Die in Tab. 5.5 angegebenen Werte im Vergleich mit den nach DOT in R-Z-Geometrie für Core III gerechneten /15/ zeigt Abb. 5-3. Auch hier ersieht man, daß der Verlauf der Reaktivitätswertigkeiten gut übereinstimmt, obwohl Diskrepanzen zwischen den absoluten Werten entstehen. Wie bei den Treiberstäben liegen die berechneten Werte über den gemessenen. Das unterstützt die Vermutung, daß mit dem verwendeten Rechenmodell die Streamingeffekte nicht adäquat erfaßt werden. Qualitativ entspricht der Verlauf einem nahezu reinen Streuer, dessen ortsabhängiger Reaktivitätswert der Summe über dem Leckageterm

Tabelle 5.5: Reaktivitätswertigkeit der Al-Zwickel in verschiedenen Core-Zonen

Core-Konfiguration			I (105 TR, 11,3 cm Refl.)		II (203 TR, 4,0 cm Refl.)		III (137 TR, 7,87 cm Refl.)	
mittlerer Radius [mm] der Zone	Zone und Zahl der gezogenen Zwickel		ρ [¢]	ρ /Zwickel [¢]	ρ [¢]	ρ /Zwickel [¢]	ρ [¢]	ρ /Zwickel [¢]
	Zahl	Zone						
16,6	24	I	3,7±0,5	0,154	3,6±0,5	0,150	4,8±0,5	0,200
32,5	30	II	5,8±0,5	0,193	6,3±0,5	0,210	6,6±0,5	0,220
45,5	42	III	9,7±0,5	0,231	10,2±0,5	0,243	10,3±0,5	0,245
71,0	24	IV	6,5±0,5	0,271				
71,0	66	IV			19,8±0,5	0,300		
71,0	54	IV					15,6±0,5	0,289
83,5	74	V			22,7±0,5	0,311		
88,0	24	V					7,2±0,5	0,300
102,5	60	VI			17,4±0,5	0,290		

$-(\nabla\phi_i^+)$ ($\nabla\phi_i$) für die i -te Energiegruppe folgt. Dieser ist im Core-Zentrum minimal, da hier nur ein geringer axialer Ausfluß erfolgt, während in einer gewissen Entfernung vom Reflektor die Flußgradienten maximal sind. In diesem Bereich ist folglich die Wirksamkeit der Zwickel am größten. Sie sinkt wieder in dem Bereich, in dem der Reflektor die Flußgradienten erniedrigt. Hieraus resultiert die geringere Wertigkeit der Zwickel in den Eckpositionen.

Tabelle 5.6 zeigt die Reaktivitätswerte, die sich durch einfache Addition der Zonenreaktivitäten ergeben (4. Spalte) im Vergleich zu der Wertigkeit, die sich durch gleichzeitiges Entfernen aller Zwickel aus dem Core ergibt (Spalte 5).

Tabelle 5.6: Reaktivitätswertigkeit der Al-Zwickel in mehreren Core-Zonen

Core	Zonen	Zahl der Zwickel	Zonen $\sum \rho_i$ [t] ⁱ	$\rho(\sum \text{Zwickel})$ [t]	$\frac{\rho(\sum \text{Zwickel})}{\sum \text{Zwickel}}$ [t]
I	I-IV	120	25,7 ₊₂	31,3 ₊₁	0,261
III	I-V	174	44,5 ₊₃	46,0 ₊₂	0,264
II	I-VI	296	79,8 ₊₃	80,0 ₊₂	0,269

Innerhalb der Meßgenauigkeit ergeben sich bei den Cores II und III keine Unterschiede, während bei dem kleinsten Core I eine Differenz von 5,6₊₃ t auftritt, die auf eine stärkere Kopplung der verschiedenen Zonen schließen läßt. Die den Ausfluß bestimmenden Flußgradienten werden in der zwickelfreien Zone größer, so daß das benachbarte Füllmaterial aufgrund der erhöhten Flußgradienten eine größere Wirksamkeit besitzt. Bei den größeren Core-Konfigurationen III und II ist dieser Effekt geringer, da die radiale Leckage der mittleren zwickelfreien Zonen durch die größere Zahl an Brennelementringen vermindert wird.

5.4 Reaktivitätswertigkeit von Be- und LiH-Stäben im Reflektor

Vorversuche zur reflektorseitigen Regelung kompakter Reaktorsysteme wurden an Core III durch Bestimmung der Wertigkeiten von Reflektor- und Giftstäben durchgeführt, um Informationen

Über die rechnerischen Möglichkeiten bei der Berücksichtigung spektraler Leckage und Streamings zu erhalten. Hierzu wurden an verschiedenen Positionen Reflektorstäbe gezogen und deren Wertigkeit gegenüber dem entstandenen Luftkanal oder gegenüber einem eingesetzten LiH-Stab gemessen. Die LiH-Giftstäbe bestehen hierbei aus einem mit ca. 58 g LiH gefüllten Vierkantrohr ($20 \times 20 \times 1,5 \text{ mm}^3$). Da sie die gleichen äußeren Abmessungen wie die Be-Reflektorstäbe besitzen, können sie ohne Entstehung von Luftspalte direkt gegen die Be-Stäbe ausgetauscht werden. Neben der Nullreaktivitätsmethode wurden besonders bei den größeren Wertigkeiten die Methoden der unterkritischen Multiplikation und der gepulsten Quelle benutzt.

Abb. 5-4 zeigt die Positionen und Wertigkeiten der Reflektorstäbe gegenüber Luft. Wie zu erwarten, steigt die Wirksamkeit eines Stabes von außen zur Mitte hin an, da einerseits der radiale Abstand zur Coremitte abnimmt, andererseits aber auch die effektive Reflektordicke in dieser Richtung abnimmt (8 cm in der Mitte gegenüber ca. 11 cm in der Eckposition A).

Ein entsprechender Reaktivitätsverlauf ergibt sich beim Wandern eines einzelnen Giftstabes in der zweiten Reflektorreihe (Abb. 5-5, Pos. A bis D). Der zu den Positionen 1 bis 6 gehörende Kurvenverlauf zeigt die Wechselwirkung zweier Giftstäbe, die von den Positionen 1 und 6 ausgehend einander nähern. Hierbei ist die gesamte Reaktivitätswertigkeit der zwei Stäbe halbiert worden, um einen direkten Vergleich mit den Wertigkeiten eines Giftstabes an den Positionen C und D zu ermöglichen.

Die Tabellen 5.7 und 5.8 geben die grafisch dargestellten Werte mit weiteren Anordnungen von Giftstabclustern wieder.

Tabelle 5.7: Reaktivitätswertigkeiten eines LiH-Absorberstabes

Position	1	A	B	C	D	E	F	G
$\rho [k]$	67,9 ₊₁	15 ₊₁	38 ₊₃	67,5 ₊₂	92 ₊₂	133 ₊₂	56,3 ₊₁	21 ₊₃

Tabelle 5.8: Reaktivitätswertigkeiten von LiH-Absorberstabkombinationen

Positionen	1+6	2+5	3+4	2+3+4	1-6	D+F	E+I
$\rho[k]$	135,3 _{±2}	149,8 _{±2}	143,2 _{±4}	208 _{±8}	360 _{±10}	126 _{±2}	240,4 _{±5}

Positionen	G+K	E+I+L+M
$\rho[k]$	41,2 _{±1}	360 _{±8}

Tabelle 5.9 zeigt den Vergleich einiger gerechneter Werte /5 / mit den gemessenen. Aus der guten Übereinstimmung zwischen den

Tabelle 5.9: Gerechnete und gemessene LiH-Stabwertigkeiten /5/

Positionen	C	D	F	D+F	G+K
$\rho[k]$ exp.	67,5 _{±2}	92 _{±2}	56,3 _{±2}	126 _{±2}	41,2 _{±2}
$\rho[k]$ theor.	65,4 _{±4}	95,4 _{±5}	51,2 _{±5}	128,0 _{±5}	38,0 _{±4}

experimentellen und den mit korrelierten MORSE-K Berechnungen gewonnenen Werten folgt, daß mit MORSE-K der Einfluß von vergifteten Reflektorteilen auf den Reaktor gut behandelt werden kann.

5.5 Reaktivitätseinfluß des Luftspalts zwischen Core und Reflektoren

Bei der im Anschluß an Beladeexperimente durchgeführten Justage der Cores konnten Luftspalte, die zwischen Core und Reflektoren (Sicherheits- und Regelelemente) bestanden, bis auf Spalte von etwa 1 mm reduziert werden. Diese Spalte führen zu einem erhöhten Streaming, so daß Differenzen in der experimentellen und rechnerischen kritischen Masse um diese Leckageeffekte zu

vermindern sind. Hierbei interessiert sowohl die Größe des Luftspalteneinflusses als auch dessen Additivität. Bei den Messungen wurden daher Spalte verschiedener Breite und Länge durch entsprechendes Entfernen einzelner Reflektorelemente an Core III erzeugt und die Reaktivitätsänderung nach der Nullreaktivitätsmethode bestimmt.

In Abb. 5-6 ist die Reaktivitätswertigkeit eines 1 mm breiten Luftspaltes, der sich zwischen Core und radialem Reflektor befindet, in Abhängigkeit von seiner Länge wiedergegeben. Die verschiedenen Luftspaltlängen ergaben sich durch sukzessives Abrücken der Reflektorelemente vom Core, so daß die Wertigkeit von 65 ϵ dem Fall entspricht, bei dem der gesamte Reflektor um 1 mm vom Core entfernt wurde. Innerhalb des gemessenen Bereiches zeigt sich, daß die Wertigkeiten näherungsweise linear der Spaltlänge folgen. Weiterhin stellt Abb. 5-6 die Wertigkeiten von Spalten dar, die zwischen zwei Reflektorteilen SE2 und SE3 bzw. SE4 und SE1 eingestellt wurden. Auch hier zeigt sich, daß die Wertigkeit der beiden Spalten a und b addiert werden kann, da innerhalb der Meßgenauigkeit $\rho_{a+b} = \rho_a + \rho_b$ gilt (Kurve a=b). Für die selbst nach einer Corejustage verbleibenden Luftspalte kann daher als maximaler Reaktivitätswert $\Delta k/k = -0,5 \%$ angegeben werden, der innerhalb der Genauigkeit der Codes zur Bestimmung kritischer Massen liegt.

5.6 Reaktivitätswertigkeiten zusätzlicher Materialien

Bei flugfähigen Reaktorsystemen wurde die Verwendung von Abschirm- und Kühlschilden zwischen Nutzlast und Reaktor vorgesehen. Dieser Schild wirkt als zusätzlicher Reflektor für das Core. Zur Ermittlung des Reaktivitätsgewinnes wurden neben Stahl weitere Materialien nach Entfernen der Niederhalteplatte auf die obere Gitterplatte von Core III gelegt.

In der Tabelle 5.10 sind die Reaktivitätswertigkeiten der verschiedenen, auf die Gitterplatte gelegte Materialien zusammengestellt. Alle verwendeten Materialien wirken als Neutronenstreuer und ergeben somit gegenüber Luft einen positiven Reaktivitätseffekt. Als LiH- bzw. Be-Material wurden die bei 5.4 benutzten Stäbe verwendet.

Tabelle 5.10: Wertigkeit axialer Abschirmmaterialien

Lfd. Nr.	Material	Abmessungen [mm] D + B + L	ρ [¢]
1	Al	23,9x324x324	0,65 \pm 0,2
2	Plexiglas	19,6x324x324	3,2 \pm 1
3	Plexiglas	39,2x324x324	3,6 \pm 0,9
4	Stahl	23,1x324x324	4,7 \pm 0,6
5	Be	19,8x320x650	6,55 \pm 0,2
6	LiH	20,0x200x650	1,7 \pm 0,2

Im Laufe der ITR-Entwicklung wurde statt des ursprünglich geplanten Niob-Emitters für die Thermionik-Dioden die Verwendung von Wolfram als Material der Emitteroberfläche vorgesehen. Die großen Resonanzen im Energiebereich ab etwa 2 eV erforderten hierbei einen Test für die rechnerische Behandlung von Resonanzen, insbesondere der rechnerisch problematischen Selbstabschirmungseffekte. Aus diesem Grunde wurde in Core III die Reaktivitätsstörung eines Wolframstabes (13 ϕ x 199,2 mm²) mit und ohne Cd-Umhüllung (14,2 ϕ x 0,6 mm²) im Austausch gegen einen gleich großen Al-Stab und gegen Luft in der Coremitte ermittelt.

Hierzu wurde anstelle des mittleren, 198 mm langen Brennstoffpellets eines speziellen Treiberstabes der Al- bzw. Wo-Stab eingesetzt, so daß der Wo-Effekt gegenüber Al durch die Nullreaktivität des Systems gemessen werden konnte. Hierbei ergab sich aufgrund der thermischen Absorption und der Resonanzabsorption ein Reaktivitätswert des Wo-Stabes von -99,5 \pm 1,5 ¢. Zur Eliminierung des Absorptionseffektes thermischer Neutronen wurden in einer weiteren Messung sowohl der Al- als auch der Wo-Stab mit Cd umhüllt. Die Reaktivitätswertigkeit des Cd/Wo-Stabes gegenüber Cd/Al sank hierbei auf -58,7 \pm 1 ¢, so daß näherungsweise -40,8 ¢ infolge thermischer Absorption, -58,7 ¢ infolge Resonanzabsorption bewirkt werden. "In-Out"-Effekte des Wolframs werden insbesondere bei den in Teil II behandelten thermionischen Konfigurationen untersucht werden.

6. Reaktionsratenmessungen

Aussagen über Spektrum und Neutronenflußverläufe sind wegen der Heterogenität und Kompaktheit der Anlage von Bedeutung. Hierbei interessiert der Vergleich von gemessenen und gerechneten Reaktionsraten im thermischen und epithermischen Energiebereich, um die Methodik der Rechnungen zu überprüfen. Dieser Vergleich wurde in Rechnungen von Talarek /5 / durchgeführt, die der Problematik der heterogenen Struktur und der resultierenden Ortsabhängigkeit des Spektrums und Neutronenflusses angepaßt sind. Hinsichtlich eines optimalen Wirkungsgrades der Dioden sind Untersuchungen der Leistungsverteilung insbesondere bei den thermionischen Konfigurationen wesentlich. Deshalb wurden erste Leistungsverteilungs-Messungen schon an den reinen Treibercore-Konfigurationen durchgeführt.

6.1 Sondenpositionen und Sondenmaterialien

Aus der in Kap. 2 gegebenen Beschreibung der Anlage ist zu ersehen, daß die Anlage aus einem sehr kompakten Core besteht. Um Neutronendichten, Spektralindizes und Spaltratenverteilungen im Core zu ermitteln, wurden Sonden eingebracht, deren Positionen durch den Coreaufbau vorgegeben waren.

In axialer Richtung konnten die Sonden nur zwischen den TR-Stäben auf Zwickelpositionen plaziert werden. Am zweckmäßigsten waren Drahtsonden. An der jeweiligen Meßposition wurde ein Zwickel gezogen und ein Al-Rohr (ϕ 2 mm x 1 mm) mit den Drahtsonden eingesetzt. Im Reflektor konnten nach Anfasen einiger Stäbe ebenfalls Al-Rohre positioniert werden.

In radialer Richtung wurden die Messungen mit den gleichen Sonden durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden in mehrere Zwickel 5 Nuten (1,5 x 18 x 1 mm) in der Mitte der verschiedenen H/U-Konzentrationen eingefräst.

Alle zu diesen Messungen verwendeten Draht-Sonden hatten einen Durchmesser von 0,7 - 0,8 mm und eine Länge von 15 mm. Die Au-Drähte hatten einen Durchmesser von 0,20 mm. Die Spaltratenverteilung wurde mit U-Al-Drähten oder mit Catcher-Foils ge-

messen (6.6). Angaben über die verwendeten Sondenmaterialien finden sich in Tabelle 6.1.

6.2 Durchführung der Aktivierung

Vor der Aktivierung wurde der Reflektor so beladen, daß die Regelelemente zum Erreichen des kritischen Zustandes möglichst weit und symmetrisch eingefahren wurden, so daß nur eine kleine Unsymmetrie in der Flußverteilung auftrat.

Die Aktivierungsmessungen wurden je nach Sonde bei Reaktorleistungen zwischen 5 W und 20 W durchgeführt. Die Bestrahlungszeit lag zwischen 15 min und 1 h.

Zum Vergleich einzelner Bestrahlungen wurde ein Monitordraht aus Mn 80 %-Cu immer an der gleichen Position mitaktiviert.

6.3 Messung der Sondenaktivität

Nach einer Wartezeit von weniger als einer Halbwertszeit wurde die γ -Aktivität auf einem Probenwechsler jeweils unter gleichen Bedingungen ausgezählt. Die Ergebnisse wurden mittels Teletype auf Lochstreifen ausgegeben, die dann durch ein Rechenprogramm auf Untergrund und Halbwertszeit korrigiert, sowie auf den maximalen Wert normiert wurden. Anschließend wurde eine Massenkorrektur vorgenommen.

6.4 Reaktionsraten in axialer Richtung

Den Verlauf der thermischen Neutronendichte in axialer Richtung für Core I gibt Abb. 6-1 wieder. Hierbei wurde ein Al-10%-Dy-Draht in Zwickelposition neben dem Zentralelement N16 (Abb.3-3) aktiviert. Die Strukturen in dieser Kurve rühren von der axial von innen nach außen zunehmenden H-Konzentration (2.4) her, wodurch es in den einzelnen Zonen zur Ausbildung von thermischen Peaks kommt. Neben den relativen Maxima treten infolge des 10 cm dicken Axialreflektors aus Be zwei absolute Maxima in den Außenzonen auf. Diese Strukturen ergeben sich auch aus Rechnungen für den thermischen Neutronenfluß /5/. Entsprechende Messungen an gleicher Position für Core II zeigt Abb. 6-2 und für

Tabelle 6.1: Angaben über Aktivierungsdetektoren

Detektor					Aktivierungsprodukt		
Material	Aktiviertes Isotop	$\sigma_{act} (v_0)$ [barn]	Resonanzenergie [eV]	Resonanzaktiv. Integral [barn]	Isotop	$T_{1/2}$	Ausgewertete γ -Linie
Al-Dy (10%)	Dy-164	2100	-	-	Dy-165	2,3 h	um 90 keV
Al-In (1%)	In-115	155	1,45	1640	In-116	54 min	oberhalb 600 keV
Au (100%)	Au-197	98	4,9	1490	Au-198	2,7 d	410 keV
Cu-Mn (80%)	Mn-55	13,2	330	11,8	Mn-56	2,58 h	810 keV
Al-Mn (2%)	Mn-55	13,2	330	11,8	Mn-56	2,58 h	810 keV
Al-U (20%)	U-235 U-238	582 (n,f)	-	-	Spaltpr.	-	oberhalb 500 keV

Resonanz-Aktivierungsintegral aus /16/

Core III, Abb. 6-3. Außer den Messungen mit Al-Dy sind in Abb. 6-2 auch Ergebnisse der Aktivierungsmessungen mit Mn-Cu- und In-Al-Draht eingetragen. Die Unsymmetrie der Kurven ist durch den größeren Neutronenausfluß am Ort der Regelemente bedingt. Bei Core I (Abb. 6-1) ist diese Unsymmetrie nicht so stark, da zwischen den Regelementen und dem Core ein 4 cm dicker Reflektor vorhanden ist.

Die mit Al-Dy gemessene thermische Neutronendichte-Verteilung läßt wieder einen den verschiedenen H-Konzentrationen entsprechenden Verlauf erkennen.

Beim Vergleich der Kurven zeigt sich bei Mn und In eindeutig das Nicht- $1/v$ -Verhalten, wodurch die spektrale Abhängigkeit der Reaktionsraten bedingt ist. Man ersieht aus Abb. 6-2 die starke Ortsabhängigkeit des Neutronenspektrums, die sich auch aus Rechnungen für die verschiedenen H/U-Verhältnisse ergibt /17/. Das Spektrum ist in Core-Mitte härter als in den Außen-zonen. Dies zeigen auch Messungen zur Ermittlung des Verlaufs des Cd-Verhältnisses (CV) in axialer Richtung in Core III mit Mn (Abb. 6-4), In (Abb. 6-5) und Au (Abb. 6-6). Besonders der Vergleich der Messungen mit Mn (Abb. 6-4) ohne und mit Cd zeigt deutlich den Unterschied zwischen dem Verlauf der thermischen und epithermischen Neutronendichte. Die Variation des Cd-Verhältnisses in axialer Richtung ersieht man für Mn aus Abb. 6-7 und für In aus Abb. 6-8. Der minimale Wert des Cd-Verhältnisses ergibt sich in Coremitte für Mn zu 2,2 und für In zu 1,18, der Maximalwert am Reflektorrand für Mn zu 4,3 und für In zu 1,35.

Erste Rechnungen zum Verlauf der Reaktionsraten sind von Talarék /17/ durchgeführt worden und zum Vergleich in Abb. 6-9 eingetragen. Der gemessene Verlauf wird durch die Rechnungen gut wiedergegeben. Die Unstetigkeiten an den Übergangsstellen rühren von der Kondensierung der Wirkungsquerschnitte her, da die Neutronenspektren zonenweise ohne Berücksichtigung des Einflusses benachbarter Gebiete berechnet wurden. Die Differenz zwischen gerechnetem und gemessenem Verlauf der Dy-Reaktionsrate im axialen Reflektor kann als Folge einer Homogenisierung des axialen Be-Reflektors, die die physikalische Situation nicht richtig wiedergibt, aufgefaßt werden.

6.5 Reaktionsraten in radialer Richtung

Den Verlauf der thermischen Neutronendichte in drei Ebenen für Core II zeigt Abb. 6-10. Der niedrigere Verlauf der Kurve 3 (Mittalebene) ist konsistent mit den Ergebnissen in Abb. 6-2. Der Verlauf entspricht etwa einer Cos.-Funktion.

Die bei Core III auch im Reflektor durchgeführten Messungen (Abb. 6-11) zeigen ausgeprägte Reflektorpeaks die zur Mittelebene hin anwachsen.

Dieser Verlauf ergibt sich auch aus Rechnungen für das Flußprofil in (R,Z)-Geometrie /5/. Im Vergleich dazu läßt die Messung mit In (Abb. 6-12) bei der epithermischen Neutronendichte fast keine Struktur erkennen.

Zur Untersuchung des Einflusses der Stellung der Regelelemente auf die in 6.4 erwähnte Unsymmetrie wurde der Einfluß der Regelelementstellung und die thermische Neutronendichte von SE2 nach SE4 und von SE1 nach SE3 (Abb. 6-13) gemessen. Wie aus der Core-Anordnung zu erwarten ist, ist der Einfluß der Regelelementstellung im ersten Fall praktisch nicht vorhanden, während in der Richtung senkrecht dazu (Abb. 6-14) die Neutronendichte in der unteren Ebene in der Nähe von RE2 stark abnimmt.

6.6 Spaltratenverteilung

Bei den radialen Messungen konnte die relative Spaltratenverteilung mit Drähten aus Al-U (Tab. 6.1) in Zwickelpositionen gemessen werden, da in einer Core-Ebene die Urandichte in den Pellets konstant ist. Die relative Spaltratenverteilung in der Core-Mittalebene in zwei zueinander senkrechten Richtungen wird in Abb. 6-15 wiedergegeben.

Die axiale Spaltratenverteilung in den Treiberstäben wurde wegen der von innen nach außen abnehmenden Urandichte nach der Catcher-Foil-Methode gemessen.

Um eine gute örtliche Auflösung zu erhalten, wurden die UZrH-Pellets mit dünnen Al-Folien umwickelt, und diese nach der Bestrahlung in 15 mm breite Streifen zerschnitten. Hierbei lag eine Schnittstelle in jedem Fall zwischen Pellets verschiedener Urandichte. Wie aus Abb. 6-16 zu ersehen ist, gibt hierbei die Messung den Sprung in der Spaltrate, der durch verschiedene Urandichten bedingt ist, gut wieder. Die Sprünge entsprechen etwa den Urandichten in den einzelnen Zonen:

$$\begin{aligned} H/U = 40 & : & = 1,213 \text{ gr U/cm}^3 \\ H/U = 50 & : & = 0,965 \text{ gr U/cm}^3 \\ H/U = 80 & : & = 0,621 \text{ gr U/cm}^3 \end{aligned}$$

7. Methoden zur Leistungsbestimmung

Die Leistung eines Reaktors wird im allgemeinen durch kalorimetrische Methoden bestimmt. Bei Nullenergieanlagen sind diese einfachen Bestimmungsmethoden für die Leistung nicht anwendbar, da die Wärmefreisetzung im Normalbetrieb zu klein ist.

Wegen des sehr harten Spektrums dieser Anlage sind absolute Flußbestimmungen, etwa mit Goldfolien, ebenfalls nur bedingt und nach großen Korrekturen geeignet, die Leistung zu ermitteln. Deshalb wurde hier direkt die Reaktionsratenverteilung in Uransonden mit Absolutanschluß zur Leistungsbestimmung herangezogen. Dieses relativ aufwendige Verfahren wurde allerdings nur an einem Core angewandt. An allen Core-Konfigurationen wurden Leistungsmessungen mittels Rauschanalyse und Multiplikation einer geeichten Neutronenquelle durchgeführt.

7.1 Rauschanalyse im Zeitbereich

Die Analyse des Neutronenrauschens an Nullenergiesystemen erlaubt die Bestimmung charakteristischer reaktorphysikalischer Größen, wie prompter Zerfallskonstante (s. Tab. 4.4) des Neutronenflusses, der Neutronenlebensdauer und der absoluten Leistung des Reaktors.

Wenn sich der Reaktor im stationären Zustand befindet, so erhält man in der Näherung des Punktreaktormodells und mit Absorptionsdetektoren für Kreuzkorrelationsexperimente im Zeitbereich /18/ die Kreuzkorrelationsfunktion

$$\phi_{xy}(\tau) = \bar{x} \cdot \bar{y} + F q_1 W_1 q_2 W_2 \frac{k_{eff}^2 \chi_2}{2\alpha l^2} e^{-\alpha\tau} = B + C(\tau) \quad (7.1)$$

Hier bedeuten:

- | | |
|------------|---|
| F | Spaltrate |
| W_1, W_2 | Empfindlichkeit der Detektoren 1 und 2 in Nachweisen pro Spaltung |
| q_1, q_2 | Mittlere Ladung pro nachgewiesenem Neutron im Detektor 1 bzw. 2 |

χ_2 Diven - Faktor = $\frac{v_p(v_p-1)}{\bar{v}_p^2} = 0,8$ (v_p = Anzahl der pro

Spaltung freigesetzten prompten Neutronen)

k_{eff} effektive Multiplikationskonstante

$\alpha = \frac{1 - k(1 - \beta_{eff})}{l}$ Zerfallskonstante der prompten Neutronen

β_{eff} effektiver Anteil der verzögerten Neutronen

l Lebensdauer der prompten Neutronen

τ Verschiebungszeit zwischen x und y

Aus dem korrelierten Anteil von Gl. (7.1) erhält man im verzögert kritischen Zustand $\alpha_c = \frac{\beta_{eff}}{l}$ und bei bekanntem β_{eff} die Lebensdauer der prompten Neutronen.

Die absolute Leistung ergibt sich aus der Kombination des korrelierten und des unkorrelierten Rauschanteils. Mit

$$\begin{aligned} \bar{x} &= q_1 W_1 F \\ \bar{y} &= q_2 W_2 F \end{aligned} \quad (7.2)$$

und Gl. (7.1) wird im verzögert kritischen Zustand:

$$F = \frac{B}{C(\tau)} \cdot \frac{\chi_2 \alpha_c}{2\beta_{eff}^2} e^{-\alpha_c \tau} \quad (7.3)$$

Die Kreuzkorrelationsfunktion wurde am ITR im on-line-Betrieb mit Ionisationskammersignalen aufgenommen. Hierbei waren die zwei Kammern gegenüberliegend außen am Reflektor seitenmittig angebracht (vgl. Brixy, Malka /19/). Die Kammersignale wurden über zwei empfindliche Stromverstärker (Keithley 417) und zwei als Hochpässe geschaltete Filter (48 dB/Oktave) auf einen Korrelationsrechner (PAR 101A) gegeben, der die Kreuzkorrelationsfunktion on-line berechnete und in 100 Punkten bereitstellte. Die Aufzeichnung der Funktion erfolgte analog und digital.

Die Dauer einer Messung war durch die Integrationszeitkonstante des Korrelators bestimmt. Mit einem RC von 200 s ergab sich eine Meßzeit von etwa 17 Minuten (5 Zeitkonstanten), so daß innerhalb einer relativ kurzen Zeit sowohl die prompte Abklingkonstante als auch die absolute Leistung des Reaktors ermittelt wurde.

Die unter Annahme des Punktreaktormodells gültige Gl. 7.1 bleibt bei Berücksichtigung von Orts- und Energieabhängigkeit in erster Näherung weitgehend erhalten. Es ergibt sich jedoch für die Korrelationsamplitude und damit für die Reaktorleistung ein nicht zu vernachlässigender Korrekturfaktor K:

$$K = \frac{\int \phi_p^{+2} P \phi_p d^3x \int P \phi_p d^3x}{\left(\int \phi_p^+ P \phi_p d^3x \right)^2} \quad (7.4)$$

Es bedeuten:

ϕ_p, ϕ_p^+ : skalarer und adjungierter skalarer Fluß der prompten Neutronen

P : Produktionsoperator ohne verzögerte Neutronen

$$P = \int_E \int_{E'} \chi(E') v(E) \cdot \Sigma_f(E) dE dE'$$

χ : Spaltspektrum

v, Σ_f : Spaltneutronenzahl, Spaltquerschnitt

Der Faktor K hängt nur von der Form der Flußverläufe ab und heißt deshalb Formfaktor. Er bewegt sich zwischen 1.0 für ein Core mit konstantem Flußverlauf und maximal 1.3 für ein Core mit großen Bucklings in den Brennstoffzonen.

Der Formfaktor wurde nach Gl. 7.4 von Rückert /20/ mit dem S_n -Code "DOT" mit 6 Energiegruppen berechnet. Als Grundlage zur Berechnung wurden DOT-Läufe in r-z-Geometrie mit der Maschenzahl 44x43 und der relativen Genauigkeit in der Flußkonvergenz

von $\epsilon = 5 \cdot 10^{-5}$ genommen. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle (3. Spalte) eingetragen. Wegen der Kompaktheit des Cores, insbesondere bei Core I, bleibt der Formfaktor nahe bei 1.

Die Resultate der Messungen sind aus Abb. 7-1 ersichtlich. Bei Core I wurden 20 Messungen bei gleicher Leistung durchgeführt. Bei Core II und III wurde in einem größeren Leistungsbereich von 3 W - 24 W gemessen. Die Abb. 7-1 zeigt, daß im Rahmen der Fehlergrenzen keine Abweichung von der Linearität feststellbar ist. Damit ergeben sich folgende Eichfaktoren:

Tab. 7.1: Leistungseichung nach der Rauschanalyse

Core	Refl.-Dicke [cm]	Formfaktor K	Eichung [nA/W]
I	11,33	1,054	3,32
III	7,87	1,081	3,57
II	4,0	1,111	3,96

Die Ionisationskammer des zu eichenden linearen Kanals befand sich zentral oberhalb der Coreanordnungen. An obigem Ergebnis erkennt man, daß auch der axiale Neutronenausfluß bei abnehmendem radialen Reflektor ansteigt. Bei obigen Werten sind alle systematischen Fehler eliminiert worden. Eine genaue Fehlerbetrachtung in /19/ ergab einen unsystematischen Fehler von + 4 %.

7.2 Leistungseichung nach der Multiplikationsmethode

Die Leistung des Systems wurde auch mit Hilfe einer Neutronenquelle bekannter Quellstärke (N_q) bestimmt. Bei bekanntem Multiplikationsfaktor k_{eff} und unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Reaktivitätseinflusses für Quell- und Spaltneutronen ergibt sich die Zahl der je Zeiteinheit produzierten Spaltneutronen (N_f) zu

$$N_f = \frac{1}{1-k_{eff}} \cdot N_q \cdot K_2$$

wobei K_2 das Verhältnis der Einflußfunktionen für Quell- und Spaltneutronen, letztere gemittelt über den gesamten Reaktor bedeutet. Division durch die Zahl der je Spaltung freigesetzten Neutronen ν und durch die je Leistungseinheit benötigte Zahl von Spaltungen C ergibt die Leistung des Systems:

$$L = \frac{N_q \cdot K_2}{(1-k_{eff})\nu \cdot C} \quad (7.5)$$

7.2.1 Bestimmung der Einflußfunktionen

Der Korrekturfaktor K_2 wurde experimentell für Core III und theoretisch für alle Konfigurationen bestimmt.

Laut /21/ ist die Einflußfunktion eines Neutrons gegeben durch den adjungierten Fluß $\phi^+(E, \vec{r})$. Dieser adjungierte Fluß muß für die Spaltneutronen über deren Energie und Ortsverteilung gemittelt werden:

$$\langle \phi_s^+(E', \vec{r}) \rangle = \frac{\int_{E'} \int_E \int_V \phi^+(E', \vec{r}) \chi(E') \Sigma_f(E, \vec{r}) \nu(E, \vec{r}) \cdot \phi(E, \vec{r}) dE dE' d\vec{r}}{\int \Sigma_f(E, \vec{r}) \nu(E, \vec{r}) \phi(E, \vec{r}) dE d\vec{r}}$$

Dabei soll die Energieverteilung der Spaltneutronen $\chi(E')$ auf 1 normiert sein.

Für die Quellneutronen, die alle im Punkte $\vec{r} = 0$ entstehen, ist nur noch über deren Energieverteilung zu mitteln

$$\langle \phi_Q^+(E', \vec{r} = \vec{r}_0) \rangle = \int \phi^+(E', \vec{r} = 0) \chi_Q(E') dE'$$

Die Rechnungen wurden von Rückert /20/ mit dem S_n -Code DOT bei einer Unterteilung in sechs Energiegruppen durchgeführt. Für $K_2 = \langle \phi_Q^+ \rangle / \langle \phi_s^+ \rangle$ ergaben sich bei den verschiedenen Konfigurationen folgende Werte:

Tabelle 7.2: Korrekturfaktoren für die Multiplikationsmethode

Core	Reflektordicke	K_2
I	11,3 cm	1,245
III	7,87 cm	1,360
II	4,0 cm	1,481
IIa	2,6 cm	1,589

Die Ergebnisse liegen erheblich unter denen für einen homogenen, unreflektierten quaderförmigen Reaktor, bei dem K_2 etwa den Wert 4 haben sollte. Das liegt einmal an dem starken Berylliumreflektor, der natürlich auch das Ansteigen von K_2 für dünnere radiale Reflektorstärken verursacht. Zum anderen ist axial gesehen die Brennstoffkonzentration in den Treiberstäben in der Mitte etwa doppelt so hoch wie am Rande. Deshalb wird auch für Spaltneutronen der adjungierte Fluß der Quellneutronen (Reaktormitte) bevorzugt.

Die Korrektur K_2 wurde für Core III experimentell ermittelt durch Aufnahme der ortsabhängigen Neutroneneinflußfunktionen für die Cf^{252} -Neutronenquelle.

Dazu wurde die Neutronenquelle in ein spezielles Element mit unterteilten Pellets eingebracht. Durch Ersatz eines halben Pellets durch die Quelle und ein entsprechendes Distanzstück konnte diese in fünf über die halbe Corehöhe gleichmäßig verteilte Positionen gebracht werden.

Zur Ermittlung der radialen Abhängigkeit wurde dieser spezielle Stab auf verschiedene Brennelement-Positionen gesetzt.

Zu jeder Neutronenquellenposition wurde eine Reihe verschiedener Leistungen angefahren und die sich dabei ergebenden jeweiligen scheinbaren Reaktivitätswertigkeiten der Neutronenquelle gegen den Reziprokwert der Anzeige des linearen Kanals aufgetragen. Für die Zentralposition ist dies in Abb. 7-2 einge-

tragen. Die Werte für größere Leistungen lassen sich sehr gut durch eine Gerade verbinden, wie dies auch nach Gl. 7.5 sein sollte. Bei zu kleinen Leistungen werden die Messungen durch den Einfluß von Photoneutronen aus früherem Leistungsbetrieb verfälscht.

Der Anstieg dieser Geraden, oder auch der Reaktivitätswert bei einer bestimmten Anzeige, ist ein direktes Maß für den Einfluß der Quellneutronen an der gemessenen Position. Abb. 7-3 zeigt die radiale Abhängigkeit dieser Werte mit der Höhe als Parameter. In Core-Mittelebene wurde das quadratische Core einmal in Richtung auf das Flächenzentrum und einmal diagonal vermessen. Dabei konnten im Rahmen des Fehlers von $\pm 3\%$ keine Unterschiede gemessen werden. Deshalb wurde in den anderen Ebenen nur die Diagonale vermessen. Die r-z-Darstellung wurde gewählt, um einen Vergleich mit Rechnungen zu ermöglichen. Die so ermittelte Einflußfunktion wurde in x- und in y-Richtung grafisch gemittelt und in z-Richtung vor der Mittelung mit der für die drei axialen Zonen unterschiedlichen Urankonzentrationen gewichtet. Dann ergab sich der Korrekturfaktor K_2 als Verhältnis des Einflusses der Neutronenquelle in der Core-Mitte zum mittleren Einfluß:

$$K_2 = 1,31$$

Dieser Wert liegt um 4 % niedriger als der theoretische. Dies ist auch nach Abb. 7-3 zu erwarten, da der axiale Abfall theoretisch kleiner ist als experimentell. Vermutlich wird hier der axiale Reflektor mit den vielen Aluminiumwickeln nicht ganz richtig berücksichtigt.

7.2.2 Berechnung der Leistung

Aus Abb. 7-2 geht hervor, daß in der Zentralposition die Neutronenquelle bei 10^{-9} A Anzeige des linearen Kanals eine scheinbare Reaktivität von 46 ct ausmacht. Zusammen mit der Quellstärke von $5,04 \cdot 10^7$ n/s am Meßtag und einem $\beta_{\text{eff}} = 7,76 \cdot 10^{-3}$ erhält man dann aus Gl. 7.5 die Leistung $L = 0,25$ W. Damit ergibt sich der Eichfaktor nach dieser Methode für Core III zu

$$E = 4,0 \pm 0,3 \frac{\text{nA}}{\text{W}}$$

Der Fehler ergibt sich dabei im wesentlichen aus dem der Neutronenquellstärke (3 %) und dem des Formfaktors (5%). Die Größen $(1-k_{\text{eff}})$, ν und C in Gl. 7.5 sind dagegen gut bekannt bzw. zu messen.

7.3 Reaktionsratenmessung

7.3.1 Beschreibung der Methode

Wir nehmen an, daß das Spaltmaterial im Kern des Reaktors homogen verteilt ist. Diese Annahme ist im ITR für drei Bereiche mit verschiedener Urandichte erfüllt. In einem solchen Bereich ist der makroskopische Wirkungsquerschnitt für Spaltung Σ_f unabhängig vom Ort und die Spaltrate gegeben durch:

$$N_f = \int \int \Sigma_f(E) \phi(r,E) dE dV \quad (7.6)$$

wo V das Volumen eines Bereiches mit konstanter Urandichte ist. $\phi(r,E)$ ist der Neutronenfluß an der Stelle r .

Bestimmt man den mittleren Wert von $\phi(r,E)$ im Volumen einer solchen Zone, der definiert ist als:

$$\phi(E) = \frac{1}{V} \int \phi(r,E) dV \quad (7.7)$$

dann vereinfacht sich Gl. (7.6) zu:

$$N_f = \int_0^{\infty} \Sigma_f(E) \phi(E) dE \quad (7.8)$$

Die Teilleistung des Reaktors, die dem mittleren Fluß $\phi(E)$ in einem Bereich gleicher Urandichte entspricht, ist dann gleich der Gesamtspaltrate, geteilt durch die Zahl der Spaltungen pro Sekunde, die zur Erzeugung von 1 Watt notwendig sind ($3,1 \cdot 10^{10}$ Spaltungen für einen Reaktor mit U^{235} als Brennstoff):

$$P = \frac{N_f}{3,1 \cdot 10^{10}} = \int_0^{\infty} \Sigma_f(E) \phi(E) dE / 3,1 \cdot 10^{10} \quad (7.9)$$

Gleichung 7.9 ist allgemein für jeden Reaktortyp gültig. Der über das Volumen gemittelte thermische Fluß kann in guter Näherung aus der Messung der relativen Spaltratenverteilung entlang dreier senkrecht aufeinanderstehender Gitterachsen und aus der Bestimmung der absoluten Spaltrate in Kernmitte ermittelt werden. Die Kernmitte muß ein gemeinsamer Punkt der drei Meßachsen sein, damit auf die hier absolut bestimmte Spaltrate normiert werden kann. Die mittlere Spaltrate in Kernmitte wird dann repräsentiert durch

$$(\overline{\Sigma_f \phi}) = (\Sigma_f \phi)_0 K_x K_y K_z \quad (7.10)$$

oder

$$\overline{N_f} = N_{f_0} K_x K_y K_z$$

$(\Sigma_f \phi)_0$ ist die absolut bestimmte Spaltrate in Kernmitte, K_x , K_y und K_z sind die gemittelten Spaltraten in den entsprechenden Richtungen, relativ zu denen in Kernmitte: z.B.

$$K_x = (\Sigma_f \phi)_x / (\Sigma_f \phi)_0.$$

7.3.2 Relative Spaltratenverteilungen

Die relative Spaltratenverteilung wurde in x- und y-Richtung mit Al-20% U-Drähten (U zu 93 % U-235) gemessen, deren Spaltproduktaktivität oberhalb 0,5 MeV bestimmt wurde. In x- und y-Richtung war das möglich, da die U-Konzentration in der x,y-Ebene konstant bleibt. In z-Richtung dagegen ist die Urkonzentration abgestuft (vgl. 2.4). Daher wurde die Spaltratenverteilung in z-Richtung folgendermaßen bestimmt:

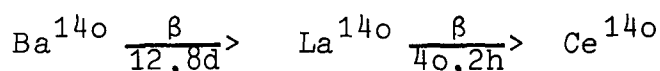
Die einzelnen $UZrH_x$ -Pellets wurden mit einer dünnen Al-Folie umwickelt, die nach der Bestrahlung in 15 mm breite Streifen geschnitten wurde. Die Aktivität der hierin aufgefangenen Spaltprodukte wurde dann ausgemessen (Catcherfoil-Methode).

Durch diese Messungen wird direkt die Zahl der Spaltungen N_f (Gl. 7.8) im Spektrum des zu untersuchenden Systems geliefert und es ist keine Korrektur für Spaltungen mit epithermischen Neutronen notwendig.

Das Problem bei dieser Methode ist die Bestimmung der absoluten Spaltrate $(\Sigma\phi)_0$ in der Mitte des Systems.

7.3.3 Bestimmung der absoluten Spaltrate N_{f_0}

Es werden Proben aus $UZrH_x$ gleicher Zusammensetzung wie die mittleren Pellets der Treiberstäbe in Coremitte bestrahlt und nach etwa zwei Wochen die γ -Aktivität des Spaltproduktes La^{140} ausgezählt. La^{140} entsteht mit einer Ausbeute von etwa 6,3 % bei der Spaltung von U-235 und ist nach etwa 2 Wochen im Gleichgewicht mit seiner Muttersubstanz Ba^{140} :



Bei der Bestimmung der Konzentration von La^{140} in der Probe wurde die 1,6 MeV-Linie des La^{140} mit Hilfe eines NaJ-Kristalls und eines Vielkanal-Analysators ausgezählt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Meßeinrichtung in Abhängigkeit von der Energie wurde durch Proben, deren Aktivität absolut bekannt ist, bestimmt.

Die Aktivität $L(t)$ an La^{140} ist:

$$L(t) = Y_B \cdot N_{f_0} \left[\frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_L} (1 - e^{-\lambda_L t}) e^{-\lambda_L t'} + \frac{\lambda_L}{\lambda_L - \lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) e^{-\lambda_B t'} \right] \quad (7.12)$$

$L(t)$ = Lanthanaktivität

N_{f_0} = Absolute Spaltrate in Core-Mitte

λ_B = Zerfallskonstante von Ba-140 $\lambda_B = \frac{0,693}{12,8d} = 5,414 \cdot 10^{-2} (d^{-1})$

λ_L = " von La-140 $\lambda_L = \frac{0,693}{1,675d} = 0,413 (d^{-1})$

Y_B = Anteil von Ba-140 an den Spaltprodukten = 6,29 %

t = Bestrahlungszeit = 2 h

t' = Wartezeit nach Bestrahlung = 13,91 d

In Core III wurde nach einer Wartezeit von $t' = 13,91d$ eine Lanthanaktivität $L(t) = 0,739 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ gefunden. Mit diesen Angaben errechnet sich aus (7.12) $N_{f_0} = 4,846 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$.

Außerdem war:

$$\begin{aligned} K_x &= 0,974 \quad (\text{Al-U-Aktivierung}) \\ K_y &= 0,916 \quad (\text{Al-U-Aktivierung}) \\ K_z &= 0,762 \quad (\text{Catcherfoil-Methode}) \end{aligned}$$

Die im Zentrum bestrahlte Probe aus UZrH_x ($N_H/N_U = 40$) hatte ein Gewicht von 5,26 gr. Die Pellets mit gleichem Moderationsverhältnis haben in den Treiberstäben eine Gesamtlänge von 19,8 cm und pro Stab ein Gewicht von 159,30 gr.

Die bestrahlte Probe von 5,26 gr entspricht also einer Länge von 0,648 cm, für die sich $N_{f_0} = 4,846 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ergab. In der Mitte betrug also die Reaktionsrate N'_{f_0} pro cm und Stab:

$$N'_{f_0} = 7,48 \cdot 10^7 / \text{s} \cdot \text{cm} \cdot \text{Stab}$$

Die Gesamtreaktionsrate im Core ist:

$$N_f = N'_{f_0} \cdot K_x K_y K_z \cdot N_{TR} \cdot L_{TR}$$

$N_{TR} = 137$ = Anzahl der Brennelemente in Core III.

$L_{TR} = 45 \text{ cm}$ = Gesamtlänge aller Pellets im Treiberstab.

Die Abstufung der Urandichte in z-Richtung ist durch die Messung der Reaktionsratenverteilung nach der Catcher-Foil-Methode schon in K_z berücksichtigt.

$$K_x K_y K_z = 0,68$$

Damit ergibt sich für N_f :

$$N_f = 3,11 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

$$P = 10 \text{ Watt}$$

Die Anzeige am linearen Kanal betrug bei dieser Messung $0,46 \cdot 10^{-7} \text{ A}$; d.h. es ergibt sich aus der Leistungskalibrierung mit Hilfe von Reaktionsraten für das Core III des kritischen Experimentes zum ITR ein Eichfaktor von

$$F = 4,6 \cdot 10^{-9} \text{ A/Watt}$$

7.4 Vergleich der Resultate

Aus den oben beschriebenen Experimenten ergeben sich insgesamt folgende vergleichbare Resultate:

Tabelle 7.3: Leistungskalibrierung [nA/W]

Methode	Core III(d=7,87)
Rauschen	3,6 \pm 0,2
Multiplikation	4,0 \pm 0,3
Reaktionsrate	4,6 \pm 0,5

In dieser Tabelle ist der statistische Fehler bei der Reaktionsratenmessung mit $\pm 0,5$ [nA/W] schon pessimistisch angesetzt. Da dieser Wert stark von den beiden anderen abweicht und diese Methode indirekter arbeitet, ist zu vermuten, daß hier auch noch ein systematischer Fehler von etwa 10 % vorliegt. Neben einem Einfluß des harten Spektrums könnte auch eine ungenaue Berücksichtigung der abgestuften Urankonzentration Ursache eines Fehlers sein.

Zusammengefaßt sei festgestellt, daß die Rauschanalyse die schnellste und genaueste Methode zur Leistungseichung von Nulleistungsreaktoren darstellt.

Literaturverzeichnis

- /1 / Kostrzewa,
Die Reaktoranlage der NS "Otto Hahn"
ATW XIII, 296 (1968)
- /2 / Brandstetter, A.; Hennies, H.H.,
"Die Kritische Anordnung KNK"
ATKE 9 p. 259 (1964)
- /3 / Kirch, N.,
Sicherheitsbericht für das Kritische Experiment zum
Incore-Thermionik-Reaktor in der Warmen Halle des
Instituts für Reaktorentwicklung der Kernforschungs-
anlage Jülich GmbH (1970)
- /4 / McLaughlin, T.P.; Schmitz, D.; Simon D.,
3rd Internat. Conf. Therm. Electr. Power Generation,
Jülich, FRG, June 5-9, 1972, Paper B31
- /5 / Bernnat, W.; Dagbjartsson, S.; Schmidt, F.A.R.;
Talarek, H.,
3rd Internat. Conf. Therm. Electr. Power Generation,
Jülich, FRG, June 5-9, 1972, Paper B42
(Revised Paper)
- /6 / Keepin, G.R., Physics of Nuclear Kinetics, Addison-
Wesley Publishing Company, Inc. (1965)
- /7 / Simmons, B.E.; King, J.S.,
Nucl. Sc. Eng., 3 (1958) 595
- /8 / Sjöstrand, N.G.,
Arkiv Fysik 11(1956) 233
- /9 / Gozani, T.,
Nukleonik 4 (1962) 348

- /10/ Becker, M.; Quisenberry, K.S.,
"Spatial Dependence of Pulsed Neutron Reactivity
Measurements", Proc. of the Symposium on Neutron
Dynamics and Control, Univ. of Arizona (1965)
- /11/ Garelis, E.; Russel, J.L.,
Nucl. Sc. Eng., 16 (1963) 263
- /12/ Diehl, W.,
Instrumentelle und programmiertechnische Verfahren
zur on-line-Erfassung von Daten bei reaktorphysika-
lischen Messungen mit Rechner PDP 15/30
Jül-865-RG, Juni 1972
- /13/ Kalker, K.J.,
Inverskinetische Reaktivitätsmessungen an Kernreak-
toren, Jül-780-RE, August 1971
- /14/ Kalker, K.J.; Schierhorn, A.,
Inverskinetische Reaktivitätsmessungen am kritischen
ITR-Experiment
KFA-Bericht in Vorbereitung
- /15/ Kirch, N. et al.,
Vergleich von Messungen und Rechnungen zu nuklearen
Parametern des Kritischen Experimentes ITR
Reaktortagung des Deutschen Atomforums, Hamburg
11.-14.April 1972, S. 49
- /16/ ANL-5800
- /17/ Bloser, M. et al.,
Messungen und Berechnungen von Leistung prompter Ab-
klingkonstanten und Reaktionsraten am Kritischen Ex-
periment ITR
Reaktortagung des Deutschen Atomforums, Hamburg 1972,
S. 58
- /18/ Borgwaldt, H.; Stegemann, D.,
"A Common Theory for Neutronic Noise Analysis Expe-
riments in Nuclear Reactors", Nukleonik 7 (1965) 313

- /19/ Brixy, H.; Malka, V.J.,
Die experimentelle Bestimmung der prompten Abkling-
konstanten und der Leistung aus dem Neutronenrauschen
am ITR
KFA-Interner Bericht IRE-28-71
- /20/ Rückert, M.,
Korrekturfaktoren zu Leistungsmessungen an Null-
energieanlagen mittels Rauschanalyse und Multipli-
kationsmethode,
KFA-Interner Bericht ZFR/WT-3/72
- /21/ Weinberg, A.M.; Wigner, E.P.,
The Physical Theory of Neutron Chain Reactors (1958)

Anhang

Daten der Kritischen Anlage

- Abb. 2-1 Kritische Anlage mit Core III
- Abb. 2-2 Treiberstab (TR)
- Abb. 2-3 Thermionik-Element (TI)
- Abb. 2-4 Oberer Teil des TI
- Abb. 2-5 Nukleare Core-Instrumentierung
- Abb. 2-6 Positionierung der Detektoren am
Kritischen Experiment ITR
- Abb. 3-1 Beladekurve für Core III/2 mit Extra-
polation auf die Kritische Masse
- Abb. 3-2 Beladekurve für Core III/2 mit Spalt-
kammer in der Nähe der Neutronenquelle
- Abb. 3-3 Core-Beladepläne
- Abb. 3-4 Reflektorbelaidepläne für Core I bis III
- Abb. 4-1 Regelement-Kalibrierungskurve für Core I
- Abb. 4-2 Reaktivitätsänderung nach Leistungsbetrieb
- Abb. 4-3 Prompte Neutronen Zerfallskonstanten als
Funktion der Reaktivität ρ mit der Reflek-
tordicke als Parameter
- Abb. 5-1 Reaktivitätswertigkeit von TR-Stäben
- Abb. 5-2 Positionen und Zonen für die Reaktivitäts-
bestimmung von Al-Zwickeln und TR in Core I-III
- Abb. 5-3 Reaktivitätswert eines Al-Zwickels als Funktion
des Zonenradius Core I-III
- Abb. 5-4 Reaktivitätswertigkeit eines Be-Stabes
längs der äußeren Reflektorreihe in x- und y-
Richtung Core III
- Abb. 5-5 Reaktivitätswertigkeit von LiH-Absorber-
stäben gegen Be im Core III

Anhang (Forts.)

- Abb. 5-6 Reaktivitätswertigkeit von Luftspalten
am Core III
- Abb. 6-1 Axialer Reaktionsratenverlauf, Al-Dy-Draht
bzw. Drahtstücke im Al-Rohr neben
Pos.: N16, Core I
- Abb. 6-2 Axialer n-Flußverlauf, Core II
- Abb. 6-3 Axiale Reaktionsratenverteilung mit Al-
Dy-Draht im Core III
- Abb. 6-4 Axiale Reaktionsratenverteilung Cu-(80%)
Mn-Draht im Cd- und Al-Rohr, Core III
- Abb. 6-5 Axialer Reaktionsratenverlauf Al 1% In-Draht
in Al-, Cd-Rohr neben Pos. N16, Core III
- Abb. 6-6 Axialer Reaktionsratenverlauf Au-Draht, im
Al-, Cd-Rohr neben Pos. N16, Core III
- Abb. 6-7 Cadmiumverhältnis von Cu-80 % Mn-Drahtband
in Al- bzw. Cd-Rohr
- Abb. 6-8 Cadmiumverhältnis von Al 1 % In-Draht
in Al- bzw. Cd-Rohr im Core III/1
- Abb. 6-9 Vergleich von gemessenen und gerechneten
Reaktionsraten von Mn in Core III
- Abb. 6-10 Radiale Reaktionsratenverteilung im Core II
gemessen mit Al-Dy-Drähten
- Abb. 6-11 Radiale Reaktionsratenverteilung, Al-Dy
- Abb. 6-12 Radiale Reaktionsratenverteilung
Al-1% In-Drahtsonden in den Ebenen 1 und 3
am Core III
- Abb. 6-13 Radiale Reaktionsratenverteilung (Al-Dy)
in den Ebenen 1, 3 u. 5
- Abb. 6-14 Radiale Reaktionsratenverteilung am Core III/1
mit Al-10% Dy-Drahtsonden in den Ebenen 1, 3
u. 5, bei unsymmetrischer Regelelementstellung

Anhang (Forts.)

- Abb. 6-15 Radiale Spaltratenverteilung im Core II
gemessen mit U-Al-Drähten
- Abb. 6-16 Spaltratenverteilung in axialer Richtung
im Core III/2
- Abb. 7-1 Leistungskalibrierung mit Hilfe der
Rauschanalyse
- Abb. 7-2 Abhängigkeit der Wertigkeit der Cf²⁵²-Quelle
von der Reaktorleistung (I-Kammer-Strom)
- Abb. 7-3 Radiale Abhängigkeit der Einflußfunktion
am Core III/2 (Coremittelebene)

Daten der Kritischen Anlage

1. Gitterplatten:

Bohrungsanordnung	hexagonal
Bohrungsdurchmesser	7 ^{H7} mm
Gitterkonstante	14,25 mm
Anzahl der Bohrungen	889
äußere Bohrungsreihen	399,0 mm x 370,2 mm
max. hexagonale Anordnung	SW = 370,2 mm
untere Gitterplatte:	
Material	X35CrMo17
Dicke	100 mm
obere Gitterplatte:	
Material	Al
Dicke	20 mm

2. Abschaltelemente:

a) Sicherheitselemente

4 Stück

Bestückung	max. je 96 Reflektor- stäbe (6x16)		
Gitterkonstante	20 mm		
Fahrgeschwindigkeit/Weg/Zeit	v	s	t
Einfahrt	5,55 mm/s	550 mm	99 s
Ausfahrt	5,55 mm/s	550 mm	99 s
Schnellabschaltung (6atü)		0-450 mm	0,34 s
Positionsanzeige	grob, 11 Stufen		

b) Stempелеlemente

1 Stück

max. Bestückung:

Größe I	61 TR oder 1 TI+42 TR, SW = 111 mm
Größe II	169 TR oder 7 TI + 66 TR, SW = 185 mm
Größe III	331 TR oder 19 TI + 72 TR, SW = 259 mm

Fahrgeschwindigkeit/Weg/Zeit	v	s	t
Einfahrt:außerhalb d.Cores	5,28 mm/s	1045 mm	198 s
innerhalb d.Cores	2,65 mm/s	755 mm	285 s
Ausfahrt:	5,33 mm/s	1800 mm	338 s
Schnellabschaltung		0-810 mm	0,78 s
Positionsanzeige	analog		
grob	in %		
fein	< 1 mm Auflösung		

3. Regelelemente:

	2 Stück		
max. Bestückung	je 16;214,7 mm lange Reflektorstäbe (4x4)		
Fahrgeschwindigkeit/Weg/Zeit	v	s	t
Einfahrt schnell	6,15 mm/s	136 mm	22,1 s
Einfahrt langsam	3,46 mm/s	136 mm	39,3 s
Ausfahrt schnell	6,15 mm/s	136 mm	22,1 s
Ausfahrt langsam	3,46 mm/s	136 mm	39,3 s
max. Hub	160 mm		
Positionsanzeige:			
grob	in %		
fein	digital, 0,01 mm Auflösung		

4. Anfahr-Neutronenquellen:

	1 Stück	
wahlweise	a) Cm-242/Be b) Cf-252	
Transport	Teleflex-Leitung	
Fahrgeschwindigkeit	0,13 m/s	
a) <u>Cm-242/Be</u>		
Quellstärke/Datum	1,04·10 ⁷ n/s / 19.5.71	
T _{1/2}	163 d	
b) <u>Cf-252</u>		
Quellstärke/Datum	5,86·10 ⁷ n/s / 16.3.72	
T _{1/2}	265 d	

5. Treiberstäbe (TR):

Maße:

aktive Länge 450 mm
Stabdurchmesser 14 mm
Hüllrohrdicke 0,25 mm

Pellets:

Durchmesser 13 mm
Brennstoff-Moderatorgemisch U-ZrH_{1,6}
Anreicherung (²³⁵U) 93,2 Gew.%

Längen:

Innenzone $N_H/N_{U-235}=40$ 99 mm
Zwischenzone $N_H/N_{U-235}=50$ 66 mm
Außenzone $N_H/N_{U-235}=80$ 60 mm
axialer Reflektor 2 Be-Zylinder
Länge 100 mm
Durchmesser 13 mm
Brennstoffmasse (²³⁵U) 27,3 g

6. Thermionik-Elemente (TI):

SW hexagonal
49,4 mm
Brennstoff UO₂
Anreicherung (²³⁵U) 93,2 Gew.%
Dioden Anzahl 7
Brennstoffmasse (²³⁵U) 259,3 g
Emittermaterial W auf Mo
Kollektormaterial Nb 1 Zr

Moderator

wahlweise

a) YH_{1,85}

b) ZrH_{1,6}

Innenzone 45 Vol% YH; 55 Vol% Al

Zwischenzone 65 Vol% YH; 35 Vol% Al

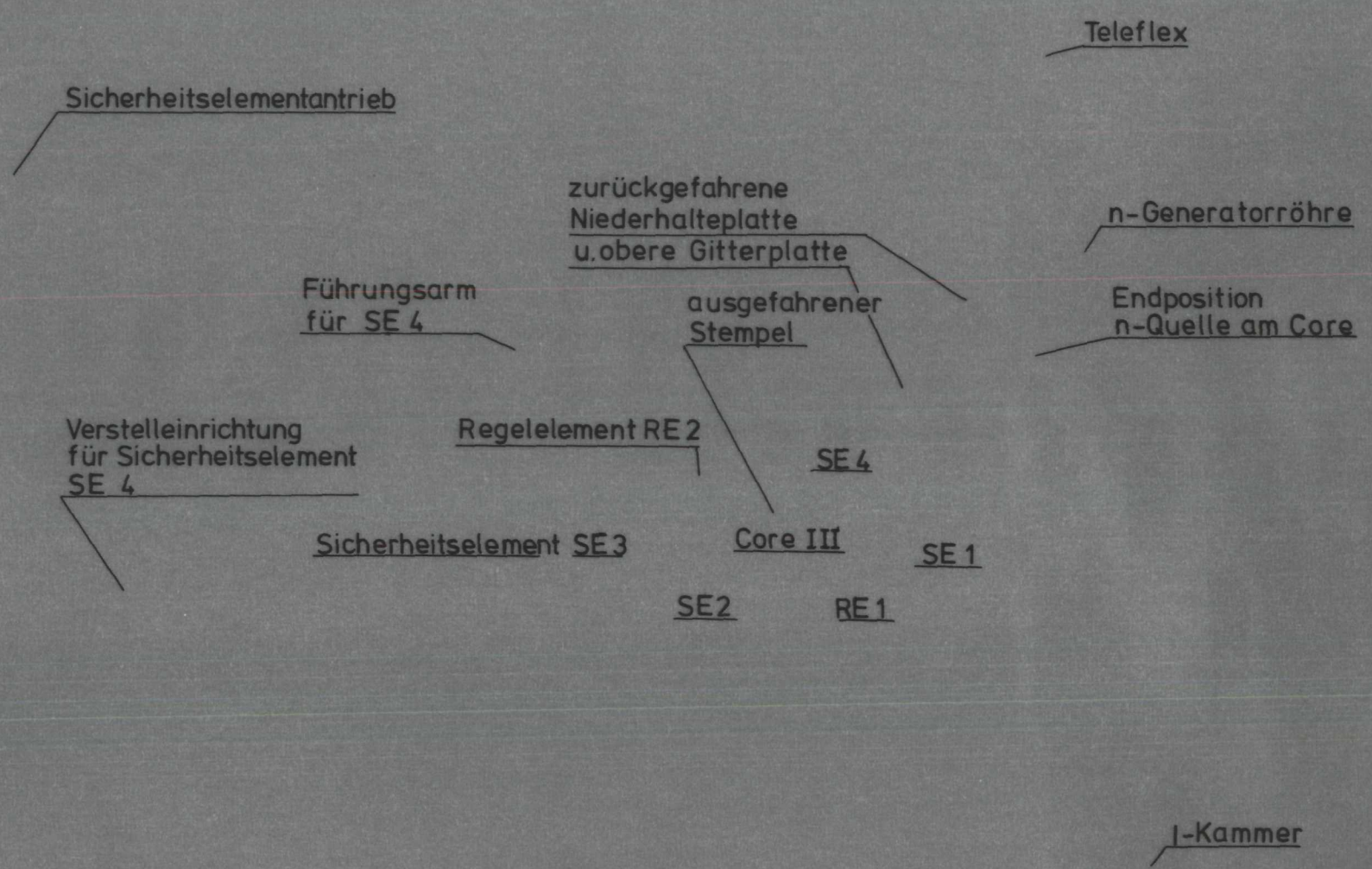
Außenzone 100 Vol% YH

axialer Reflektor

oben: Länge	91 mm
Durchmesser	20,2 mm
unten: Länge	95 mm
Durchmesser	23,2 mm

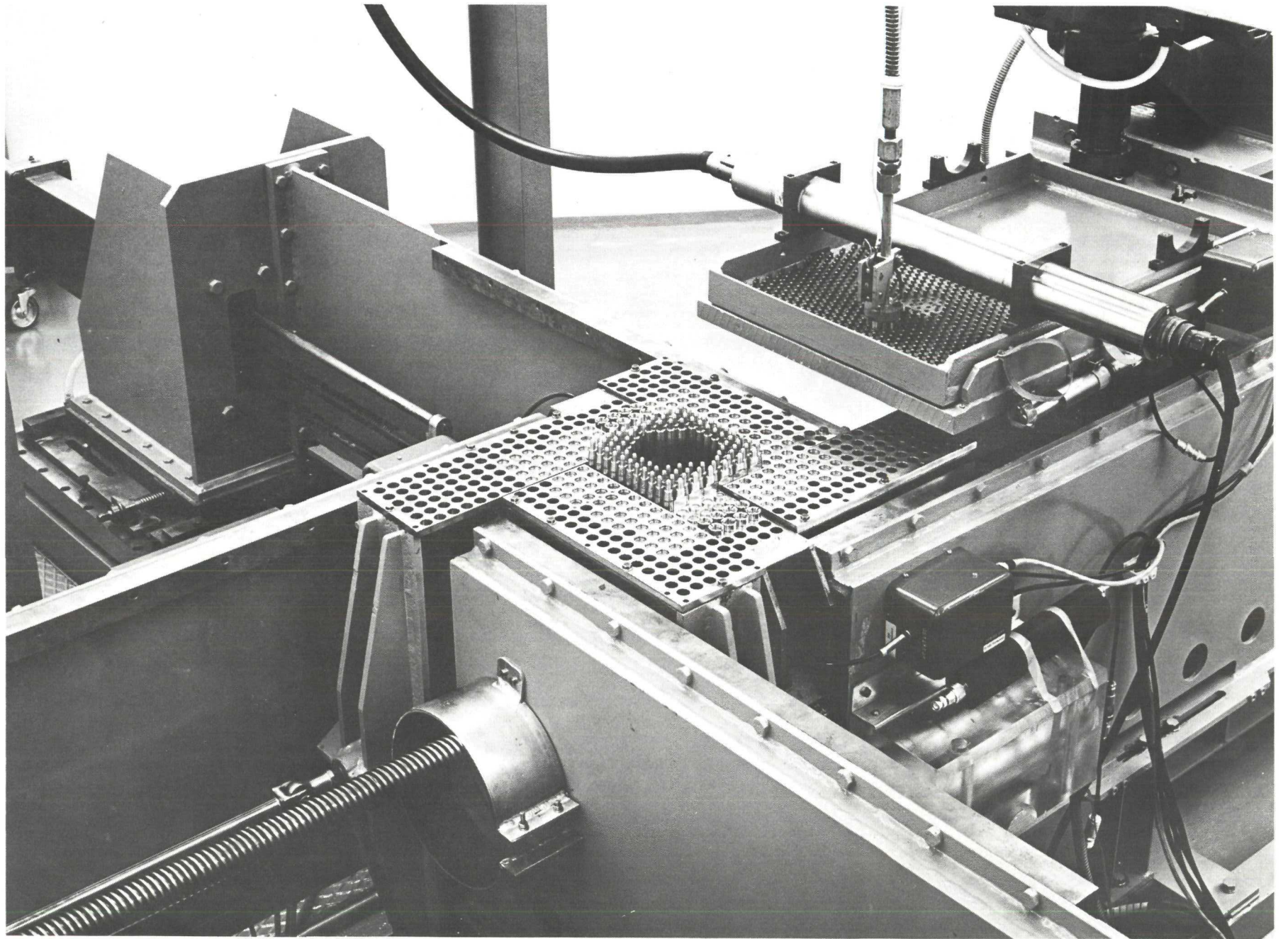
7. Reflektorstäbe:

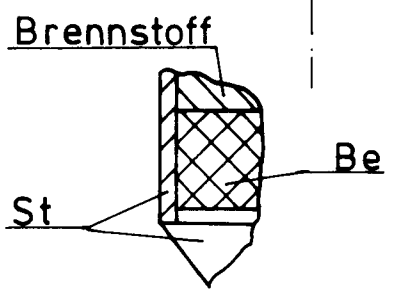
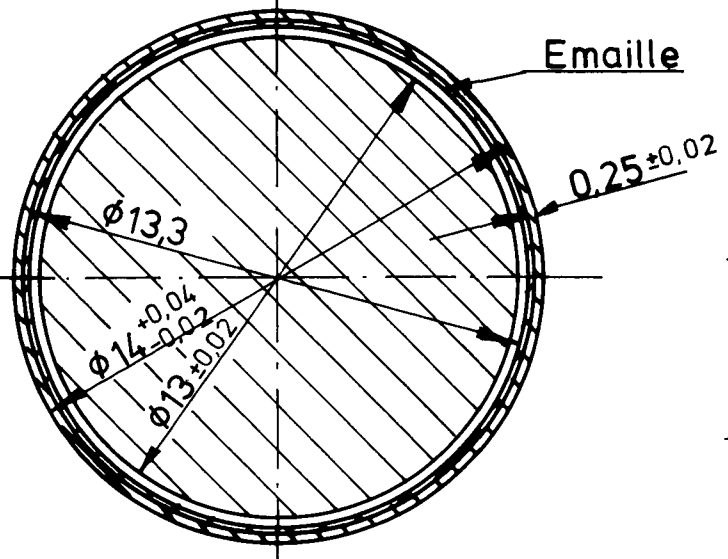
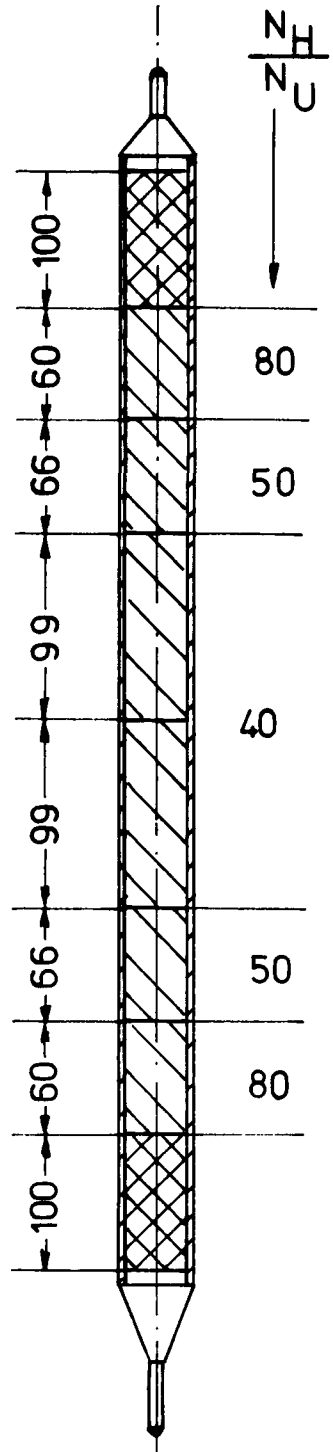
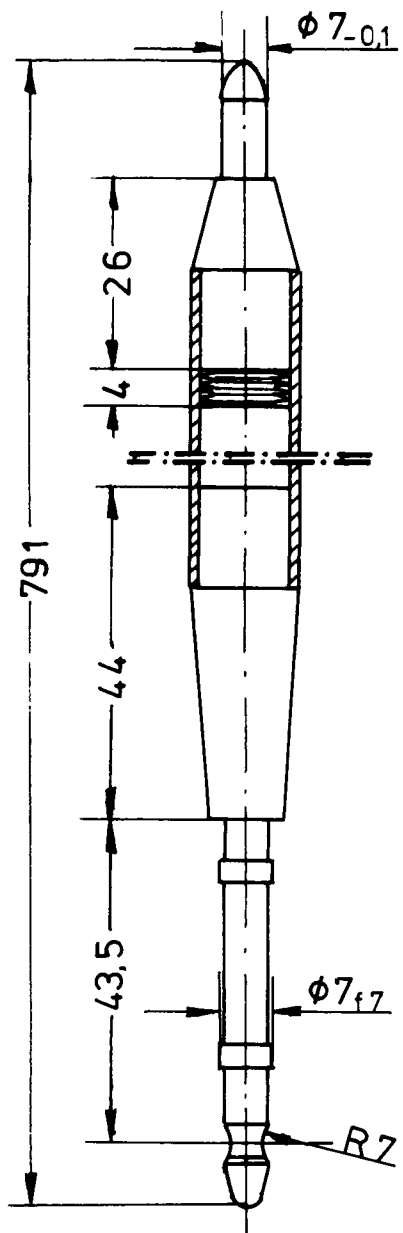
Material	Be
Reflektorstablänge:	
normal f. Sicherheitselement	650 mm
kurz f. Regelement	214,7 mm
Reflektorstabquerschnitt	20 mm x 20 mm



Kritische Anlage mit Core III

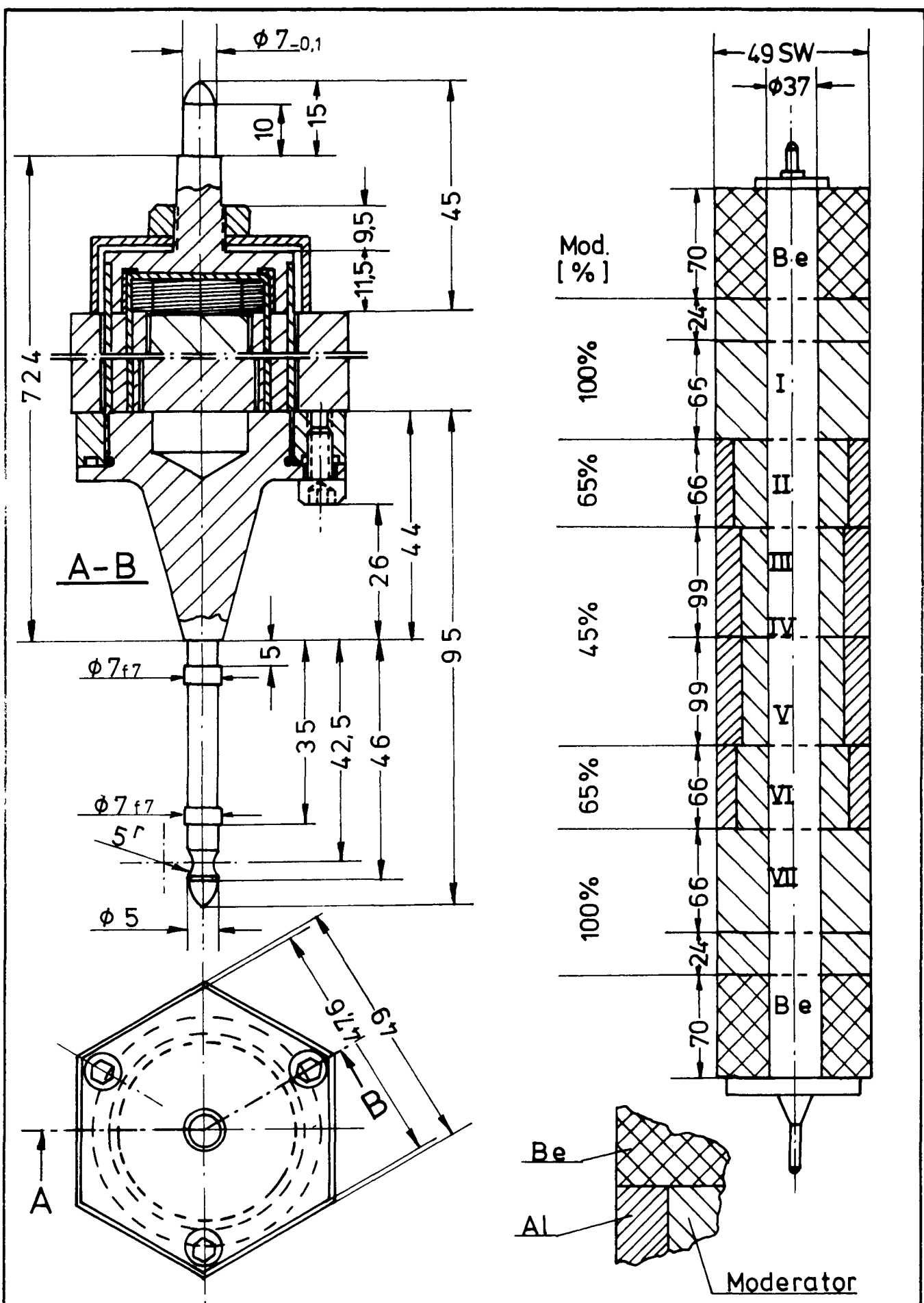
Abb.: 2-1





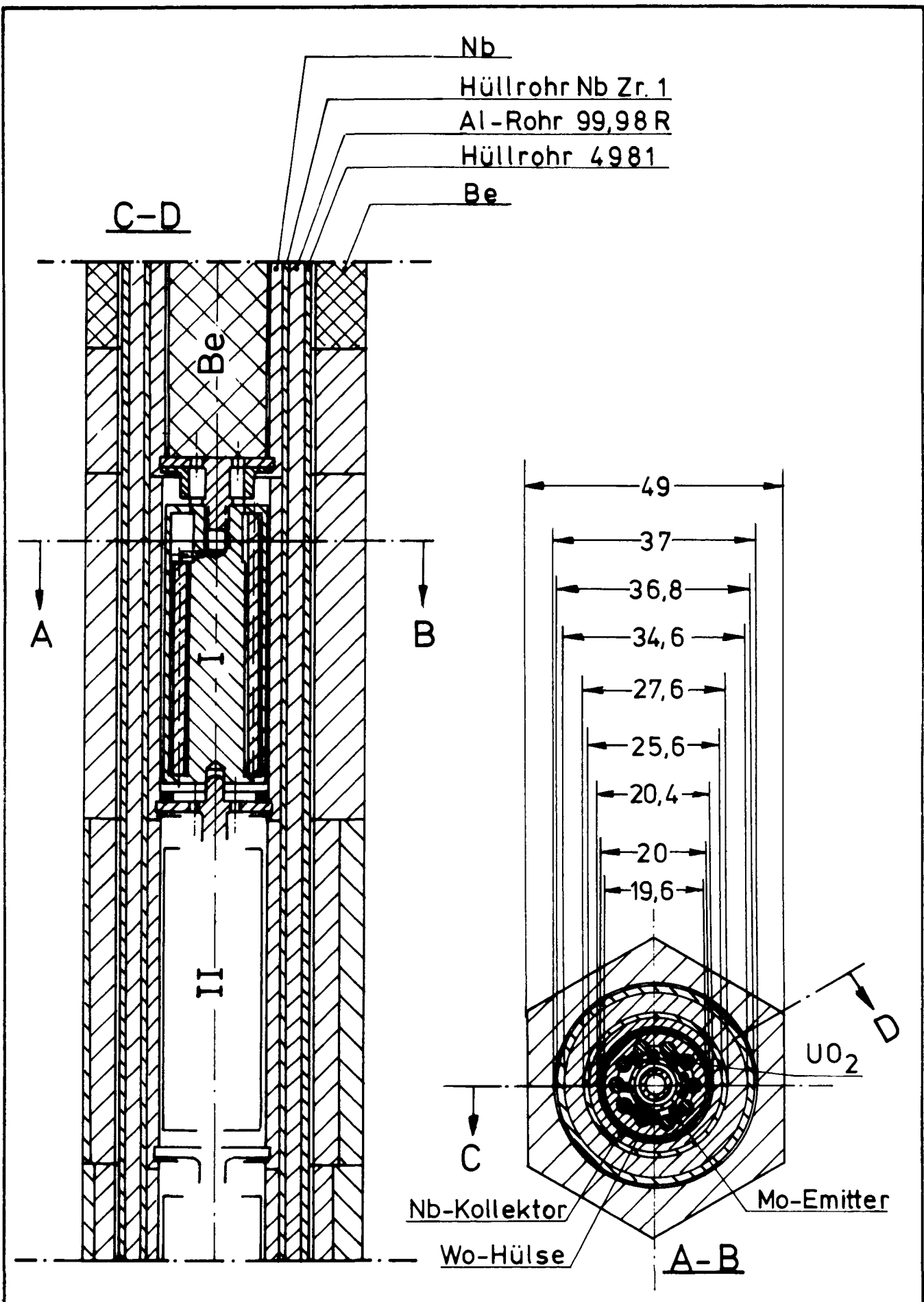
Treiberstab (TR)

Abb.:2-2



Thermionik-Element (T1)

Abb.: 2-3

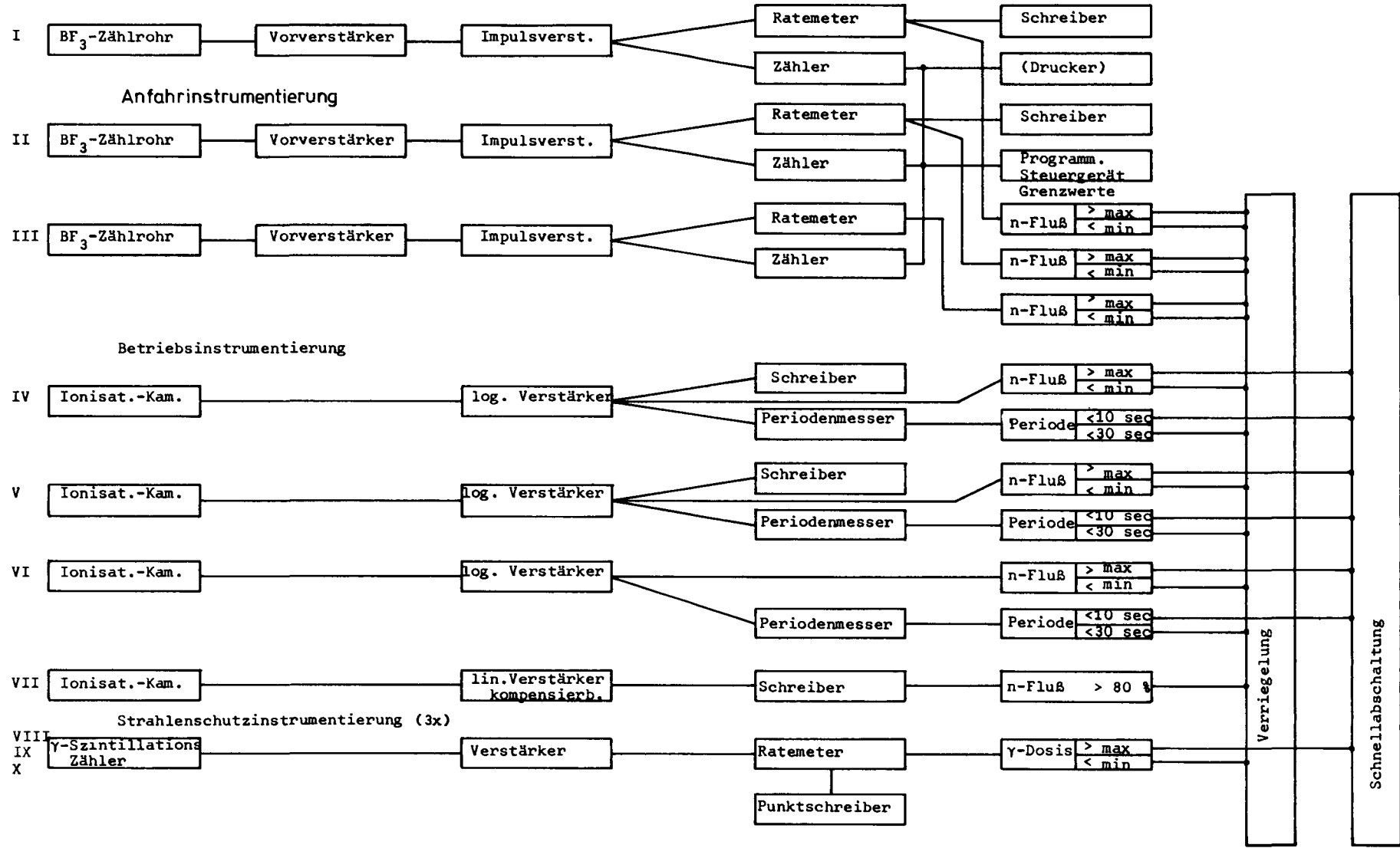


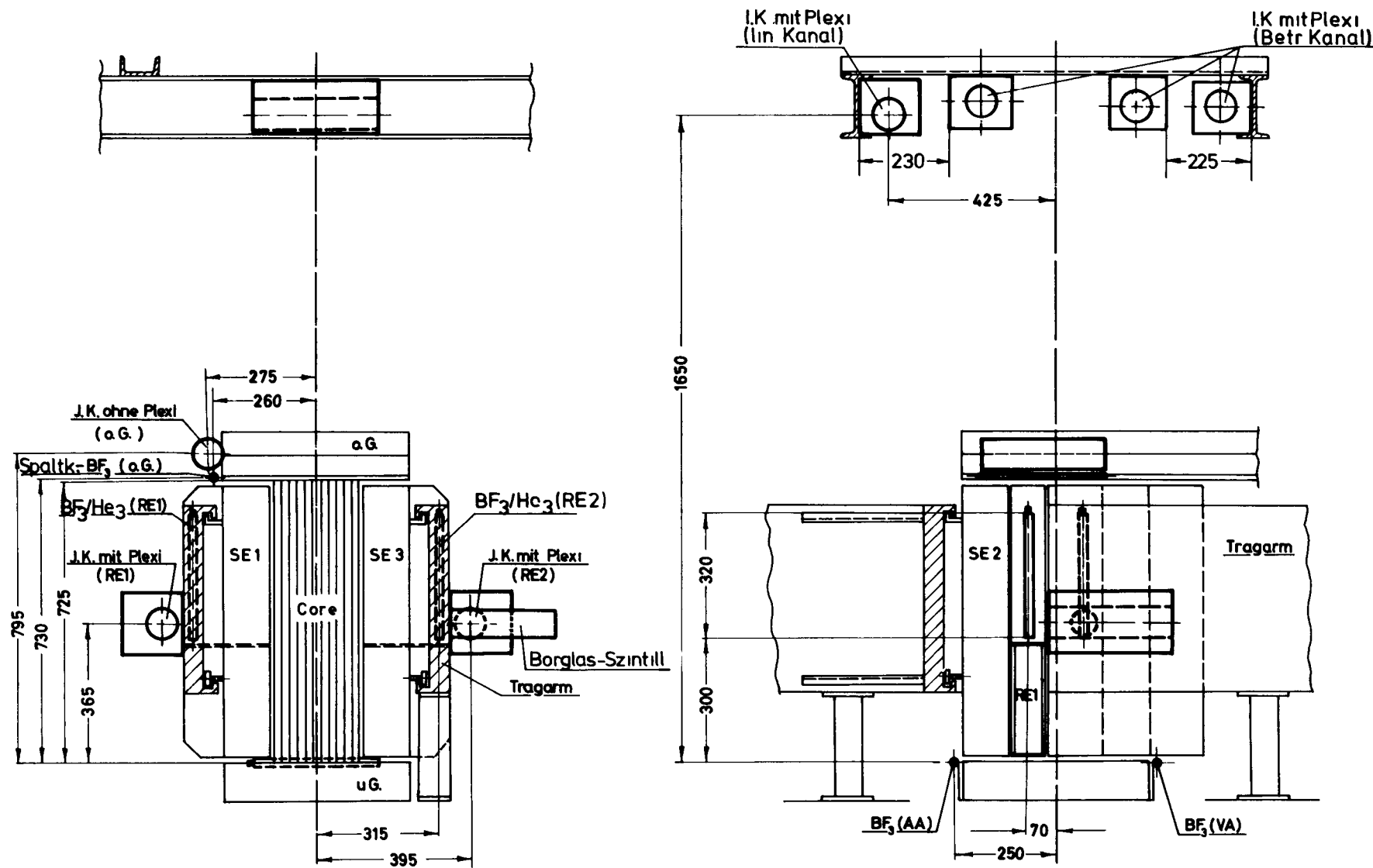
Oberer Teil des T1

Abb.:2-4

Nukleare Core-Instrumentierung

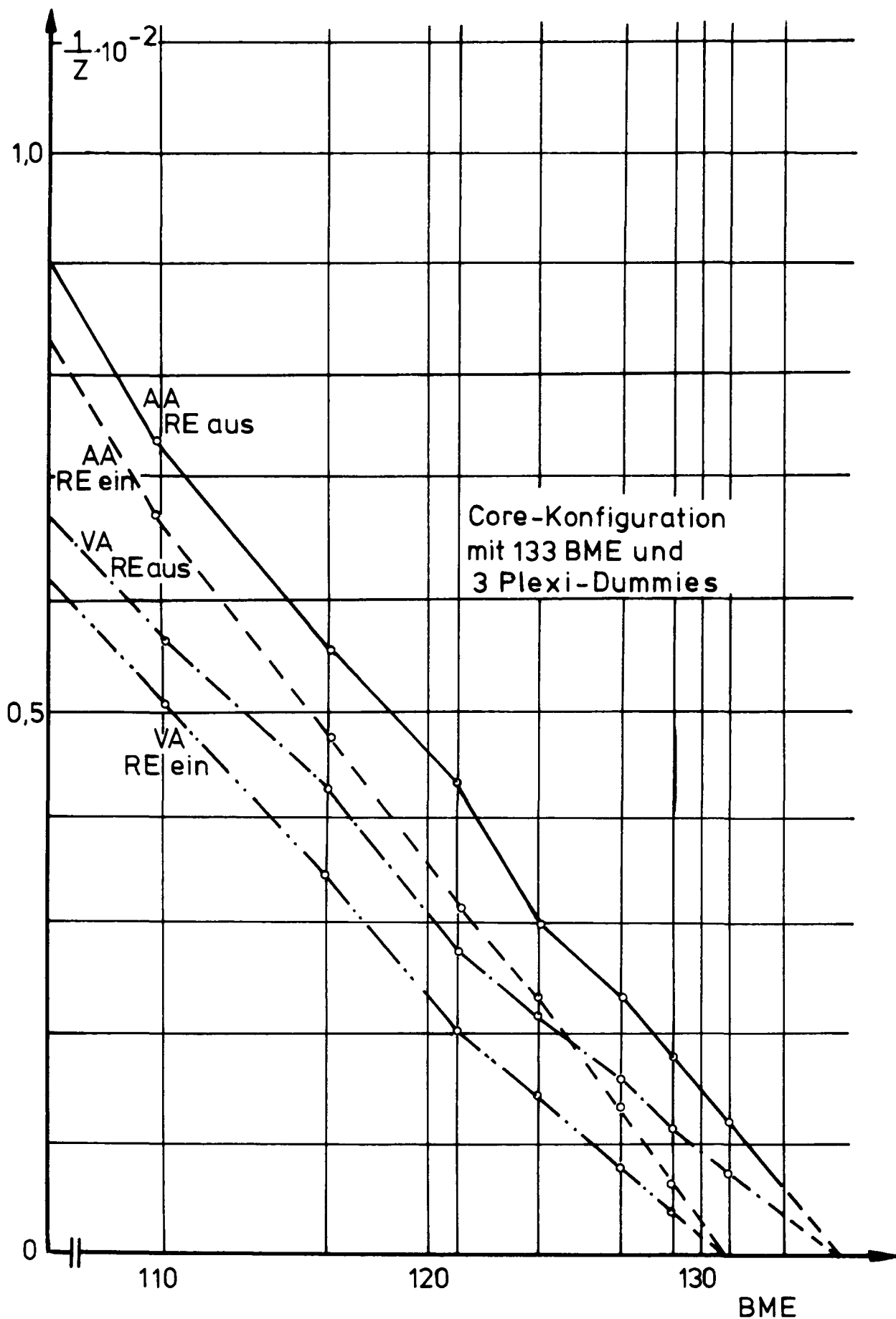
Abb.: 2-5





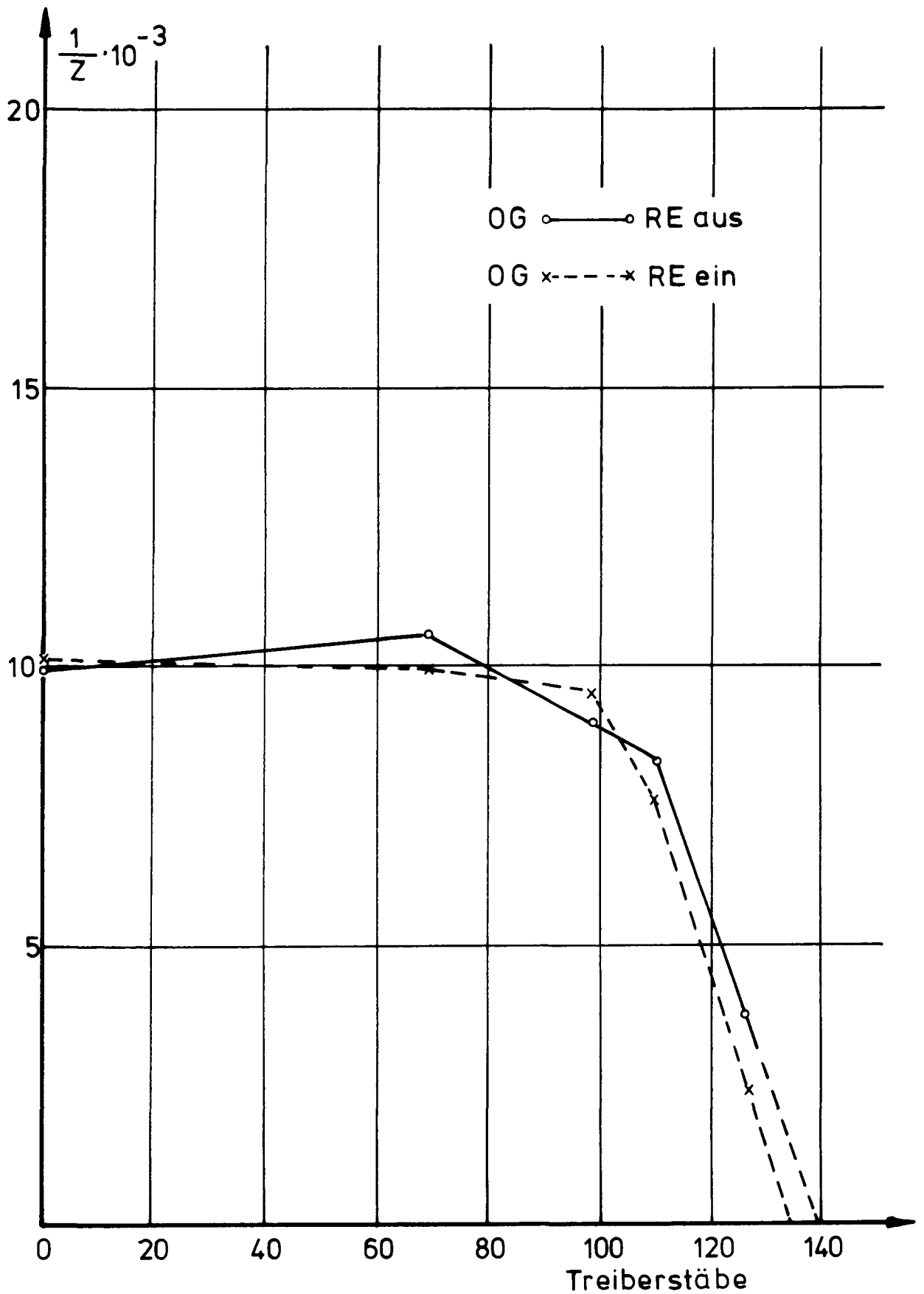
Positionierung der Detektoren am Kritischen Experiment

ITR



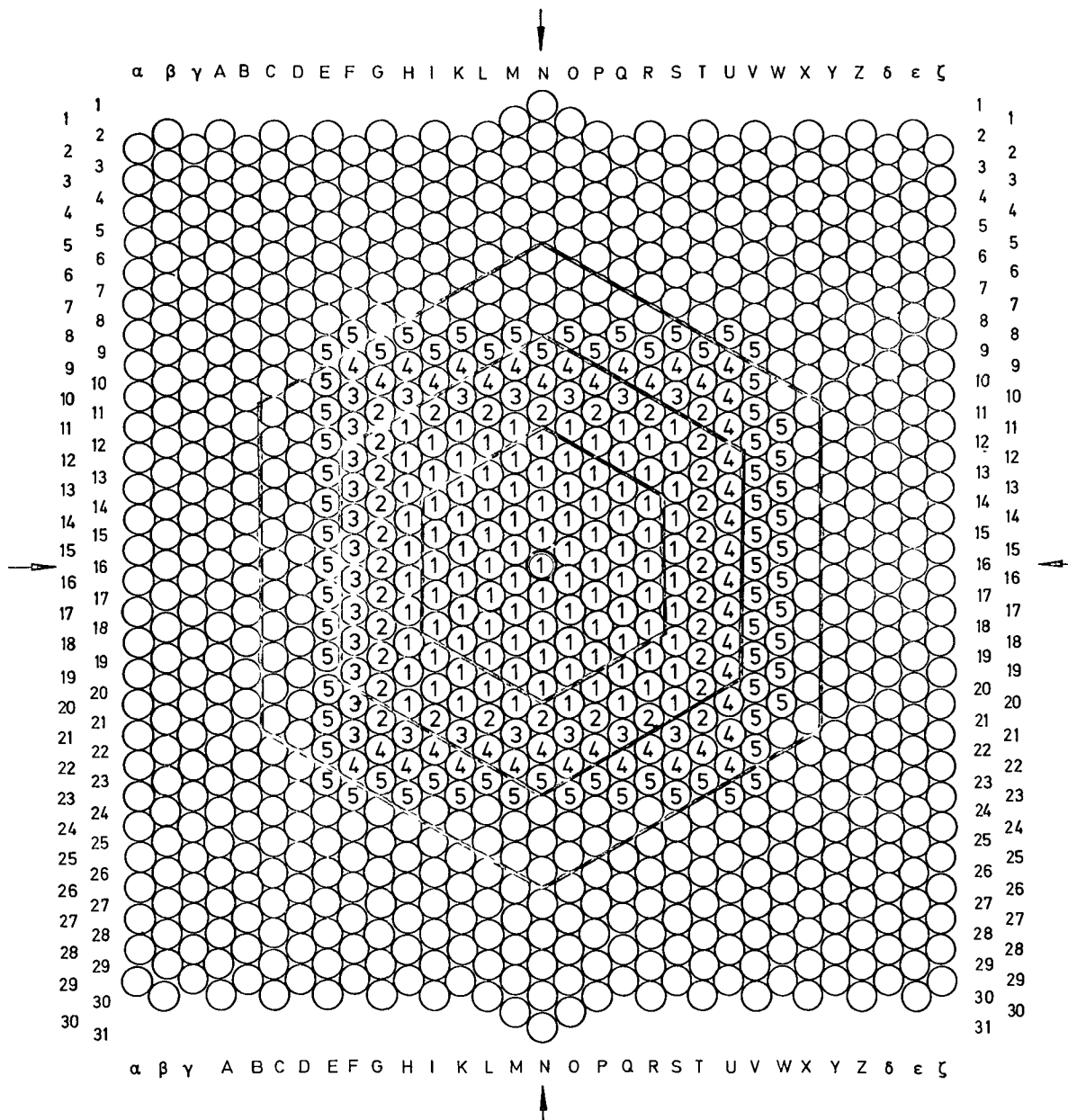
Beladekurve für Core III/2 mit
Extrapolation auf die kritische Masse

Abb.: 3 - 1



Beladekurve für Core III/2 mit Spaltkammer in der Nähe der Neutronenquelle

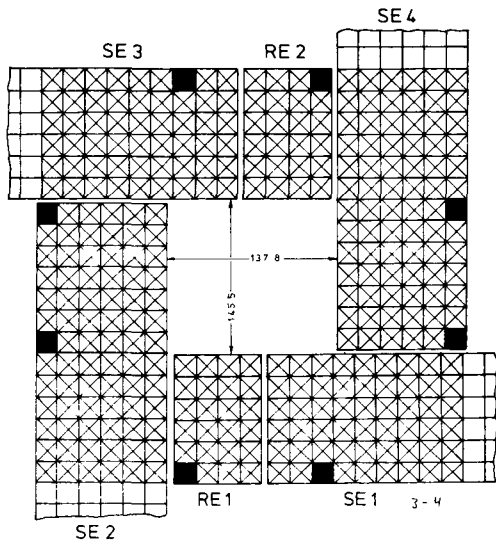
Abb.: 3-2



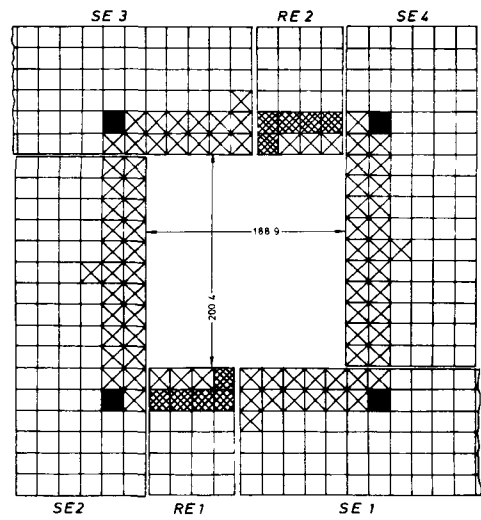
- 1 = Core I (105 TR , 11,33 cm Reflektordicke)
- 1 + 2 = Core III/2 (136 TR , 7,87 cm Reflektordicke)
- 1 + 2 + 3 = Core III/3 (161 TR , 6,0 cm Reflektordicke)
- 1 + 2 + 3 + 4 = Core II/3 (203 TR , 4,0 cm Reflektordicke)
- 1 + 2 + 3 + 4 + 5 = Core IIa/1 (273 TR , 2,0 cm Reflektordicke)

Core - Beladepläne

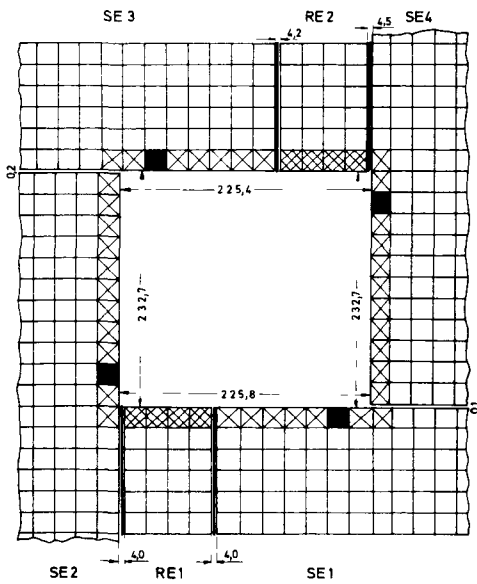
Abb.: 3 - 3



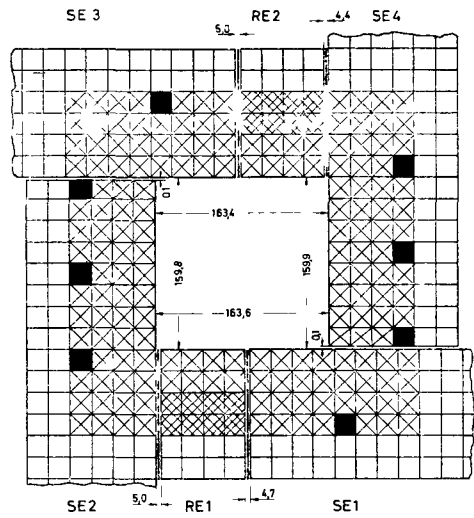
Core I



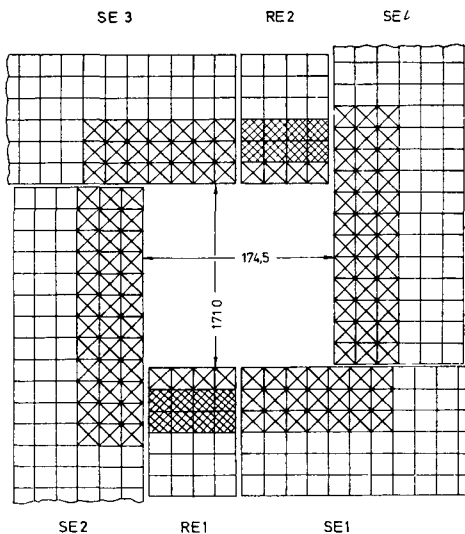
Core II



Core IIa



Core III/2



Core III/3

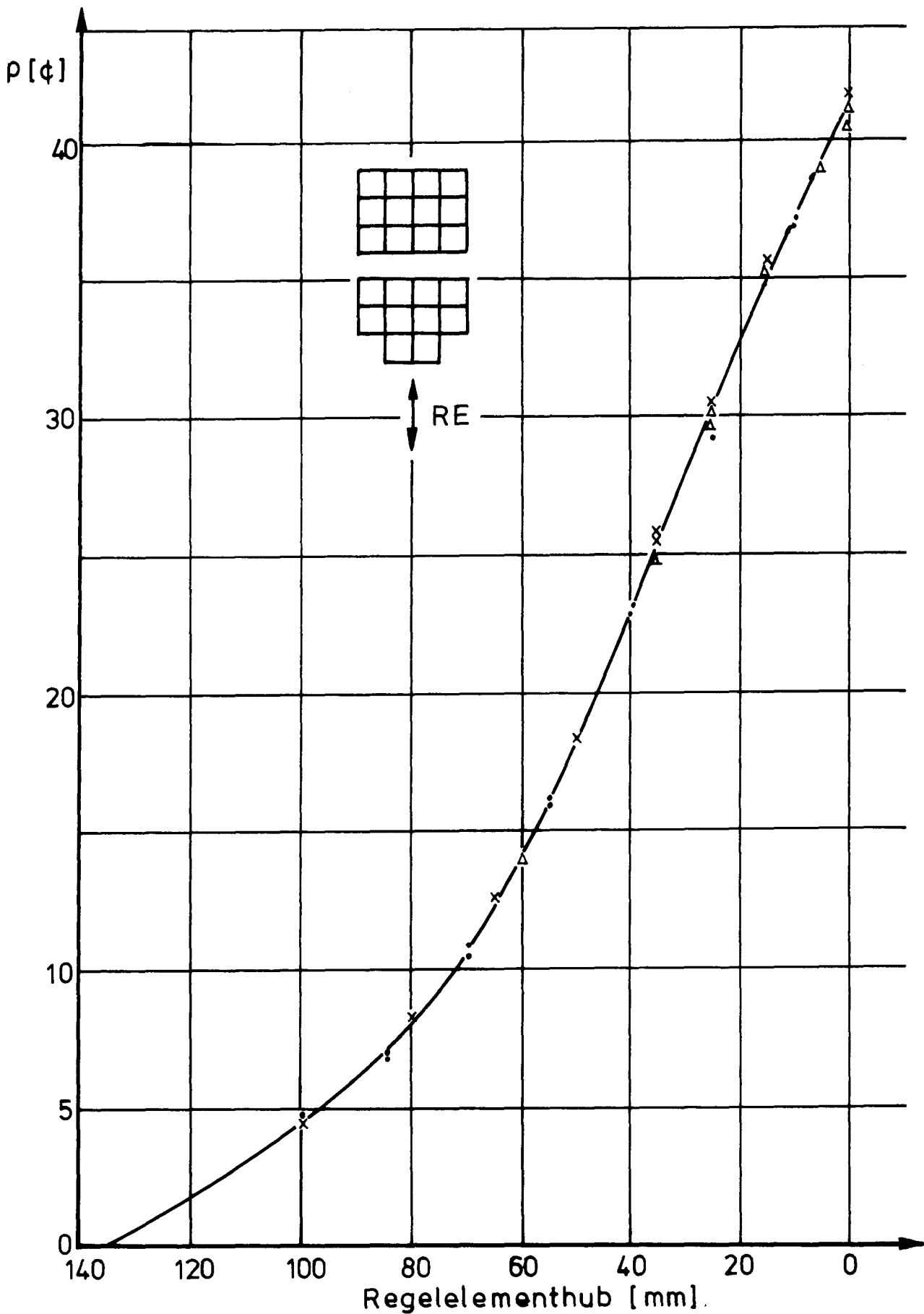
SE = Sicherheitselement

RE = Regelelement

⊗ = Be-Reflektorstab 20X20 mm²

■ = Be-Reflektorstab entnommen

▣ = Beweglicher Teil des Regelelements

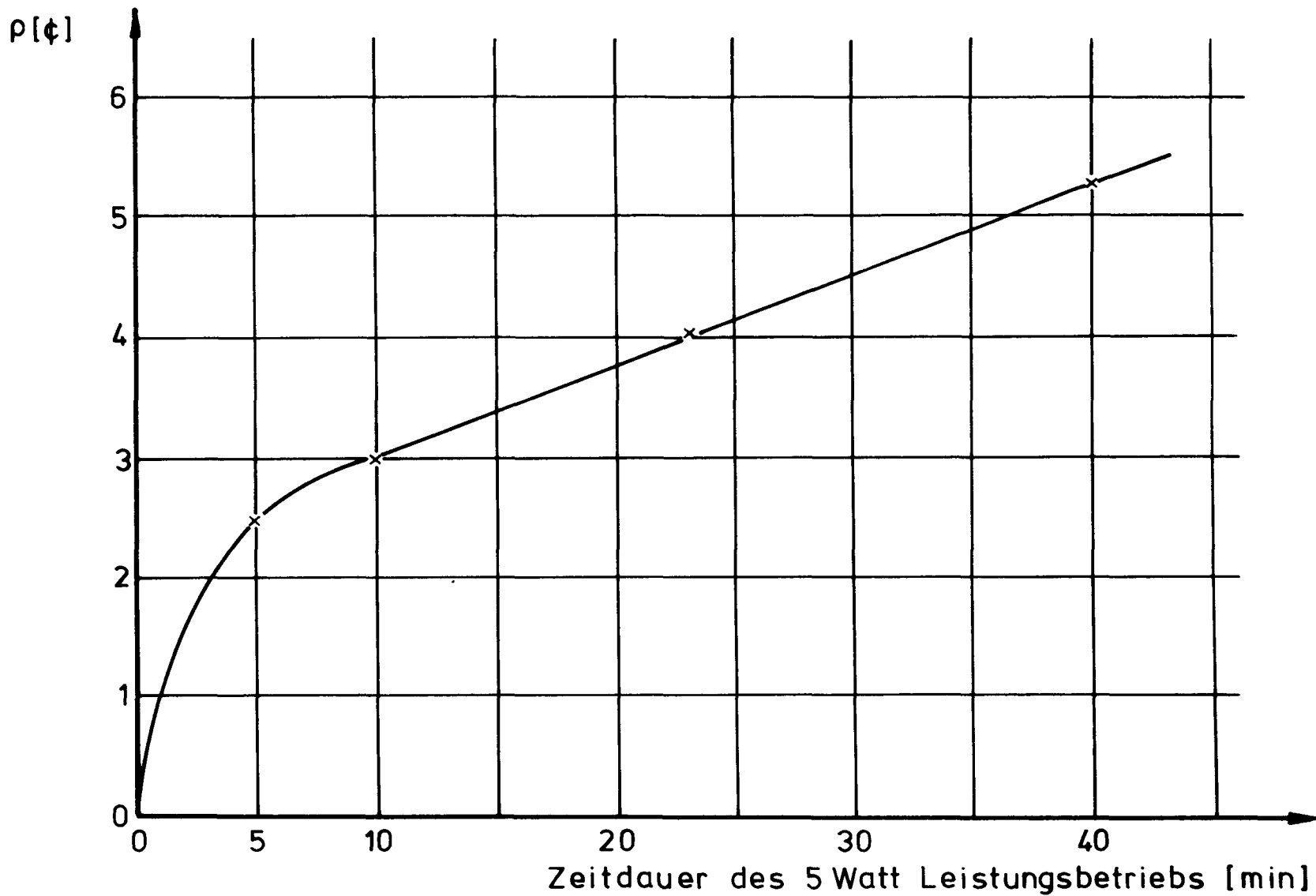


Regelement-Kalibrierungskurve
für Core I

Abb.: 4-1

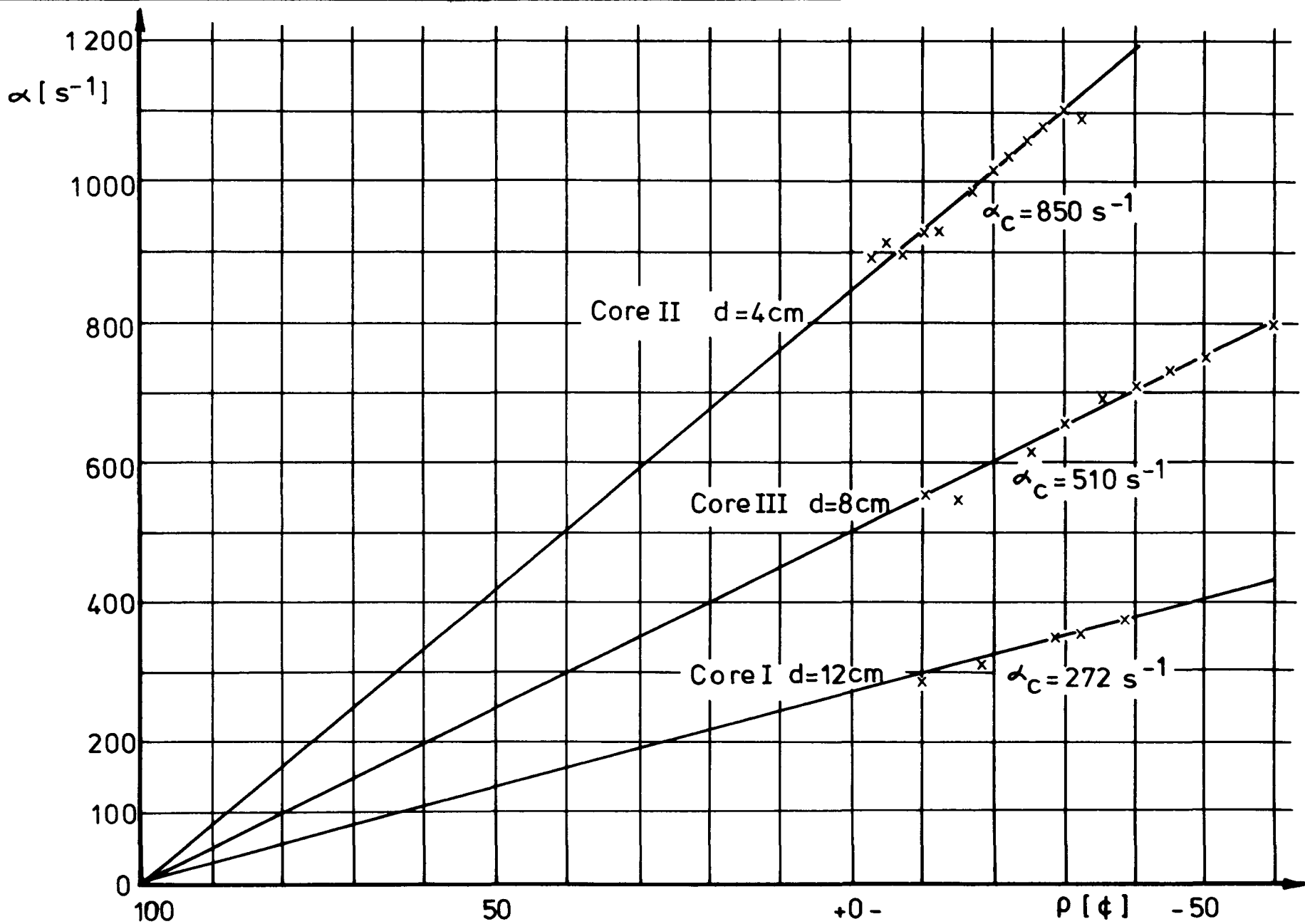
Reaktivitätsänderung nach
Leistungsbetrieb

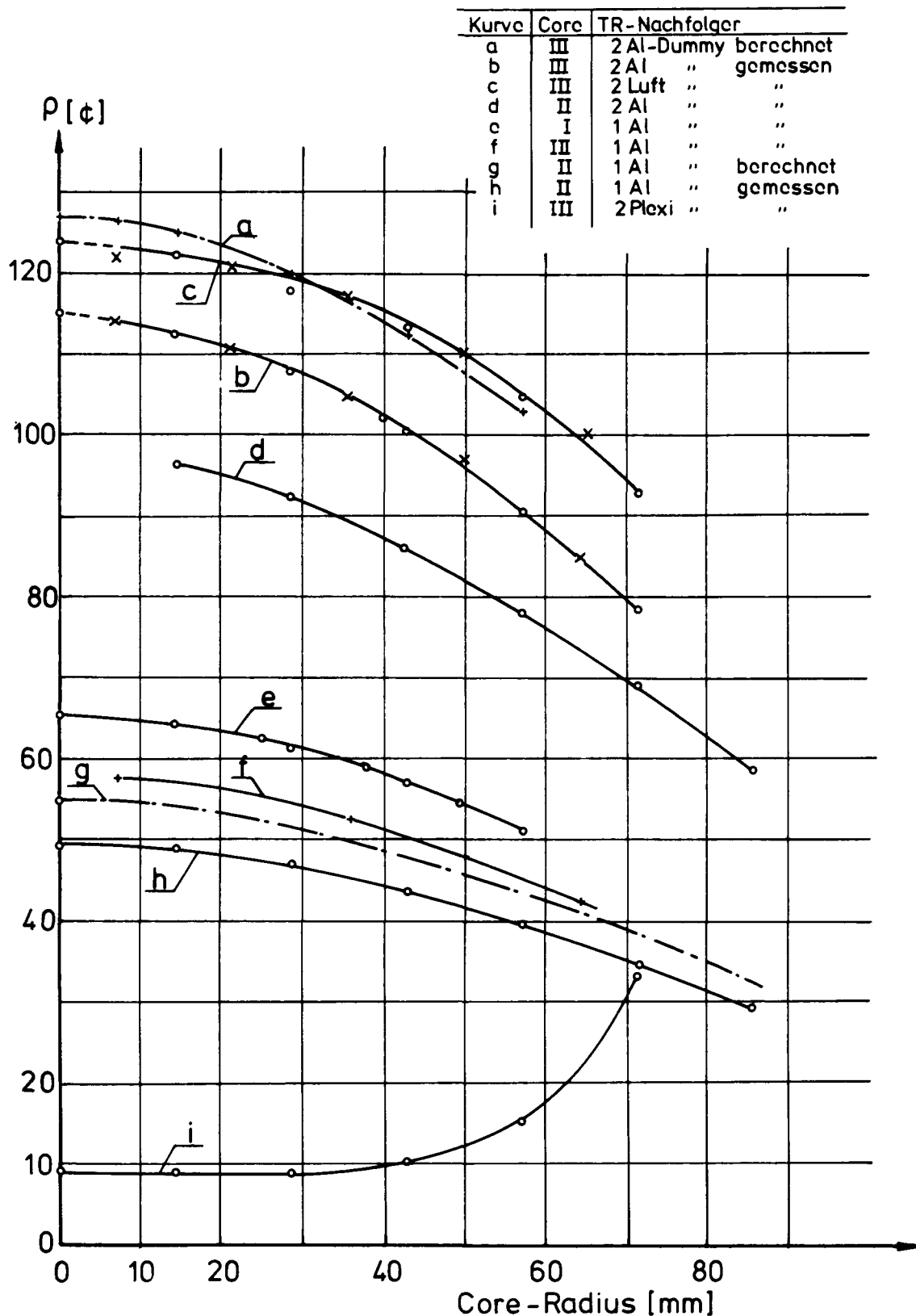
Abb.: 4 - 2



Prompte Neutronen Zerfallskonstanten
als Funktion der Reaktivität ρ mit der
Reflektordicke als Parameter

Abb.:4-3





Reaktivitätswertigkeit von
TR - Stäben

Abb.: 5-1

Positionen und Zonen für die Reaktivitätsbestimmung von Al-Zwickeln und TR in Core I-III

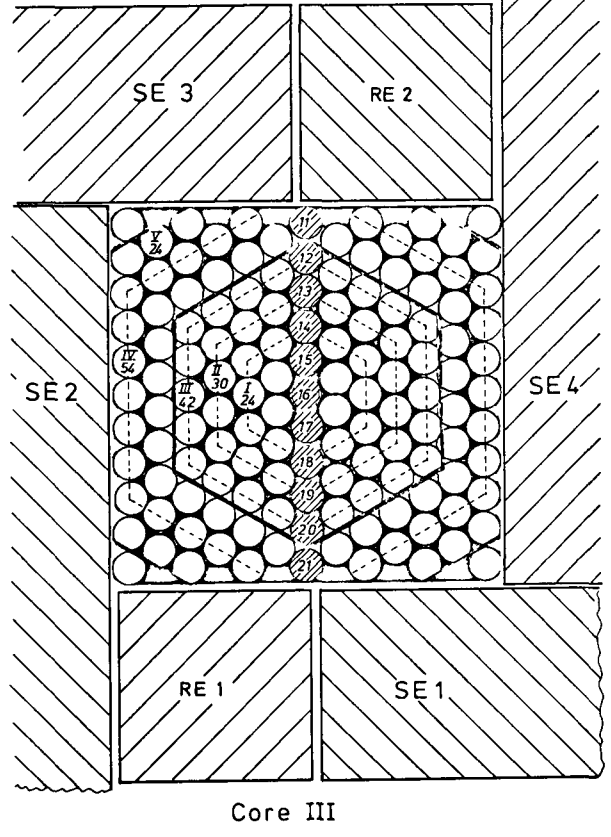
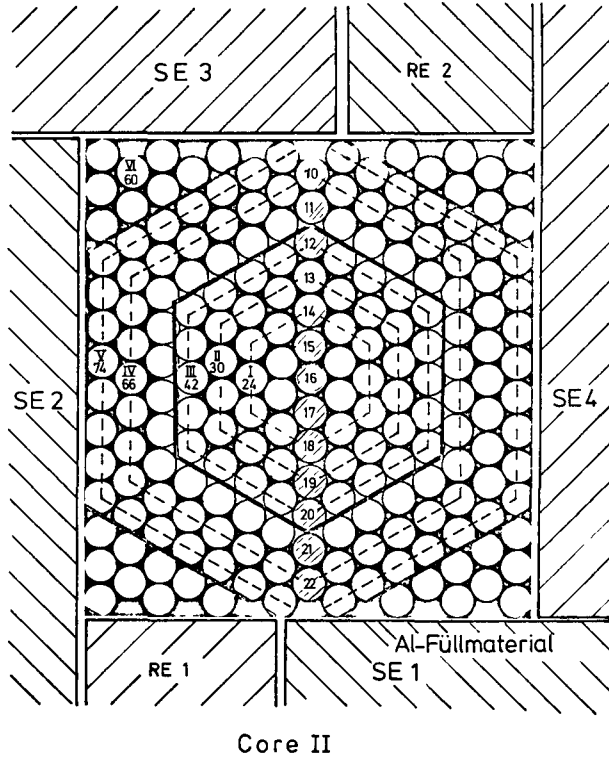
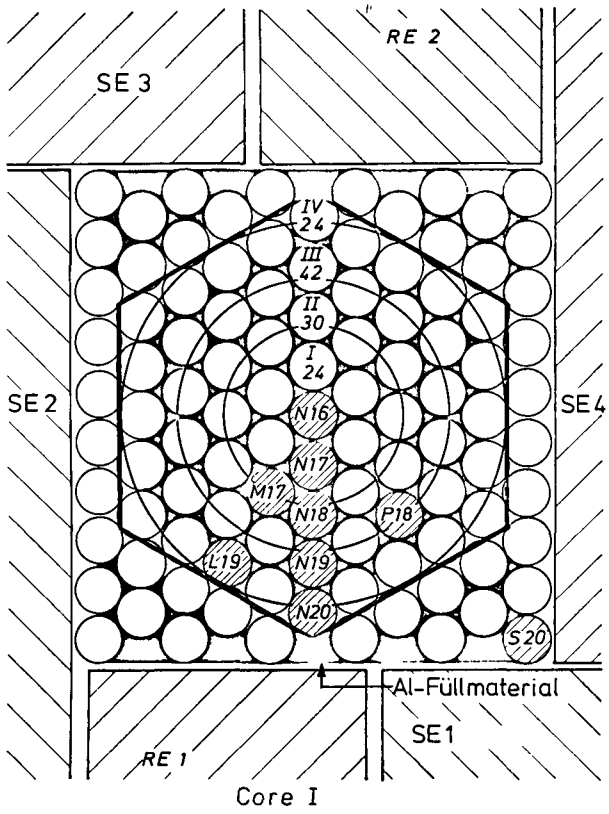
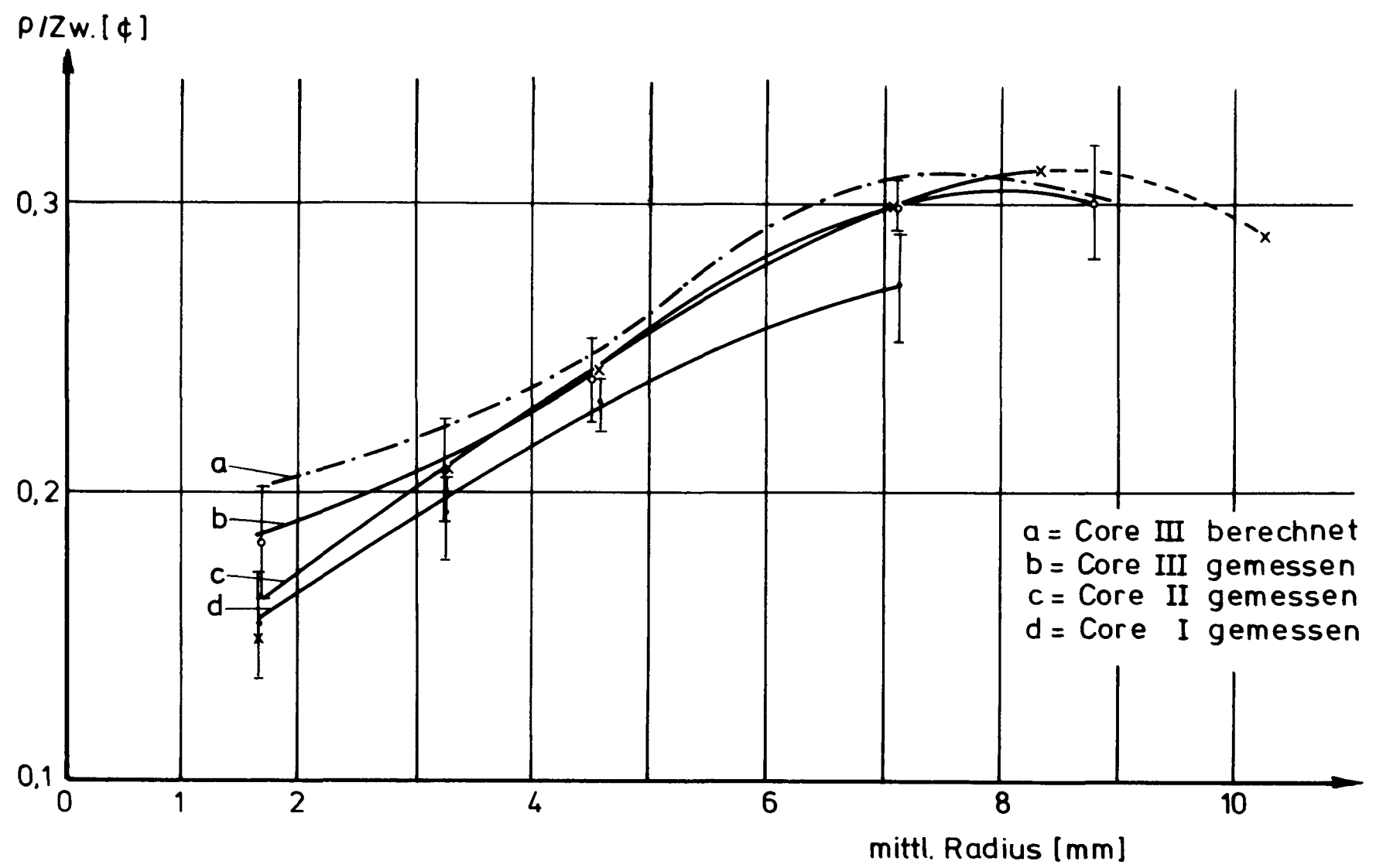


Abb.:5-2

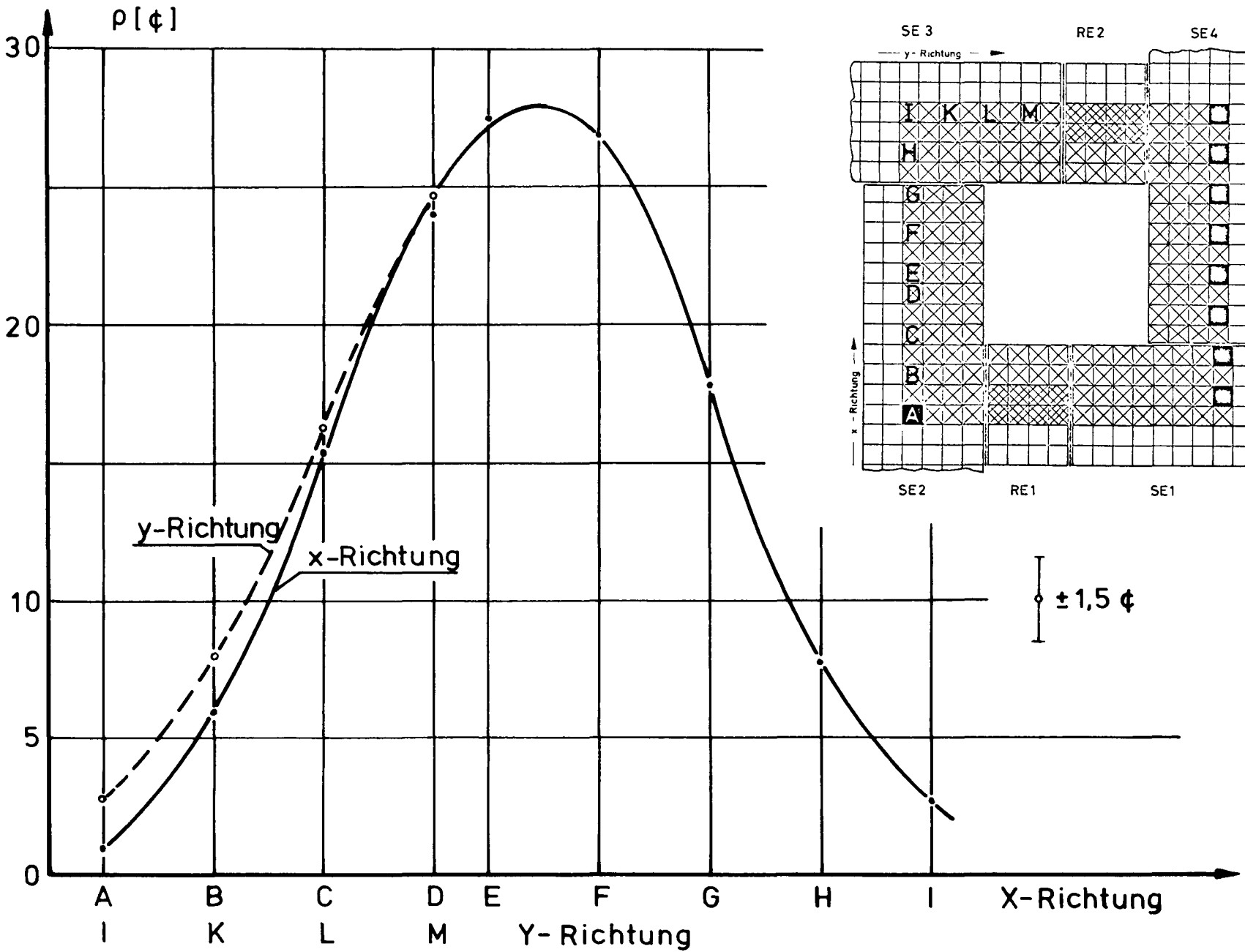
Reaktivitätswert eines Al-Zwickels
als Funktion des Zonenradius
Core I - III

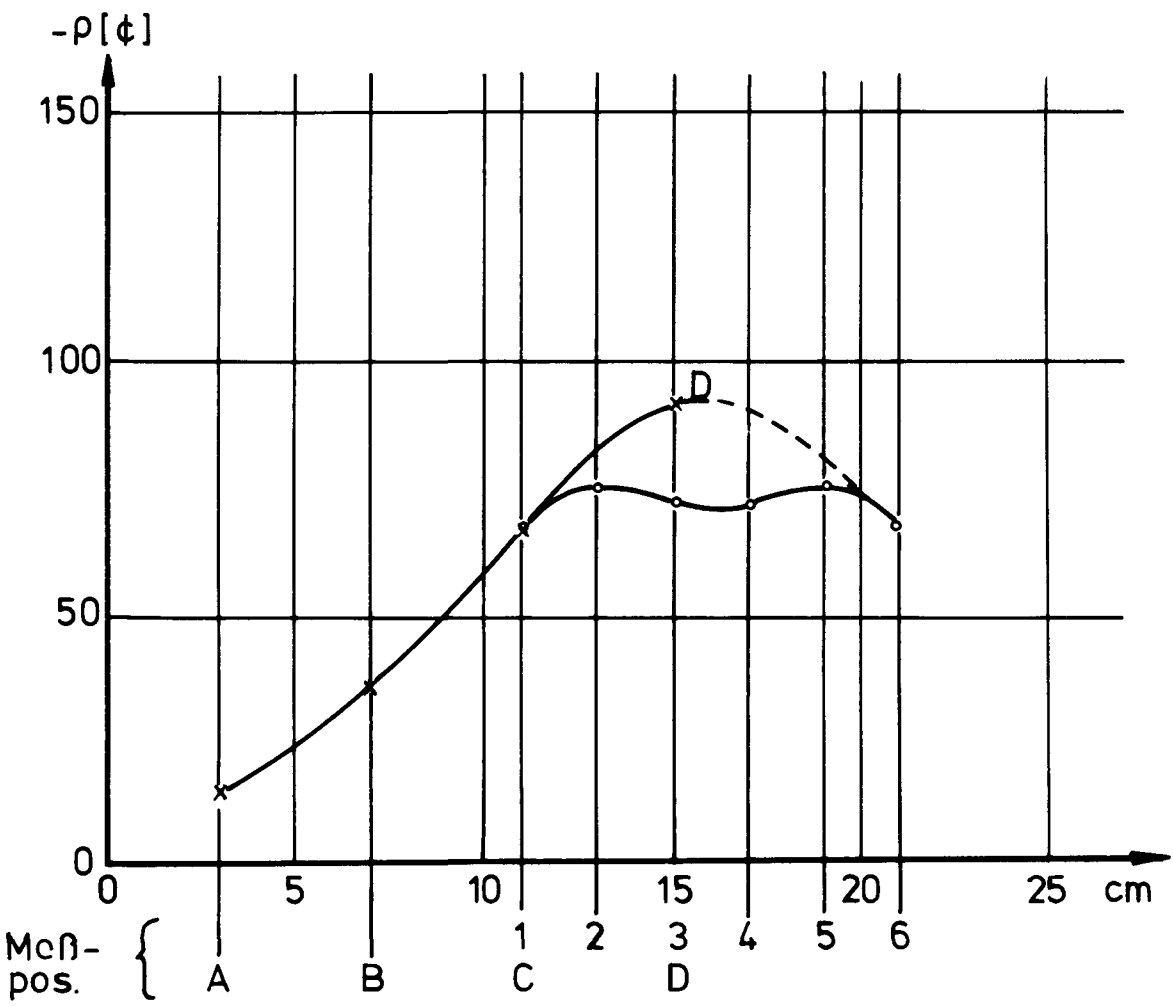
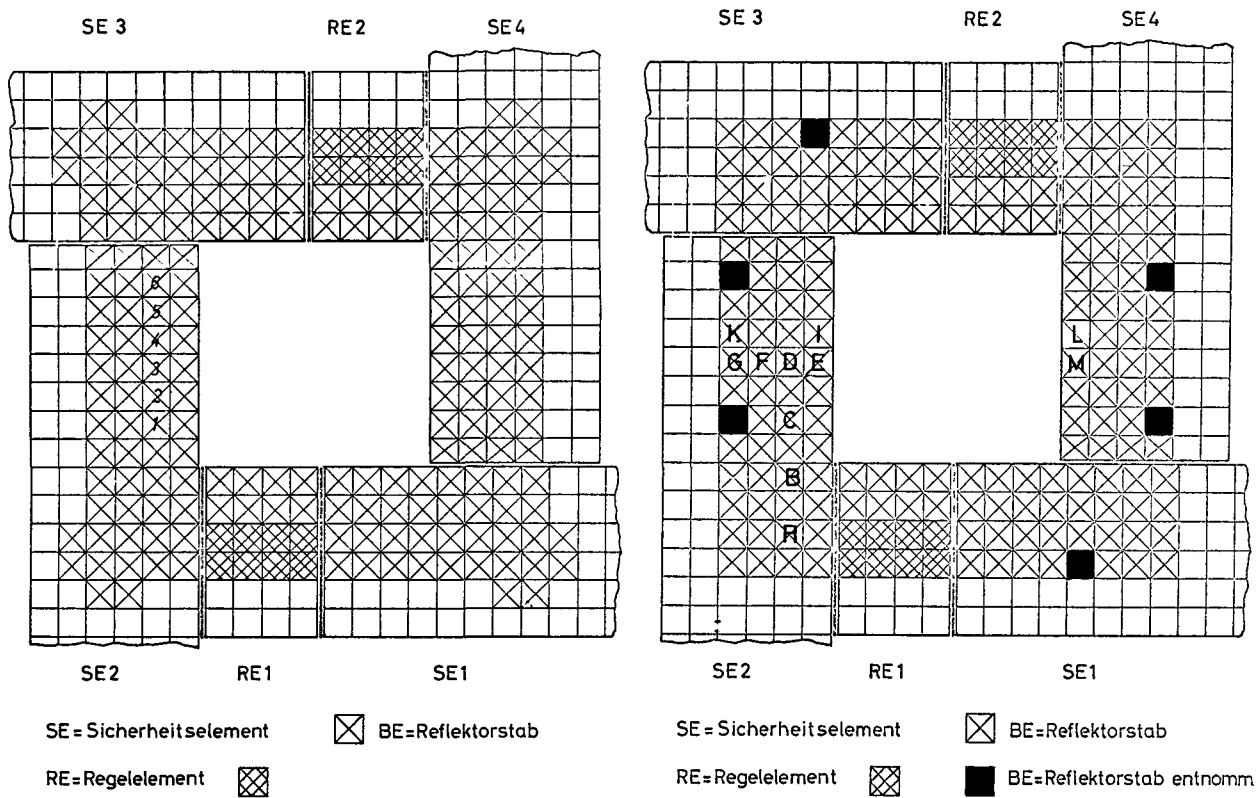
Abb.:5-3



Reaktivitätswertigkeit eines Be-Stabes
 längs der äußeren Reflektorreihe
 in x.u.y Richtung Core III

Abb.:5-4



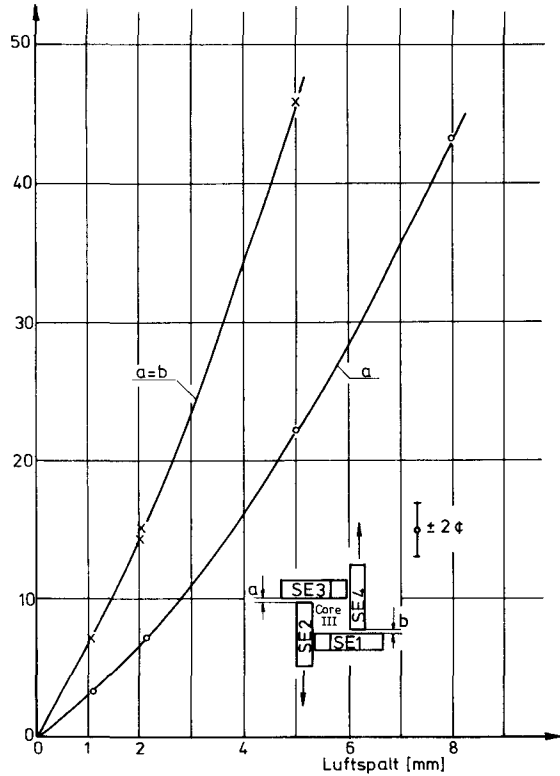


Reaktivitätswertigkeit von LiH-Absorberstäben gegen Be im Core III (siehe Text)

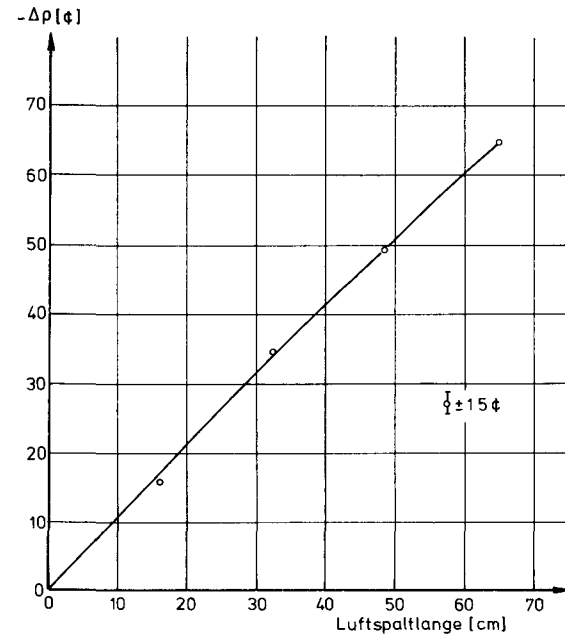
Abb.:5 -5

Reaktivitätswertigkeit von Luftspalten am Core III

Abb.: 5-6



Reaktivitätswertigkeit von Luftspalten zwischen den Reflektorelementen

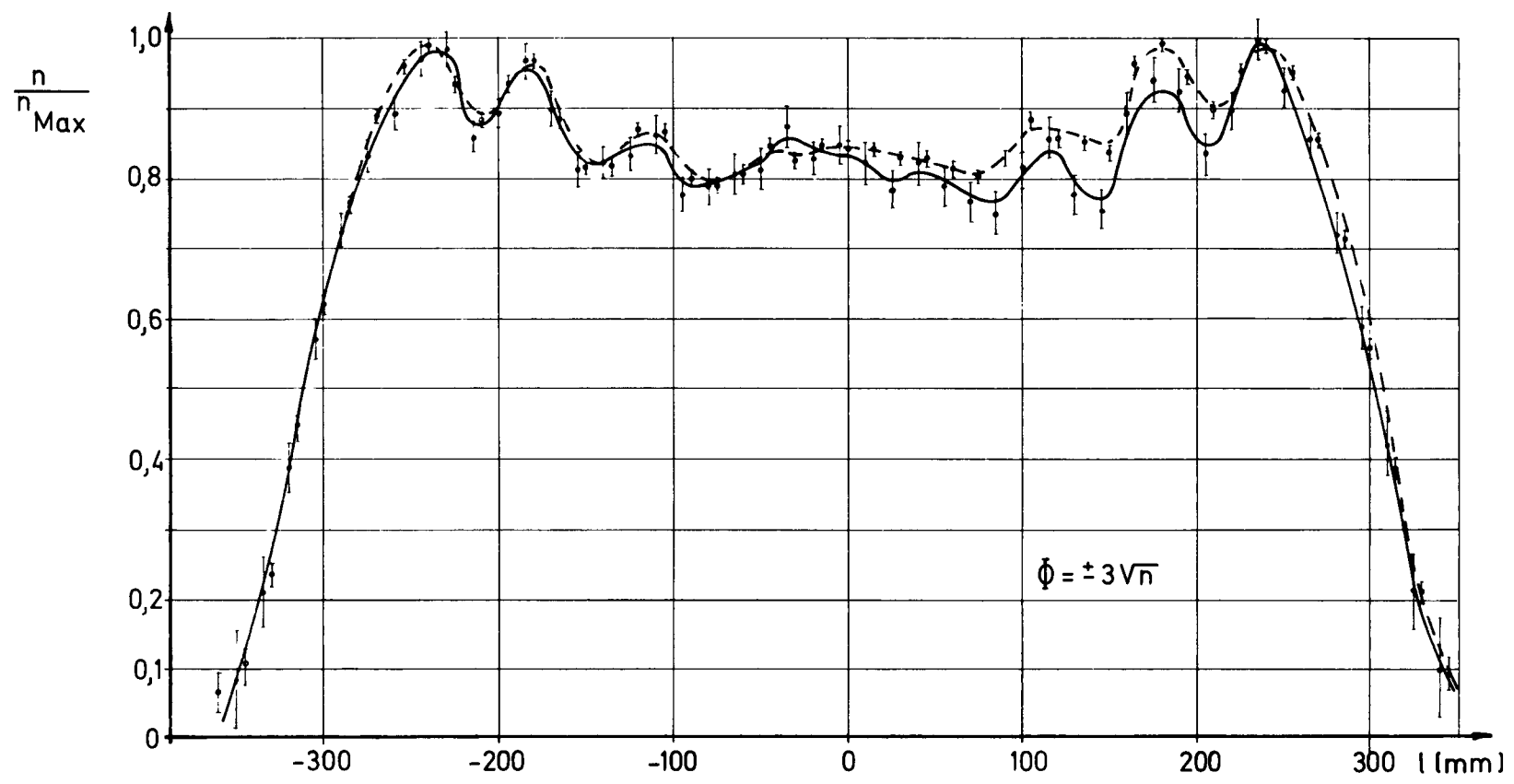


Reaktivitätswertigkeit eines 1mm breiten Luftspalts als Funktion seiner Länge zwischen Core III und Be-Reflektor

Axialer Reaktionsratenverlauf
 Al-Dy-Draht, (—) bzw. Drahtstücke (---)
 im Al-Rohr neben Pos.: N16, Core I

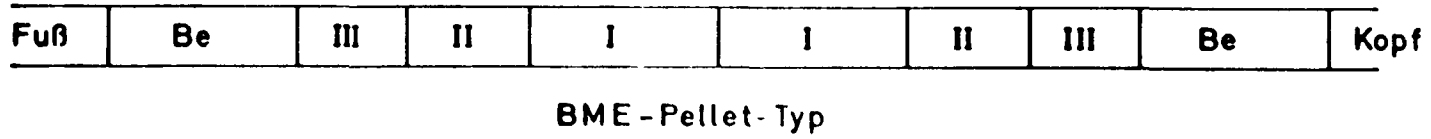
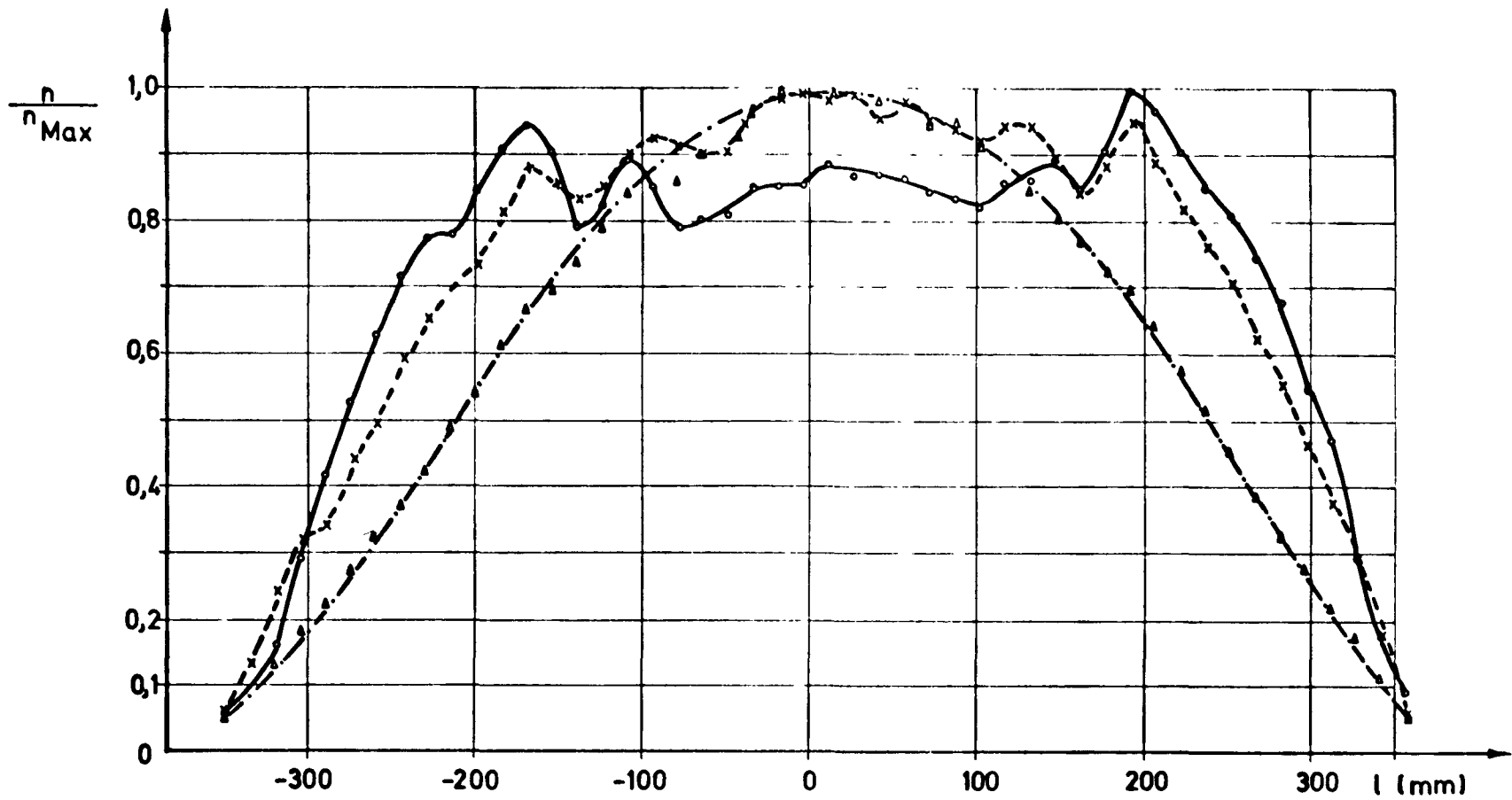
Abb.: 6-1

(einzeln normiert)



Fuß	Be	III	II	I	I	II	III	Be	Kopf
-----	----	-----	----	---	---	----	-----	----	------

BME - Pellet - Typ



Axialer n-Flußverlauf Core II

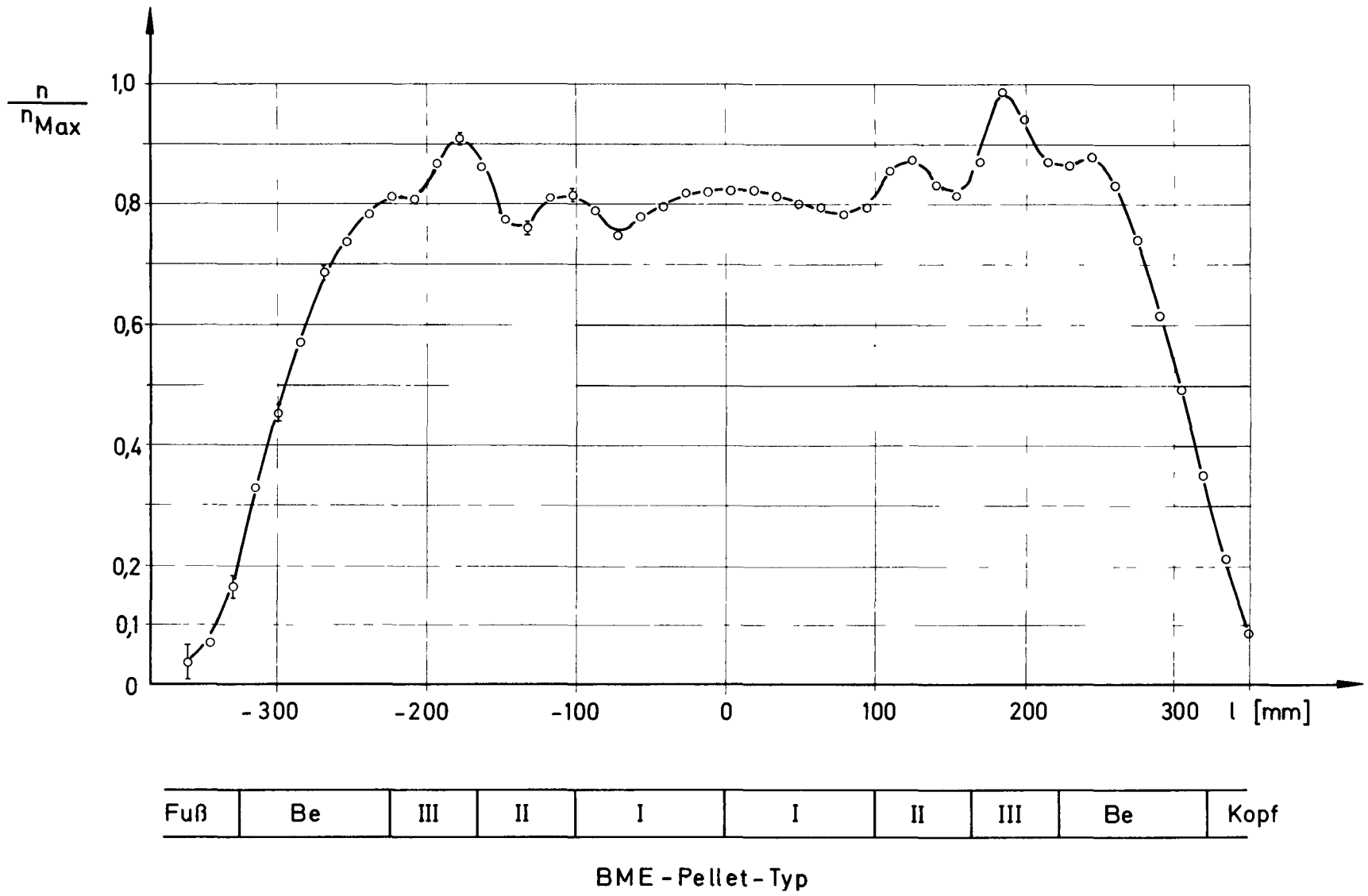
- Dy-Al
- x Mn-Cu
- ▲ In-Al

(einzeln normiert)

Abb. 6-2

Axiale Reaktionsratenverteilung
mit Al-Dy-Draht im Core III

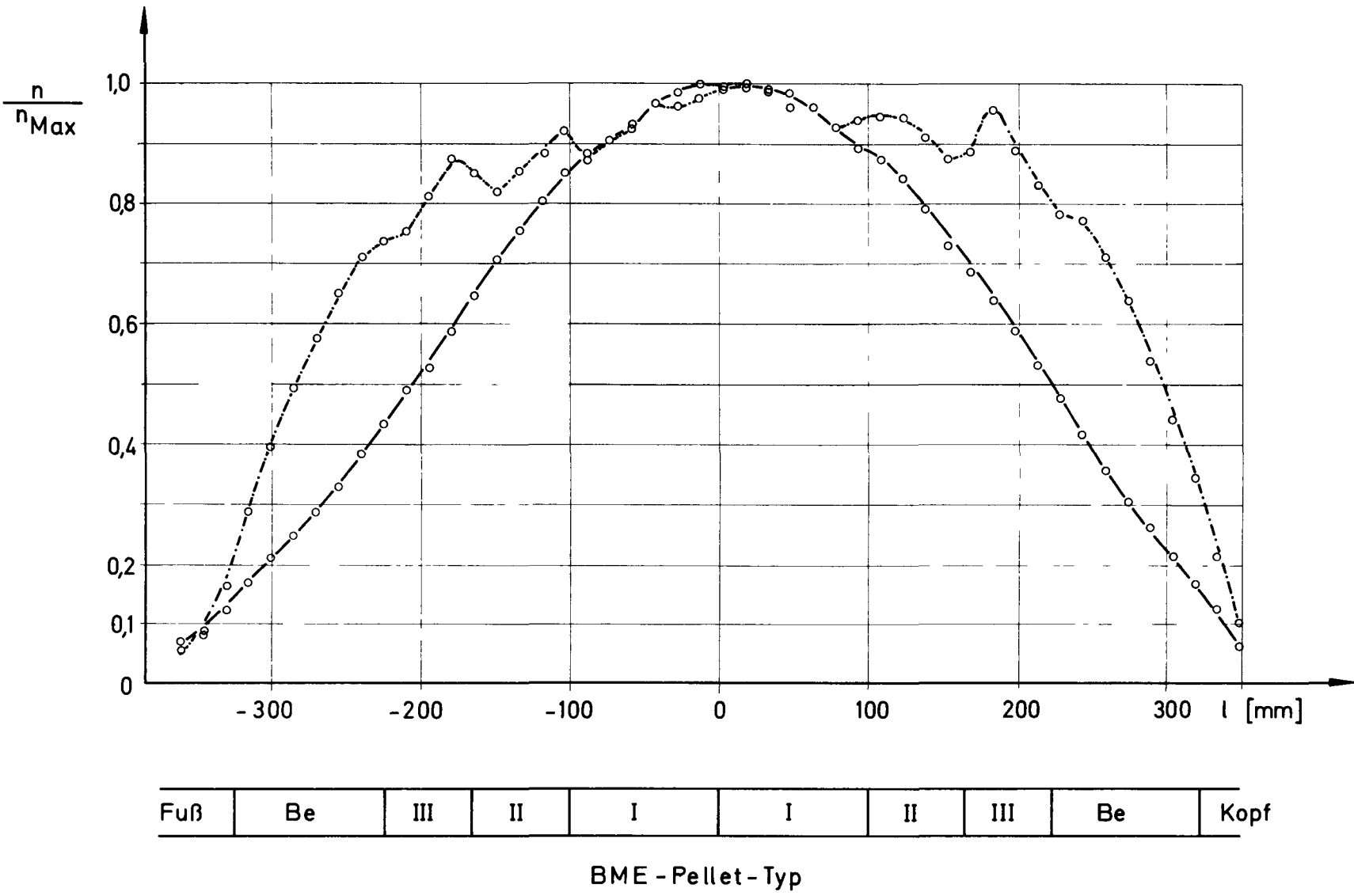
Abb. 6-3



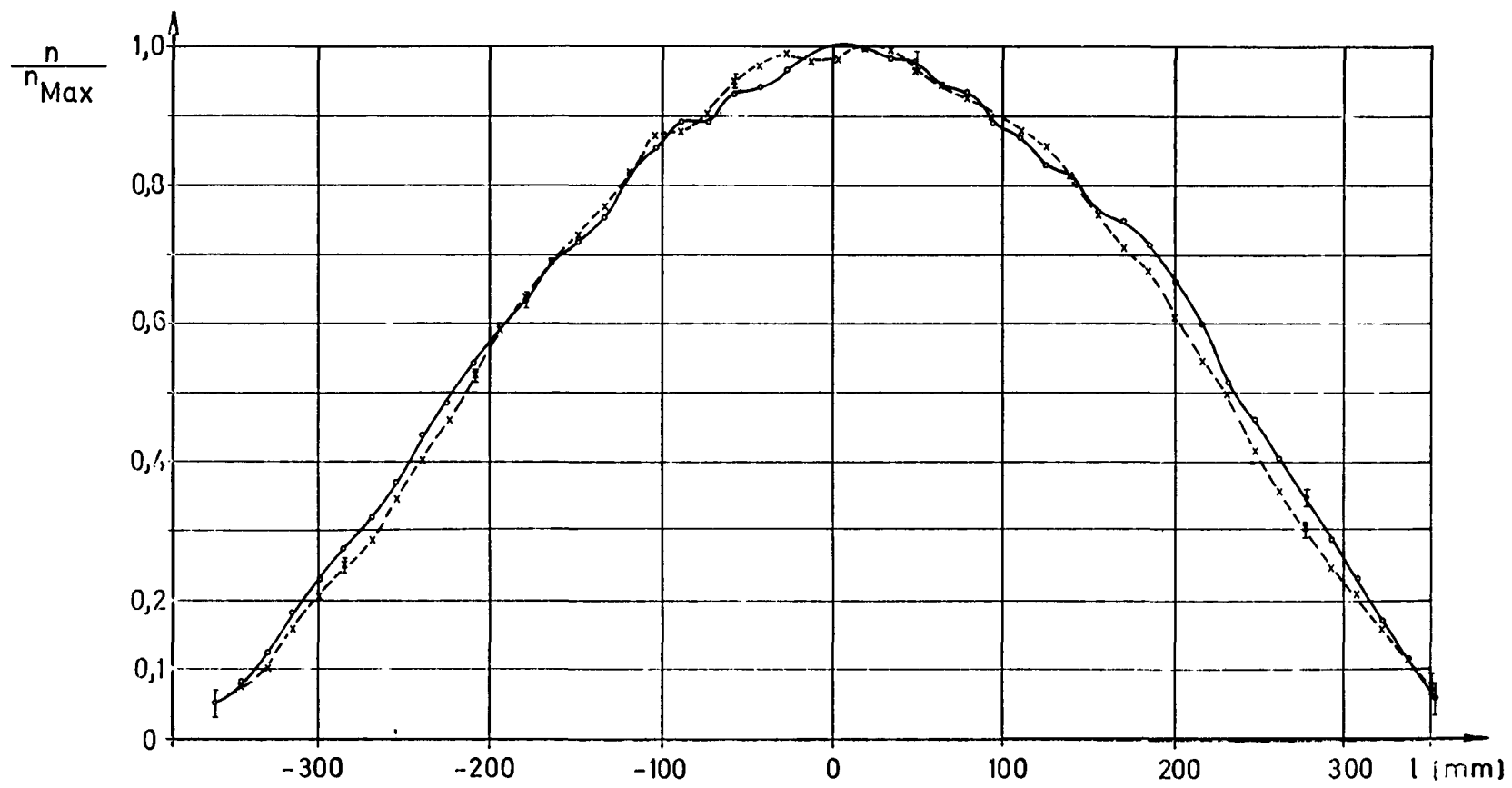
Axiale Reaktionsratenverteilung
 Cu-(80%)Mn-Draht im Cd-U-Al-Rohr, Core III

Abb. 6-4

(einzeln normiert)



Axialer Reaktionsratenverlauf
 Al1%In-Draht, in Al-(—), Cd-Rohr (- - - -)
 neben Pos.: N16, Core III (einzeln normiert)



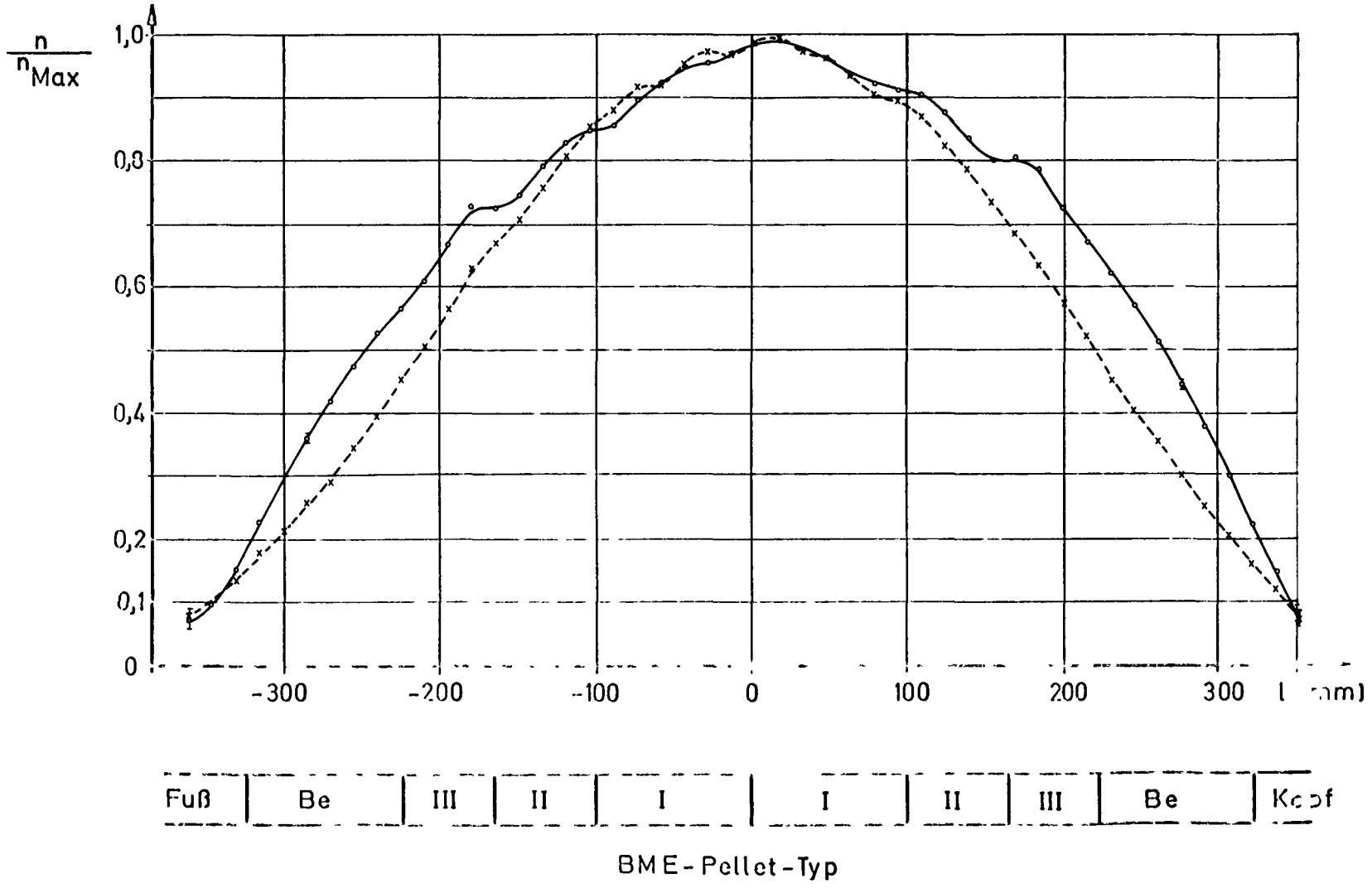
Fuß	Be	III	II	I	I	II	III	Be	Kopf
-----	----	-----	----	---	---	----	-----	----	------

BME - Pellet - Typ

Abb. 6-5

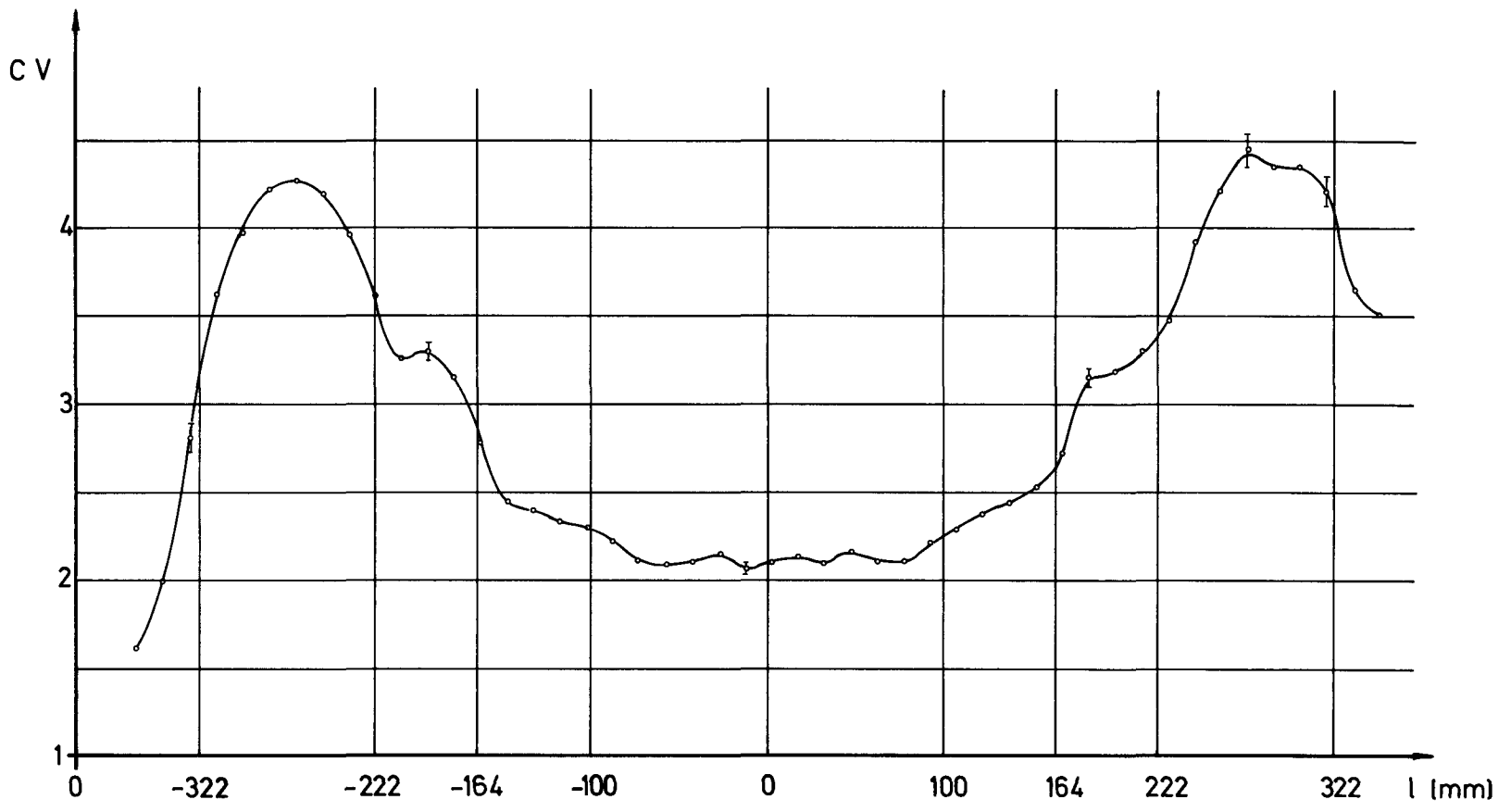
Axialer Reaktionsratenverlauf
 Au-Draht, im Al- (—), Cd-Rohr (---)
 neben Pos: N16, Core III (einzeln normiert)

Abb. 6-6



Cadmiumverhältnis von Cu-80%Mn-
Drahtband in Al-bzw. Cd-Rohr

Abb. 6-7

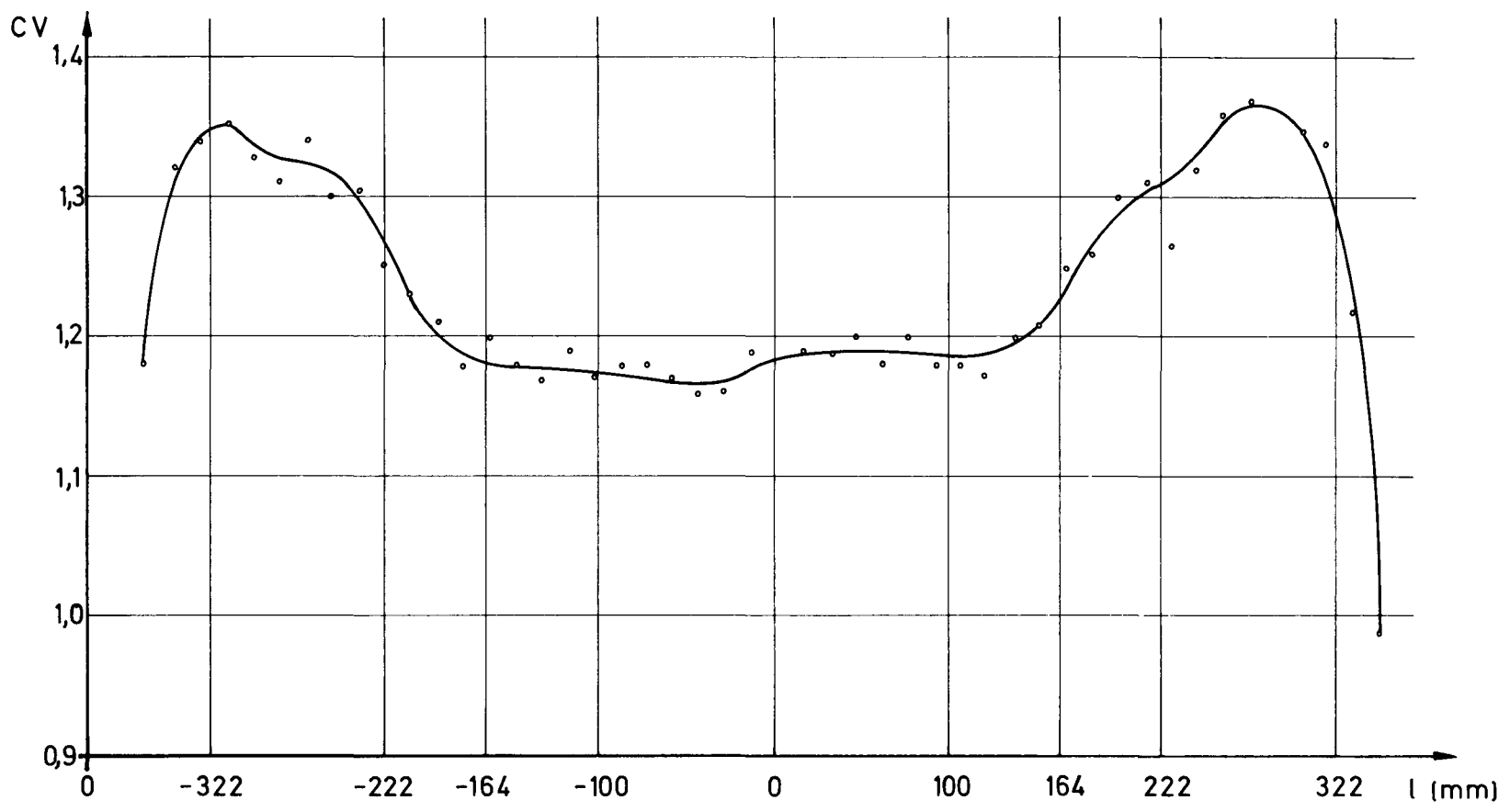


Fuß	Be	III	II	I	I	II	III	Be	Kopf
-----	----	-----	----	---	---	----	-----	----	------

BME-Pellet-Typ

Cadmiumverhältnis von Al 1% In-Draht
 in Al-bzw. Cd-Rohr im Core III/1

Abb. 6-8

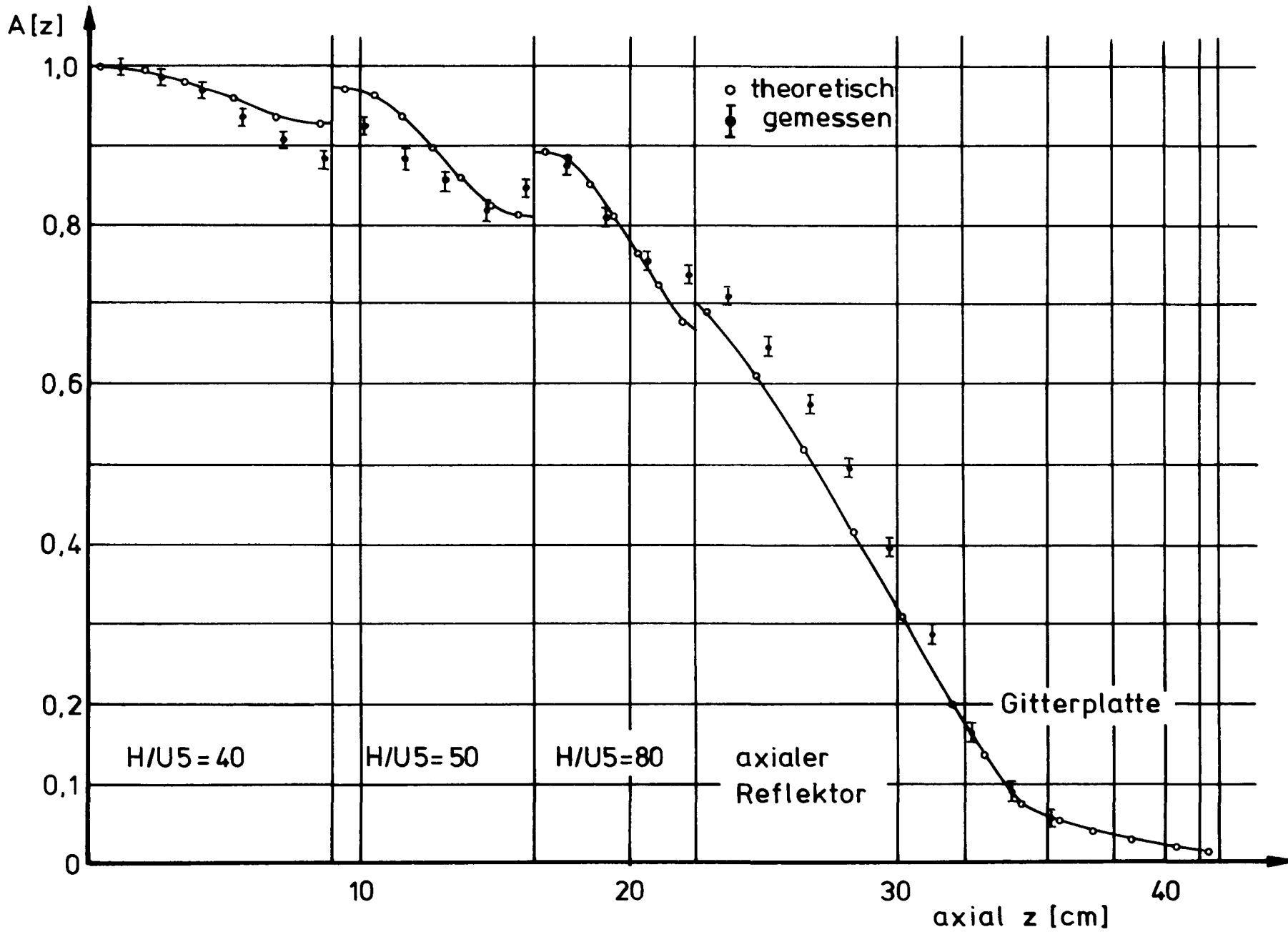


Fuß	Be	III	II	I	I	II	III	Be	Kopf
-----	----	-----	----	---	---	----	-----	----	------

BM E-Pellet-Typ

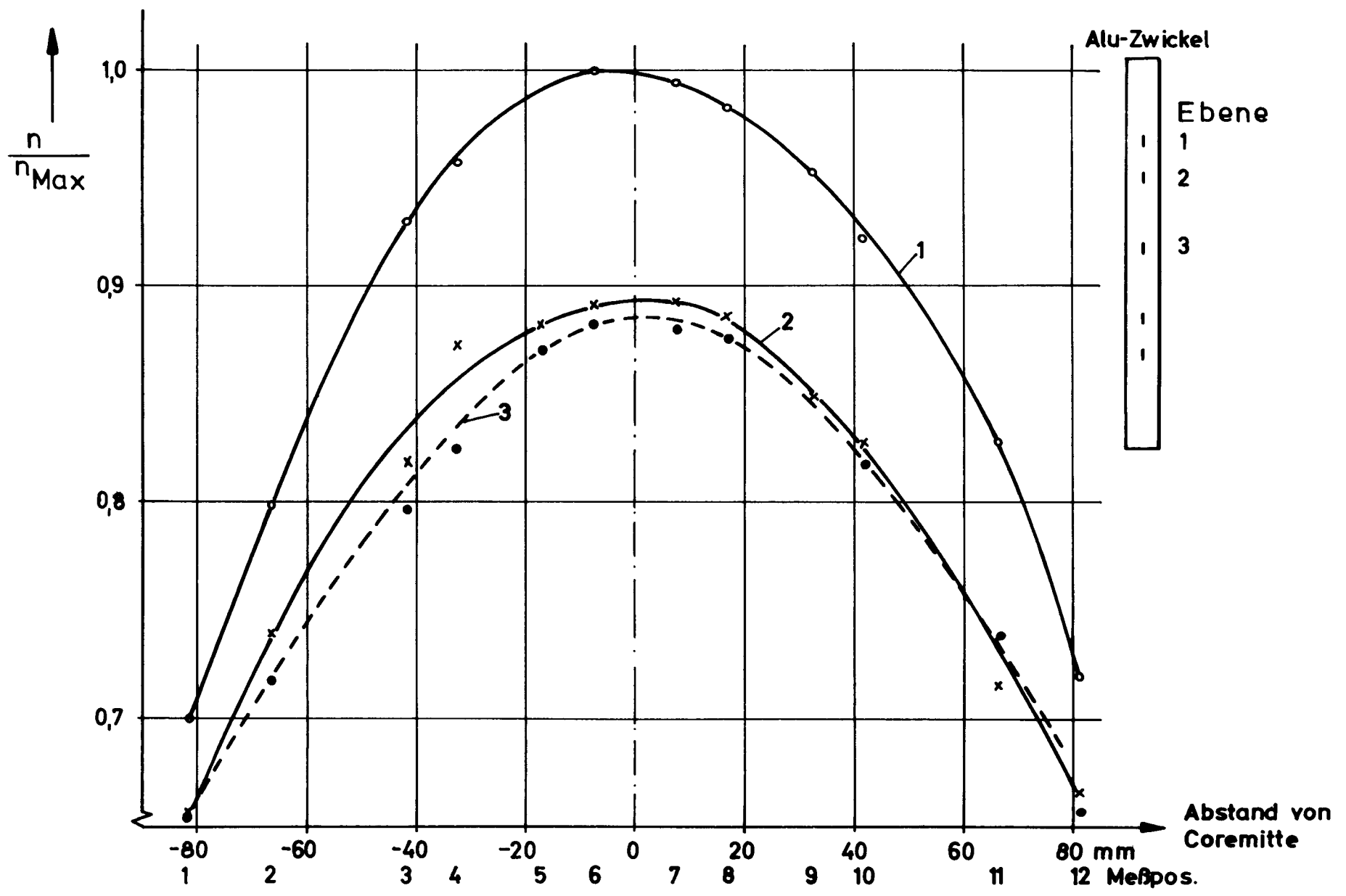
Vergleich von gemessenen und
gerechneten Reaktionsraten von Mn
in Core III (6 Gruppen, 2 dim. SN-Rechnung)

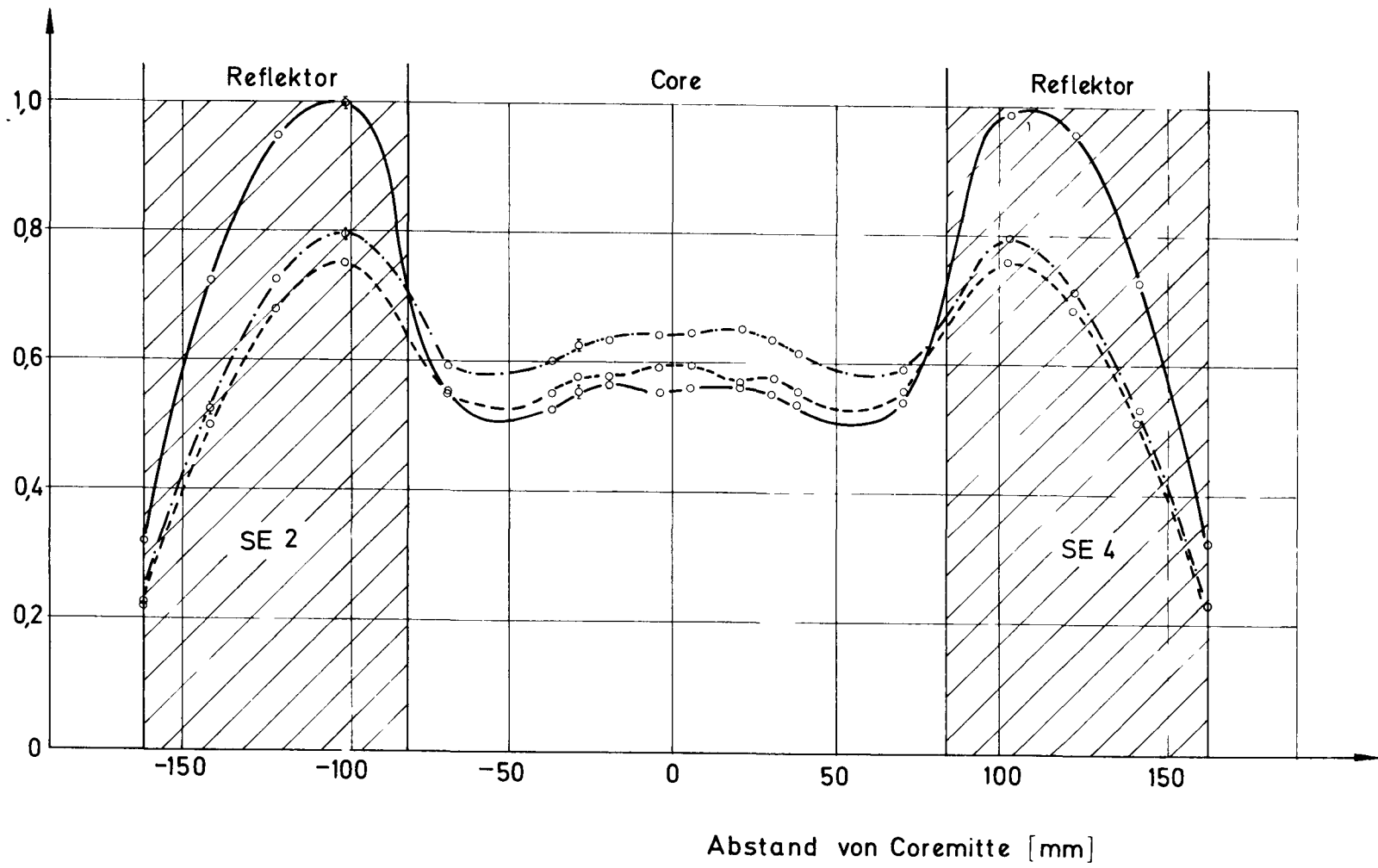
Abb.: 6-9



Radiale Reaktionsratenverteilung im
 Core II gemessen mit Al-Dy-Drähten

Abb. 6-10



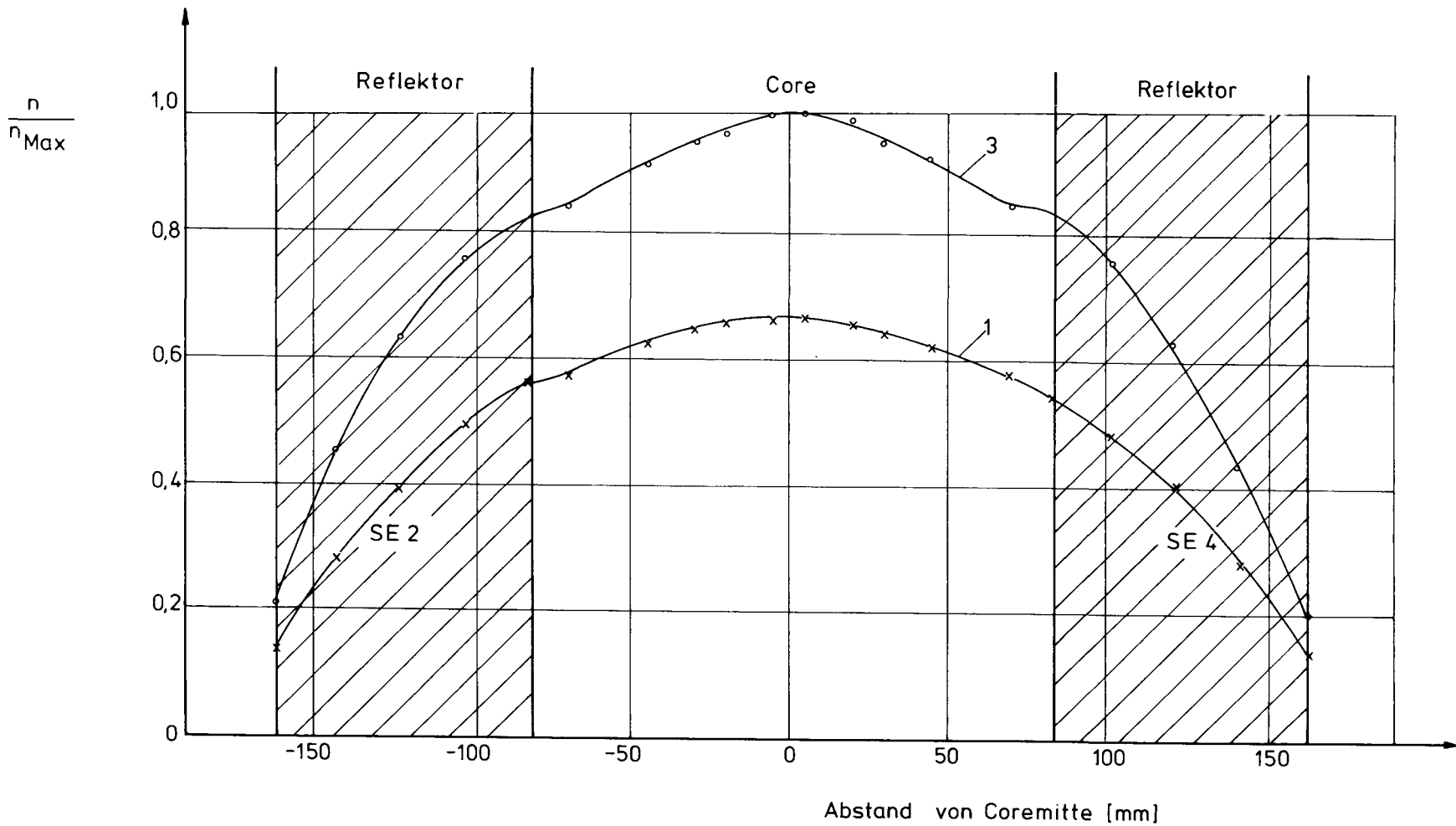


Radiale Reaktionsratenverteilung
 Al-Dy(10%)-Draht in Ebene 1 (-·-·-·-),
 Ebene 3 (—) u. Ebene 5 (- - - - -), Core III

Abb. 6-11

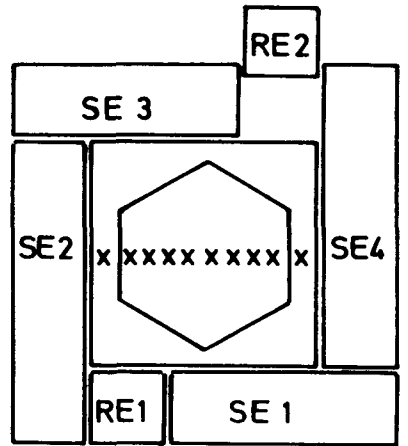
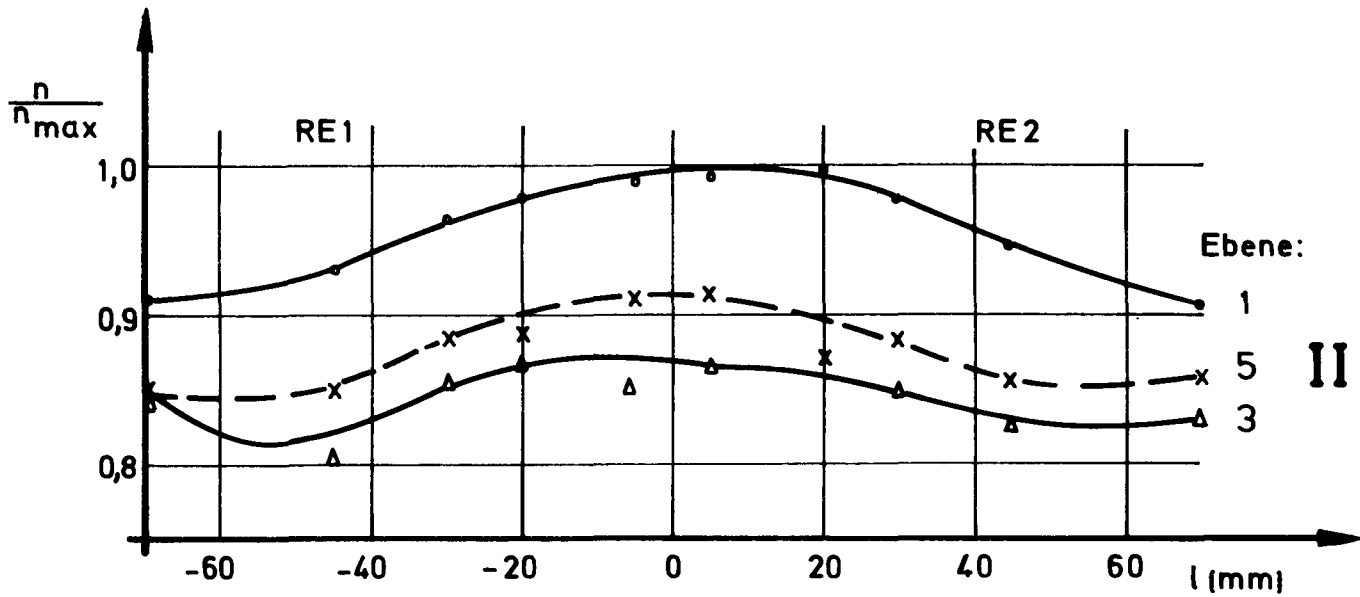
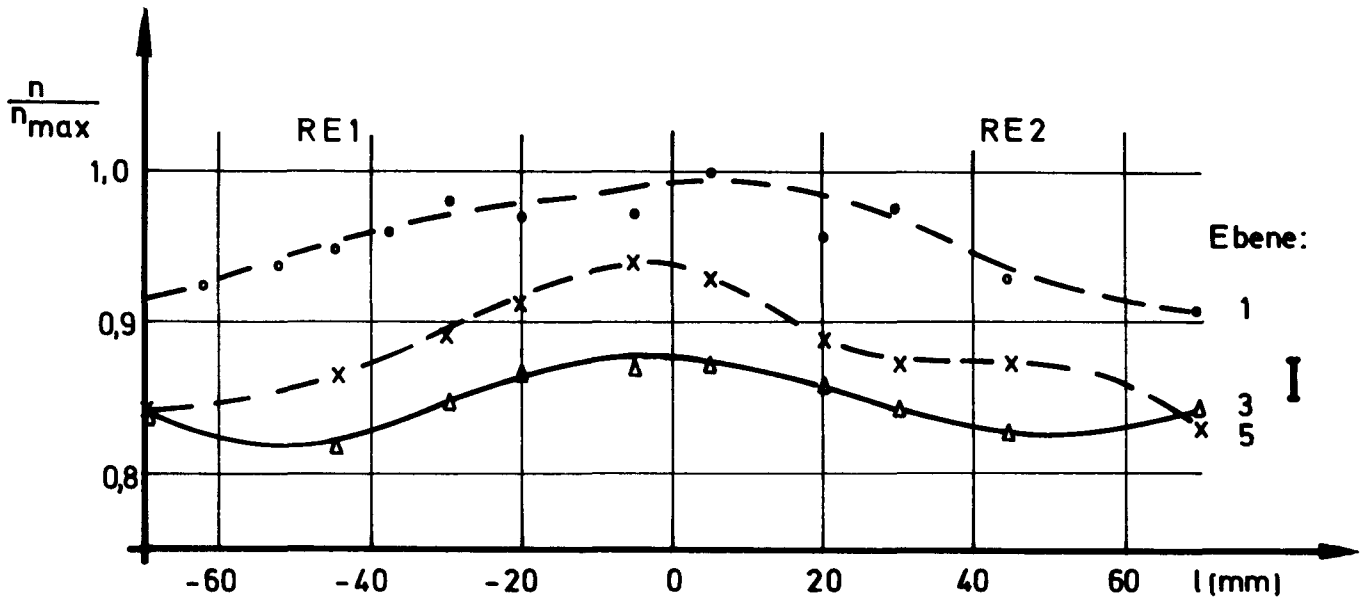
Radiale Reaktionsratenverteilung
Al-1%In-Drahtsonden in den
Ebenen 1 u. 3 am Core III

Abb. 6-12



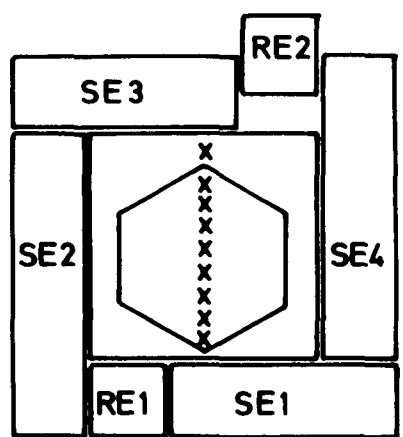
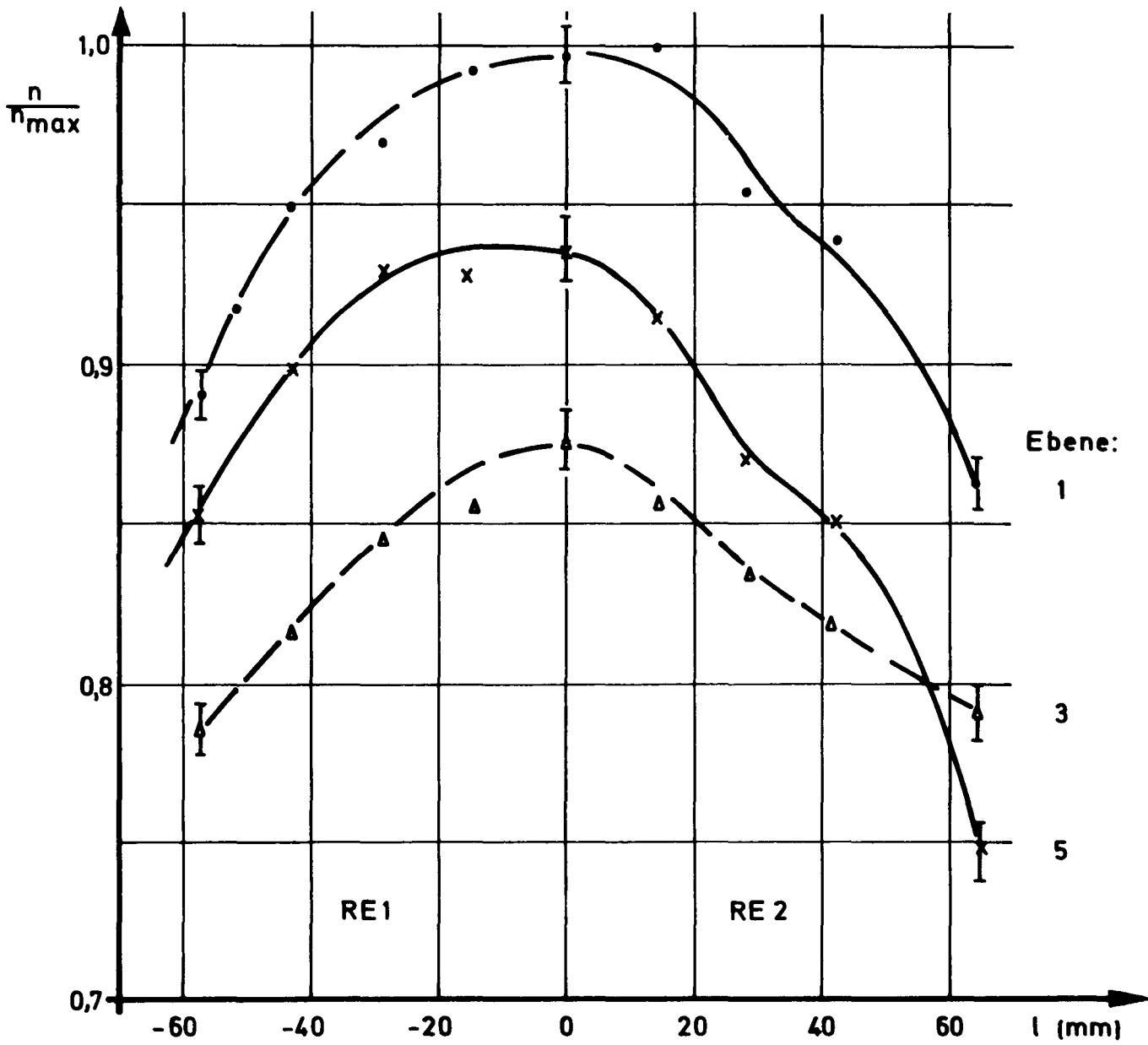
Radiale Reaktionsratenverteilung (Al-Dy)
 in den Ebenen: 1;3;5; bei den RE-Positionen
 I=RE1=28,6; RE2=136,0 II=RE1=RE2=72,29

Abb. 6-13



Radiale Reaktionsratenverteilung am Core III/1
 mit Al-10%-Dy-Drahtsonden in den Ebenen: 1,3,5;
 bei unsymmetrischer Regelementstellung

Abb. 6-14



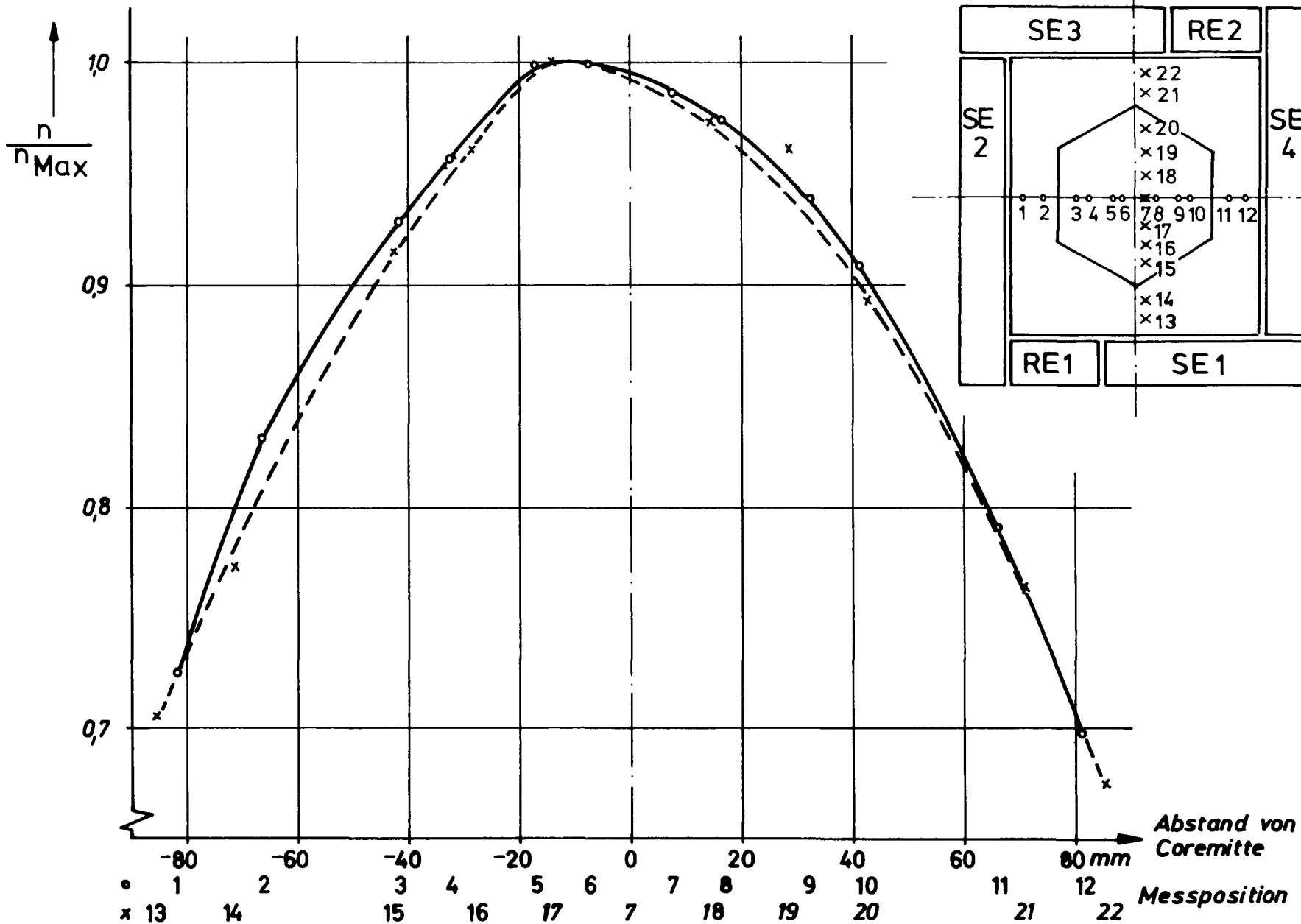
Ebene:
 1
 3
 5

RE1

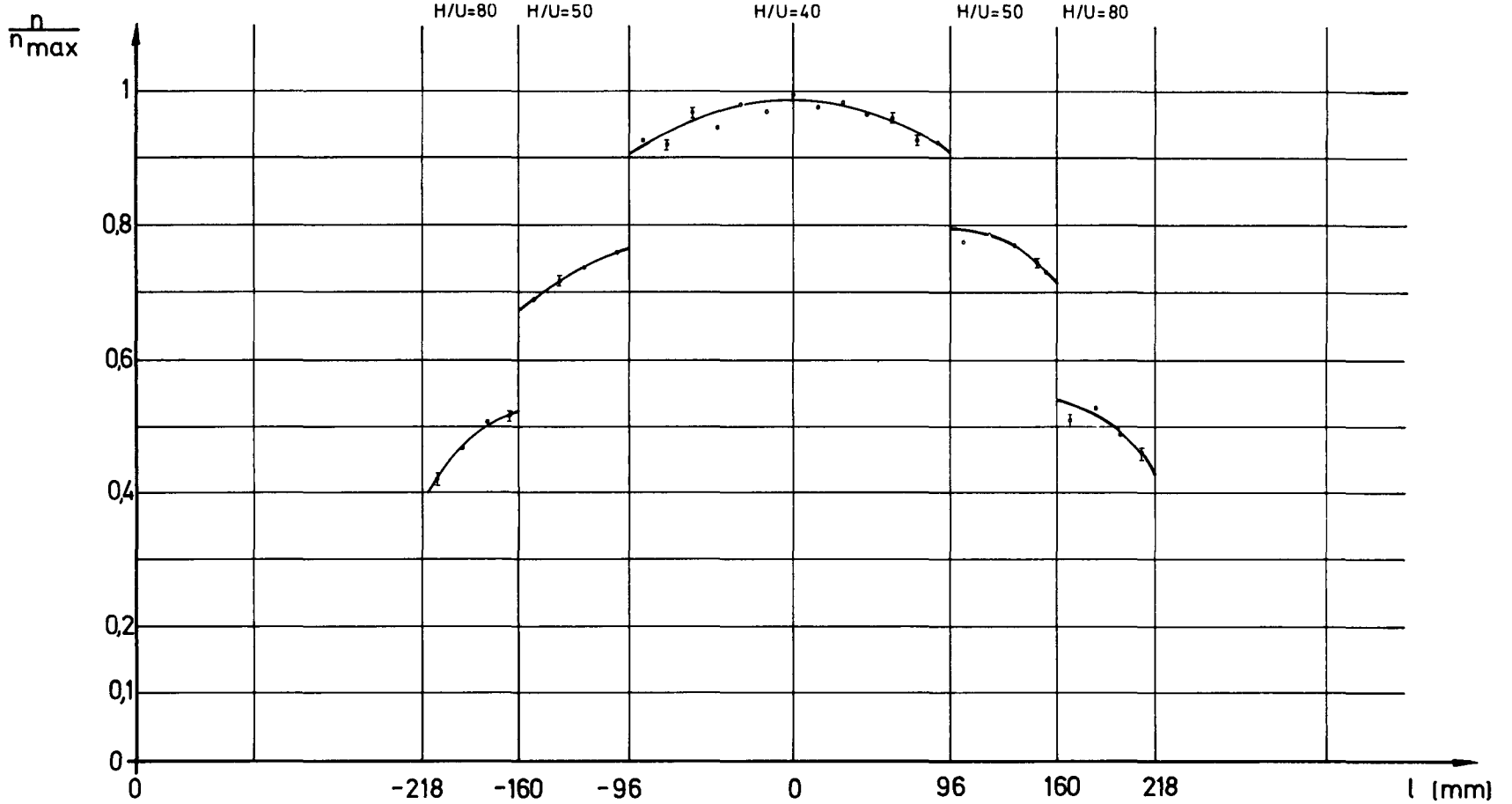
RE 2

Radiale Spaltratenverteilung im
Core II gemessen mit U-Al-Drähten

Abb. 6-15



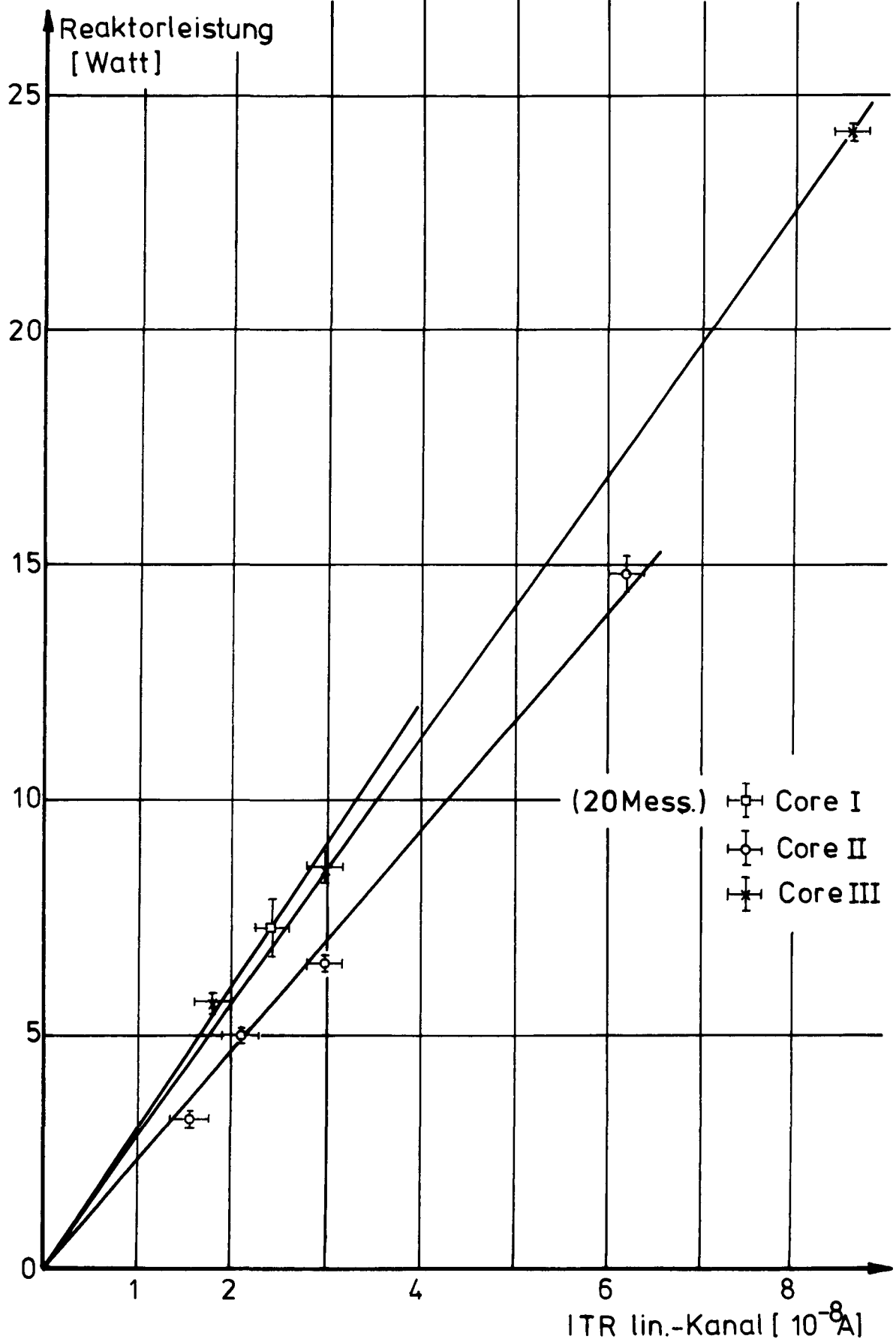
Spaltartenverteilung in axialer
Richtung im Core III/2



Fuß	Be	III	II	I	I	II	III	Be	Kopf
-----	----	-----	----	---	---	----	-----	----	------

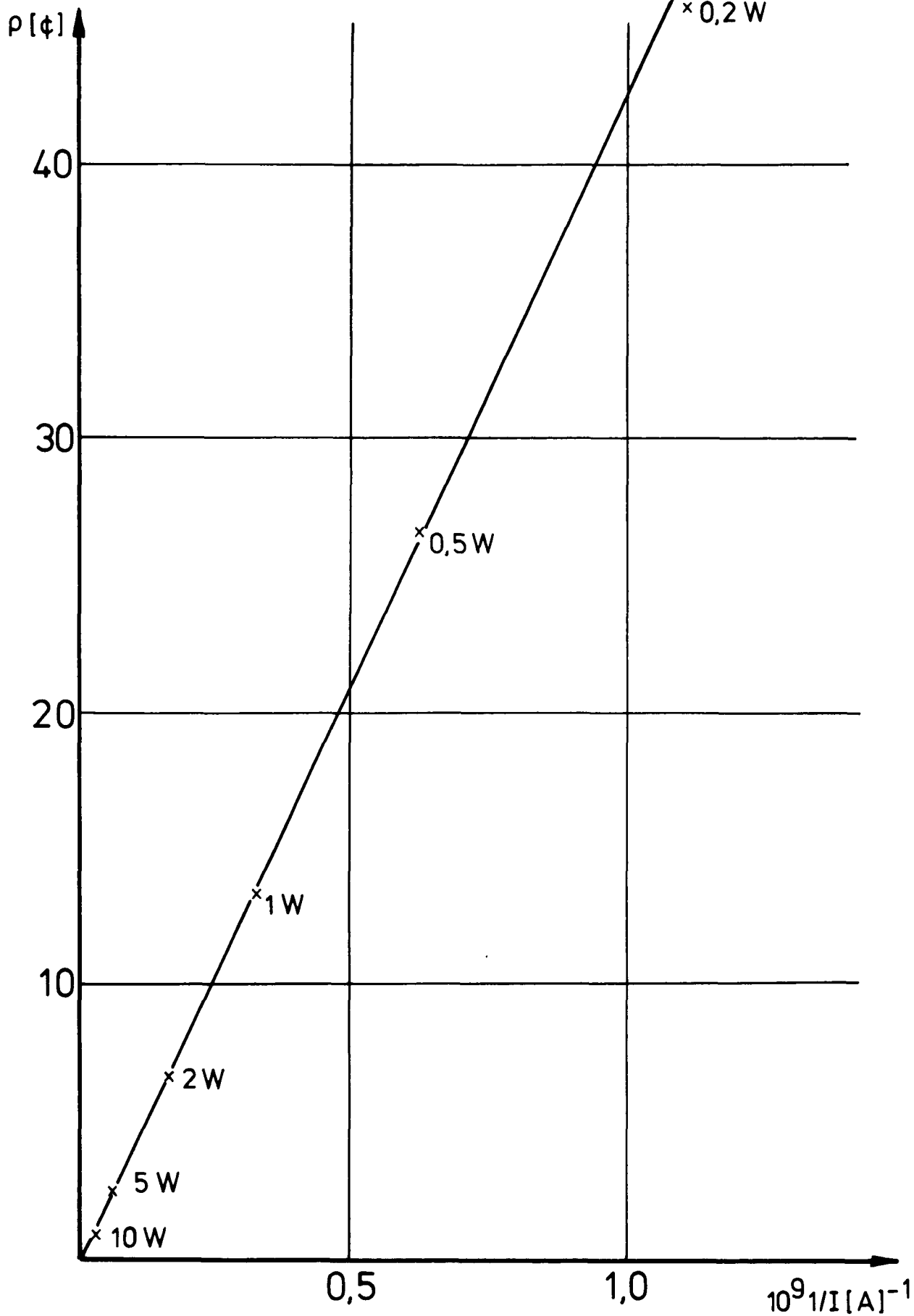
BME - Pellet - Typ

Abb.6-16



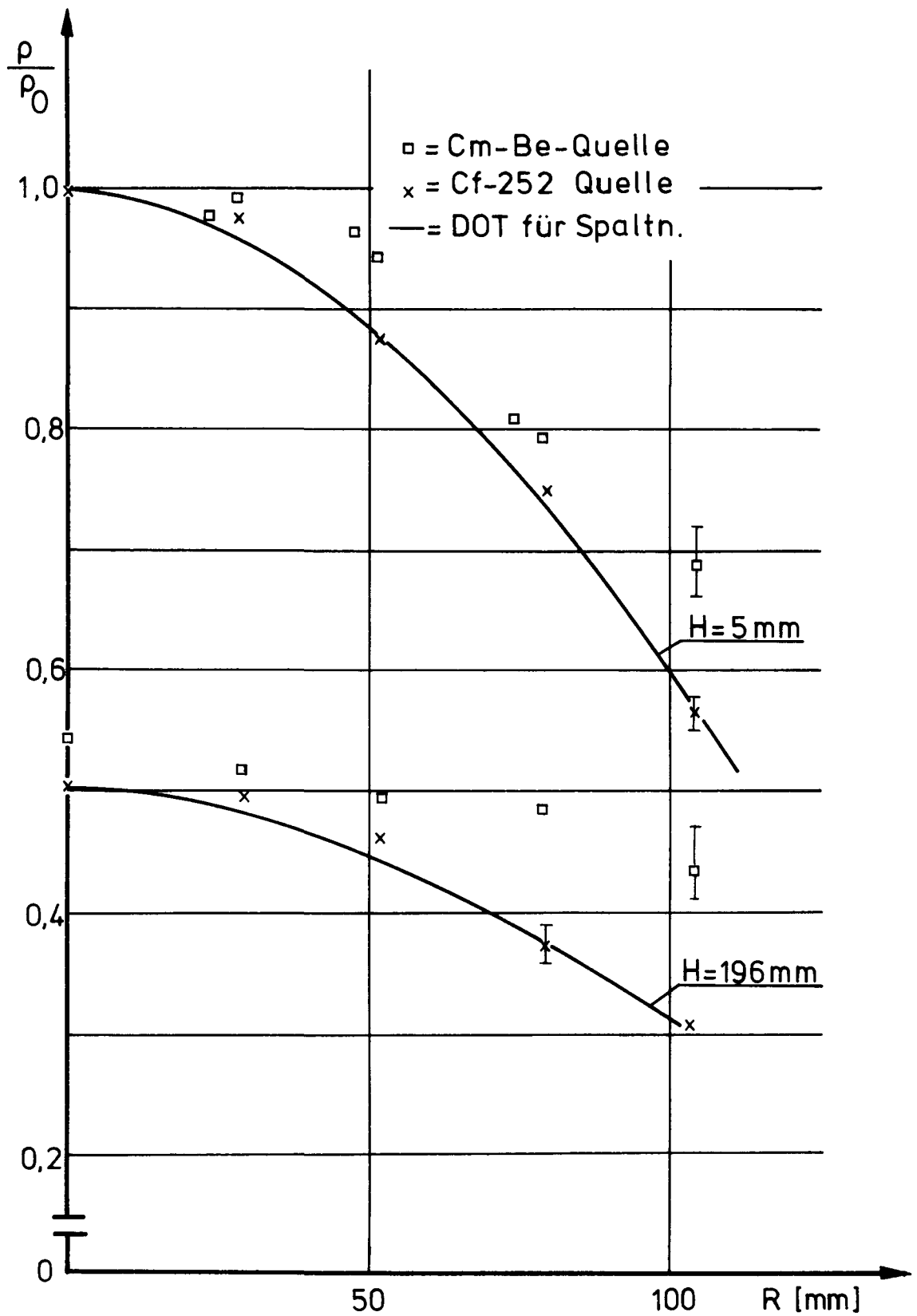
Leistungskalibrierung mit Hilfe der Rauschanalyse

Abb.:7-1



Abhängigkeit der Wertigkeit der Cf^{252} -Quelle von der Reaktorleistung (I-Kammer-Strom)

Abb: 7-2



Radiale Abhängigkeit der
 Einflußfunktion am
 Core III/2 (Coremittelebene)

Abb.:7-3