

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

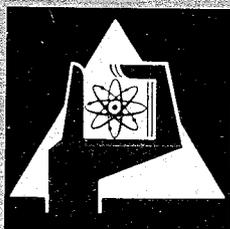
Juni 1967

KFK 592

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Untersuchungen an der Ladung 2 des  
Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktors STARK

L. Barleon, A. Bayer, Chr. Brückner, K. Burkart  
D. Kuhn, G. Kußmaul, H. Meister, D. Stegemann



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1967

KFK 592

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Untersuchungen an der Ladung 2 des  
Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktors STARK<sup>+</sup>

von

L.Barleon, A.Bayer, Chr.Brückner, K.Burkart,  
D.Kuhn, G.Kußmaul, H.Meister, D.Stegemann,

zusammengestellt von

H. Meister

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe

<sup>+</sup> Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe, auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.

Als Manuskript vervielfältigt.  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor.

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG mbH., KARLSRUHE

# Inhalt

## Einleitung

### 1. Aufbau der Ladung 2

- 1.1 Reaktor
- 1.2 Schnelle Zone
- 1.3 Übrige Zonen

### 2. Messungen

- 2.1 Kritisches Experiment
- 2.2 Untersuchung der Fluß- und Leistungsverteilung
  - 2.2.1 Flußverteilung in der thermischen Zone
  - 2.2.2 Spaltratenverteilung in der schnellen Zone
  - 2.2.3 Radiale Spaltratenverteilung im Gesamtsystem
  - 2.2.4 Leistungseichung, Leistungsverteilung im Reaktor
  - 2.2.5 Leistungsdichteverteilung im Core und im Brennstoff
- 2.3 Untersuchung des Spektrums in der schnellen Zone
  - 2.3.1 Spaltraten und Spaltratenverhältnisse
  - 2.3.2 Messungen mit Resonanzdetektoren im keV-Gebiet
  - 2.3.3 Messungen mit Rhodium- und Indiumfolien
- 2.4 Reaktivitätsmessungen in der thermischen Zone
  - 2.4.1 Methoden und Meßanordnung
  - 2.4.2 Reaktivitätseichung von Regel- und Sicherheitsplatten
  - 2.4.3 Temperaturkoeffizient der Reaktivität
  - 2.4.4 Messung des Voidkoeffizienten in der thermischen Zone
  - 2.4.5 Reaktivitätswert von Brennstoffplatten
- 2.5 Reaktivitätsmessungen in der schnellen Zone
  - 2.5.1 Reaktivitätswert axial ausgedehnter Proben
  - 2.5.2 Messungen mit dem Pile-Oszillator
- 2.6 Kinetische Messungen nach der Pulsmethode

### 3. Multigruppenrechnungen

- 3.1 Eindimensionale Reaktorrechnungen
- 3.2 Störungsrechnung

### 4. Diskussion der Ergebnisse

- 4.1 Neutronenspektrum in der schnellen Zone
- 4.2 Reaktionsraten und Spektralindizes
- 4.3 Reaktivitätswerte von Materialproben im Corezentrum
- 4.4 Integrale Reaktorparameter
- 4.5 Schlußfolgerungen



## Einleitung

Dieser Bericht bringt eine Zusammenstellung und Diskussion der wichtigsten experimentellen Ergebnisse, die an der Ladung 2 des schnell-thermischen Argonaut-Reaktors STARK erhalten wurden.

Die schnelle Zone des Reaktors enthielt als Spaltstoff 44,5 kg  $U^{235}$  bei einer mittleren Anreicherung von 7,10 Gew.% sowie als Zusatzmaterialien Aluminium,  $Al_2O_3$  und 1,6 Vol.% Polypropylen ( $(CH_2)_n$ ). Durch die Beimengung des wasserstoffhaltigen Materials wurde ein verhältnismäßig weiches Neutronenspektrum erzielt, das dem eines dampfgekühlten schnellen Reaktors ähnlich ist.

Für die thermische Treiberzone war eine Brennstoffmenge von 6,79 kg  $U^{235}$  (19,8 Gew.% Anreicherung) erforderlich, um ein kritisches Gesamtsystem zu erhalten.

Der Anteil der schnellen Zone an der gesamten Reaktorleistung betrug 9,6%. Wegen des geringen Leistungsanteils kamen die kinetischen Eigenschaften gekoppelter Reaktorsysteme bei dieser Anordnung noch nicht zur Geltung. Der Reaktivitäts- bzw. Leistungsanteil der schnellen Zone war jedoch ausreichend, um eine Reihe von Experimenten durchführen zu können, die Aufschluß über das dort herrschende Neutronenspektrum geben.

Das Experimentierprogramm zur Untersuchung der reaktorphysikalischen Eigenschaften der Ladung 2 umfaßte unter anderem

Messung der Fluß- und Spaltratenverteilung,  
Messung von Spektralindizes in der schnellen Zone,  
Bestimmung der Reaktivitätswerte von Materialproben,  
kinetische Untersuchungen nach der Pulsmethode.

Die Ergebnisse der Messungen wurden mit Multigruppenrechnungen verglichen. Hierbei zeigte sich, daß die wichtigsten Reaktorparameter durch Diffusionsrechnungen mit dem 26-Gruppen-ABN-Satz  $\underline{17}$  in den Grundzügen richtig beschrieben werden. Größere Abweichungen von den Rechnungen zeigten sich allerdings im niederenergetischen Teil des Spektrums sowie bei den Reaktivitätswerten von Materialproben.

## 1. Aufbau der Ladung 2

### 1.1 Reaktor

Der Aufbau des STARK ist in Abb.1 schematisch dargestellt. Die das Innere des Reaktors bildende schnelle Spaltzone (a) besteht aus 37 Edelstahlrohren (Brennstoffhaltern) zur Aufnahme der Corematerialien, die in Form von quadratischen Plättchen vorliegen. Die schnelle Zone (mittlerer Durchmesser 37,2 cm) ist in Radialrichtung zunächst von einem achteckigen, im Mittel 5,6 cm dicken Mantel (b) aus Natururan umgeben. Darauf folgen eine aus Graphit bestehende Zwischenzone (c), dann das ringförmige Argonaut-Core (d+e) als thermische Treiberzone und schließlich der äußere Graphitreflektor (f) mit der thermischen Säule und den Experimentierkanälen.

Aufgabe des zwischen schneller und thermischer Zone angeordneten Natururanmantels ist es, die von außen ins schnelle Core einfallenden langsamen Neutronen abzuschwächen und damit eine spitzenförmige Erhöhung der Spaltleistungsdichte am Rande der schnellen Zone zu verhindern, die u.a. die Einstellung eines schnellen Neutronenspektrums erschweren würde.

Die Regelung und Abschaltung des Reaktors erfolgt durch zwölf Kadmiumplatten am äußeren Rande der thermischen Zone, von denen drei ( $R_1, R_2, R_3$ ) als Regelplatten, die übrigen (drei Gruppen  $S_1, S_2, S_3$  mit je drei Platten) als Sicherheitsplatten wirken. Zur Unterstützung des Abschaltsystems dient ein Brennstoffhalter ( $S_4$ ) der schnellen Zone, der vertikal beweglich ausgeführt ist und dessen Oberteil einen mit Borkarbid gefüllten Aufsatz trägt.

Genauere Angaben über Aufbau und Sicherheitsphilosophie des STARK finden sich in früheren Arbeiten [2,3].

### 1.2 Schnelle Zone

Die Materialzusammensetzung der schnellen Zone von Ladung 2 wurde durch die Menge des seinerzeit verfügbaren Spaltmaterials (etwa 45 kg  $U^{235}$ ) wesentlich mitbestimmt. Darüberhinaus war geplant, daß das Neutronenspektrum (wie bei einem dampfgekühlten schnellen Reaktor) einen merklichen Anteil im Energiebereich unterhalb 10 keV aufweisen soll. Zur "Erweichung" des Spektrums wurde ein Zusatz von wasserstoffhaltigem Material gewählt.

Vorüberlegungen führten dann zur Festlegung des folgenden Beladeschemas: Jeder der 37 Brennstoffhalter enthält im Corebereich eine Füllung von horizontal geschichteten Plättchen (Abmessungen  $5,07 \times 5,07 \times 0,314 \text{ cm}^3$ ) aus 19,86 Gew.% angereichertem Uranmetall (a), Natururanmetall (b),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (c) und Reinaluminium mit eingearbeitetem Polypropylen (d) im 38 mal wiederholten Zyklus (s. Abb.2):

(b)(a)(c)(b)(d); (b)(a)(c)(b)(d); ... (b)(a)(c)(b)(d) .

Die gesamte Füllhöhe des Corebereichs beträgt 59,9 cm. Die Füllung wird an beiden Enden abgeschlossen von 3,5 bzw. 8,8 cm dicken Reflektoren aus Natururan, gebildet aus je 3 Natururanblöcken ( $5,07 \times 5,07 \times 2,54 \text{ cm}^3$ ) und 3 bzw. 4 Natururanplättchen. Insgesamt enthält die schnelle Zone

19,86 % angereichertes Uran:	1406 Plättchen = 208,882 kg
Natururan:	2312 Plättchen = 418,533 kg
$\text{Al}_2\text{O}_3$ :	1406 Plättchen = 42,413 kg
Al + Polypropylen:	1406 Plättchen = 26,745 kg Al + 0,935 kg $(\text{CH}_2)_n$ + 0,070 kg Araldit,

dazu im oberen Reflektor:

Natururan:	148 Plättchen und 111 Blöcke = 159,002 kg
------------	--

im unteren Reflektor:

Natururan:	111 Plättchen und 111 Blöcke = 153,495 kg .
------------	--

Im schnellen Core sind damit 44,538 kg  $\text{U}^{235}$ , im oberen und unteren Reflektor zusammen 2,195 kg  $\text{U}^{235}$  enthalten. Die mittlere Brennstoffanreicherung im Core beträgt 7,10 Gew.%.

In Tab.1 sind die wichtigsten Daten der verwendeten Corematerialien zusammengestellt. Die Plättchen und Blöcke aus Uranmetall sind mit einem  $12\mu$  dicken Nickelüberzug versehen, der eine Ausbreitung von  $\alpha$ -Aktivität verhindern soll. Die Aluminiumplättchen wurden aus 3 mm starkem Reinaluminiumblech ausgestanzt. Jedes Plättchen erhielt auf einer Seite eine 1,1 mm tiefe kreisförmige Ausdrehung, in die ein 1 mm dickes Scheibchen aus Polypropylen ( $(\text{CH}_2)_n$ ) von 30 mm Durchmesser eingelegt und mit Araldit befestigt wurde. Die Oberfläche des Plättchens wurde mit einer 0,1 mm dicken Aluminiumfolie abgedeckt. Als mittlere Gewichtsanteile der einzelnen Materialien ergaben sich:

Aluminium:	19,02 g
Polypropylen:	0,665 g
Araldit:	0,05 g .

Das Beladeschema der Abb.2 führt damit zu folgender Materialzusammensetzung im Corebereich der schnellen Zone:

≈20% angereichertes Uran	17,47 Vol.%
Natururan	34,95 Vol.%
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	17,47 Vol.%
Aluminium	15,33 Vol.%
Polypropylen	1,60 Vol.%
Nickel <sup>+</sup> )	0,47 Vol.%
Hüllrohre <sup>++)</sup>	7,13 Vol.%
Leervolumina	5,03 Vol.%

Die direkt aus den Plättchengewichten errechneten Teilchendichten der einzelnen Substanzen sind in Tab.2 angegeben.

### 1.3 Übrige Zonen

Der Reaktor wurde durch Steigerung der Brennstoffmenge in der thermischen Zone kritisch gemacht (s. Abschnitt 2.1).

Die thermische Zone besteht wie bei Ladung 1 aus 24 Argonaut-Brennelementen und dazwischengeschobenen Graphitkeilen. Jedes Element enthält bei normaler Beladung 13 bzw. 14 Brennstoffplatten mit je 20,33 g U<sup>235</sup> bei einem Plattenabstand von 6,2 mm; der Außenbereich der Brennelemente ist mit Graphitplatten ausgefüllt. Die Betriebstemperatur des Moderatorwassers beträgt 30°C.

An den übrigen Zonen des Reaktors wurden gegenüber Ladung 1 keine Veränderungen vorgenommen. Angaben zur Geometrie und Materialzusammensetzung dieser Zonen finden sich im Bericht über die Ladung 1 [47].

---

<sup>+</sup>) Nickelüberzug der Uranplättchen

<sup>++)</sup> Edelstahl mit 19,7 Gew.% Cr, 10,7 Gew.% Ni.

## 2. Messungen

### 2.1 Kritisches Experiment

Im Ausgangszustand für das kritische Experiment waren die Brennstoffhalter der schnellen Spaltzone vollständig mit Natururan gefüllt, ausgenommen das bereits mit Corematerial beladene Abschaltelement  $S_4$ . Die 24 Brennelemente der thermischen Zone enthielten je 10 Brennstoffplatten, der nach außen hin im Ringtank freibleibende Raum war mit Graphitplatten ausgefüllt. Die Spaltstoffmenge in der thermischen Zone ( $4,992 \text{ kg U}^{235}$ ) betrug rund 80% des für den kritischen Reaktor vorausgerechneten Wertes (s. Tab.10), der Multiplikationsfaktor des Gesamtsystems lag bei 0,35.

Als Neutronenquelle diente die unter die thermische Zone gefahrene Sb-Be-Quelle des Reaktors mit einer Quellstärke von rund  $3 \cdot 10^6 \text{ n/sec}$ .

Für die Messung der unterkritischen Multiplikation waren die beiden Zählrohrkanäle (I, II) der Reaktorinstrumentierung eingesetzt, deren  $\text{BF}_3$ -Zählrohre auf dem Membrandeckel über dem thermischen Core lagen. Hinzu kamen ein Meßkanal (III) mit  $\text{BF}_3$ -Zählrohr im Experimentierkanal  $T_{\text{Ost}}$ , d.h. im Graphitreflektor, und ein Meßkanal (IV) mit  $\text{U}^{235}$ -Spaltkammer im Vertikalkanal  $V_{\text{West}}$  des Natururanmantels.

Das kritische Experiment begann nach den Vorschriften des Sicherheitsberichts [2] mit dem schrittweisen Beladen der schnellen Zone durch Austausch der mit Natururan gefüllten Brennstoffhalter gegen die mit Corematerial beladenen.

In Tab.3 sind die 5 Beladeschritte im einzelnen angegeben. An jeden Schritt schloß sich die Messung der Multiplikation  $M$  bei eingefahrenen und bei ausgefahrenen Regelplatten an. Die Moderatorwassertemperatur in der thermischen Zone betrug dabei  $80^\circ\text{C}$ , alle Sicherheitselemente waren ausgefahren. Abb.3 zeigt die mit Kanal III erhaltene  $1/M$ -Kurve. An ihr wird deutlich, daß die Beladung des Zentrums der schnellen Zone im ersten Schritt eine weitaus geringere Erhöhung der Multiplikation bewirkt als die der folgenden Sektorbeladungen, mit denen eine immer engere Kopplung an die thermische Zone hergestellt wurde. Der Reaktor blieb beim Beladen der schnellen Zone erwartungsgemäß unterkritisch, die Multiplikation stieg um den Faktor 1,35 (Mittelwert aus den Meßdaten der vier Kanäle).

An die Beladung der schnellen Zone schloß sich die Auffüllung der thermischen Zone in weiteren vier Schritten an (Tab.3), bis der Reaktor schließlich beim Ausfahren der letzten Regelplatte kritisch wurde.

Nach jedem Beladeschritt wurden wieder Multiplikationsmessungen vorgenommen. Die mit Kanal III bei ausgefahrenen Regelplatten erhaltene  $1/M$ -Kurve ist gemeinsam mit der  $1/M$ -Kurve für das kritische Experiment an Ladung 1 in Abb.4 aufgetragen. Sie wurde dabei so normiert, daß der Meßwert für den Ausgangszustand des kritischen Experiments bei Ladung 2 (240 Brennstoffplatten) mit dem  $1/M$ -Wert für den bis auf die Beladung des Abschaltstabs identischen Zustand beim kritischen Experiment an Ladung 1 zusammenfällt. Auf diese Weise wurde eine beim leeren Reaktor beginnende  $1/M$ -Kurve für Ladung 2 erhalten. Der Sprung bei 240 Brennstoffplatten beschreibt die Multiplikationsänderung beim Beladen der schnellen Zone.

Die  $1/M$ -Kurven liefern als Voraussagen für die kritische Masse bei  $30^{\circ}\text{C}$  Coretemperatur:

Kanal I, II, IV :	$m_{\text{krit}} = 326$ Brennstoffplatten
Kanal III :	$m_{\text{krit}} = 325,5$ "

Eine Kontrollmessung mit streng symmetrischer Beladung der thermischen Zone (s. Tab.3) ergab durch Vergleich mit den zwischenzeitlich geeichten Regelplatten schließlich:

$$m_{\text{krit}} = 326,3 \text{ Brennstoffplatten.}$$

Die kritische Masse der thermischen Zone bei Ladung 2 kann also mit einer Unsicherheit von  $\pm 1$  Brennstoffplatte bei  $30^{\circ}\text{C}$  Coretemperatur angegeben werden zu

$$\begin{aligned} m_{\text{krit}} &= 326 \pm 1 \text{ Brennstoffplatte} \\ &= \underline{\underline{6,791 \text{ kg U}^{235} \pm 0,25 \%}} \end{aligned}$$

## 2.2 Untersuchung der Fluß- und Leistungsverteilung

### 2.2.1 Flußverteilung in der thermischen Zone

Die Verteilung des thermischen und epithermischen Flusses in der thermischen Zone wurde nach der Zweifolienmethode mit Cu-Au-Sondenpaaren in vertikaler, radialer und azimuthaler Richtung bestimmt. Der thermische Fluß  $\phi_{\text{th}}$  und der epithermische Fluß  $\phi_{\text{ep}}$  ergeben sich aus den auf Sättigung umgerechneten Sondenaktivitäten  $Z_{\text{Cu}}$ ,  $Z_{\text{Au}}$  jeweils zu

$$\begin{aligned} \phi_{th} &= \frac{1}{\alpha_{Au}} \frac{Z_{Cu} - b Z_{Au}}{a - b} ; & \alpha_{Au} &= \frac{N_L}{A} \sigma_{act} \cdot g_{act} , \\ \phi_{ep} &= \frac{1}{\beta_{Au}} \frac{a Z_{Au} - Z_{Cu}}{a - b} ; & \beta_{Au} &= \frac{N_L}{A} I_{eff} , \end{aligned} \quad (2.1)$$

mit

thermischer Aktivierungsquerschnitt von Au :	$\sigma_{act} = 98,80$ barn
Westcott-Faktor für Au bei 80°C :	$g_{act} = 1,0086$
effektives Resonanzintegral von Au (Foliendicke $\delta = 7,6$ bis $8,7$ mg/cm <sup>2</sup> ) :	$I_{eff} = 1002$ barn .

Die Faktoren a und b geben die Verhältnisse der Sättigungsaktivitäten der mit rein thermischen Neutronen bzw. im Reaktorcore unter Cadmium bestrahlten Folienpaare an. Der Faktor a war von früheren Messungen her bekannt, b ergab sich aus Messungen an der Ladung 2:

$$a = (Z_{Cu}/Z_{Au})_{th} = 0,042 ; \quad b = (Z_{Cu}/Z_{Au})_{Cd} = 0,0046 .$$

Um zur Bestimmung des axialen Reflektorsavings eine bessere Auflösung der Vertikalverteilung zu erreichen, erfolgte zusätzlich zu den Sondenmessungen eine Relativmessung mit einer kleinen U<sup>235</sup>-Spaltkammer (20<sup>th</sup> Century Electronics, Nadelkammer FC-08), die an die Absolutwerte aus den Zweifolienmessungen angeschlossen wurde.

Die Reaktorleistung betrug während der Folienbestrahlungen 11,6 Watt (s. Abschnitt 2.2.4), die Temperatur in der thermischen Zone 80°C. Um Flußverzerrungen durch eingefahrene Regelplatten zu vermeiden, wurde der Reaktor mit einer Überschußreaktivität von nur 0,05 % betrieben, wobei die um 90° gegen die Meßpositionen versetzte Regelplatte R<sub>1</sub> um 7,4 cm (= 15,7 % Vollhub) eingefahren war.

Abb.5 bis Abb.7 zeigen die Ergebnisse der Flußmessungen, bezogen auf eine Reaktorleistung von 1 Watt. Eingetragen sind der thermische Fluß

$$\phi_{th} = v_0 \int_0^{E_{Cd}} n(E) dE \quad (2.2)$$

( $v_0 = 2200$  m/sec,  $E_{Cd} \approx 0,4$  eV) sowie der epithermische Fluß  $\phi_{ep}$  pro Lethargieeinheit, gemessen bei der Au-Resonanz ( $E = 4,9$  eV). Die in zwei Meßreihen erhaltenen Werte stimmen gut überein.

Die Vertikalverteilung des thermischen Flusses ist, wie aus Abb.5 hervorgeht, gegenüber der Reaktormittelebene um 1 cm nach unten verschoben. Es ist anzunehmen, daß diese Verschiebung von dem zwischen der Außenwand der thermischen Zone und dem Graphitreflektor befindlichen Luftspalt herrührt, der sich wegen der Ausnehmungen für die Regelplatten von unten nach oben erweitert. Die lokale Aufwölbung des thermischen Flusses nahe der Coremitte erklärt sich durch einen ringförmigen, in den Graphitkeilen der thermischen Zone ausgesparten Wasserkanal.

Zur Bestimmung der extrapolierten Corehöhe wurde in den ungestörten Teil der Vertikalverteilung eine Kosinusfunktion eingepaßt. Hierbei ergab sich:

oberes Reflektorsavings	$\delta_o = 10,5 \pm 1,0$ cm
unteres Reflektorsavings	$\delta_u = 12,5 \pm 1,0$ cm
geometrische Corehöhe	$H = 61,0$ cm
extrapolierte Corehöhe	$H_{\text{eff}} = 84,0 \pm 1,6$ cm .

Die in Abb.6 dargestellte Azimutalverteilung des thermischen Flusses innerhalb der thermischen Zone zeigt einen nahezu rotationssymmetrischen Verlauf. Eine Störung der Flußverteilung durch die Regelplatte  $R_1$  ist nicht festzustellen.

Die gemessenen Radialverteilungen von  $\phi_{\text{th}}$  und  $\phi_{\text{ep}}$  sind zusammen mit den aus der 26-Gruppenrechnung folgenden Verteilungen in Abb.6 und Abb.7 aufgetragen. Die Meßkurve für  $\phi_{\text{ep}}$  ist gegenüber der Rechnung nach innen zu stärker aufgewölbt, was auf die wegen der Graphitkeile nach innen zunehmende Brennstoffkonzentration zurückzuführen ist (s. Abb.1).

### 2.2.2 Spaltratenverteilung in der schnellen Zone

Die Spaltratenverteilung in der schnellen Zone wurde im Zusammenhang mit den Spektralindex-Messungen des Abschnitts 2.3.1 bestimmt. Zur Messung dienten geeichte  $U^{235}$ - und  $U^{238}$ -Spaltkammern von 6 mm Durchmesser, die in einem im Brennstoffhalter ausgesparten Kanal senkrecht verfahren werden konnten. In insgesamt 9 verschiedenen Radialpositionen der schnellen Zone und im Kanal  $V_{\text{west}}$  des Natururanmantels wurden auf diese Weise Messungen von Axialtraversen bzw. Spaltratenmessungen in der Coremittelebene durchgeführt.

Einige der gefundenen Axialverteilungen der  $U^{235}$ - und  $U^{238}$ -Spaltraten  $n^{25}$  und  $n^{23}$  (angegeben in Spaltungen pro Kern und sec) sind in Abb.3 und Abb.9 dargestellt. Wie bei der Flußverteilung in der thermischen Zone ist auch hier eine leichte Asymmetrie bezüglich der Reaktormittelebene zu beobachten.

An die auf der Mittelachse des schnellen Cores (Pos.19) gemessenen Verteilungen wurden Kosinusfunktionen angepaßt. Als effektive Corehöhe ergab sich

$$\begin{array}{ll} \text{aus der } U^{235}\text{-Verteilung} & H_{\text{eff}} = 86,0 \pm 2,0 \text{ cm ,} \\ \text{aus der } U^{238}\text{-Verteilung} & H_{\text{eff}} = 80,0 \pm 4,0 \text{ cm .} \end{array}$$

Die Unterschiede in der Corehöhe gegenüber der thermischen Zone liegen noch im Rahmen der Meßunsicherheiten.

### 2.2.3 Radiale Spaltratenverteilung im Gesamtsystem

Die in der Coremittelebene gemessene Radialverteilung der  $U^{235}$ - und  $U^{238}$ -Spaltraten ist in Abb.10 dargestellt. Die Werte in der schnellen Zone stammen aus der Spaltkammer-Messung, diejenigen der thermischen Zone wurden aus den in 2.2.1 gemessenen Flüssen errechnet.

Für die äußeren Randpositionen der schnellen Zone ergab sich, insbesondere bei der  $U^{235}$ -Spaltrate, eine merkliche Streuung der Meßwerte (vgl. auch Abb.12), die durch den stufenförmigen Verlauf der Grenzfläche zwischen Core und Uranmantel zustande kommt. Um beim Vergleich mit zylindersymmetrischen Rechnungen diesen Effekt näherungsweise zu eliminieren, wurden für die Randpositionen der schnellen Zone effektive Radialabstände  $r_{\text{eff}}$  eingeführt, die den Einfluß des Abstandes der verschiedenen Meßorte vom Natururanmantel berücksichtigen sollen. Dazu wurde für diese Positionen der über den Querschnitt des Brennstoffhalters gemittelte Abstand  $a_{\text{eff}}$  vom Natururanmantel bestimmt und mit  $r_m$  als mittlerem Innenradius des Uranmantels definiert:

$$r_{\text{eff}} = r \frac{r_m}{r + a_{\text{eff}}} \quad (2.3)$$

Bei Verwendung von  $r_{\text{eff}}$  statt  $r$  ergibt sich, wie Abb.10 zeigt, ein nahezu glatter Spaltratenverlauf.

Aus früheren Messungen [4] mußte geschlossen werden, daß die  $U^{235}$ -Spaltrate im Vertikalkanal des Natururanmantels mit einem starken radialen Gradienten behaftet ist. Dies wurde durch Messung mit der  $U^{235}$ -Nadelkammer nachgeprüft. Es ergab sich bei einer Radialverschiebung um 20 mm nach der Reaktorachse hin eine Abnahme der Spaltrate um den Faktor 0,312 (vgl. Abb.10). Auf Grund dieser Messung wurde die  $U^{235}$ -Spaltrate im Natururanmantel auf den äußeren Rand des Kanals extrapoliert und in dieser Position in die Radialverteilung eingetragen. Die  $U^{238}$ -Spaltrate, die dort einen sehr flachen Verlauf aufweist, ist dagegen am tatsächlichen Meßort eingezeichnet.

Die in Abb.10 aufgetragene  $U^{235}$ -Spaltrate in der thermischen Zone wurde aus den in Abschnitt 2.2.1 absolut gemessenen Flüssen  $\phi_{th}$  und  $\phi_{ep}$  errechnet:

$$n^{25} = g_{fiss} \sigma_{th}^{25} \phi_{th} + \sigma_{ep}^{25} \phi_{ep} \quad (2.4)$$

mit  $\sigma_{th}^{25} = 532$  barn,  
 $g_{fiss} = 0,9622$  (Westcott-Faktor für  $U^{235}$  bei  $80^{\circ}C$ ),  
 $\sigma_{ep}^{25} = 429$  barn (s. Abschnitt 2.2.4).

Zwischen der thermischen Zone (Brennelement 15, Pos. 5/6,  $r = 34,8$  cm) und der Zentralposition der schnellen Zone wurde außerdem eine Relativmessung der  $U^{235}$ -Spaltrate mit der Nadelkammer vorgenommen. Diese Messung ermöglicht einen direkten Vergleich der Absoluteichung der beiden Meßverfahren (Folien- und Spaltkammermessung). Hierbei zeigte sich, daß die Au-Cu-Folienmessung gegenüber der Spaltkammer um 11% höhere Spaltraten lieferte, was durch die Unsicherheit der Absoluteichung beider Verfahren zu erklären ist.

Um für den Vergleich mit Rechnungen eine von Eichfehlern unbeeinflusste radiale Spaltratenverteilung innerhalb des gesamten Reaktors zu erhalten, wurden bei der Auftragung in Abb.10 und der Leistungsbestimmung in Abschnitt 2.2.4/5 die Spaltraten im schnellen Core über die Nadelkammermessung an die aus den Folienmessungen stammenden Spaltratenwerte der thermischen Zone angeschlossen. Die aus der 26-Gruppenrechnung folgende Kurve wurde hieran bei  $r = 34,8$  cm angepaßt.

Nach Abb.10 steht das gemessene Verhältnis der  $U^{235}$ -Spaltraten in der Mitte des schnellen Cores und in Pos.5/6 der thermischen Zone im Einklang mit der Rechnung. Dagegen sind im Bereich des Natururanmantels und am Rande der schnellen Zone deutliche Abweichungen von der gerechneten Kurve festzustellen. Eine Diskussion dieser Abweichungen findet sich in Abschnitt 4.

#### 2.2.4 Leistungseichung, Leistungsverteilung im Reaktor

Für die Ermittlung der gesamten Reaktorleistung  $L$  werden die bei einer bestimmten, von der Reaktorinstrumentierung relativ angezeigten Leistung gemessenen Fluß- und Spaltratenverteilungen benutzt.

Die Leistung  $L_4$  der thermischen Zone (Zone 4) ergibt sich aus den räumlich gemittelten Flüssen  $\bar{\phi}_{th}$  und  $\bar{\phi}_{ep}$

$$L_4 = (g_{fiss}^{25} \sigma_{th}^{25} \bar{\phi}_{th} + \sigma_{ep}^{25} \bar{\phi}_{ep}) E_{sp} \cdot Z_{th}^{25} \quad (2.5)$$

mit  $E_{sp} = 197,8 \text{ MeV} = \text{Energie pro Spaltung}$ ,

$Z_{th}^{25} = \text{Anzahl der Spaltstoffkerne } (U^{235}) \text{ im thermischen Core.}$

Der Beitrag der  $U^{238}$ -Spaltung im thermischen Core erweist sich als vernachlässigbar klein.

Als Wirkungsquerschnitt für thermische Spaltung von  $U^{235}$  wurde  $\sigma_{th}^{25} = 582 \text{ barn}$  eingesetzt, korrigiert durch den Westcott-Faktor bei  $30^\circ\text{C}$ ,  $g_{fiss} = 0,9622$ . Die Spaltung durch epithermische und schnelle Neutronen wird durch den effektiven Querschnitt  $\sigma_{ep}^{25}$  berücksichtigt, der aus der Mittelung des 26-Gruppenquerschnitts  $\sigma_{fi}^{25}$  mit den gerechneten Gruppenflüssen hervorgeht:

$$\sigma_{ep}^{25} = \frac{\sum_{i=1}^{25} \phi_i \sigma_{fi}^{25}}{\phi_{21}/\Delta u} ; \quad (2.6)$$

$\phi_{21}/\Delta u$  entspricht dabei dem bei der Goldresonanz gemessenen Fluß  $\phi_{ep}$ .

Es ergibt sich nach Gl.(2.6)

$$\sigma_{ep}^{25} = 429 \text{ barn} .$$

Aus den gemessenen Flußverteilungen wurde ermittelt

$$\bar{\phi}_{th} = 2,71 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2 \text{ sec} ,$$

$$\bar{\phi}_{ep} = 3,16 \cdot 10^6 \text{ n/cm}^2 \text{ sec} .$$

Die eingebaute  $U^{235}$ -Menge betrug 6,311 kg. Damit ist

$$L_4 = 9,1 \pm 0,4 \text{ Watt.}$$

Die Leistung der Innenzone setzt sich zusammen aus der Leistung im schnellen Core ( $L_{1C}$ ), der Leistung im oberen und unteren Blanket ( $L_{1B}$ ), und der Leistung im Natururanmantel ( $L_2$ ):

$$L_{1C} + L_{1B} + L_2 = \left[ (\overline{n_{1C}^{25}} \cdot Z_{1C}^{25} + \overline{n_{1C}^{28}} \cdot Z_{1C}^{28}) + (\overline{n_{1B}^{25}} \cdot Z_{1B}^{25} + \overline{n_{1B}^{28}} \cdot Z_{1B}^{28}) + (\overline{n_2^{25}} \cdot Z_2^{25} + \overline{n_2^{28}} \cdot Z_2^{28}) \right] E_{sp} \quad (2.7)$$

wobei  $\overline{n_i^x}$  die räumlich gemittelten  $U^{235}$ - bzw.  $U^{238}$ -Spaltraten pro Kern im Core (1C), Blanket (1B) und Natururanmantel (2),  $Z_i^x$  die Anzahl der  $U^{235}$ - bzw.  $U^{238}$ -Kerne in diesen Teilzonen angeben. Die Mittelung wurde, von den gemessenen und, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben an die Spaltratenwerte der thermischen Zone angeschlossenen Verteilungen ausgehend, graphisch durchgeführt. Die Radialverteilung mußte dabei unter Verwendung des gerechneten Kurvenverlaufs bis zum äußeren Rand des Natururanmantels extrapoliert werden.

Die mittleren Spaltraten und die Kernzahlen in den drei Teilzonen sind:

Core:	$\overline{n_{1C}^{25}} = 2,31 \cdot 10^{-16}$ Sp/Kern	$\overline{n_{1C}^{28}} = 4,85 \cdot 10^{-18}$ Sp/Kern
Blanket:	$\overline{n_{1B}^{25}} = 1,05 \cdot 10^{-16}$ Sp/Kern	$\overline{n_{1B}^{28}} = 1,41 \cdot 10^{-18}$ Sp/Kern
Uranmantel:	$\overline{n_2^{25}} = 11,26 \cdot 10^{-16}$ Sp/Kern	$\overline{n_2^{28}} = 5,21 \cdot 10^{-18}$ Sp/Kern
Core:	$Z_{1C}^{25} = 11,43 \cdot 10^{25}$ Kerne	$Z_{1C}^{28} = 15,02 \cdot 10^{26}$ Kerne
Blanket:	$Z_{1B}^{25} = 0,55 \cdot 10^{25}$ Kerne	$Z_{1B}^{28} = 7,57 \cdot 10^{26}$ Kerne
Uranmantel:	$Z_2^{25} = 2,44 \cdot 10^{25}$ Kerne	$Z_2^{28} = 33,57 \cdot 10^{26}$ Kerne

Die hieraus erhaltenen Leistungsanteile  $L_i/L$  der Zonen bzw. Teilzonen (Index i) sind zusammen mit der Gesamtleistung L des Reaktors in Tab.4 aufgeführt. Außerdem sind dort für den Vergleich mit eindimensionalen Rechnungen die Leistungsanteile  $\gamma_i = L_i/L$  in der Mittelebene des Reaktors angegeben, wie sie sich aus der radialen Spaltratenverteilung (Abb.10) und den Teilchendichten in der Reaktormittelebene ergeben.

## 2.2.5 Leistungsdichteverteilung im Core und im Brennstoff

Aus den gemessenen bzw. über die Neutronenflüsse errechneten Spaltraten  $n^{25}$  und  $n^{28}$  folgt bei bekannten mittleren Spaltstoffkonzentrationen  $N^{25}$ ,  $N^{28}$  in den einzelnen Reaktorzonen die in Abb.11 dargestellte radiale Spaltleistungsdichteverteilung im homogenisierten Core

$$S(r) = n^{25}(r) N^{25} + n^{28}(r) N^{28} . \quad (2.8)$$

Zur Beurteilung der Reaktorsicherheit interessiert außerdem die Leistungsdichteverteilung  $s(r)$  innerhalb der Brennstoffmaterialien, die man analog zu Gl.(2.8) aus den Spaltstoffkonzentrationen  $N_{Br}^{25}$ ,  $N_{Br}^{28}$  im Brennstoff erhält.

Als maximales Spaltleistungsdichteverhältnis zwischen schneller Zone (Plättchen aus 19,86 % angereichertem Uran) und thermischer Zone (Matrix der Brennstoffplatten) ergibt sich auf diese Weise

$$(s_1/s_4)_{\max} = 0,35 \pm 0,07 .$$

Dieser Wert bleibt weit unter dem laut Sicherheitsbericht  $\sqrt{2}$  bei 30°C höchstzulässigen Wert von 1,4.

## 2.3 Untersuchung des Spektrums in der schnellen Zone

### 2.3.1 Spaltraten und Spaltratenverhältnisse

Zur Untersuchung des Neutronenspektrums und seiner Ortsabhängigkeit in der schnellen Zone wurden Spaltraten und Spaltratenverhältnisse der Substanzen  $Th^{232}$ ,  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{238}$ ,  $Np^{237}$  und  $Pu^{239}$  bestimmt. Für die Messungen im Zentrum der schnellen Zone wurden absolute Parallelplatten-Spaltkammern, zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit geeichte zylindrische Spaltkammern verwendet.

Die Parallelplattenkammern (4 cm Durchmesser, 0,5 cm Plattenabstand) waren ähnlich aufgebaut wie die von KIRN  $\sqrt{5}$  beschriebenen, hatten jedoch eine kleinere Wandstärke (0,2 mm Aluminium) und wurden mit einer Argon-Methan-Mischung als Durchflußzähler betrieben. Jeweils zwei solcher Kammern waren, mit ihren Belegungen gegeneinandergesetzt, in einem Hohlraum des zentralen Brennstoffhalters untergebracht. Die Kammern waren mit den Substanzen  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{238}$  ( $\approx 300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) und  $Th^{232}$  ( $\approx 1000 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) beschichtet <sup>+</sup>, deren Massen durch Gravimetrie bekannt waren.

<sup>+</sup>) Die Schichten wurden hergestellt und gewogen von EURATOM, Central Bureau for Nuclear Measurements, Geel, Belgien.

Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit dienten Spaltkammern von 6 mm Durchmesser (20<sup>th</sup> Century Electronics, FC-4), die zuvor mit thermischen bzw. 14 MeV-Neutronen geeicht wurden. Im Falle von  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$  und  $\text{U}^{238}$  wurden sie bei einer späteren STARK-Beladung [6] an die Parallelplattenkammern angeschlossen.

Je vier dieser Spaltkammern waren zu einer Meßsonde zusammengefaßt, so daß sie gleichzeitig demselben Neutronenfluß ausgesetzt waren. Zur Messung von axialen Spaltratentraversen konnten die Meßsonden im schnellen Core mittels einer Hubvorrichtung senkrecht verfahren werden. Die Registrierung der Meßsignale erfolgte mit einer automatischen Vierkanal-Zählanlage [7].

Spaltratenmessungen wurden in neun Radialpositionen der schnellen Zone sowie im Kanal  $V_{\text{west}}$  des Natururanmantels durchgeführt (s. Abb.1). Für die Messungen im schnellen Core wurde ein Brennstoffhalter mit senkrechtem Zentralkanal (lichte Weite 1,7 cm) versehen, in den die Spaltkammern eingefahren werden konnten. Der aus einem Aluminium-Vierkantrohr bestehende Kanal war von senkrecht angeordneten Plättchen aus den verschiedenen Corematerialien mit der in Abb.2 angegebenen Schichtung umgeben. Um Störungen der Spaltratenverteilung durch Hohlräume in der schnellen Zone zu vermeiden, wurden nicht mehr als zwei solcher Meßelemente gleichzeitig eingesetzt und diese auch nicht in benachbarte Positionen.

Die in der Mittelebene der schnellen Zone gemessene Radialabhängigkeit der Spaltraten  $n^x(r)$  (pro Kern des Materials x) ist zusammen mit Ergebnissen von 26-Gruppenrechnungen in Abb.12 aufgetragen. In den folgenden Abbildungen 13 bis 15 ist die Ortsabhängigkeit von Spaltratenverhältnissen

$$\sigma_f^x / \sigma_f^y = n^x / n^y \quad (2.9)$$

relativ zu  $\text{U}^{235}$  und  $\text{U}^{238}$  dargestellt. Bei der Auswertung wurde der radiale Gradient der  $\text{U}^{235}$ - bzw.  $\text{U}^{238}$ -Spaltrate im Bereich der 4 Meßkammern an Hand von Abb.12 durch eine Korrektur berücksichtigt.

Die Axialverteilung (Abb.13) der Verhältnisse  $N_p^{237}/\text{U}^{235}$  und  $N_p^{237}/\text{U}^{238}$  zeigt im Innenbereich der schnellen Zone ( $-15 \text{ cm} < z < +15 \text{ cm}$ ) einen annähernd konstanten Verlauf, was auf die Einstellung eines ortsabhängigen Neutronenspektrums schließen läßt. Die Änderungen beider Spektralindizes am Rande der schnellen Zone ( $|z| \geq 20 \text{ cm}$ ) weisen auf eine starke Erweichung des Spektrums durch Moderation in den angrenzenden Natururan-

Reflektoren hin. Das für die Anwesenheit epithermischer Neutronen empfindliche Verhältnis  $\text{Pu}^{239}/\text{U}^{235}$  ist dagegen bis in den Bereich des Blankets hinein konstant; ein merkliches axiales Eindringen von außen kommender langsamer Neutronen ist also nicht festzustellen.

Auch die Radialverteilungen von  $\sigma_f^x/\sigma_f^y$  (Abb.14 und 15) zeigen, mit Ausnahme der Verhältnisse  $\text{U}^{233}/\text{U}^{235}$  und  $\text{Pu}^{239}/\text{U}^{235}$ , im Innenbereich ( $r \leq 10$  cm) des Reaktors ortsunabhängige Werte. Für eine genauere Diskussion dieser Kurven wird auf Abschnitt 4.2 verwiesen.

### 2.3.2 Messungen mit Resonanzdetektoren im keV-Gebiet

Zur Prüfung des Spektrums im keV-Gebiet wurden Sondenaktivierungen mit den Resonanzdetektoren  $\text{F}^{19}$ ,  $\text{Na}^{23}$  und  $\text{Al}^{27}$  durchgeführt. Die experimentelle Anordnung und die Datenauswertung wurden in einer früheren Arbeit [8] beschrieben. Zur Messung der  $\text{Na}^{23}$ -Aktivierung wurden NaF-Folien innerhalb der mit Corematerial gefüllten Brennstoffhalter in Pos. 19, 25 und 30 (Abb.1) sowie im leeren Kanal der Natururanzone bestrahlt. Die Folien waren von 1 mm Cd zur Abschirmung thermischer Neutronen umschlossen. Die Bestrahlung der "Teflon" ( $\text{F}^{19}$ )- und Aluminiumfolien erfolgte mit einer Rohrpostanlage in den leeren Positionen 19 und 34.

Abb.16 zeigt das aus der  $\gamma$ -Aktivität der Folien bestimmte Aktivierungsintegral oberhalb der Cd-Abschneideenergie  $E_{\text{Cd}} \approx 0,4$  eV in Abhängigkeit von der Radialposition. Die gerechnete Kurve wurde aus den Flüssen der 26-Gruppen-Diffusionsrechnung (Abschnitt 3) erhalten und bei  $r = 0$  an die Meßwerte angeschlossen. Die relativen Beiträge der Hauptresonanzen zur Gesamtaktivierung betragen nach der Rechnung

- 81 % bei  $\text{Na}^{23}$  (Hauptresonanz bei 2,95 keV),
- 63 % bei  $\text{F}^{19}$  (Hauptresonanzen bei 15,3 und 27,3 keV),
- 46 % bei  $\text{Al}^{27}$  (erste Resonanz bei 5,9 keV),
- 16 % bei  $\text{Al}^{27}$  (zweite Resonanz bei 35,0 keV).

Für  $\text{Na}^{23}$  und  $\text{F}^{19}$  ergibt sich im Rahmen der Fehlergrenzen eine befriedigende Übereinstimmung mit der Rechnung; die Abweichung des äußersten Meßpunkts bei  $\text{Na}^{23}$  ist durch radiales Streaming im leeren Kanal des Uranmantels zu erklären. Die Abweichung bei  $\text{Al}^{27}$ , das als solches auch in der Coremischung vorkommt, deutet auf eine Ortsabhängigkeit der (in der Rechnung als konstant vorausgesetzten) Resonanzabschirmfaktoren hin.

### 2.3.3 Messungen mit Rhodium- und Indiumfolien

In der Zentralposition der schnellen Zone wurden zur Untersuchung der Reaktionsraten  $\text{In}^{115}(n,\gamma)$ ,  $\text{In}^{115}(n,n')$  und  $\text{Rh}^{103}(n,n')$  Indiumsonden (18 mm Durchmesser,  $30 \text{ mg/cm}^2$ ) und Rhodiumsonden (18 mm Durchmesser,  $24,2 \text{ mg/cm}^2$ ) aktiviert. An den Bestrahlungspositionen wurden je ein  $\text{Al}_2\text{O}_3$ - und ein Al-Plättchen durch einen Aluminiumeinsatz mit Schublade ersetzt und die örtliche Reihenfolge der Materialplättchen einer geringfügigen Änderung unterworfen.

Die Bestimmung der Reaktionsanteile des Indium erfolgte durch Anpassung einer Summe von Exponentialfunktionen an die zeitlich verfolgte  $\beta$ -Aktivität der Folien.

Abb.17 zeigt die in Pos.19 erhaltenen Axialtraversen. Der relativ große Unterschied in den Kurvenverläufen, die man aus Messungen mit Hilfe der Schwellenreaktionen am Rhodium (40 keV) und Indium (335 keV) einerseits und mit Hilfe der  $(n,\gamma)$ -Reaktion am Indium andererseits erhält, weist auf eine Erweichung des Spektrums in der Nähe des Natururanblankets hin. Hierzu können zwei Effekte beitragen:

(a) der Wegfall der Spaltneutronenquelle im Blanket führt zu einer Verringerung des Neutronenanteils oberhalb  $\approx 100 \text{ keV}$ , der bei Messungen mit Schwellensonden einen großen Beitrag liefert.

(b) Schnelle und intermediäre Leckageneutronen aus der schnellen Zone erleiden im Natururanblanket, in der Gitterplatte und in den Brennelementköpfen aus Stahl eine Teilmoderation und werden ins schnelle Core reflektiert.

Zur Überprüfung der epithermischen Komponente der berechneten Spektren wurden außerdem Indiumsandwiches bestrahlt, die aus drei gleichdicken Folien zu je  $38 \text{ mg/cm}^2$  bestanden. Die Ergebnisse sind in Tab.5 gezeigt.

Den gerechneten Werten für das Aktivierungsverhältnis von Deckel ( $C_o$ )- zu Innensonde ( $C_i$ ) liegt das Spektrum nach der 26-Gruppen-Diffusionsrechnung zugrunde; die Dopplerverbreiterung der Resonanzen wurde nicht berücksichtigt. Die Rechnungen ergaben, daß die Abweichung des Aktivierungsverhältnisses  $C_o/C_i$  von 1 zu über 99% von Neutronen in der Nähe der 1,46 eV-Resonanz des Indiums herrührt.

Die große Diskrepanz zwischen dem berechneten Verhältnis  $C_o/C_i = 1,027$  und dem Meßwert 1,167 kann nur dadurch erklärt werden, daß die Rechnung den Spektrumsanteil der epithermischen Neutronen bei 1,46 eV stark unterschätzt. Um zu einer Übereinstimmung mit dem Experiment zu gelangen, müßte der Anteil der Neutronengruppen 22 bis 24 etwa um das Neunfache angehoben werden.

Ähnliche Messungen wurden auch mit Au-Sandwiches durchgeführt. Die Ergebnisse in Tab.5 zeigen jedoch, daß das Aktivierungsverhältnis  $C_o/C_i$  nur wenig von eins abweicht, so daß aus diesen Messungen keine genauen Schlüsse über das Spektrum gezogen werden können.

## 2.4 Reaktivitätsmessungen in der thermischen Zone

### 2.4.1 Methoden und Meßanordnung

Die Reaktivitätsmessungen erfolgten nach den gleichen Methoden wie bei Ladung 1 [4], wobei das Zeitverhalten des Neutronenflusses nach einer Reaktivitätsänderung des kritischen Reaktors beobachtet wird. Das System wird dabei als Punktreaktor betrachtet, auftretende ortsabhängige Effekte werden jedoch nach Möglichkeit bei der Auswertung eliminiert.

Aus den ortsunabhängigen kinetischen Gleichungen [4] folgt für das Zeitverhalten des Neutronenflusses nach einer sprungförmigen Änderung der Reaktivität des stationären kritischen Systems auf den Wert  $\rho$ :

$$\frac{n(t)}{n_o} = \sum_{j=0}^N A_j e^{s_j t} \quad (2.10)$$

Dabei bedeuten:

$n(t)$  die zeitabhängige Neutronendichte,

$n_o$  ihr Wert vor dem Reaktivitätssprung,

$N$  die Zahl der verzögerten Neutronengruppen <sup>+) ,</sup>

$s_j$  die  $N+1$  Lösungen der Inhourgleichung,

$$A_j = \frac{\Lambda + \sum_{i=1}^N \frac{\beta_i}{s_j + \lambda_i}}{\Lambda + \sum_{i=1}^N \frac{\beta_i \lambda_i}{(s_j + \lambda_i)^2}}, \quad \text{wobei } \beta_i \text{ und } \lambda_i \text{ die effektiven Bruchteile bzw. die Zerfallskonstanten der verzögerten Neutronen der Gruppe } i \text{ sind und } \Lambda \text{ die Generationszeit der prompten Neutronen.}$$

<sup>+) Wegen der Verschiedenheit der  $\lambda_i$  von  $U^{235}$  und  $U^{238}$  wurden die Rechnungen immer mit 12 verzögerten Neutronengruppen durchgeführt (s. Tab.13).</sup>

Ist  $\rho > 0$ , so erhält man eine positive Wurzel  $s_0$  und  $N$  negative Wurzeln  $s_{j \neq 0}$ . Man kann deshalb einige Zeit nach einer positiven Reaktivitätsänderung, wenn die Transienten abgeklungen sind, einen exponentiellen Flußanstieg beobachten (Periodenmessung):

$$n(t) \sim e^{\frac{t}{T}}, \quad (T = \frac{1}{s_0}) \quad (2.11)$$

Die Reaktivität ergibt sich dann aus der Inhourgleichung zu

$$\frac{\rho}{\beta} = \frac{\Lambda}{T\beta} + \sum_{i=1}^N \frac{a_i}{1+\lambda_i T} \approx \sum_{i=1}^N \frac{a_i}{1+\lambda_i T}, \quad \text{mit } a_i = \frac{\beta_i}{\beta} \quad (2.12)$$

Wird der Reaktor unterkritisch gemacht ( $\rho < 0$ ), so muß das gesamte Zeitverhalten nach Gl.(2.10) berücksichtigt werden. Es zeigte sich, daß der prompte Term in Gl.(2.10), d.h. der Term mit der kleinsten Wurzel  $s_N$ , stark von der Position des Detektors abhängt. Dieser Term äußert sich wegen  $|s_N| \gg |s_j|$ , für  $j \neq N$ , in einem ausgeprägten Sprung in  $n(t)$  unmittelbar nach einer Reaktivitätsänderung, der stark ortsabhängig ist. Einige Sekunden später wird das Verhalten durch die verzögerten Terme  $j \neq N$  bestimmt, bei denen nahezu keine Ortsabhängigkeit mehr beobachtet wurde. Da sowohl  $s_j$  als auch  $A_j$  reaktivitätsabhängig sind, läßt sich aus einer Auswertung dieses Bereiches ( $t \gtrsim 5$  sec) die Reaktivität ermitteln. Dieses Verfahren wird häufig zur Bestimmung der Abschaltreaktivität von Regel- und Sicherheitsstäben verwendet und deshalb als Rod-Drop-Methode bezeichnet. Für die praktische Auswertung werden Kurvenscharen benützt, in denen das Verhältnis  $\frac{n(t)}{n(T)}$  in Abhängigkeit von  $\rho/\beta$  (mit  $T = 10$  sec) und  $t$  als Parameter dargestellt ist.

Aus den kinetischen Gleichungen erhält man durch Umformung die folgende Integro-Differentialgleichung:

$$\frac{\rho(t)}{\beta} = 1 + \frac{1}{n(t)} \left[ \frac{\Lambda}{\beta} \frac{dn}{dt} - \sum_{i=1}^N a_i e^{-\lambda_i t} (n_0 + \lambda_i \int_0^t n(\tau) e^{\lambda_i \tau} d\tau) \right] \quad (2.13)$$

Durch numerische Integration dieser Gleichung bei Vorgabe der Reaktorparameter  $a_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $\beta$  und  $\Lambda$  läßt sich aus dem gemessenen Zeitverhalten  $n(t)$ , ausgehend vom kritischen Reaktor ( $n_0$ ), jede beliebig zeitabhängige Reaktivität bestimmen. Diese sog. Continuous-Run-Methode eignet sich daher besonders zur Bestimmung der Charakteristik von Regelplatten. Da hier jedoch der ortsabhängige Anteil von  $n(t)$  nicht wie bei der Rod-Drop-Methode abgetrennt werden kann, muß die Detektorposition so ausgewählt werden, daß das gesamte Zeitverhalten durch die kinetischen Gleichungen beschrieben wird. Das ist, wie eine genauere Untersuchung [9] zeigte, möglich.

Zur Messung des Neutronenflusses dient eine B-Ionisationskammer oder ein  $\text{He}^3$ -Zählrohr, das als Ionisationskammer betrieben wird. Der Kammerstrom wird mit einem Elektrometerverstärker verstärkt und einem Analog-zu-Digital-Wandler (ADC) zugeführt. Dieser liefert eine Pulsfolge, deren Frequenz der anliegenden Spannung proportional ist. In einem Zeitanalysator wird diese Pulsfolge, d.h. der zeitabhängige Fluß, gespeichert und über einen Drucker oder Locher ausgegeben.

#### 2.4.2 Reaktivitätseichung von Regel- und Sicherheitsplatten

Die schon bei der Ladung 1 [4] beobachtete starke Abhängigkeit des prompten Sprunges in  $n(t)$  bei sprungförmigen Reaktivitätsänderungen, wie sie bei Rod-Drop-Messungen auftreten, wurden an der Ladung 2 näher untersucht [9]. Hier seien nur die wesentlichen Ergebnisse dieser Untersuchungen angeführt: Nach Abklingen des prompten Transienten ist das Zeitverhalten praktisch unabhängig von der Detektorposition. Im Vergleich zur ortsunabhängigen Kinetik (Punktreaktor) ergab sich in der Umgebung der die Reaktivitätsstörung auslösenden Abschaltplatte ein wesentlich größerer Wert des prompten Sprunges. In Azimutalrichtung nimmt der Unterschied zum Punktreaktor schnell ab und wechselt bei einem Azimutwinkel von ca.  $60^\circ$  das Vorzeichen, d.h. in diesem Bereich wird der prompte Sprung kleiner als beim Punktreaktor. Wird der Detektor in den Umschlagpunkt gebracht, so stimmt das beobachtete Zeitverhalten mit dem eines Punktreaktors überein und alle Methoden, die auf dem Punktreaktor basieren, z.B. die kontinuierliche Methode, ergeben konsistente Reaktivitätswerte.

Eine Reihe weiterer Messungen bestätigten eine starke Abhängigkeit der Reaktivitätswerte von der Flußverteilung im kritischen Reaktor und von Einbauten im Core. Es können daher nur Messungen verglichen werden, die bei den gleichen Corekonfigurationen und Plattenstellungen durchgeführt wurden.

Die Bestimmung der Reaktivitätswerte von Regelplatten sowie von Plattengruppen wurde aus diesem Grunde unter den gleichen Bedingungen wie bei Ladung 1 durchgeführt (B-Ionisationskammer im Kanal K, Reaktor mit  $S_3^3$  kritisch). Die Ergebnisse sind in der Tab.6 aufgeführt. Der Reaktivitätswert pro Platte nimmt zunächst bis zu 3 Platten zu, bleibt bis zu 6 Platten konstant und fällt dann bei 12 Platten stark ab, im Unterschied zu Ladung 1. Das läßt den Schluß zu, daß der Reflektor bei Ladung 2 eine geringere Bedeutung hat als bei Ladung 1 und daß sich die Flußverteilung stärker in die schnelle Zone verlagert, wenn der Reaktor mit den Abschaltplatten im thermischen Core unterkritisch gemacht wird.

In der Abb.18 ist die Charakteristik der Regelplatte  $R_3$  dargestellt, wie sie sich aus einer Continuous-Run-Messung mit einem  $He^3$ -Zählrohr ergab.

Zur Messung des Temperatureffektes (s. Abschnitt 2.4.3) wurde die Regelplatte  $R_3$  benützt, wobei der negative Temperatureffekt durch Nachfahren der Regelplatte kompensiert wurde. Es war daher notwendig, eine Charakteristik von  $R_3$  unter möglichst gleichen Bedingungen zu messen. Die Platte wurde deshalb stückweise ausgefahren und der jeweilige Reaktivitätshub durch Periodenmessung bestimmt. Nach jedem Schritt wurde der Reaktor durch Erhöhung der Moderator Temperatur bei der jeweils neuen Plattenstellung kritisch gefahren.  $R_3$  konnte auf diese Weise in 5 Schritten von 17,2 bis 47,0 cm geeicht werden, die Temperatur wurde dabei von  $73^\circ C$  auf  $87^\circ C$  erhöht. Die Reaktivitätswerte sind ebenfalls in Abb.18 aufgetragen, und zwar beginnend mit dem letzten Schritt (35,05  $\rightarrow$  47,0 cm,  $\phi = 10,15 \phi$ ). Die Werte passen sehr gut zu der mit Continuous-Run bestimmten Charakteristik. Verzerrungen infolge Flußverschiebung bei stärker eingefahrener Platte sind nicht zu beobachten.

#### 2.4.3 Temperaturkoeffizient der Reaktivität

Die Abhängigkeit der Reaktivität des STARK von der Temperatur der thermischen Zone wurde durch kontinuierliches Ändern der Moderatorwassertemperatur am kritischen und durch Nachstellen der Regelplatte  $R_3$  auf konstanter Leistung gehaltenen Reaktor bestimmt. Der durch die Temperaturänderung verursachte Reaktivitätseffekt folgte so unmittelbar aus der Stellungsänderung der zuvor geeichten Regelplatte.

Gemessen wurde bei steigender Temperatur. Die Steiggeschwindigkeit betrug nur 2 bis  $4^\circ C/h$ , wodurch ein Temperaturgleichgewicht im Reaktor während der gesamten Messung gewährleistet blieb.

Der interessierende Temperaturbereich von Zimmertemperatur bis Betriebstemperatur mußte wegen der Beschränkung der zulässigen Überschußreaktivität ( $\leq 0,4 \% k$ ) in drei Schritten untersucht und der Reaktor zwischendurch umgeladen werden. Die Ergebnisse der drei Meßreihen sind, aneinander angeschlossen, in Abb.19 eingetragen. Der Nullpunkt der Ordinate ist willkürlich gewählt.

Aus den drei Meßreihen ergeben sich als mittlere Temperaturkoeffizienten der Reaktivität:

III	(32°C bis 47°C)	$\frac{\Delta \rho}{\Delta T} = -1,7 \text{ ‰/°C}$
II	(52°C bis 66°C)	$\frac{\Delta \rho}{\Delta T} = -2,1 \text{ ‰/°C}$
I	(73°C bis 86°C)	$\frac{\Delta \rho}{\Delta T} = -2,7 \text{ ‰/°C}$

Der Reaktivitätsgewinn bei Abkühlung des Moderatorwassers von 30°C auf 20°C beträgt (extrapoliert)

$$\Delta \rho(30^\circ\text{C} \rightarrow 20^\circ\text{C}) = + 1,19 \text{ ‰} .$$

#### 2.4.4 Messung des Voidkoeffizienten in der thermischen Zone

Die Messung des Voidkoeffizienten im Moderatorwasser der thermischen Zone erfolgte mit einem dünnwandigen, der Corehöhe entsprechend 61 cm langen Aluminiumrohr. Das Rohr wurde zwischen zwei Brennelementplatten geschoben, vor der Messung mit Luft leergedrückt und dann, nach Erreichen zeitlich konstanter Reaktorleistung, druckentlastet, d.h. mit Wasser gefüllt ( $-\Delta V = 24 \text{ cm}^3$ ). Die Größe der so verursachten Reaktivitätsänderung  $+\Delta \rho$  und damit der über die Corehöhe gemittelte Voidkoeffizient  $+\frac{\Delta \rho}{\Delta V}$  folgten aus Periodenmessungen gemäß Abschnitt 2.4.1; zusätzlich wurden die Perioden graphisch aus den mit Kanal 3/2 der Reaktorinstrumentierung aufgenommenen Flußanstiegskurven ermittelt.

In zwei Meßreihen wurde der Voidkoeffizient in den Brennelementen BE 15 und BE 16 in Abhängigkeit vom Radius, d.h. in verschiedenen Plattenzwischenräumen bestimmt; eine zusätzliche Meßreihe galt der Bestimmung des Voidkoeffizienten in Abhängigkeit von der azimuthalen Position des Meßrohres zwischen 5. und 6. Platte in BE 15 und BE 16.

Abb.20 zeigt die gemessene Azimutalabhängigkeit. Aus ihr folgt, daß der Voidkoeffizient in Brennelementmitte ein ausgeprägtes Maximum besitzt; seitwärts nach den an das Brennelement anschließenden Graphitkeilen hin fällt er deutlich ab. Es erweist sich, daß der Voidkoeffizient in der bei den Radialverteilungsmessungen benutzten Meßposition (Mitte Plattenhälfte) mit dem azimuthalen Mittelwert gut übereinstimmt.

In Abb.21 ist die Radialabhängigkeit des Voidkoeffizienten in BE 15 und 16 aufgetragen. Die in den beiden Elementen an äquivalenten Orten erhaltenen Werte stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit relativ gut überein. In den Meßpositionen nahe der Ringbehälter-Innenwand sind vor allem die ungleichen Plattenabstände, die durch Verspannen einzelner Platten in den Elementen zustande kommen, für die Streuung der Meßwerte verantwortlich.

Die Radialabhängigkeit des Voidkoeffizienten bei Ladung 2 unterscheidet sich, wie der Vergleich anhand Abb.21 zeigt, von derjenigen bei Ladung 1 durch einen ausgeprägten Anstieg nahe der Ringbehälter-Innenwand, auf die schnelle Zone hin gerichtet. Die schnelle Zone bildet bei Ladung 2 offensichtlich eine starke Quelle schneller Neutronen, die in den innen gelegenen Schichten der thermischen Zone eine Härtung des Neutronenspektrums bewirkt, wodurch das Wasser in seiner moderierenden Wirkung eine größere Bedeutung erhält und der negative Voidkoeffizient dort größere Werte annimmt als bei Ladung 1.

Aus Abb.21 folgt als radialer Mittelwert

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta V} = - 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ } \$/\text{cm}^3 .$$

Wegen des ringsymmetrischen Aufbaus der thermischen Zone und auf Grund der Ergebnisse der Azimutalverteilungsmessung ist er gleich dem mittleren Voidkoeffizienten im Core. Das Moderatorwasservolumen beträgt 83 l. Damit ist der mittlere Voidkoeffizient in der thermischen Zone bei Ladung 2:

$$V \frac{\delta \rho}{\delta V} = - 0,21 \frac{\text{ } \$/\text{Vol}}{\text{ } \$/\text{Vol}} = - 0,16 \frac{\text{ } \% k}{\text{ } \% \text{Vol}}$$

Nach der Streuung der Meßwerte ist dieses Ergebnis mit einem Fehler von schätzungsweise 10% behaftet.

#### 2.4.5 Reaktivitätswert von Brennstoffplatten

Zur Bestimmung des Reaktivitätsäquivalents des Brennstoffs in der thermischen Zone wurde in zwei diametral gegenüberliegenden Brennelementen jeweils die äußerste Brennstoffplatte (einschließlich zugehörigem Wasserspalt) durch eine 9,2 mm dicke Graphitplatte ersetzt und die Reaktivitätsänderung mit einer geeichten Regelplatte gemessen. Als Mittelwert zweier Einzelmessungen ergab sich

$$\frac{\Delta k}{\Delta m} = 9,5 \pm 0,6 \text{ } \$/\text{Platte} = 0,071 \pm 0,004 \text{ } \%k/\text{Platte} .$$

Dieser Wert stimmt gut mit dem Ergebnis der Rechnung (0,069 %k pro Platte) überein.

## 2.5 Reaktivitätsmessungen in der schnellen Zone

### 2.5.1 Reaktivitätswert axial ausgedehnter Proben

An verschiedenen Radialpositionen (Pos. 19, 25, 30) der schnellen Spaltzone wurden Reaktivitätswerte einzelner mit Probensubstanz gefüllter Brennstoffhalter gemessen:

- (a) der Reaktivitätswert eines mit wasserstoffhaltigem Material  $((\text{CH}_2)_n)$  gefüllten Elements im Austausch gegen ein normales Coreelement,
- (b) der Reaktivitätswert eines leeren Brennstoffhalters im Austausch gegen ein normales Coreelement.

Diese Messungen dienen u.a. der Ermittlung des im Sicherheitsbericht erörterten Reaktivitätsanstiegs beim Eindringen von Wasser in eine freie Position der schnellen Zone.

Als Probeneinsatz wurde ein Brennstoffhalter im Corebereich (Höhe  $\approx 61$  cm) mit 3 mm starken Plättchen aus Polypropylen  $((\text{CH}_2)_n)$  gefüllt. Der Brennstoffhalter enthielt insgesamt 1,415 kg  $(\text{CH}_2)_n$ , das sind 23,2 g pro cm Länge.

Wegen des erwarteten starken Reaktivitätsanstieges beim Einbau des  $(\text{CH}_2)_n$ -Elements wurde die Messung in Form eines kritischen Experiments durchgeführt. Nach dem Ausbau von 10 Brennstoffplatten aus der thermischen Zone, deren Reaktivitätsäquivalent dem geschätzten maximalen Probenwert entsprach, wurde das  $(\text{CH}_2)_n$ -Element bei eingefahrenen Regelplatten und Sicherheitsplatten  $S_3$  eingesetzt und anschließend der Reaktor kritisch gefahren. Der Reaktivitätswert des  $(\text{CH}_2)_n$ -Einsatzes ergab sich unmittelbar aus dem Reaktivitätsäquivalent der ausgebauten Brennstoffplatten (Abschnitt 2.4.5) und der Änderung der kritischen Regelplattenstellung. Für die Reaktivitätsmessung der Leerelemente war ein Ausbau von Brennstoffplatten nicht erforderlich.

Tab.7 zeigt die gemessenen Reaktivitätswerte (umgerechnet auf %k) zusammen mit Ergebnissen von Multigruppenrechnungen.

Für den  $(\text{CH}_2)_n$ -Einsatz auf Zentralposition liegt der gemessene Wert  $\Delta k = + 0,61$  %k um 45% über dem Ergebnis der 26-Gruppen-Reaktorrechnung mit zentraler  $(\text{CH}_2)_n$ -Zone. Diese Diskrepanz ist wesentlich größer als der Meßfehler und ist vor allem auf die Benutzung der Diffusionsnäherung

zurückzuführen, wie ein Vergleich von Diffusions- und  $S_4$ -Rechnungen an einer Einzonenanordnung gezeigt hat. Für die exzentrischen Meßpositionen ergibt sich mit wachsendem Abstand von der Reaktorachse zunächst ein schwacher Anstieg des  $(CH_2)_n$ -Wertes und dann für die Randposition ein Abfall auf etwa die Hälfte ( $\Delta k = 0,32 \%$ ), was dadurch zu erklären ist, daß der Probeneinsatz dort nur auf der Hälfte seines Umfangs von Corematerial umgeben ist. Der im Innern der schnellen Zone nahezu flache Verlauf des Reaktivitätswertes entspricht dem ebenfalls flachen Verlauf der  $U^{235}$ - und  $U^{238}$ -Spaltraten (Abb.10) im ungestörten Reaktor.

In Tab.7 wurden auch Rechenergebnisse aufgenommen, die nach einer Störungsrechnung 1.Ordnung aus den 26-Gruppenflüssen und -adjungierten des ungestörten Reaktors für eine infinitesimale Materialzugabe erhalten wurden (s. Abschnitt 3.2). Die  $(CH_2)_n$ -Werte der Störungstheorie liegen - wegen der vernachlässigten Flußerhöhung an der Probe (Abb.22) - um einen Faktor  $\approx 4$  niedriger als die Meßwerte. Außerdem unterscheidet sich auch der berechnete Radialverlauf von  $\Delta k$  ganz erheblich von der Messung, da bei der großen  $(CH_2)_n$ -Probe die in der Störungsrechnung vernachlässigte Abbremsung durch Mehrfachstreuung innerhalb des Probenvolumens eine wesentliche Rolle spielt.

Für den Reaktivitätswert des Leerelements in Coremitte liegen die Meßwerte (Tab.7) nur um den Faktor 1,12 höher als nach der Störungstheorie. Letztere führt in diesem Fall zu größenordnungsmäßig richtigen Resultaten, weil die Flußverzerrungen an einer Leerstelle im Core nur gering sind.

Um eine Aussage über die Erhöhung der Spaltleistungsdichte in der Umgebung des zentralen  $(CH_2)_n$ -Elements zu erhalten, wurde die Radialverteilung der  $U^{235}$ - und  $U^{238}$ -Spaltraten durch Bestrahlung von Uranfolien unterschiedlicher Anreicherung und anschließende Messung ihrer  $\gamma$ -Aktivität bestimmt. Abb.22 zeigt die gefundene Radialverteilung beider Spaltraten im Vergleich mit Multigruppenrechnungen. Eingetragen sind auch Ergebnisse von Spaltkammermessungen, an welche die Folienmessung im Punkte  $r = 10,3$  cm angeschlossen wurde.

Die gemessene  $U^{235}$ -Spaltratenverteilung zeigt, ebenso wie die Rechnung, am Rande des  $(CH_2)_n$ -Einsatzes eine spitzenförmige Erhöhung um einen Faktor  $\approx 20$ , welche durch die im  $(CH_2)_n$  abgebremsten und ins Core eindringenden Neutronen verursacht wird.

Experimentell ergibt sich gegenüber der 26-Gruppenrechnung ein deutlich flacherer Abfall der Spaltratenspitze mit zunehmendem Abstand von der Probe. Dies dürfte wesentlich durch die (in der Rechnung nicht berücksichtigte) Plättchenstruktur des Brennstoffs bedingt sein. In der Nähe des  $(\text{CH}_2)_n$ -Einsatzes liegen nämlich die in der Mitte zwischen zwei Brennstoffplättchen gemessenen  $U^{235}$ -Spaltraten bis zu 35% höher als die auf der Oberfläche des Brennstoffplättchens gemessenen Werte, es zeigt sich also ein "Durchgreifen" der langsamen Neutronen im schwächer absorbierenden Material zwischen den Brennstoffplättchen. Im Abstand von etwa 5 cm von der Probe ist dieser Heterogenitätseffekt schließlich abgeklungen.

### 2.5.2 Messungen mit einem Pile-Oszillator

Der Reaktivitätseffekt verschiedener Materialproben im zentralen Kanal (Pos.19) des schnellen Cores wurde mit einem Pile-Oszillator gemessen [10]. Die Materialproben sind in einer Halterung an einer Hubstange (Aluminiumrohr) befestigt und können in kurzer Zeit (ca. 0,1 - 0,2 sec) vom Zentrum des Reaktors in eine Position außerhalb des axialen Blankets und umgekehrt bewegt werden. Die Verweilzeit in den beiden Positionen ist lang gegen die Übergangszeit und betrug bei den Messungen 6,4; 12,8 oder 19,2 sec. Die Bewegung der Hubstange erfolgt pneumatisch und wird durch einen Zeitmarkengenerator mit dem Datenanalysator synchronisiert (s. Abb.23).

Die durch die mäanderförmige Reaktivitätsoszillation der Amplitude  $\Delta$  und Periode  $2T$  erzwungene Oszillation der Neutronenpopulation  $n(t)$  kann mit Hilfe der linearisierten kinetischen Gleichungen für den Punktreaktor berechnet werden [10]. Man erhält in der 1.Halbperiode ( $0 \leq t \leq T$ )

$$\frac{\delta n_I(t)}{n_0} = \Delta \left\{ a_0 t - \sum_{k=1}^6 \frac{a_k}{r_k} \left( 1 - \frac{2 e^{-r_k t}}{1 + e^{-r_k T}} \right) \right\},$$

in der 2.Halbperiode ( $T \leq t \leq 2T$ )

(2.14)

$$\frac{\delta n_{II}(t)}{n_0} = \Delta \left\{ a_0(T-t) + \sum_{k=1}^6 \frac{a_k}{r_k} \left( 1 - \frac{2 e^{-r_k t}}{1 + e^{-r_k T}} \right) \right\}.$$

$r_k$  sind bis auf das Vorzeichen die von Null verschiedenen Wurzeln der Inhourgleichung für den kritischen Reaktor und

$$a_0 = \frac{1}{\Lambda} \frac{\prod_{i=1}^{12} \lambda_i}{\prod_{i=1}^{12} r_i} = \left\{ \Lambda + \sum_{i=1}^{12} \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right\}^{-1} \quad (2.15)$$

$$a_k = \frac{\prod_{i=1}^{12} (\lambda_i - r_k)}{\Lambda r_k \prod_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^{12} (r_i - r_k)}$$

$n_0$  = mittl. Fluß,

$\Lambda$  = Generationszeit der prompten Neutronen.

Als Detektor wurde eine B-Ionisationskammer im Kanal K der thermischen Säule verwendet. Der Kammerstrom wird mit einem Elektrometerverstärker verstärkt (wobei ein großer Teil des Signals kompensiert wird) und eine dazu proportionale Spannung einem Analog-zu-Digital-Wandler zugeführt. Die Frequenz der abgegebenen Pulsfolge ist dem Momentanwert der Eingangsspannung proportional. Diese Pulsfolge wird in einem Zeitanalysator registriert, der so gesteuert wird, daß in einem Zyklus mit 256 Kanälen zwei Perioden der Flußoszillation registriert werden können. Am Ende eines Zyklus wird der Analysator auf den ersten Kanal zurückgesetzt und kann erneut gestartet werden. Auf diese Weise ist es möglich, eine große Zahl von Oszillationsperioden aufzusummieren, wodurch das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert wird. Nach beendeter Messung erfolgt die Ausgabe der Daten auf Lochstreifen, die, auf Lochkarten umgesetzt, als Eingabedaten für die IBM 7074 verwendet werden. Der eigens für die Auswertung der Pile-Oszillator-Messungen erstellte Code 03408 berechnet aus den in einer Fourieranalyse ermittelten Fourier-Amplituden  $c_m$  die Reaktivität  $2\Delta$  der Probe.

Auf der Grundlage des Punktreaktormodells gewinnt man den Zusammenhang zwischen Fourieramplitude  $c_m$  der Flußoszillation und der Reaktivitätsamplitude  $\Delta$ . Danach ist

$$\Delta = \frac{c_m \cdot \pi \cdot m}{4n_0 |G(j\omega \cdot m)|} \quad [\Delta k/k], \quad (2.16)$$

wobei die einzelnen Größen die folgende Bedeutung haben:

$m$  = Index der Harmonischen (1 = Grundwelle, 2 = erste Oberwelle, usw.)

$G(j\omega \cdot m) = \left\{ j\omega \cdot m \left( \Lambda + \sum_{i=1}^{12} \frac{\beta_i}{j\omega \cdot m + \lambda_i} \right) \right\}^{-1}$  = Reaktorübertragungsfunktion  
( $j = \sqrt{-1}$ ) bei der Frequenz  $m\omega$ ,

$\omega = \frac{2\pi}{2T}$  = Grundfrequenz in rad/sec .

Die Messungen wurden bei einer Reaktorleistung von 10 W durchgeführt, die Meßzeit betrug bei den meisten Messungen etwa  $10^3$  sec. Die theoretische Nachweisgrenze (Signal-zu-Untergrund-Verhältnis  $\approx 1$ ), die durch die Fluktuation der Neutronenpopulation gegeben ist, beträgt in diesem Fall  $\Delta_{th} = 1,2 \cdot 10^{-7}$  ( $\Delta k/k$ ). Kontrollmessungen ohne Probenoszillation ergeben für die Grundwelle etwa 1 - 3 mal so große Werte. Die Abb.24 zeigt die über 20 Perioden im Zeitanalysator aufsummierten Meßwerte  $n(t)$  bei der Oszillation einer U(19,7%)-Probe, verglichen mit der nach Gl.(2.14/15) berechneten Kurve. Man beachte den stark unterdrückten Nullpunkt. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß das Zeitverhalten während der Oszillation sehr gut durch die ortsunabhängige Kinetik beschrieben wird.

In der Tab.3 sind die Ergebnisse der Messungen für die verschiedenen Materialien aufgeführt, zusammen mit theoretischen Werten, soweit sie aus einer Störungsrechnung bestimmt werden konnten. Die 3.Spalte enthält die Meßwerte für die Substanzen Al, B<sup>10</sup>, C, Fe, Ni, Ti, Cu und B<sub>4</sub>C. Bei den Substanzen CH<sub>2</sub>, U (19,7%) und U<sub>nat</sub> wurde der Wert aus Messungen bei verschiedenen Probengrößen auf verschwindende Probengröße extrapoliert. Ein starker Probengrößeneffekt wurde bei B<sub>4</sub>C, C, CH<sub>2</sub>, Ni und U<sub>nat</sub> beobachtet, bei U (19,7%) ist der Einfluß der Probengröße wesentlich schwächer (s. Abb.25). Die Werte für U<sup>235</sup> und U<sup>238</sup> wurden aus den beiden Messungen von U (19,7%) und U<sub>nat</sub> mit den bekannten Zusammensetzungen bestimmt. Die Messungen stimmen für U<sup>235</sup>, B<sup>10</sup> und B<sub>4</sub>C innerhalb von  $\approx 10\%$  mit der Rechnung überein, bei U<sup>238</sup>, Fe und Ni erhält man um ca. 20 - 30% zu große Werte und bei Al und C sind die Meßwerte sogar um den Faktor 1,8 bzw. 2,6 zu groß. Al und C sind Substanzen mit einem im Verhältnis zum Absorptionsquerschnitt großen Streuquerschnitt. U<sup>238</sup>, Ni und Fe haben etwa gleich große Streu- und Absorptionsanteile, bei U<sup>235</sup> und B<sup>10</sup> sind schließlich Spalt- bzw. Absorptionsquerschnitt groß gegen den Streuquerschnitt. Das beobachtete Verhalten legt die Vermutung nahe, daß ein systematischer Effekt die Meßwerte verfälscht, der vom Streuquerschnitt abhängt. Möglicherweise ist der Effekt auf eine Anisotropie des Neutronenfeldes im leeren Zentralkanal zurückzuführen.

Aus diesem Grunde wurden an Ladung 4 Messungen durchgeführt, bei denen die Proben zunächst im leeren Kanal und dann in einem mit Core-Material gefüllten Brennstoffhalter oszilliert wurden. Mit Hilfe einer daraus ermittelten näherungsweise gültigen Beziehung  $\overline{[6]}$

$$\varphi_{\text{leer}} - \varphi_{\text{Core}} = \text{const} \sum_{i=1}^{26} \phi_i + \sigma_{tr i} \phi_i \quad (2.17)$$

wurden die Meßwerte für die Ladung 2 korrigiert auf einen gefüllten Kanal. Diese Werte sind zusammen mit den unkorrigierten Meßwerten und bezogen auf den Wert von  $U^{235}$  in der Tab.3 angegeben. Die vorletzte Spalte dieser Tabelle enthält zum Vergleich die theoretischen Verhältnisse aus der 26-Gruppen-Störungsrechnung. Bei allen Materialien außer  $CH_2$  ergibt sich nach Anbringen der Korrektur (Gl.(2.17)) eine bessere Übereinstimmung mit der Rechnung als für die ursprünglichen, im leeren Kanal erhaltenen Meßwerte. Die noch verbleibenden Diskrepanzen werden im Abschnitt 4.3 diskutiert.

## 2.6 Kinetische Messungen nach der Pulsmethode

Die Pulsmessungen dienen zur Bestimmung der prompten Zerfallskonstanten  $\alpha$  und der Generationszeit  $\Lambda$ . Die Meßmethoden sind an anderer Stelle ausführlich behandelt [11], so daß wir uns hier auf eine kurze Beschreibung beschränken können.

Im Prinzip wird ein kurzer Puls von Neutronen in den Reaktor injiziert und der anschließende Zerfall der Neutronenpopulation  $n(t)$  beobachtet. Zur Verbesserung der statistischen Genauigkeit erfolgt die Neutroneninjektion periodisch mit der Frequenz  $\nu = \frac{1}{T}$ . Das Zeitverhalten des Grundmodes läßt sich dann durch folgenden Ausdruck beschreiben:

$$n(t) = n_p(t) + n_d(t) = A e^{-\alpha t} + n_d(t) . \quad (2.18)$$

Der prompte Anteil  $n_p(t)$  zerfällt also mit einer charakteristischen Zeitkonstanten  $\alpha$ , der verzögerte Anteil  $n_d(t)$  ändert sich dabei nur wenig und kann z.B. bei Reaktivitäten  $\rho/B < -0,5\%$  als konstant angesehen werden. Unter der Voraussetzung der Gültigkeit des Punktreaktormodells ist die prompte Zerfallskonstante  $\alpha$  durch die folgende Beziehung mit der Reaktivität  $\frac{\rho}{B}$  verknüpft:

$$\alpha = \frac{\beta}{\Lambda} \left( 1 - \frac{\rho}{B} \right) . \quad (2.19)$$

Ist der Reaktor kritisch, so erhält man

$$\alpha_c = \frac{\beta}{\Lambda} .$$

Unter der Annahme, daß  $\frac{\beta}{\Lambda}$  unabhängig von der Reaktivität ist, läßt sich aus zwei Messungen somit die Reaktivität ermitteln. Es gilt dann

$$-\frac{\rho}{B} = \frac{\alpha}{\alpha_c} - 1 . \quad (2.20)$$

Nach einer von GARELIS und RUSSELL [12] angegebenen Methode, die ebenfalls auf dem Punktreaktormodell basiert, läßt sich die Reaktivität aus einer einzigen Messung bestimmen. In diesem Fall kann auf die u.U. schwierige Messung am kritischen System verzichtet werden. Auf Grund dieser Methode kann der Wert  $\frac{\beta}{\Lambda} = \gamma$  aus einer Integralrelation numerisch ermittelt werden:

$$\int_0^T n_p(t) \{e^{\gamma t} - 1\} dt = \int_0^T n_d(t) dt . \quad (2.21)$$

Aus der gleichzeitigen Bestimmung der Zerfallskonstanten  $\alpha$  kann dann die Reaktivität ermittelt werden:

$$-\frac{\rho}{\beta} = \frac{\alpha}{\gamma} - 1 . \quad (2.22)$$

In einem homogenen unreflektierten System gilt die obige Integralrelation auch für alle höheren Harmonischen. Es ist jedoch bekannt [11], daß diese Methode bei Systemen mit großem Reflektor, insbesondere am STARK, versagt, falls die Meßposition nicht günstig gewählt wird.

Der Aufbau der Meßanordnung ist in [11] beschrieben. Als Neutronenquelle wurde ein Beschleuniger mit Duoplasmatron-Ionenquelle [13] benützt. Die Quelle ist speziell für die Messungen am STARK entwickelt worden und war so aufgebaut, daß sich das Tritium-Target über dem Kopf des zentralen Brennstoffhalters der schnellen Zone befand. Auf diese Weise wurden keine azimutalen Oberwellen angeregt. Die Detektoren ( $\text{BF}_3$ - und  $\text{He}^3$ -Zählrohre) befanden sich im äußeren Ringspalt (Det.1) an der thermischen Zone bzw. in einem Brennstoffhalter auf Pos.18 (Det.2, s. Abb.1). Der zerfallende Neutronenpuls wurde in einem 256-Kanal-Zeitanalysator registriert. Die Pulsfrequenz wurde so gewählt, daß der prompte Anteil zerfallen war, ehe der nächste Puls injiziert wurde. Je nach Reaktorzustand betrug sie 2,5 bis 10 Hz. Während bei stärker unterkritischen Messungen ( $\frac{\rho}{\beta} < -0,5$  §) der Anteil der verzögerten Neutronen als konstanter Untergrund angenommen werden kann, muß bei Messungen am kritischen oder schwach unterkritischen Reaktor der Zerfall des verzögerten Anteils während der Meßzeit berücksichtigt werden. Es ist dann [11]

$$n_p(t) = \frac{n(t) - n_d(0)}{1 + F(\alpha, t)} , \quad (n_d(0) = n_d(T)) , \quad (2.23)$$

mit

$$F(\alpha, t) = \frac{\alpha \bar{\lambda}}{\alpha^2} \left[ \left(1 - \frac{t}{T}\right) e^{\alpha t} - (1 + \alpha t) \right] , \quad \bar{\lambda} = \sum_{i=1}^N a_i \lambda_i .$$

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tab.9 enthalten und in Abb.26 graphisch dargestellt. Reaktivitätseinheit ist auf der Abszisse die Größe  $\frac{\alpha}{\alpha_c} - 1$  (6. Spalte). Ein Vergleich mit den durch Perioden- oder Rod-Drop-Messung bestimmten Reaktivitätswerten (7. Spalte) zeigt gute Übereinstimmung. Im Gegensatz zu Ladung 1 wurden nur Messungen bis ca. - 1 % gemacht. Die Abb.27 zeigt vier in zwei Positionen für zwei verschiedene Reaktivitätswerte gemessene Zerfallskurven. In beiden Positionen ist eine positive Anregung von Oberwellen zu erkennen, was darauf hinweist, daß der Knoten der ersten Oberwelle jenseits von Det.1 im Reflektor liegen muß. Die  $\alpha$ -Werte, die mit Detektor 2 im schnellen Core gemessen wurden, haben wegen der geringeren Empfindlichkeit der He<sup>3</sup>-Zählrohre kleinere statistische Genauigkeit. Die Werte sind allgemein einige % größer als die entsprechenden Werte im Reflektor. Es ist schwer zu entscheiden, ob es sich dabei um einen realen Effekt oder um einen Einfluß der stärker angeregten Harmonischen handelt. Die nach Gl.(2.21) ermittelten Werte für  $\gamma = \frac{\beta}{\Lambda}$  zeigen im Reflektor (Det.1) einen schwachen Abfall mit abnehmender Reaktivität, im schnellen Core (Det.2) kann jedoch zunächst ein schwacher Anstieg beobachtet werden. Eine Abnahme der im Reflektor gemessenen Werte von  $\gamma$  mit abnehmender Reaktivität wurde auch bei Ladung 1 beobachtet [11]. Aus dem Wert der Zerfallskonstanten  $\alpha_c$  beim kritischen Reaktor ergibt sich mit  $\beta = 7,49 \cdot 10^{-3}$  für die Generationszeit der prompten Neutronen der Wert

$$\Lambda = (1,13 \pm 0,015) \cdot 10^{-4} \text{ sec,}$$

der gut mit dem gerechneten Wert von  $\Lambda = 1,116 \cdot 10^{-4}$  sec übereinstimmt.

### 3. Multigruppenrechnungen

Als Basis für einen Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen diene eine Reihe von Multigruppenrechnungen, bei denen Geometrie und Materialzusammensetzung der vorliegenden STARK-Anordnung genau berücksichtigt waren. Die Rechnungen erfolgten in Zylindergeometrie unter Verwendung des 26-Gruppen-ABN-Satzes (26-GR.ABNSET 030, [1]). Für Vergleichsrechnungen wurde auch der Gruppensatz FOUR GROUPSET 011 [2] verwendet. Ein Teil dieser Rechnungen wurde bereits in einer früheren Arbeit [6] beschrieben.

### 3.1 Eindimensionale Reaktorrechnungen

Auf Grund der Ergebnisse der axialen Spaltratenmessungen (Abschnitt 2.2), die nur geringe Unterschiede in den effektiven Corehöhen der einzelnen Reaktorzonen erkennen lassen, sind eindimensionale Rechnungen mit vorgegebenem Axialbuckling als eine gute Näherung zur Beschreibung der Vorgänge in der Reaktormittelebene anzusehen.

In den Rechnungen wurden sieben kreiszylindrische Zonen angenommen, die in Querschnitt und Materialzusammensetzung den folgenden Zonen des Reaktors entsprechen:

1. Zone: schnelles Core
2. Zone: Natururanmantel
3. Zone: Graphiteinsatz, Tankwände, Wärmeisolierung, Luftspalt
4. Zone: thermische Zone im Bereich der Brennelemente
5. Zone: Graphitplatten am Rande der thermischen Zone
6. Zone: Tankwand, Wärmeisolierung, Luftspalt, Graphit
7. Zone: äußerer Graphitreflektor.

Die Materialien des Reaktors innerhalb der Zonen wurden homogenisiert. Die in der Rechnung benutzten Teilchenzahlen und Zonenradien sind in Tab.2 angegeben.

In den Rechnungen wurde zunächst ein zonen- und gruppenunabhängiges axiales Buckling  $B_z^2 = 14,68 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$  angenommen (Rechnung 2-130), das einer effektiven Corehöhe  $H_{\text{eff}} = 82 \text{ cm}$  entspricht. In den späteren Rechnungen 2-140 und 2-141 wurde die Corehöhe an die in Abschnitt 2.2 gemessene Spaltratenverteilung angeglichen ( $H_{\text{eff}} = 84 \text{ cm}$ ); außerdem wurden die für  $U^{235}$  und  $U^{238}$  anfänglich benutzten Resonanz-Abschirmfaktoren bei  $T = 900^\circ \text{K}$  durch Werte bei der Temperatur  $T = 300^\circ \text{K}$  ersetzt.

Die Ermittlung des kritischen Gesamtsystems erfolgte durch Radieniteration an der 4. Zone (thermisches Core) bei festgehaltener Dicke und Zusammensetzung der übrigen Zonen mit Hilfe des Karlsruher Diffusionsprogramms MGP, das im Zuge der Radieniteration die durch die Geometrie der Graphitkeile bedingte Änderung der Brennstoffkonzentration mit der Zonendicke berücksichtigt. Anschließend wurde bei nunmehr bekannter Zonendicke eine Diffusionsrechnung nach dem Karlsruher Programmsystem NUSYS [14] mit nachfolgender Störungsrechnung zur Bestimmung von Reaktivitätswerten und kinetischen Parametern durchgeführt. Als Rechengenauigkeit

wurden  $10^{-5}$  für  $k_{\text{eff}}$  und  $10^{-2}$  für die Spaltquelle gefordert. Ein Vergleich der Ergebnisse beider Diffusionsprogramme (MGP und NUSYS) ergab in den Flüssen und Reaktionsraten maximale Abweichungen von  $< 0,5 \%$ , so daß beide Rechenprogramme als äquivalent anzusehen sind.

Die wichtigsten Resultate der Reaktorrechnungen sind in Tab.10 zusammengestellt. Es zeigt sich, daß die Änderungen von  $H_{\text{eff}}$  und  $T$  sich vor allem auf die kritische Masse und die Leistungsanteile auswirken; der Einfluß auf das Neutronenspektrum und die Spektralindizes ist dagegen gering (s. Tab.14). Abb.28 und Abb.29 zeigen den Verlauf des Neutronenspektrums (Fluß  $\phi_i$  pro Lethargieeinheit) und der Adjungierten  $\phi_i^+$  an verschiedenen Radialpositionen des STARK.

Um die Abweichungen des STARK-Spektrums vom Gleichgewichtsspektrum zu untersuchen, wurden außerdem Rechnungen für ein kritisches Einzonensystem mit der Materialzusammensetzung der schnellen Zone des STARK ausgeführt. Weitere Rechnungen dienten der Bestimmung der Reaktivitätswerte großer, den ganzen Bereich des zentralen Brennstoffhalters einnehmender Proben aus  $\text{CH}_2$  und  $\text{B}_4\text{C}$ . Hierzu wurden Reaktoren gerechnet, bei denen in einer zusätzlichen zentralen Zone von 3,05 cm Radius das Corematerial durch die Probensubstanz ersetzt wurde.

Tab.11 gibt eine Aufstellung der ausgeführten Rechnungen und der hierbei verwendeten Querschnittsätze und Rechenprogramme.

### 3.2 Störungsrechnung

Die Störungsrechnung nach dem Programmsystem 2200 berechnet die Generationszeit

$$\Lambda = \frac{\int \sum_{i=1}^{26} \phi_i^+ \frac{1}{v_i} \phi_i \, dV}{\int \sum_{i,j=1}^{26} \phi_i^+ \chi_i \nu \Sigma_{fj} \phi_j \, dV} \quad (3.1)$$

und die effektiven Anteile der verzögerten Neutronen der beiden Spaltmaterialien  $\text{U}^{235}$  und  $\text{U}^{238}$

$$\beta_{\text{eff } k}^M = \beta_k^M \frac{\int \sum_{i,j=1}^{26} \phi_i^+ \chi_{ik} \nu \Sigma_{fj}^M \phi_j \, dV}{\int \sum_{i,j=1}^{26} \phi_i^+ \chi_i \nu \Sigma_{fj} \phi_j \, dV} \quad (3.2)$$

mit

$\beta_{\text{eff } k}^M, \beta_k^M$  = effektiver bzw. realer Anteil der verzögerten Neutronen aus Material M, kinetische Gruppe k,

$\Sigma_{f j}^M$  = makroskopischer Spaltquerschnitt des Materials M, Gruppe j,

$\Sigma_{f j}$  = makroskopischer Spaltquerschnitt des Corematerials, Gruppe j,

$\chi_{ik}$  = Energieverteilung der verzögerten Neutronen, kinetische Gruppe k.

Die Energiespektren  $\chi_{ik}$  der verzögerten Neutronen wurden aus gemessenen Spektren  $\overline{[15]}$  für die Gruppeneinteilung des ABN-Satzes abgeleitet (Tab.12).

Als  $\beta_k^M$  wurden die neuesten Werte von KEEPIN  $\overline{[16]}$  verwendet, wobei für  $U^{235}$  die Daten für thermische Spaltung eingesetzt wurden. Die nach Gl.(3.2)

erhaltenen Parameter sind in Tab.13 zusammengestellt. In Tab.10 sind neben der Generationszeit  $\Lambda$  auch die berechneten Reaktivitätsanteile

$$\alpha_m = \frac{\int_{\text{Zone } m} \sum_{i,j} \phi_i^+ \chi_i \nu \Sigma_{f j} \phi_j dV}{\int_{\text{Reaktor}} \sum_{i,j} \phi_i^+ \chi_i \nu \Sigma_{f j} \phi_j dV} \quad (3.3)$$

der einzelnen Reaktorzonen aufgeführt.

Bei der Berechnung der differentiellen Reaktivitätswerte von Probensubstanzen wurde innerhalb des Probenvolumens die normale Corezusammensetzung angenommen, zu der das Probenmaterial in geringer Konzentration ( $10^{20}$ - $10^{21}$  Kerne/cm<sup>3</sup>) hinzugefügt wurde. Auf diese Weise konnten Änderungen in den Resonanz-Abschirmfaktoren unterdrückt werden, so daß der Reaktivitätswert bei infinitesimaler Materialzugabe erhalten wurde. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden in Tab.15 mit den Meßwerten verglichen.

#### 4. Diskussion der Ergebnisse

##### 4.1 Neutronenspektrum in der schnellen Zone

Das aus der 26-Gruppenrechnung (STARK 2-130) erhaltene Neutronenspektrum  $\phi_i / \Delta u_i$  (Fluß pro Lethargieeinheit) ist für verschiedene Radialpositionen r in Abb.28 dargestellt. Ausgehend von einem angenäherten 1/E-Spektrum ( $\phi_i / \Delta u_i = \text{const.}$ ) am äußeren Rande der Natururanzone ergibt sich eine nach innen zu wachsende Schwächung des Neutronenflusses im unteren Energiebereich ( $E \lesssim 100$  eV), besonders ausgeprägt in der thermischen Gruppe und bei der  $U^{238}$ -Hauptresonanz (21. Gruppe). Parallel hierzu findet auch eine Abschwächung der ungebremsten Spaltneutronen ( $E > 1$  MeV) statt.

Bei weiterem Eindringen ins Reaktorinnere nähert sich das Neutronenspektrum allmählich dem Gleichgewichtsspektrum  $\phi_i^{as}$ , wie es im Innern einer Einzonenanordnung mit der Materialzusammensetzung der schnellen Zone (Rechnung STARK 2-101) herrscht. Die relative Abweichung

$$\delta_i = (\phi_i - \phi_i^{as}) / \phi_i^{as} \quad (4.1)$$

des STARK-Spektrums vom Gleichgewichtsspektrum ist im unteren Teil der Abb.28 dargestellt. Hier zeigt sich neben der verhältnismäßig raschen Abschwächung der überschüssigen langsamen ( $E \lesssim 1$  keV) und schnellen Neutronen ( $E \gtrsim 1$  MeV) eine beim Eindringen in die schnelle Zone nur langsam fortschreitende "Erweichung" im Mittelteil des Spektrums. Wegen der geringen Multiplikation der Innenzone wird das Gleichgewichtsspektrum selbst im Reaktorinnern nicht vollständig erreicht; es verbleiben Abweichungen in den Flüssen von bis zu 10% für Energien oberhalb 10 eV. Unterhalb dieser Energie zeigt sich ein Überschuß von Neutronen, die von der thermischen Treiberzone her durchdringen.

Die Ergebnisse der  $S_4$ -Rechnung (STARK 2-120) stimmen im Hauptteil des Spektrums recht gut mit der Diffusionsrechnung überein, zeigen jedoch unterhalb 10 eV, wo wegen der steilen Flußgradienten die Diffusionsnäherung nicht mehr gerechtfertigt erscheint, bis zu 30% höhere Neutronenintensitäten.

Abb.29 gibt eine analoge Darstellung für den adjungierten Fluß  $\phi_i^+$ . Dort sind die Unterschiede zwischen der STARK- und der Einzonerechnung ( $\approx 3\%$ ) wesentlich kleiner als bei den Spektren.

#### 4.2 Reaktionsraten und Spektralindizes

Eine genauere Untersuchung der Radialverteilungen von Spaltraten bzw. Spaltratenverhältnissen verschiedener Substanzen gestattet es, Aussagen über das Neutronenspektrum und dessen räumliche Einstellung in der schnellen Zone des STARK zu machen.

Hierzu wurden in Abb.12 die für verschiedene Substanzen x ( $x = \text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{Np}^{237}$  und  $\text{Pu}^{239}$ ) gemessenen radialen Spaltratenverteilungen  $n^x(r)$  mit gerechneten Werten verglichen, die nach der Gleichung

$$n^x(r) = \sum_{i=1}^{26} f_i^x \sigma_i^x \phi_i(r) \quad (4.2)$$

mit  $\sigma_i^x$  = Spaltquerschnitt bei unendlicher Verdünnung,  
 $f_i^x$  = Resonanz-Abschirmfaktor in der Gruppe i

aus den gerechneten 26-Gruppenflüssen  $\phi_i(r)$  erhalten wurden. Für  $U^{235}$  und  $U^{238}$  wurde  $n^x(r)$  unmittelbar aus der Spaltratenausgabe der Multi-gruppenrechnung entnommen, für die übrigen, nicht im Reaktor enthaltenen Substanzen mit  $f_i = 1$  nach Gl.(4.2) ermittelt. Die gerechneten Kurven wurden in der Weise normiert, daß die  $U^{238}$ -Spaltrate in Reaktormitte mit der Messung übereinstimmt.

Beim Vergleich mit den Rechnungen ist zu beachten, daß die Meßwerte mit gewissen Unsicherheiten behaftet sind. Einmal sind in der Kalibrierung der Spaltkammern Fehler von etwa  $\pm 5\%$  (für  $Pu^{239}$  und  $Np^{237}$   $\pm 10\%$ ) möglich, die sich allerdings nicht auf den Kurvenverlauf auswirken. Außerdem besteht für die äußeren Meßpunkte wegen der stufenförmigen Berandung der schnellen Zone eine gewisse Willkür in der Wahl der zugehörigen Abszissenwerte  $r$  beim Vergleich mit zylindersymmetrischen Rechnungen. In Abb.12 wurde der wahre Abstand Spaltkammermitte-Reaktorachse als Abszisse gewählt.

Die berechnete  $U^{235}$ -Spaltrate in Abb.12 zeigt als Folge der Schwächung der langsamen Neutronen im Uranmantel eine steile Abnahme, die nach innen zu in einen flachen Kurvenverlauf übergeht. Qualitativ wird dieser allgemeine Zug durch die Messung bestätigt. Die Meßwerte stimmen im Innern der schnellen Zone gut mit der Rechnung überein, an ihrem Rande und im Uranmantel liegen sie dagegen bis zu 30% über der gerechneten Kurve, was auf ein im Vergleich zur Rechnung stärkeres Durchdringungsvermögen der aus der Ringzone einströmenden langsamen Neutronen hinweist.

Für die Schwellensubstanzen  $Th^{232}$ ,  $U^{238}$  und  $Np^{237}$  wurde in Übereinstimmung mit der Rechnung ein bis in den Uranmantel hinein flacher Spaltratenverlauf beobachtet, jedoch liegen die Absolutwerte der Messung für  $Th^{232}$  und  $Np^{237}$  um die konstanten Faktoren 1,18 bzw. 1,32 über der Rechnung. Da die gleichen Abweichungen auch bei den späteren STARK-Anordnungen 3 und 4 [6] gefunden wurden, ist anzunehmen, daß hier ein Fehler im Wirkungsquerschnitt bzw. ein Eichfehler der Th- und Np-Kammern vorliegt.

In Abb.14 und Abb.15 ist die Radialabhängigkeit von Spaltratenverhältnissen

$$\sigma_f^x / \sigma_f^y = n^x / n^y \quad (4.3)$$

relativ zu  $U^{235}$  und  $U^{238}$  dargestellt.

Die Spaltratenverhältnisse  $\text{Pu}^{239}/\text{U}^{235}$  und  $\text{U}^{233}/\text{U}^{235}$  bilden wegen der ausgeprägten Resonanzen der  $\text{Pu}^{239}$ - bzw.  $\text{U}^{233}$ -Spaltquerschnitte im eV-Bereich (25. bzw. 23. Gruppe) wertvolle Kriterien für die Anwesenheit von Resonanzneutronen im Spektrum. Die berechneten Radialverläufe dieser Spektralindizes (Abb.14) durchlaufen im Bereich des Uranmantels ausgeprägte Maxima, die dadurch zustandekommen, daß dort die von außen kommenden thermischen Neutronen stärker als die Resonanzneutronen absorbiert werden. Nach innen zu nehmen die Spaltratenverhältnisse dann mit zunehmender Abschwächung des Resonanzflusses langsam ab.

Die gemessenen  $\text{Pu}^{239}/\text{U}^{235}$ - und  $\text{U}^{233}/\text{U}^{235}$ -Verhältnisse liegen am Rande der schnellen Zone wesentlich über der gerechneten Kurve, weisen also auf ein tieferes Eindringen der Resonanzneutronen hin. Auch im Innenbereich der schnellen Zone zeigen die Meßwerte relativ zur Rechnung eine stärkere Radialabhängigkeit (Abb.14).

Die relative Änderung der Spaltratenverhältnisse im Intervall

$0 \leq r < 10$  cm beträgt

für	$\text{Pu}^{239}/\text{U}^{235}$	$\text{U}^{233}/\text{U}^{235}$
nach der Messung	13%	15%
nach der Rechnung	$\approx 2\%$	$\approx 3\%$

Die beobachtete, für die Verhältnisse  $\text{Pu}^{239}/\text{U}^{235}$  und  $\text{U}^{233}/\text{U}^{235}$  annähernd gleich stark ausgeprägte Ortsabhängigkeit muß auf den Einfluß der Resonanzneutronen im Innern des schnellen Cores zurückgeführt werden, denn räumliche Änderungen im Hauptteil des Spektrums ( $E > 1$  keV) würden wegen des Spaltquerschnittverlaufs vorwiegend das  $\text{Pu}^{239}/\text{U}^{235}$ -Verhältnis beeinflussen, das  $\text{U}^{233}/\text{U}^{235}$ -Verhältnis aber nahezu unverändert lassen.

Um die gemessene Ortsabhängigkeit zu erklären, wurde angenommen, daß der Resonanzneutronenfluß (Gruppe 22 bis 25) im Innern der schnellen Zone ( $r < 6$  cm) um den gemeinsamen Faktor F über den berechneten Werten liegt. Durch Anpassung an den Verlauf der Meßkurve in Abb.14 ergab sich für  $\text{Pu}^{239}$  (Hauptresonanz bei 0,296 eV, Gruppe 25):  $F = 12 \pm 2$ , für  $\text{U}^{233}$  (Hauptresonanzen bei 1,55 und 2,30 eV, Gruppe 23 und 22):  $F = 8 \pm 1$ . Ein ähnliches Ergebnis wurde bei den  $\text{In}^{115}$ -Sandwichmessungen (Tab.5) gefunden, die für  $r = 0$  einen um den Faktor  $F = 9,4$  höheren Fluß bei 1,46 eV ergaben.

Für den nach der Multigruppenrechnung viel zu kleinen Anteil der eV-Neutronen im Spektrum der schnellen Zone bieten sich mehrere Erklärungen an:

1. Besonders für die niederenergetischen Gruppen weist der Neutronenfluß im Uranmantel und in der schnellen Zone einen sehr steilen radialen Gradienten auf. Der Fluß nimmt vom Rande des Uranmantels ( $r = 24,2$  cm) bis zur Reaktormitte beispielsweise

für die 22. Gruppe	um den Faktor 100 ,
für die 25. Gruppe	um den Faktor 3000 ab.

Die Anwendung der Diffusionsnäherung erscheint daher für die unteren Energiegruppen nicht gerechtfertigt. Die Ergebnisse der  $S_4$ -Rechnung (Abb.28) zeigen dort eine um etwa 30% geringere Flußabnahme, was allerdings nicht zur Erklärung des Gesamteffekts ausreicht.

2. Die horizontale Schichtung der Plättchen in der schnellen Zone führt zu einem "Durchgreifen" des Neutronenflusses in Radialrichtung zwischen den für langsame Neutronen stark absorbierenden Brennstoffplättchen (vgl. Abb.22). Hierdurch kommt eine langsamere Flußabnahme gegenüber der homogenen Rechnung zustande.

3. Die heterogene Anordnung des Wasserstoffs in 1 mm dicken  $CH_2$ -Plättchen kann zu Mehrfachstreuung im Plättchen führen, wodurch die moderierende Wirkung des  $CH_2$  gegenüber der homogenen Mischung vergrößert und der  $U^{238}$ -Resonanzeinfang verringert wird. Damit kann sich unterhalb der tiefsten  $U^{238}$ -Resonanz ein weicherer Gleichgewichtsspektrum aufbauen.

Gewissen Aufschluß über das Neutronenspektrum im unteren keV-Bereich geben die Messungen der Resonanzaktivierung von  $Na^{23}$  (2,95 keV) und  $F^{19}$  (15,3 und 27,3 keV) in Abb.16. Die recht gute Übereinstimmung mit den berechneten Radialtraversen läßt schließen, daß in diesem Energiebereich keine größeren Abweichungen vom gerechneten Spektrum vorliegen.

Zur Prüfung des Spektrums im oberen keV-Bereich wurden in Abb.15 die Spaltratenverhältnisse der Schwellensubstanzen relativ zu  $U^{235}$  untersucht. Der gemessene Verlauf zeigt infolge der größeren Transparenz des Uranmantels für langsame Neutronen gegenüber der Rechnung einen langsameren Übergang in die asymptotischen Werte des schnellen Spektrums. Erst im Innenbereich der schnellen Zone stellen sich annähernd konstante Spaltratenverhältnisse ein, wobei die berechneten Kurven schwach ausgeprägte Maxima bei  $r \approx 10$  cm durchlaufen und dann nach innen zu um 1 bis 2% abfallen. Diese auch bei der Messung angedeutete Abnahme ist eine Folge der nach innen zu langsam fortschreitenden Erweichung im Hauptteil des Spektrums (1 keV bis 1 MeV, s. Abb.23).

Die Verhältnisse der Schwellensubstanzen untereinander geben Auskunft über Änderungen am oberen Ende des Spektrums. Das gemessene Verhältnis  $Np^{237}/U^{238}$  zeigt in Abb.15, wie nach der Rechnung erwartet, in der schnellen Zone einen völlig flachen Verlauf. Dasselbe gilt auch für das dort nicht aufgetragene Verhältnis  $Th^{232}/U^{238}$ .

Die in der Zentralposition der schnellen Zone gemessenen Spaltratenverhältnisse sind in Tab.14 angegeben, zusammen mit Werten für verschiedene gerechnete Spektren:

1. STARK-Diffusionsrechnung (2-141) mit  $H_{eff} = 84$  cm,
2. STARK-Diffusionsrechnung (2-140) mit  $H_{eff} = 84$  cm,
3. STARK-Diffusionsrechnung (2-130) mit  $H_{eff} = 82$  cm,
4. STARK- $S_4$ -Rechnung (2-120) mit  $H_{eff} = 82$  cm,
5. Einzonen-Diffusionsrechnung (2-101).

Beim Vergleich der Rechnungen 2-130 und 2-140 sieht man, daß der Einfluß der effektiven Corehöhe und des Nickelanteils auf die berechneten Spektralindizes durchweg kleiner als 1% ist. Ebenfalls bei 1% liegt der Effekt, der sich durch die Änderung der Abschirmfaktoren ( $T = 900 \rightarrow 300^\circ K$ ) bei den Rechnungen 2-140 und 2-141 ergibt. Etwas größere Unterschiede findet man zwischen den berechneten Werten für das STARK-Spektrum (2-130) und das Gleichgewichtsspektrum (2-101), nämlich für

$$\begin{aligned} &\text{das } U^{238}/U^{235}\text{-Verhältnis etwa } 1,6 \% , \\ &\text{das } Np^{237}/U^{235}\text{-Verhältnis etwa } 2,7 \% , \end{aligned}$$

die auf die nur unvollkommene Einstellung des Gleichgewichtsspektrums bei dieser STARK-Anordnung hinweisen.

#### 4.3 Reaktivitätswerte von Materialproben im Corezentrum

Für den Reaktivitätswert pro Kern bei einer infinitesimalen Materialzugabe im Zentrum der schnellen Zone erhält man nach der Störungstheorie 1.Ordnung

$$\rho = \rho_a + \rho_f + \rho_m + \rho_d \quad (4.4)$$

wobei

$$\begin{aligned} \rho_a &= \frac{1}{F} \sum_{i=1}^{26} \phi_i^+ \sigma_{ai} \phi_i \\ \rho_f &= \frac{1}{F} \sum_{i,j=1}^{26} \phi_j^+ \chi_j \nu \sigma_{fi} \phi_i \\ \rho_m &= \frac{1}{F} \sum_{i,j=1}^{26} (\phi_j^+ - \phi_i^+) \sigma_{i \rightarrow j} \phi_i \end{aligned} \quad (4.5)$$

mit

$$\begin{aligned} \phi_i, \phi_i^+ &= \text{realer bzw. adjungierter Fluß am Ort der Probe,} \\ F &= \int_{\text{Reaktor}} \sum_{j=1}^{26} \phi_j^+ \chi_j \nu \Sigma_{fi} \phi_i \, dV, \end{aligned} \quad (4.6)$$

die Beiträge infolge Neutronenabsorption, Spaltung und Moderation darstellen; der Beitrag infolge Richtungsänderung verschwindet im Corezentrum ( $\rho_d = 0$ ).

Ein Vergleich gemessener infinitesimaler Reaktivitätswerte mit der Störungsrechnung ermöglicht es daher im Prinzip, Information über die in Gl.(4.5) eingehenden Größen  $\phi_i$ ,  $\sigma_i$  und  $\phi_i^+$  zu erhalten. Allerdings ist es wegen der großen Zahl der in Gl.(4.5) auftretenden Unbekannten oft schwierig, eindeutige Aussagen zu machen.

Die mit dem Pile-Oszillator gemessenen und auf  $U^{235}$  bezogenen Reaktivitätswerte der Proben wurden nach Korrektur für Probengrößen- und Anisotropieeffekt in Tab.15 mit den Ergebnissen verschiedener 26-Gruppen-Störungsrechnungen verglichen (s. Tab.11), von denen die Rechnung 2-141 den Reaktor am genauesten beschreiben sollte. Beim Vergleich zeigen sich zum Teil erhebliche Diskrepanzen zwischen Messung und Rechnung.

Abweichungen von weniger als 10% sind außer bei  $B^{10}$  nur für die Materialien Fe und Ni zu verzeichnen, bei denen der Hauptbeitrag zu  $\rho$  aus annähernd dem gleichen Energiebereich (5. bis 15. Gruppe) herrührt wie bei der Bezugssubstanz  $U^{235}$  (Abb.30).

Im Falle von  $B^{10}$  überwiegt der Absorptionsanteil  $\rho_a$ . Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Rechnung 2-141, obwohl der bei der Indium-Messung (Abschnitt 2.3.3) gefundene größere Beitrag der eV-Neutronen auch einen relativ zur Rechnung stärker negativen  $B^{10}$ -Wert zur Folge haben sollte.

Bei  $U^{238}$  liegen die drei Anteile  $\rho_a$ ,  $\rho_f$  und  $\rho_m$  in der gleichen Größenordnung; die Abweichung von 22 % läßt sich wegen des Querschnittsverlaufs nicht durch den Einfluß der eV-Neutronen erklären.  $U^{238}$  besitzt nach der Rechnung eine starke Resonanzabschirmung, so daß hier die Vermutung nahe liegt, daß als Folge der Heterogenität ( $CH_2$ -Plättchen) Unterschiede in der Mikrostruktur des Spektrums zwischen dem Meßort und der homogenen Rechnung auftreten.

Die großen Abweichungen bei den Streusubstanzen Al, C und H lassen sich nicht durch spektrale Effekte allein erklären. Bei diesen Materialien überwiegt der Moderationsanteil  $\rho_m$ , dessen Gruppenbeiträge nach Gl.(4.5) proportional zur Steigung der Adjungierten  $\phi_i^+$  sind und damit positive wie auch negative Werte annehmen können (vgl. Abb.31). Wie ein Vergleich der für STARK (2-130) und für eine analoge Einzonenanordnung (2-101) berechneten Reaktivitätswerte (Tab.15) zeigt, hat eine geringe Variation der Adjungierten  $\phi_i^+$  (Abb.29) eine große Auswirkung auf die resultierenden Reaktivitätswerte. Dieser Einfluß der Adjungierten ist auch die Hauptursache für die Unterschiede der Reaktivitätswerte nach den Rechnungen 2-141 und 2-140.

Nach der Diffusionsrechnung ist im STARK das Minimum der Adjungierten bei  $\approx 100$  keV tiefer ausgebildet als in der Einzonenanordnung (vgl. Abb.29), dies ist auf die Energieabhängigkeit der freien Weglänge und den flacheren Radialverlauf des Spaltneutronenwertes im Mehrzonensystem zurückzuführen. Um die gemessenen Reaktivitätswerte der Streusubstanzen zu erklären, müßte das Minimum von  $\phi^+$  noch stärker ausgeprägt sein als nach der Diffusionsrechnung. Diese Annahme wird qualitativ durch  $S_4$ -Rechnungen an einem kugelsymmetrischen Modell des STARK bestätigt.

Einen großen Einfluß auf die Reaktivitätswerte der Streusubstanzen hat auch die Form des Wichtungsspektrums zur Bestimmung des elastischen Bremsquerschnitts. Statt des dem ABN-Satz zugrundeliegenden  $1/E$ -Spektrums müßte hierzu das STARK-Spektrum verwendet werden, wodurch der elastische Bremsquerschnitt  $\sigma_{i \rightarrow j}^{el}$  für Energien oberhalb  $\approx 300$  keV (Maximum von  $E\phi(E)$ ) bis zu 30% vergrößert, unterhalb von 300 keV dagegen verkleinert würde. Damit würde sich für die Streusubstanzen ein stärker negativer Reaktivitätswert ergeben.

#### 4.4 Integrale Reaktorparameter

Tab.10 gibt einen Vergleich der gemessenen integralen Reaktorparameter mit den verschiedenen Rechnungen, von denen die 26-Gruppen-ABN-Rechnung 2-141 die beste Näherung für den vorliegenden Reaktor darstellen sollte.

Die kritische Masse der thermischen Zone wurde experimentell (Abschnitt 2.1) bei einer Moderator Temperatur von  $30^\circ\text{C}$  erhalten. Für einen Vergleich mit den Multigruppenrechnungen ist der gefundene Wert auf  $20^\circ\text{C}$  umzurechnen. Mit dem in Abschnitt 2.4 gemessenen Reaktivitätsäquivalent der

Temperaturänderung ( $\Delta k_{80 \rightarrow 20} = 0,89 \text{ \%k}$ ) und dem Reaktivitätswert der äußeren Brennstoffplatten ( $\Delta k = 0,071 \text{ \%k pro Platte}$ ) ergibt sich

Kritische Masse bei $80^{\circ}\text{C}$	326	<u>+1</u>	BE-Platten
Äquivalent der Temperaturänderung von $80^{\circ}$ auf $20^{\circ}\text{C}$ .	- 12,5	<u>+1</u>	BE-Platten
Kritische Masse bei $20^{\circ}\text{C}$	313,5	<u>+2</u>	BE-Platten
Berechneter Wert bei $20^{\circ}\text{C}$ (26-Gruppenrechnung STARK 2-141):	307,0		BE-Platten

Die Abweichung der 26-Gruppenrechnung von der gemessenen Plattenzahl beträgt - 2,1 %, entsprechend einer Abweichung in  $k_{\text{eff}}$  von + 0,45 %. Hierbei ist zu bedenken, daß in der Rechnung u.a. folgende vereinfachende Annahmen getroffen wurden:

1. Homogenisierung der thermischen Zone.

Hierdurch wird vor allem die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit für das in Wirklichkeit plattenförmig aufgebaute Core unterschätzt.

2. Verwendung des eindimensionalen Modells.

3. Berücksichtigung der Luftspalte an der thermischen Zone im Rahmen der Diffusionsnäherung.

Das Ersetzen der Luftspalte durch Graphit würde eine Zunahme von  $k_{\text{eff}}$  um  $\approx 2 \text{ \%k}$  mit sich bringen, wie Rechnungen an Ladung 1 gezeigt haben.

Die Aufstellung der Tab.10 zeigt auch den verhältnismäßig großen Einfluß des angenommenen Axialbucklings  $B_z^2 = \pi^2 / H_{\text{eff}}^2$  auf  $k_{\text{eff}}$ . So hat beispielsweise eine Verringerung der effektiven Corehöhe  $H_{\text{eff}}$  um 2 cm, was etwa der Meßunsicherheit entspricht, eine Abnahme des  $k_{\text{eff}}$  um 0,7 %k zur Folge.

Die Unterschiede im  $k_{\text{eff}}$  ( $\approx 3,5 \text{ \%k}$ ) zwischen der 4-Gruppenrechnung und der vergleichbaren 26-Gruppenrechnung (2-130) sind auf die zu grobe Behandlung des Resonanzgebiets durch eine einzige Gruppe im Viergruppensatz zurückzuführen, wodurch die  $U^{238}$ -Resonanzabsorption im schnellen Core unterschätzt wird. Dadurch stellt sich in der Viergruppenrechnung ein zu großer Leistungs- und Reaktivitätsanteil der schnellen Zone ein (s. Tab.10).

Auch für die übrigen Kenngrößen zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung mit der 26-Gruppenrechnung 2-141. Der gemessene Leistungsanteil  $\gamma_1$  der schnellen Zone und derjenige des Natururanmantels ( $\gamma_0$ ) liegen nur unwesentlich höher als die berechneten Werte, da die Abweichungen bei der radialen Spaltratenverteilung (Abb.10) in den Innenzonen durch die etwas größere Brennstoffmenge der thermischen Zone zum Teil kompensiert werden. Die gemessene Generationszeit  $\Lambda$  des kritischen Reaktors stimmt ebenfalls gut mit der Rechnung überein.

#### 4.5 Schlußfolgerungen

Die Ergebnisse dieser Arbeit haben gezeigt, daß die wichtigsten reaktorphysikalischen Eigenschaften der STARK-Ladung 2 durch eindimensionale Diffusionsrechnungen mit dem 26-Gruppen-ABN-Satz verhältnismäßig gut vorausgesagt werden.

Der Vergleich gemessener Spektralindizes mit den Rechnungen läßt darauf schließen, daß sich im Innern der schnellen Zone die Form des Neutronenspektrums oberhalb 100 eV bis auf etwa 10% an das Gleichgewichtsspektrum annähert. Die unvollkommene Einstellung des Gleichgewichtsspektrums ist in der relativ niedrigen Multiplikation der schnellen Zone begründet. Unterhalb von 10 eV zeigt sich ein starker Neutronenüberschuß relativ zur Rechnung, der auf die Heterogenität der Corestruktur zurückgeführt wird.

Die integralen Parameter (kritische Masse, Neutronenlebensdauer) stimmen gut mit der Rechnung überein. Größere Abweichungen zeigen sich dagegen bei den Reaktivitätswerten von Probenmaterialien im Zentrum der schnellen Zone. Die Ursachen dieser Diskrepanzen sollen an den folgenden STARK-Ladungen eingehender untersucht werden.

---

Wir danken der Betriebsgruppe des STARK für die Hilfe und Unterstützung während der experimentellen Arbeiten sowie Fräulein R. KURMIS für die numerische Auswertung von experimentellen Daten und Multigruppenrechnungen.

Literatur

- [1] ABAGJAN, L.P., N.O. BAZAZJANC, I.I. BONDARENKO, and M.N. NIKOLAEV, Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren, KFK-tr-144, Übersetzung des Kernforschungszentrums Karlsruhe (1964)
- [2] MEISTER, H., et al., Sicherheitsbericht für den gekoppelten schnell-thermischen Argonaut-Reaktor Karlsruhe (STARK), Fassung März 1964, unveröffentlicht
- [3] MEISTER, H., K.H. BECKURTS, W. HÄFELE, W.H. KÖHLER, and K. OTT, The Karlsruhe Fast-Thermal Argonaut-Reactor Concept, KFK-217, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1964)
- [4] BRÜCKNER, Chr., G. KUSSMAUL, H. MEISTER, D. STEGEMANN, Die Ladung 1 (Natururanladung) des schnell-thermischen Argonaut-Reaktors Karlsruhe, STARK, unveröffentlicht
- [5] KIRN, F.S., Neutron Detection with an Absolute Fission Chamber, Proc. Symp. on Neutron Detection, Dosimetry, and Standardization, sponsored by IAEA, Harwell, Vol.II, 497 (1963)
- [6] BARLEON, L., A. BAYER, Chr. BRÜCKNER, K. BURKART, G. FIEG, D. KUHN, G. KUSSMAUL, H. MEISTER, H. SEUFERT, D. STEGEMANN, and W. WERLE, Evaluation of Reactor Physics Experiments on the Coupled Fast-Thermal Argonaut-Reactor STARK, KFK-482 (1966)
- [7] STEGEMANN, D., Programmierbare vollautomatische 4-Kanal-Zählanlage, unveröffentlicht
- [8] BAYER, A., H. SEUFERT, and D. STEGEMANN, Special Experimental Techniques Developed Recently for Application in Fast Zero Power Assemblies, KFK-474 (1966)
- [9] KUSSMAUL, G., Reaktivitätsmessungen am STARK, unveröffentlicht
- [10] BARLEON, L., G. KUSSMAUL, H. MEISTER, File-Oszillatormessungen am STARK, unveröffentlicht
- [11] EDELMANN, M., G. KUSSMAUL, H. MEISTER, D. STEGEMANN, and W. VÄTH, Pulsed Source and Noise Measurements on the STARK Reactor at Karlsruhe, KFK-303, and IAEA-Proceedings on Pulsed Neutron Research, Vol.II, 799-824 (1965)
- [12] GARELIS, E. and J.L. RUSSELL, Jr., Theory of Pulsed Neutron Source Measurements, Nucl. Sc. Eng. 16, 263-270 (1963)
- [13] EYRICH, W. and A. SCHMIDT, Two Compact High-Intensity Pulsed Neutron Sources, KFK-304, and IAEA-Proceedings on Pulsed Neutron Research, Vol.II, 589-603 (1965)

- [14] BACHMANN, H., et al., The Karlsruhe Nuclear Code System NUSYS, im Druck
- [15] BATCHELOR, R., H.R. MACHYDER, The Energy of Delayed Neutrons from Fission, J. Nuclear Energy 3, 7 (1956)
- [16] KEEPIN, G.R., Physics of Nuclear Kinetics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Ma. (1965).

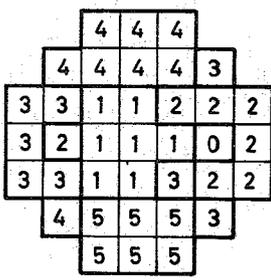
Tab.1 Angaben über die Plättchen und Blöcke im schnellen Core

Material:	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Al + CH <sub>2</sub>	19,86 % anger.Uran	Natururan	Natururan
Außen- messungen:	Plättchen 5,07 x 5,07 x 0,314 cm <sup>3</sup>				
mittleres Gewicht:	30,17 g Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	19,02 g Al 0,715 g CH <sub>2</sub>	148,52 g U 0,64 g Ni	148,84 g U 0,63 g Ni	Blöcke 5,07 x 5,07 x 2,54 cm <sup>3</sup>  1234 g U 1,0 g Ni
Teilchenzahl pro Plättchen:					
Al - 27	3,564 · 10 <sup>23</sup>	4,246 · 10 <sup>23</sup>			
C - 12		3,081 · 10 <sup>22</sup>			
H - 1		6,010 · 10 <sup>22</sup>			
Ni - 59			6,56 · 10 <sup>21</sup>	6,45 · 10 <sup>21</sup>	1,024 · 10 <sup>22</sup>
O - 16	5,347 · 10 <sup>23</sup>				
U - 235			7,572 · 10 <sup>22</sup>	2,711 · 10 <sup>21</sup>	2,250 · 10 <sup>22</sup>
U - 238			3,009 · 10 <sup>23</sup>	3,738 · 10 <sup>23</sup>	3,100 · 10 <sup>24</sup>

Tab.2 Teilchenzahlen pro  $\text{cm}^3$  in den verschiedenen Zonen des STARK (Rechnung 2-141)

Zone	1	2	3	4	5	6	7	
	schnelle Zone	Uranmantel	Graphit + Tankwände	thermische Zone	Graphit	Luftspalt + Tankwände	Graphit	
äußerer Radius	18,6	24,2	30,5	42,422	46,422	50,422	86,422	cm
Al - 27	$1,7000 \cdot 10^{22}$		$9,264 \cdot 10^{21}$	$1,2599 \cdot 10^{22}$		$7,260 \cdot 10^{21}$		$\text{cm}^{-3}$
C - 12	$6,706 \cdot 10^{20}$		$4,922 \cdot 10^{22}$	$1,9075 \cdot 10^{22}$		$4,289 \cdot 10^{22}$	$8,526 \cdot 10^{22}$	$\text{cm}^{-3}$
Cr - 52	$1,271 \cdot 10^{21}$							$\text{cm}^{-3}$
Fe - 56	$4,180 \cdot 10^{21}$							$\text{cm}^{-3}$
H - 1	$1,3081 \cdot 10^{21}$		$3,680 \cdot 10^{20}$	$3,495 \cdot 10^{22}$		$5,267 \cdot 10^{20}$		$\text{cm}^{-3}$
Ni - 59	$1,036 \cdot 10^{21}$							$\text{cm}^{-3}$
O - 16	$1,1637 \cdot 10^{22}$			$1,8784 \cdot 10^{22}$				$\text{cm}^{-3}$
U - 235	$1,7659 \cdot 10^{21}$	$3,437 \cdot 10^{20}$		$9,842 \cdot 10^{19}$				$\text{cm}^{-3}$
U - 238	$2,282 \cdot 10^{22}$	$4,739 \cdot 10^{22}$		$3,932 \cdot 10^{20}$				$\text{cm}^{-3}$

**Tab.3** Beladung des STARK beim kritischen Experiment und bei der Kontrollmessung der kritischen Masse

Beladeschritt	insgesamt geladen																								
<b>Schnelle Spaltzone</b>																									
	Brennst.halter	Symbol	Beladeschema																						
0	1	0																							
1	8	0 1																							
2	15	0 1 2																							
3	23	0 1 2 3																							
4	31	0 1 2 3 4																							
5	37	0 1 2 3 4 5																							
<b>Thermische Spaltzone</b>																									
	Brennst.platten	Brennstoffplatten in den Positionen																							
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
5	240	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10
6	264	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11
7	300	13	12	13	12	13	12	13	12	13	12	13	12	13	12	13	12	13	12	13	12	13	12	13	12
8	324	13	14	13	14	13	14	13	14	13	14	13	14	13	14	13	14	13	14	13	14	13	14	13	14
9	329	14	14	13	14	14	14	13	14	14	14	13	14	14	14	13	14	13	14	13	14	14	14	13	14
<b>Thermische Spaltzone bei der Kontrollmessung der kritischen Masse</b>																									
	Brennst.platten	Brennstoffplatten in den Positionen																							
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
	327	13	14	14	13	14	14	13	14	13	14	14	13	14	14	13	14	13	14	14	13	14	14	13	14

Tab.4 Leistungsanteile der Reaktorzonen

	Leistungsanteile in z-Richtung gemittelt gemessen	Leistungsanteile in der Coremittelebene		
			Messung	Rechnung 2-141
<u>schnelle Zone:</u>				
Core, U <sup>235</sup> :	L <sub>1</sub> /L = 9,6 %	$\gamma_1 = 1_1/1$	9,6 %	9,48 %
Core, U <sup>238</sup> :	L <sub>1C</sub> <sup>25</sup> /L = 7,2 %	1 <sub>1</sub> <sup>25</sup> /1	7,5 %	7,45 %
Blanket, U <sup>235</sup> :	L <sub>1B</sub> <sup>28</sup> /L = 2,0 %	1 <sub>1</sub> <sup>28</sup> /1	2,1 %	2,03 %
Blanket, U <sup>238</sup> :	L <sub>1B</sub> <sup>25</sup> /L = 0,1 %		-	-
	L <sub>1B</sub> <sup>28</sup> /L = 0,3 %		-	-
<u>Uranmantel:</u>				
Uranmantel, U <sup>235</sup> :	L <sub>2</sub> /L = 12,2 %	$\gamma_2 = 1_2/1$	10,3 %	9,85 %
Uranmantel, U <sup>238</sup> :	L <sub>2</sub> <sup>25</sup> /L = 7,5 %	1 <sub>2</sub> <sup>25</sup> /1	6,1 %	6,02 %
	L <sub>2</sub> <sup>28</sup> /L = 4,7 %	1 <sub>2</sub> <sup>28</sup> /1	4,2 %	3,83 %
<u>thermische Zone:</u>				
U <sup>235</sup> , thermisch:	L <sub>4</sub> /L = 78,2 %	$\gamma_4 = 1_4/1$	80,1 %	80,67 %
U <sup>235</sup> , epithermisch:	L <sub>4th</sub> <sup>25</sup> /L = 71,8 %	1 <sub>4th</sub> <sup>25</sup> /1	73,5 %	73,46 %
	L <sub>4ep</sub> <sup>25</sup> /L = 6,4 %	1 <sub>4ep</sub> <sup>25</sup> /1	6,6 %	7,21 %
Gesamtleistung:	L = 11,6 Watt			

**Tab.5** Aktivitätsverhältnis  $C_0/C_i$  (äußere zu innere Folie) bei Messungen mit In- und Au-Sandwiches

Flächenbelegung	Material	Haupt- resonanz	$C_0/C_i$ (Messung)	$C_0/C_i$ (26-Gr.- Rechnung)	exp.Fluß bei 1,46 eV
					ber.Fluß bei 1,46 eV
3 · 36 mg/cm <sup>2</sup>	In	1,457 eV	1,168 <sub>±</sub> 0,02	1,027	} 9,4
3 · 38 mg/cm <sup>2</sup>	In	1,457 eV	1,167 <sub>±</sub> 0,02	1,027	
3 · 98,5 mg/cm <sup>2</sup>	Au	4,906 eV	1,033 <sub>±</sub> 0,02	1,02	-
3 · 203 mg/cm <sup>2</sup>	Au	4,906 eV	1,055 <sub>±</sub> 0,02	1,02	-

**Tab.6** Reaktivitätswerte der Regel- und Sicherheitsplatten

Platten	Plattenwert $\Delta\rho$ ( $\beta$ )	$\Delta\rho$ /Platte ( $\beta$ )
<b>1 Platte:</b>		
$R_1$	- 0,605 <sub>±</sub> 0,010	
$R_2$	- 0,526 <sub>±</sub> 0,008	
$R_3$	- 0,633 <sub>±</sub> 0,010	
<b>3 Platten:</b>		
$R_1+R_2+R_3$	- 2,0 <sub>±</sub> 0,06	- 0,67
<b>6 Platten:</b>		
$S_1 + S_2$	- 4,1 <sub>±</sub> 0,2	- 0,67
<b>12 Platten:</b>		
Abschaltstab $S_4$ (schnelle Zone)	- 0,394 <sub>±</sub> 0,008	- 0,55

Tab.7 Reaktivitätswerte axial ausgedehnter Proben im schnellen Core des STARK

Probe	Position	Abstand von Reaktormitte r(cm)	Reaktivitätswert $\Delta k$ (‰)		
			Messung	Diff.Rechnung 2-030 P (keff-Rechnung)	Störungsrechnung 2-141
CH <sub>2</sub> -Einsatz (Austausch gegen Corematerial)	19	0	+0,61 ± 0,06	+0,423	+0,1718
	25	7,65	+0,64 ± 0,06		+0,1471
	30	15,30	+0,325 ± 0,03		-0,0243
Brennstoffhalter mit Corematerial (Austausch gegen Leerelement)	19	0	+0,0284 ± 0,0015		+0,0253
	25	7,65	+0,0298 ± 0,0015		+0,0262
	30	15,30	+0,040 ± 0,0015		+0,0292
Abschaltstab S4, mit B4C gefüllt (gegen Corematerial)	19	0	-	-0,215	-0,426
	6	10,8	-0,296 ± 0,010	-0,298 +)	-0,559

+ ) umgerechnet auf r = 10,8 cm mit Hilfe der Radial-abhängigkeit nach der Störungsrechnung 2-130

Tab.8 Ergebnisse der Pile-Oszillatormessungen und Vergleich mit der Störungsrechnung 4-141

Material	Proben- gewicht (g)	Meßwert ( $\Delta k/10^{30}$ Atome)	Rechnung ( $\Delta k/10^{30}$ Atome)	Meßwert Rechnung	Meßwert, bezogen auf U <sup>235</sup>		Rechnung, bezogen auf U <sup>235</sup>	korr. Meßwert Rechnung
					Kanal leer	mit Korrektur		
Al	40,66	-4,95+0,15	- 2,727	1,81	-0,0152	-0,011	-0,00740	1,49
B <sup>10</sup>	1,790	-281 +2	-314,6	0,90	-0,86	-0,85	-0,854	1,00
C	22,02	-4,73+0,15	- 1,835	2,58	-0,0145	-0,010	-0,00498	2,01
Fe	128,6	-5,62+0,2	- 4,311	1,30	-0,0172	-0,0128	-0,0117	1,09
Ni	123,8	-8,0 +0,15	- 6,906	1,16	-0,0245	-0,018	-0,0187	0,96
U <sup>235</sup>	-	+327 +2	+368,5	0,89	-	-	-	-
U <sup>238</sup>	-	-29,2+0,2	- 23,90	1,22	-0,0894	-0,079	-0,0648	1,22
Tl	62,49	-6,1 +0,3	-	-	-	-	-	-
Cu	146,4	-10,1+0,5	-	-	-	-	-	-
B <sub>4</sub> <sup>C</sup>	33,1	-244 +2	-244,9	0,995	-0,747	-0,74	-0,665	1,11
CH <sub>2</sub>	Extrap. +)	+66 +1	+ 42,58	1,55	+0,202	+0,218	+0,1155	1,89
U(19,7%)	Extrap. +)	+41,6+0,4	+ 53,41	0,78	-	-	-	-
U <sub>nat</sub>	Extrap. +)	-26,6+0,2	- 21,08	1,26	-	-	-	-

+ Die Meßwerte wurden durch Extrapolation auf verschwindende Probengröße gewonnen (s. Abb.25).

Tab.9 Werte der Zerfallskonstanten  $\alpha$  und der Größe  $\gamma = \frac{\beta}{\lambda}$  bei den Pulsmessungen

Konfiguration der Regel- und Abschaltplatten (Stellung in cm)	Detektor 1		Detektor 2		Detektor 1		Detektor 2	
	$\alpha$ ( $\text{sec}^{-1}$ )	$\gamma$ ( $\text{sec}^{-1}$ )	$\alpha$ ( $\text{sec}^{-1}$ )	$\gamma$ ( $\text{sec}^{-1}$ )	$\frac{\alpha}{\alpha_c} - 1$	$\frac{\rho}{\beta}$ ( $\beta$ )	$\frac{\alpha}{\alpha_c} - 1$	$\frac{\rho}{\beta}$ ( $\beta$ )
R <sub>1</sub> (19,5) 1) Reaktor kritisch	66,4 ± 0,5 2)	-	66,3 ± 0,8 2)	-	-	-	-	-
R <sub>3</sub> (19,5) R <sub>1</sub> (35,0) 1)	72,0 ± 0,7	66,15	73,0 ± 1,0	65,7	0,083	0,0865 3) 0,087 4)	0,083	0,0865 3) 0,087 4)
R <sub>1</sub> , R <sub>2</sub> , R <sub>3</sub> (27,0) S <sub>4</sub> (41,5) 1)	84,5 ± 1,0	65,85	87,0 ± 1,5	67,25	0,273	nicht gem.	0,273	nicht gem.
R <sub>1</sub> (0) R <sub>3</sub> (19,5) 1)	106,5 ± 1,0	65,1	111 ± 2,0	71,6	0,605	0,598 3)	0,605	0,598 3)
R <sub>1</sub> , R <sub>2</sub> , R <sub>3</sub> (15,0) S <sub>4</sub> (41,5) 1)	131,3 ± 1,0	63,6	134,2 ± 2,0	65,5	0,98	nicht gem.	0,98	nicht gem.
R <sub>1</sub> , R <sub>2</sub> (0) R <sub>3</sub> (19,5)	143,0 ± 1,0	62,6	148,0 ± 2,0	64,6	1,15	1,13 5)	1,15	1,13 5)

1) alle anderen Platten aus (47,0)

2) Reaktor kritisch

3) durch Rod-Drop ermittelt

4) durch Periodenmessung ermittelt

5) unter Annahme der Additivität der Plattenwerte

Tab.10 Reaktorparameter des STARK, Ladung 2

	Messung	Rechnung 2-141 ABN; Heff = 84 cm	Rechnung 2-140 ABN; Heff = 84 cm	Rechnung 2-130 ABN; Heff = 82 cm	Rechnung 2-430 4-Gr.; Heff = 82cm	
<u>Kritikalitätsdaten:</u>						
Brennstoffmenge, schnelle Zone	44,54					kg U <sup>235</sup>
Anreicherung, schnelle Zone	7,10	7,10	7,10	7,10	7,10	Gew. %
Brennstoffmenge, ther. Zone (20°C)	6,53±0,02	6,395 +0,45	6,698 -0,58	6,911 -1,28	6,045 +2,2	kg U <sup>235</sup>
Abweichung in keff (Rechnung-Messung)						%k
<u>Leistungsanteile:</u>						
γ1 (schnelle Zone)	9,6 ±0,4	9,49	8,77	8,51	13,26	%
γ2 (Uranmantel)	10,3 ±1,0	9,84	9,43	9,15	13,53	%
<u>Reaktivitätsanteile:</u>						
α1 (schnelle Zone)	-	8,76	7,89	7,60	-	%
α2 (Uranmantel)	-	10,24	9,70	9,39	-	%
<u>Reaktivitätswerte schnelle Zone:</u>						
Corematerial gegen leer (Pos.19)	+0,028±0,002	+0,0253	-	+0,019	-	%k
Abschaltstab S4	-0,296±0,006	-	-	-0,30	-	%k
<u>Reaktivitätswerte, ther. Zone:</u>						
Wert einer äußeren Brennstoffplatte	+0,071±0,004	-0,069	-	+0,070	-	%k
Voidkoeffizient	-0,16 ±0,016	-0,195	-0,200	-0,212	-	%k/%Void
Temperaturänderung 80 → 20°C	+0,89 ±0,03	-	-	-	-	%k
Wert einer Abschaltplatte	-0,44 ±0,01	-	-	-	-	%k
<u>Kinetische Parameter:</u>						
Generationszeit λ	1,13 ±0,015	1,116	1,109	1,078	0,920	•10 <sup>-4</sup> sec
Anteil der verzög. Neutronen	-	0,889	0,895	0,898	-	
β <sub>eff</sub> <sup>25</sup> /β <sub>eff</sub>	-	0,111	0,105	0,102	-	
β <sub>eff</sub> <sup>28</sup> /β <sub>eff</sub>	-	7,494	7,483	7,496	7,40	•10 <sup>-3</sup>
β <sub>eff</sub>	-					

Tab.11 Aufstellung der durchgeführten Rechnungen

Rechng. Nr.	Anordnung	Rechenprogramm	Näherung	Querschnitts- satz	Corehöhe H <sub>eff</sub>	f-Faktoren von U235 und U238 bei	k <sub>eff</sub>
2-141	STARK, normal beladen	NUSYS	Diff.	ABN	84 cm	T = 300°K	1,0000 (RI)
2-140	STARK, normal beladen	NUSYS	Diff.	ABN	84 cm	T = 900°K	1,0000 (RI)
2-130	STARK, normal beladen	NUSYS	Diff.	ABN	82 cm	T = 900°K	1,0000 (RI)
2-120	STARK, normal beladen	NUSYS	S-4	ABN	82 cm	T = 900°K	1,00673
2-101	Einzonen-System	NUSYS	Diff.	ABN	∞	T = 900°K	1,0000 (RI)
2-030	STARK, normal beladen	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900°K	1,0000 (RI)
2-030 P	STARK, mit CH <sub>2</sub> -Einsatz auf Zentralposition	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900°K	1,00423
2-030 B	STARK, mit B <sub>4</sub> C-Einsatz auf Zentralposition	MGP	Diff.	ABN	82 cm	T = 900°K	0,99785
2-430	STARK, normal beladen	MGP	Diff.	4-Gruppen	82 cm	-	1,0000 (RI)

+ ) Cr- und Ni-Anteile in Zone 1 durch Fe ersetzt ( $N_{Fe} = 6,042 \cdot 10^{21}$  Kerne/cm<sup>3</sup>)

RI = Radieniteration an der 4. Zone

**Tab.12** Energiespektren  $\chi_{jk}$  der verzögerten Neutronen in der Aufteilung des 26-Gruppen-ABN-Satzes

Energie- gruppe j	Energieintervall	Gruppe 1 $\chi_{j1}$	Gruppe 2 $\chi_{j2}$	Gruppe 3 $\chi_{j3}$	Gruppe 4 $\chi_{j4}$	Gruppe 5+6 $\chi_{j5} = \chi_{j6}$
4	1,4 - 2,5 MeV	-	-	-	0,07	0,04
5	0,8 - 1,4 MeV	0,06	0,14	0,09	0,16	0,14
6	0,4 - 0,8 MeV	0,17	0,37	0,36	0,30	0,36
7	0,2 - 0,4 MeV	0,23	0,28	0,25	0,22	0,26
8	0,1 - 0,2 MeV	0,27	0,11	0,16	0,15	0,14
9	46,5 -100 keV	0,16	0,06	0,09	0,06	0,05
10	21,5 - 46,5 keV	0,08	0,03	0,04	0,03	0,01
11	10,0 - 21,5 keV	0,02	0,01	0,01	0,01	-
12	4,65- 10,0 keV	0,01	-	-	-	-

Tab.13 Effektive Anteile  $\beta_{\text{eff } k}$  der verzögerten Neutronen

Spaltstoff	k	$\lambda_k$	$\beta_{\text{eff } k}$
U <sup>235</sup>	1	0,0124 sec <sup>-1</sup>	2,268 · 10 <sup>-4</sup>
	2	0,0305 sec <sup>-1</sup>	1,485 · 10 <sup>-3</sup>
	3	0,111 sec <sup>-1</sup>	1,313 · 10 <sup>-3</sup>
	4	0,301 sec <sup>-1</sup>	2,660 · 10 <sup>-3</sup>
	5	1,13 sec <sup>-1</sup>	7,681 · 10 <sup>-3</sup>
	6	3,00 sec <sup>-1</sup>	2,805 · 10 <sup>-4</sup>
U <sup>238</sup>	1	0,0132 sec <sup>-1</sup>	9,347 · 10 <sup>-6</sup>
	2	0,0321 sec <sup>-1</sup>	1,043 · 10 <sup>-4</sup>
	3	0,139 sec <sup>-1</sup>	1,193 · 10 <sup>-4</sup>
	4	0,358 sec <sup>-1</sup>	2,998 · 10 <sup>-4</sup>
	5	1,41 sec <sup>-1</sup>	1,719 · 10 <sup>-4</sup>
	6	4,02 sec <sup>-1</sup>	5,731 · 10 <sup>-6</sup>
U <sup>235</sup>	$\beta_{\text{eff}}^{25} = \sum_{k=1}^6 \beta_{\text{eff } k}^{25} = 6,734 \cdot 10^{-3}$		
U <sup>238</sup>	$\beta_{\text{eff}}^{28} = \sum_{k=1}^6 \beta_{\text{eff } k}^{28} = 7,619 \cdot 10^{-4}$		
gesamt:	$\beta_{\text{eff}} = \beta_{\text{eff}}^{25} + \beta_{\text{eff}}^{28} = 7,496 \cdot 10^{-3}$		

Tab.14 Spaltratenverhältnisse  $\sigma_f^x/\sigma_f^y$  im Zentrum der schnellen Zone

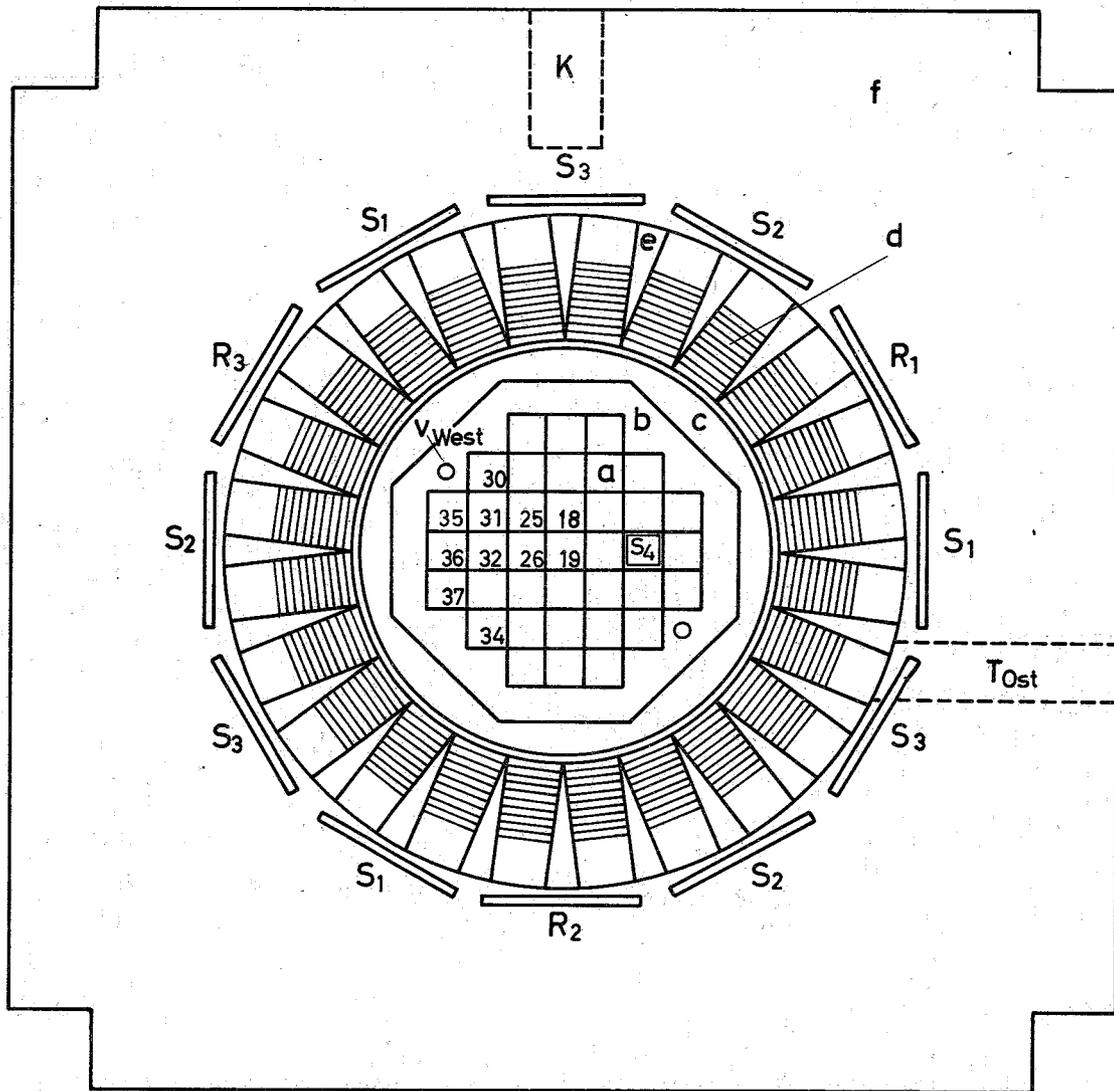
Verhältnis	Messung +)		26-Gruppenrechnung					Messung Rechnung. 2-141
	zylindrische Kammer	Parallelplat- ten-Kammer	2-141	2-140	2-130	2-120	2-101	
			1)	2)	3)	4)	5)	
Th <sup>232</sup> /U <sup>235</sup>	0,00504	0,0052	0,00428	0,00432	0,00436	0,00434	0,00429	1,178
U <sup>238</sup> /U <sup>235</sup>	0,0228	0,0214	0,02189	0,02210	0,02226	0,02218	0,02192	1,042
Np <sup>237</sup> /U <sup>235</sup>	0,218	-	0,1627	0,1650	0,1654	0,1640	0,1610	1,340
U <sup>233</sup> /U <sup>235</sup>	-	1,57	1,438	1,439	1,432	1,441	1,431	1,092
Pu <sup>239</sup> /U <sup>235</sup>	1,014	-	0,9824	0,9839	0,9847	0,9833	0,9762	1,032
Th <sup>232</sup> /U <sup>238</sup>	0,221	-	0,1957	0,1957	0,1958	0,1958	0,1958	1,129
Np <sup>237</sup> /U <sup>238</sup>	9,57	-	7,431	7,468	7,429	7,398	7,345	1,288

- 1) STARK-Spektrum, Diff.-Näherung, Cr- und Ni-Anteile berücksichtigt, alle Querschnitte bei T = 300°K, H<sub>eff</sub> = 84 cm
  - 2) STARK-Spektrum, Diff.-Näherung, Cr- und Ni-Anteile berücksichtigt, U<sup>235</sup>- und U<sup>238</sup>-Querschnitte bei T=900°K, H<sub>eff</sub> = 84 cm
  - 3) STARK-Spektrum, Diff.-Näherung, Cr- und Ni-Anteile = Fe gesetzt, U<sup>235</sup>- und U<sup>238</sup>-Querschnitte bei T=900°K, H<sub>eff</sub> = 82 cm
  - 4) STARK-Spektrum, S<sub>4</sub>-Näherung, Cr- und Ni-Anteile = Fe gesetzt, U<sup>235</sup>- und U<sup>238</sup>-Querschnitte bei T=900°K, H<sub>eff</sub> = 82 cm
  - 5) Gleichgewichtsspektrum, Diff.-Näherung, Cr- und Ni-Anteile = Fe gesetzt, U<sup>235</sup>- und U<sup>238</sup>-Querschnitte bei T = 900°K
- +) statistischer Fehler < 2%

Tab.15 Reaktivitätswert  $\rho / \rho^{235}$  pro Atom im Zentrum der schnellen Zone (bezogen auf  $U^{235}$ ) nach Korrektur für Proben-  
größen- und Anisotropieeffekt

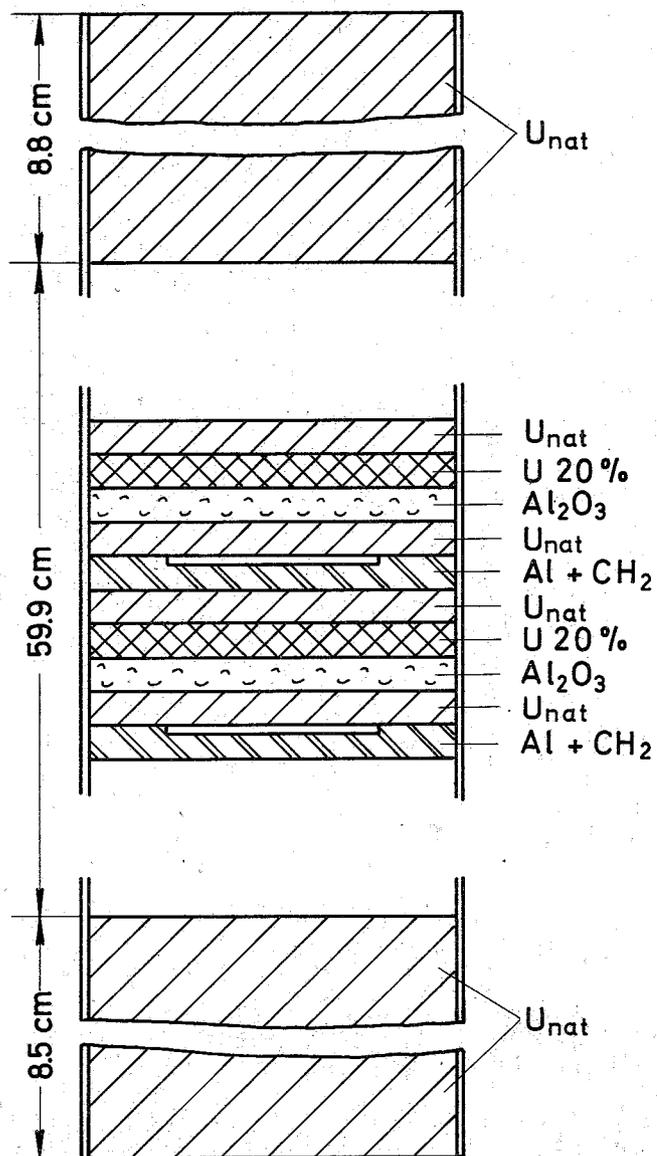
Material	Messung	26-Gruppen-Störungsrechnung				Messung Rechng. 2-141
		2-141 1)	2-140 2)	2-130 3)	2-101 4)	
Al	- 0,011	- 0,00740	- 0,00807	- 0,00821	- 0,00766	+ 1,49
$B^{10}$	- 0,85	- 0,854	- 0,767	- 0,765	- 0,786	+ 0,995
C	- 0,010	- 0,00498	- 0,00689	- 0,00694	- 0,00605	+ 2,01
Fe	- 0,0128	- 0,01170	- 0,01179	- 0,01192	- 0,01169	+ 1,09
Ni	- 0,018	- 0,01874	- 0,01817	- 0,01864	- 0,01880	+ 0,96
$U^{238}$	- 0,079	- 0,0648	- 0,0654	- 0,0664	- 0,0674	+ 1,22
$B_4C$	- 0,74	- 0,665	- 0,606	- 0,605	- 0,616	+ 1,113
$CH_2$	+ 0,218	+ 0,1155	+ 0,04239	+ 0,04455	+ 0,05267	+ 1,89

- 1) STARK, Cr- und Ni-Anteile berücksichtigt, alle Querschnitte bei  $T = 300^\circ K$ ,  $H_{eff} = 84$  cm
- 2) STARK, Cr- und Ni-Anteile berücksichtigt,  $U^{235}$  - und  $U^{238}$  -Querschnitte bei  $T = 900^\circ K$ ,  $H_{eff} = 84$  cm
- 3) STARK, Cr- und Ni-Anteile = Fe gesetzt,  $U^{235}$  - und  $U^{238}$  -Querschnitte bei  $T = 900^\circ K$ ,  $H_{eff} = 82$  cm
- 4) Einzonenystem, Cr- und Ni-Anteile = Fe gesetzt,  $U^{235}$  - und  $U^{238}$  -Querschnitte bei  $T = 900^\circ K$

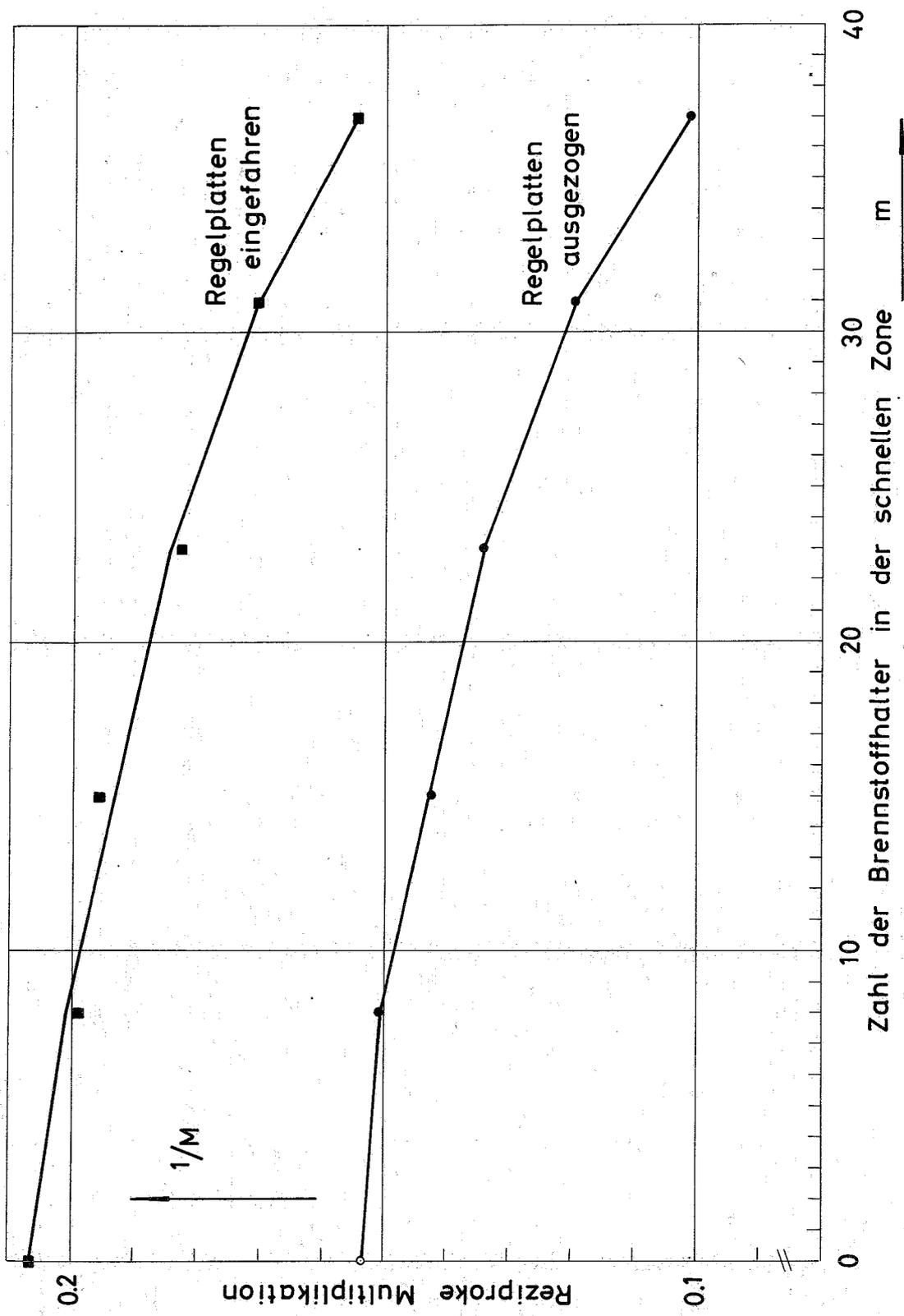


**Abb.1** Schematischer Querschnitt durch den STARK

- |                     |   |
|---------------------|---|
| a - schnelle Zone   | d - thermische Zone (Brennelemente)     |
| b - Natururanmantel | e - thermische Zone (Graphitfüllstücke) |
| c - Graphiteinsatz  | f - Graphitreflektor                    |
- 19; 25; ... - Nummern der Meßpositionen bei den Spaltkammer- und Folienmessungen
- $R_1, R_2, R_3$  - Regelplatten
- $S_1, S_2, S_3$  - Sicherheitsplatten
- $S_4$  - Abschaltstab in der schnellen Zone
- $V_{West}$  - Vertikalkanal im Uranmantel
- $K, T_{Ost}$  - Experimentierkanäle im Graphitreflektor



**Abb. 2** Beladeschema eines Brennstoffhalters der schnellen Zone bei Ladung 2



**Abb. 3**  $1/M$ -Kurve beim Beladen der schnellen Zone, aufgenommen mit Kanal III.  
 Zahl der Brennstoffplatten in der thermischen Zone = 240.

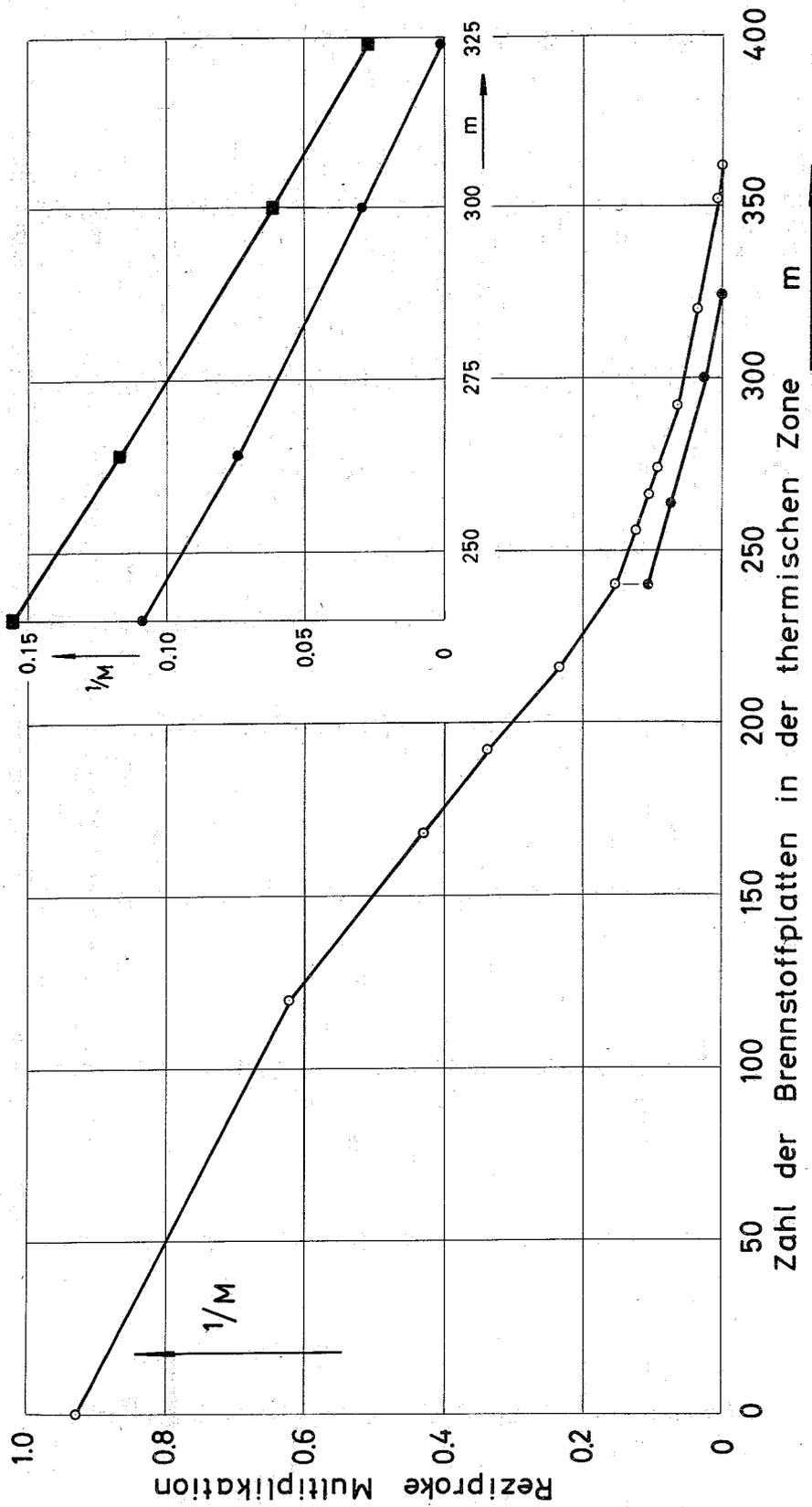


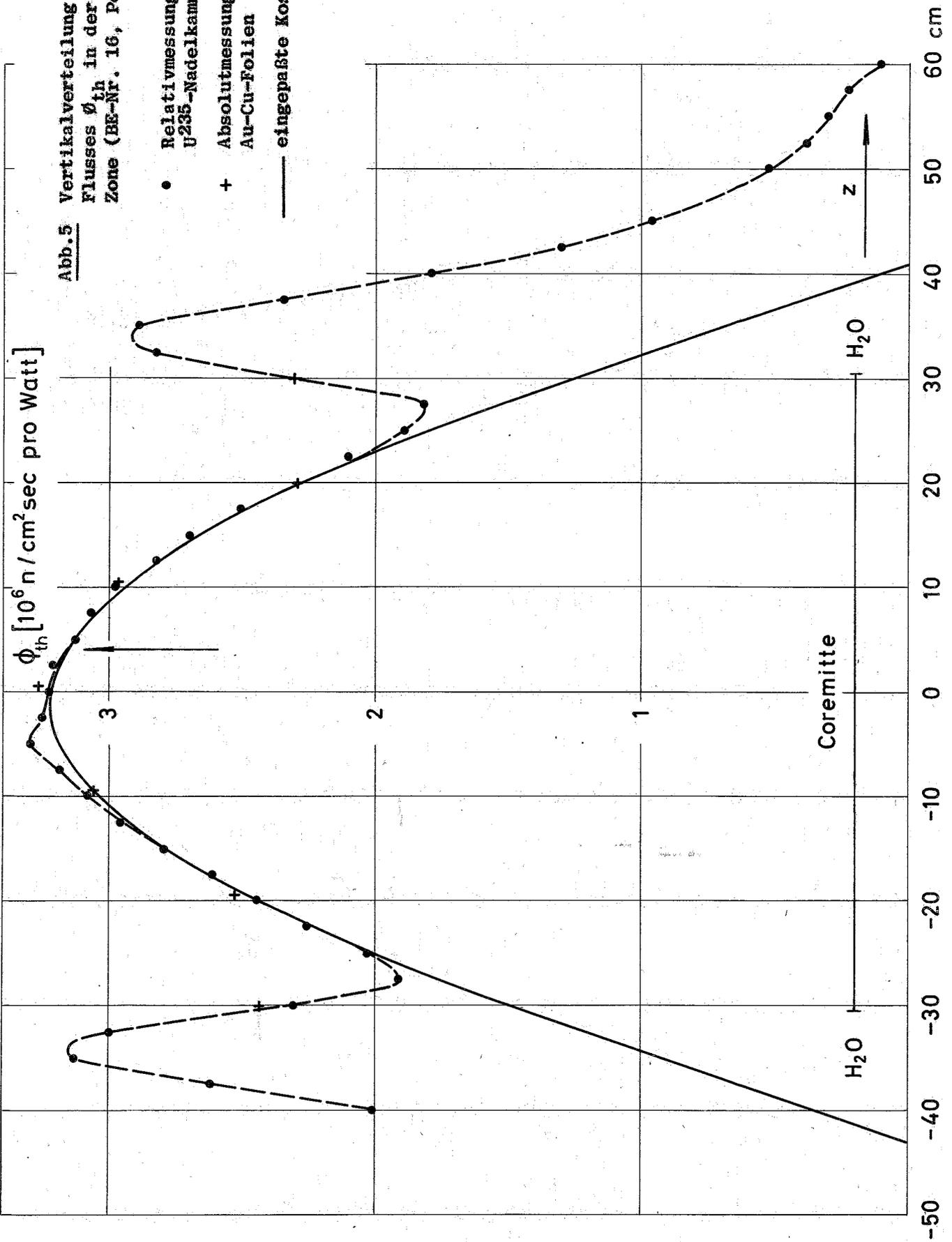
Abb. 4  $1/M$ -Kurve beim Beladen der thermischen Zone, aufgenommen mit Kanal III

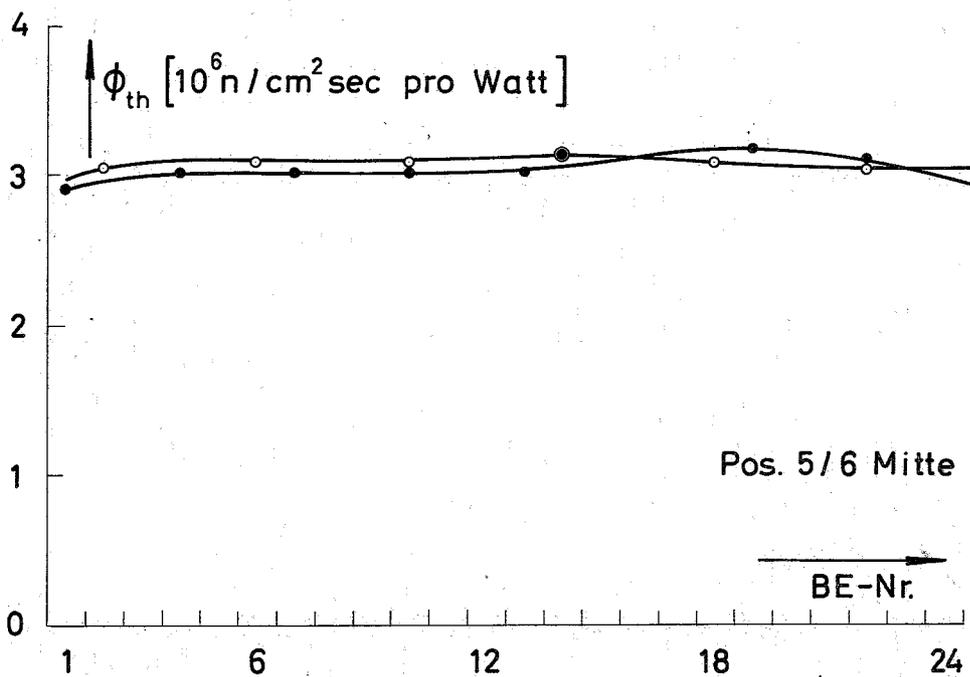
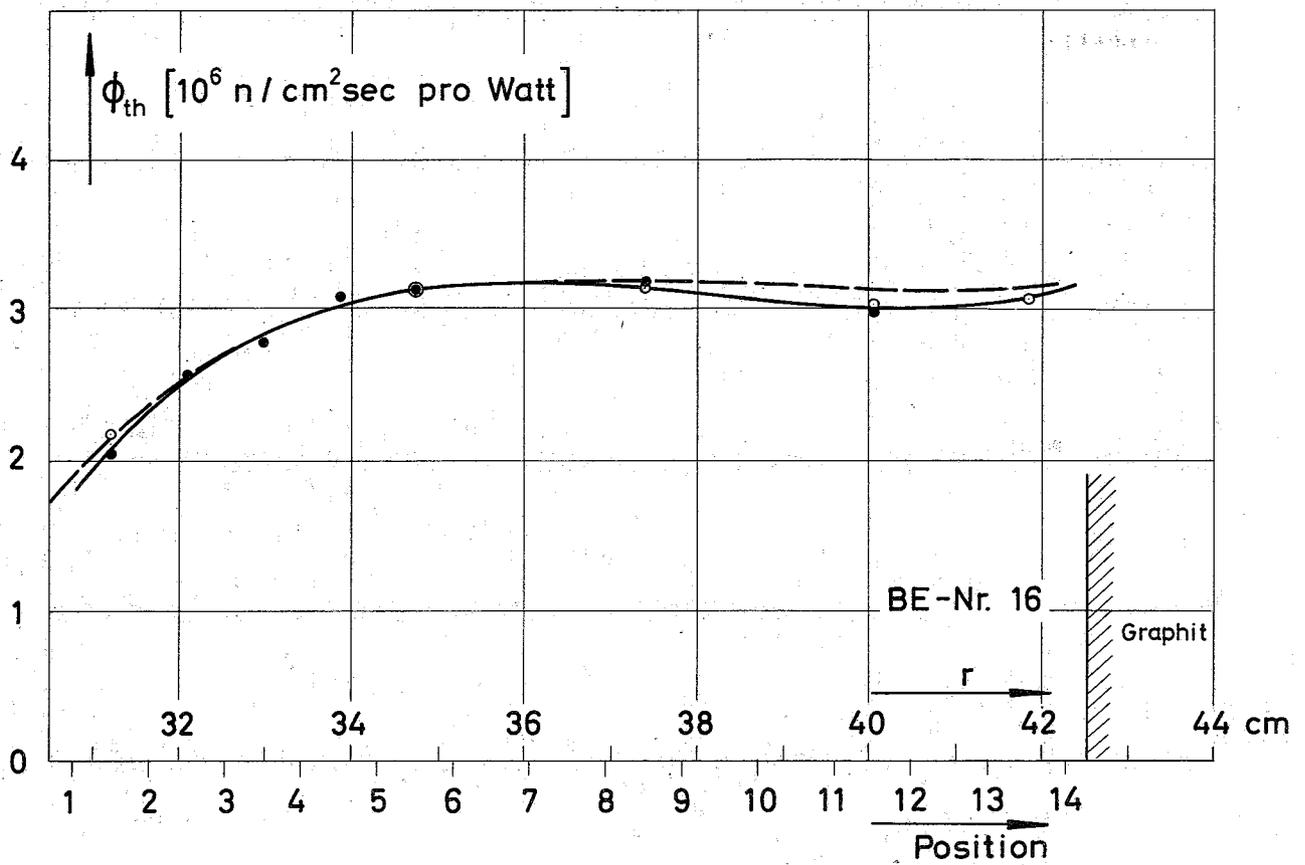
- schnelle Zone mit  $U_{nat}$  gefüllt (Ladung 1), Regelplatten R ausgefahren
- schnelle Zone mit Corematerial gefüllt (Ladung 2), Regelplatten R ausgefahren
- schnelle Zone mit Corematerial gefüllt (Ladung 2), Regelplatten R eingefahren

$\phi_{th} [10^6 \text{ n/cm}^2 \text{ sec pro Watt}]$

Abb.5 Vertikalverteilung des thermischen Flusses  $\phi_{th}$  in der thermischen Zone (BE-Nr. 16, Pos. 5/6)

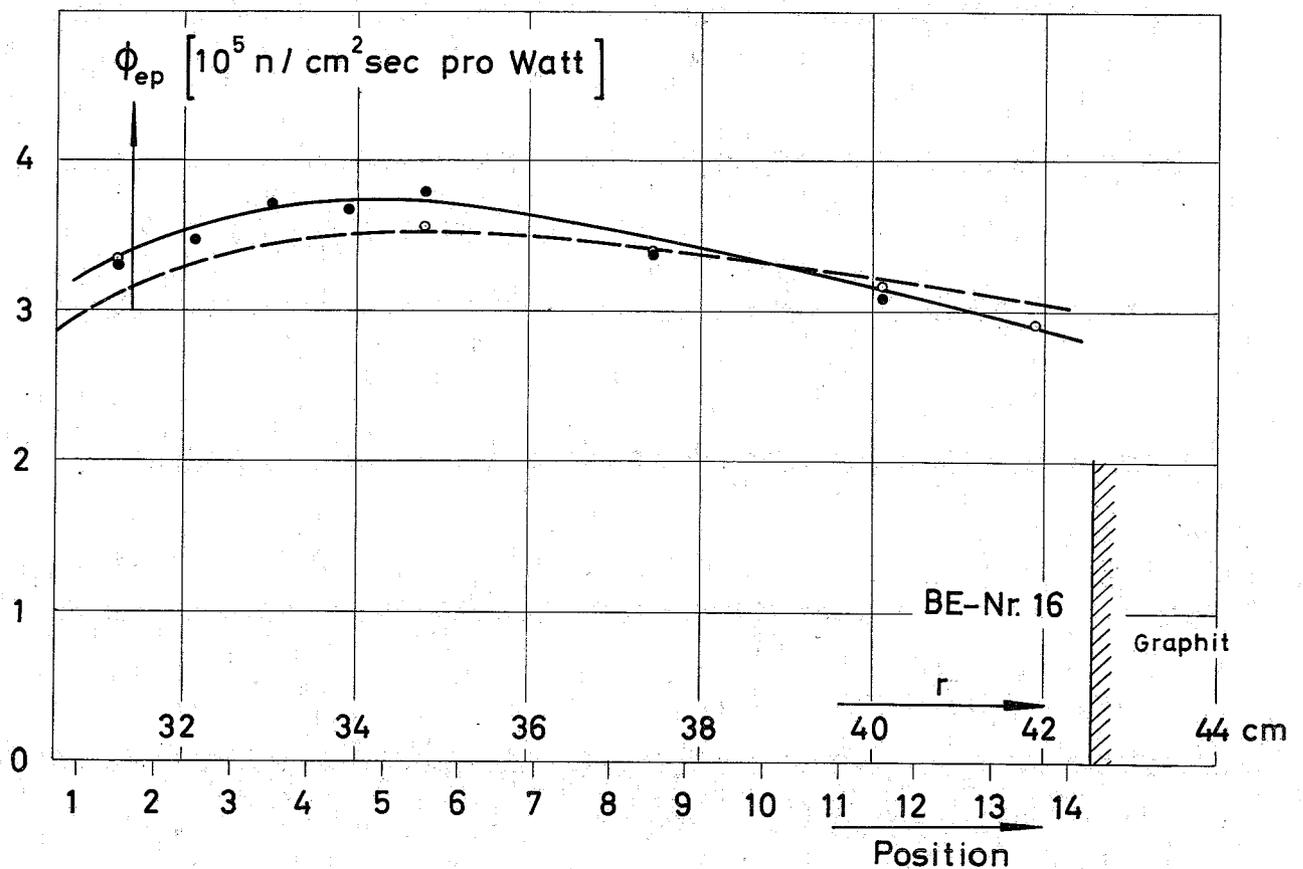
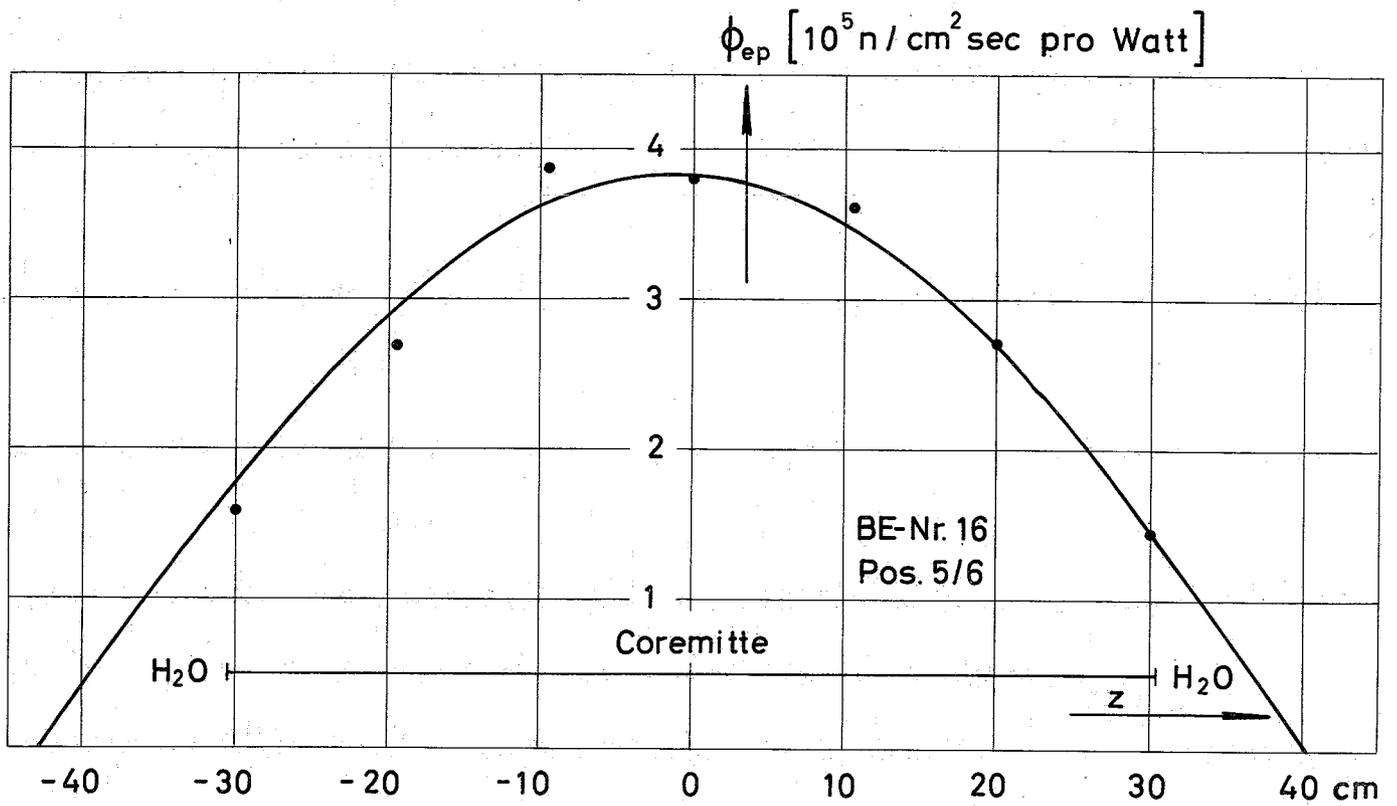
- Relativmessung mit der U235-Nadelkammer
- + Absolutmessung mit Au-Cu-Folien
- eingepaßte Kosinusverteilung





**Abb.6** Radial- und Azimutalverteilung des thermischen Flusses  $\phi_{th}$  in der thermischen Zone

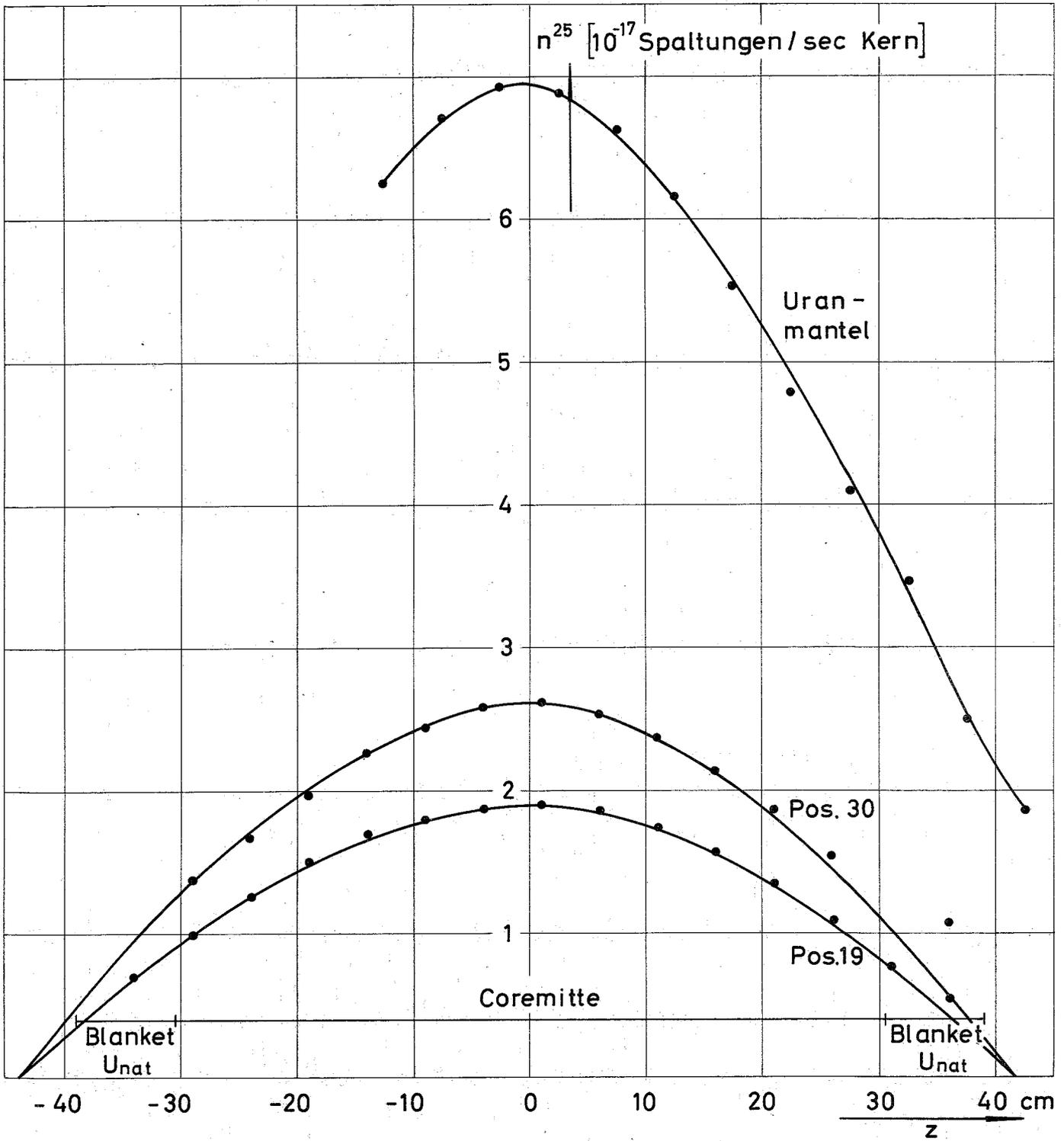
- Meßreihe 1 } Au-Cu-Folien
- Meßreihe 2 }
- 26-Gruppen-Diffusionsrechnung  
(an Messung angepaßt bei  $r = 34,8$  cm)



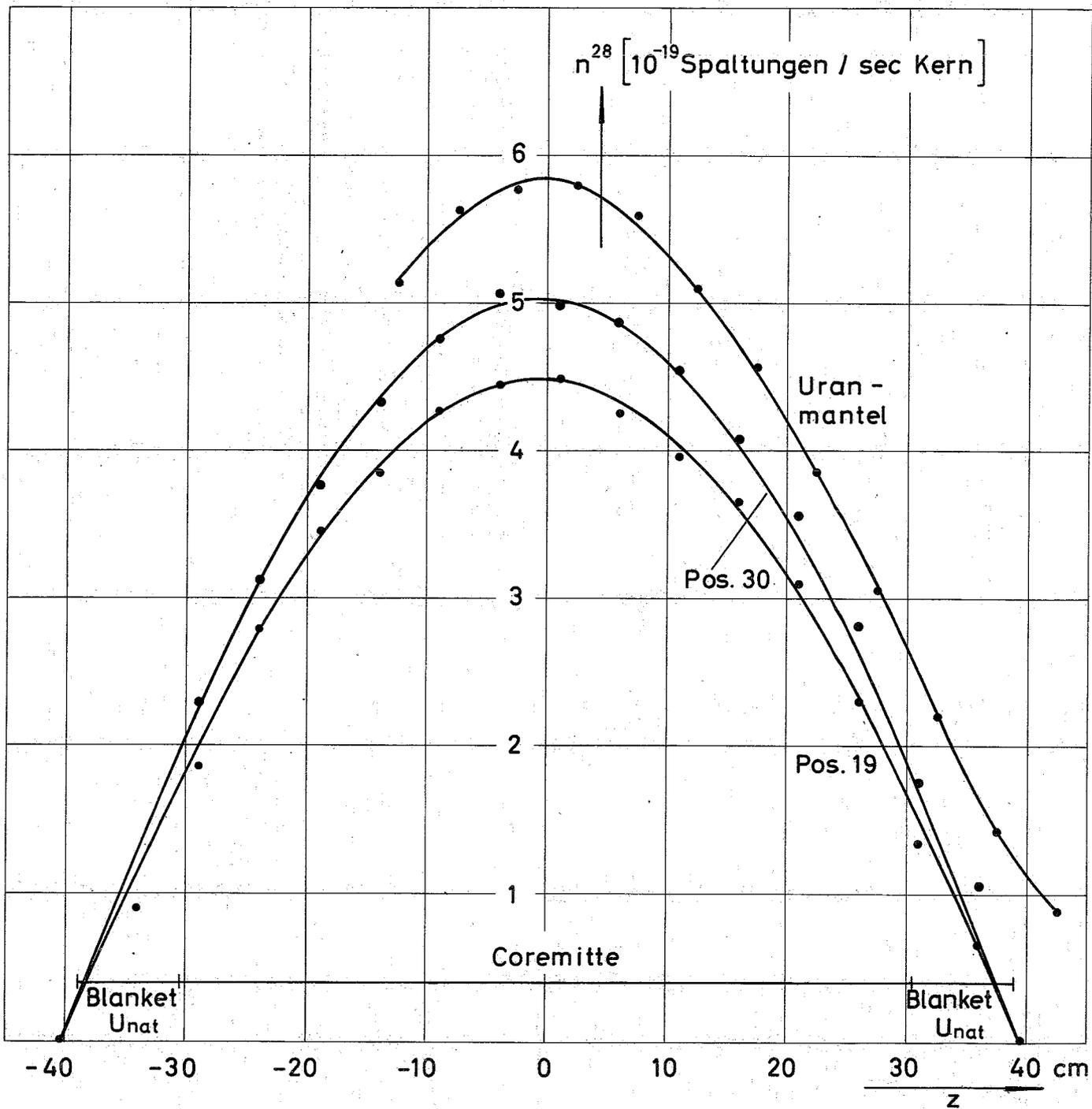
**Abb.7** Vertikal- und Radialverteilung des epithermischen Flusses  $\phi_{ep}$  in der thermischen Zone

- MeBreihe 1 } Au-Cu-Folien
- MeBreihe 2 }

— 26-Gruppen-Diffusionsrechnung  
( $\phi_{th}$  an Messung angepaßt in Abb.6)



**Abb.8** Mit Spaltkammer gemessene Axialverteilung der  $U^{235}$ -Spaltrate  $n^{25}$  in den Positionen 19 und 30 der schnellen Zone und im Vertikalkanal V<sub>West</sub> des Natururanmantels bei 1 Watt Reaktorleistung



**Abb.9** Mit Spaltkammer gemessene Axialverteilung der  $\text{U}^{238}$ -Spaltrate  $n^{28}$  in den Positionen 19 und 30 der schnellen Zone und im Vertikalkanal  $V_{\text{West}}$  des Natururanmantels bei 1 Watt Reaktorleistung

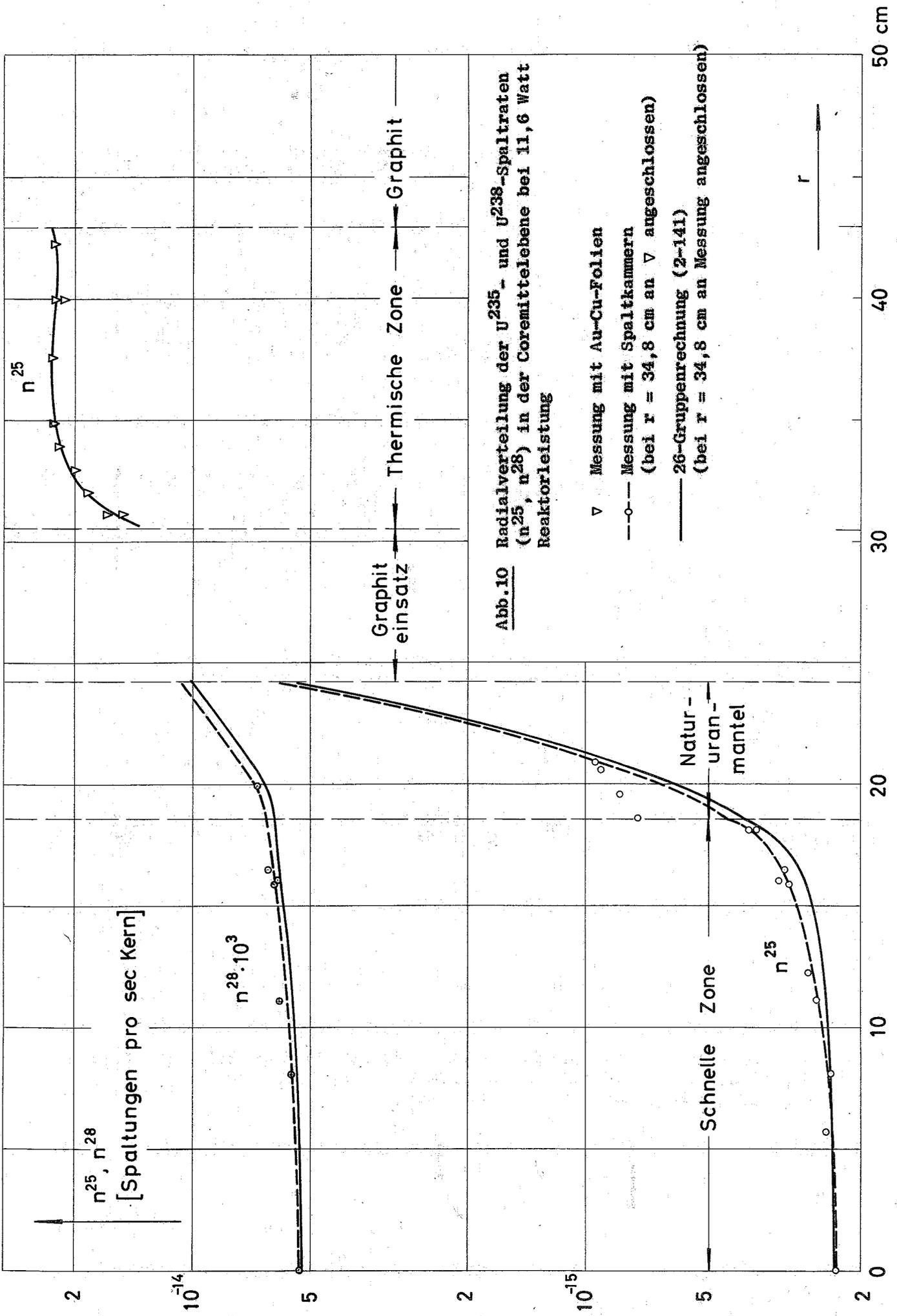
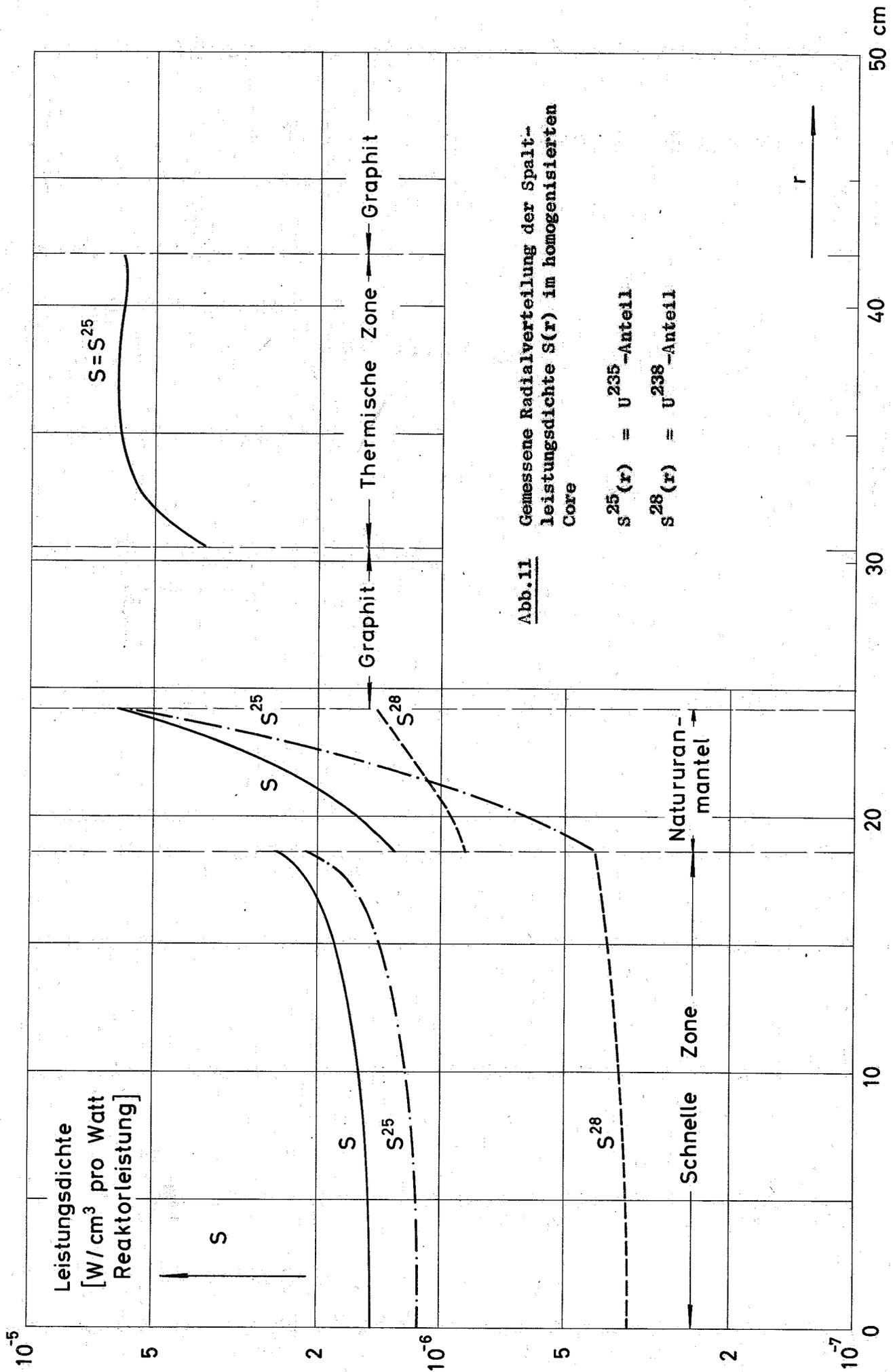
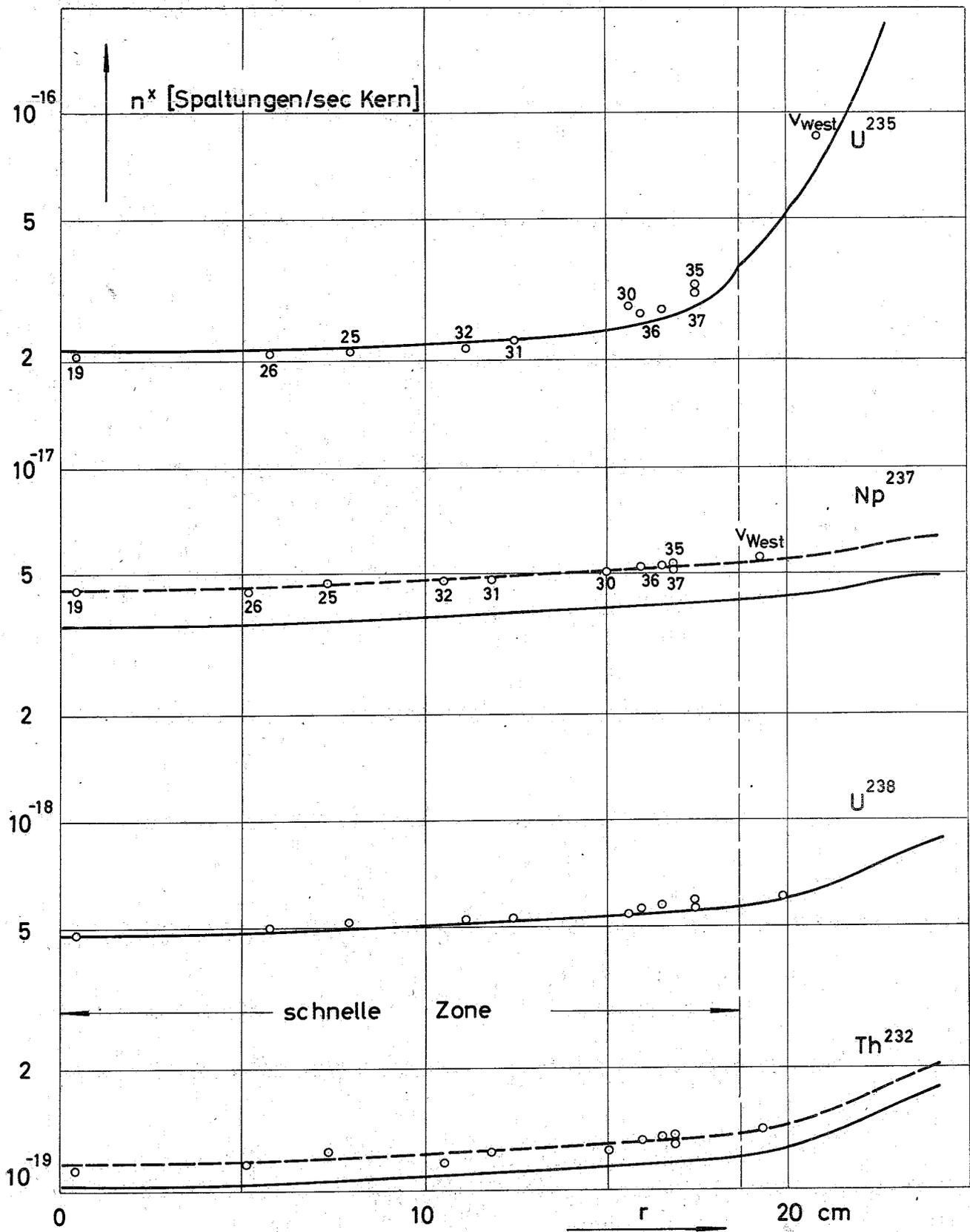


Abb.10 Radialverteilung der  $U^{235}$  - und  $U^{238}$ -Spaltraten ( $n^{25}$ ,  $n^{28}$ ) in der Coremittelebene bei 11,6 Watt Reaktorleistung

- ▽ Messung mit Au-Cu-Folien
- Messung mit Spaltkammern (bei  $r = 34,8$  cm an ▽ angeschlossen)
- 26-Gruppenrechnung (2-141) (bei  $r = 34,8$  cm an Messung angeschlossen)

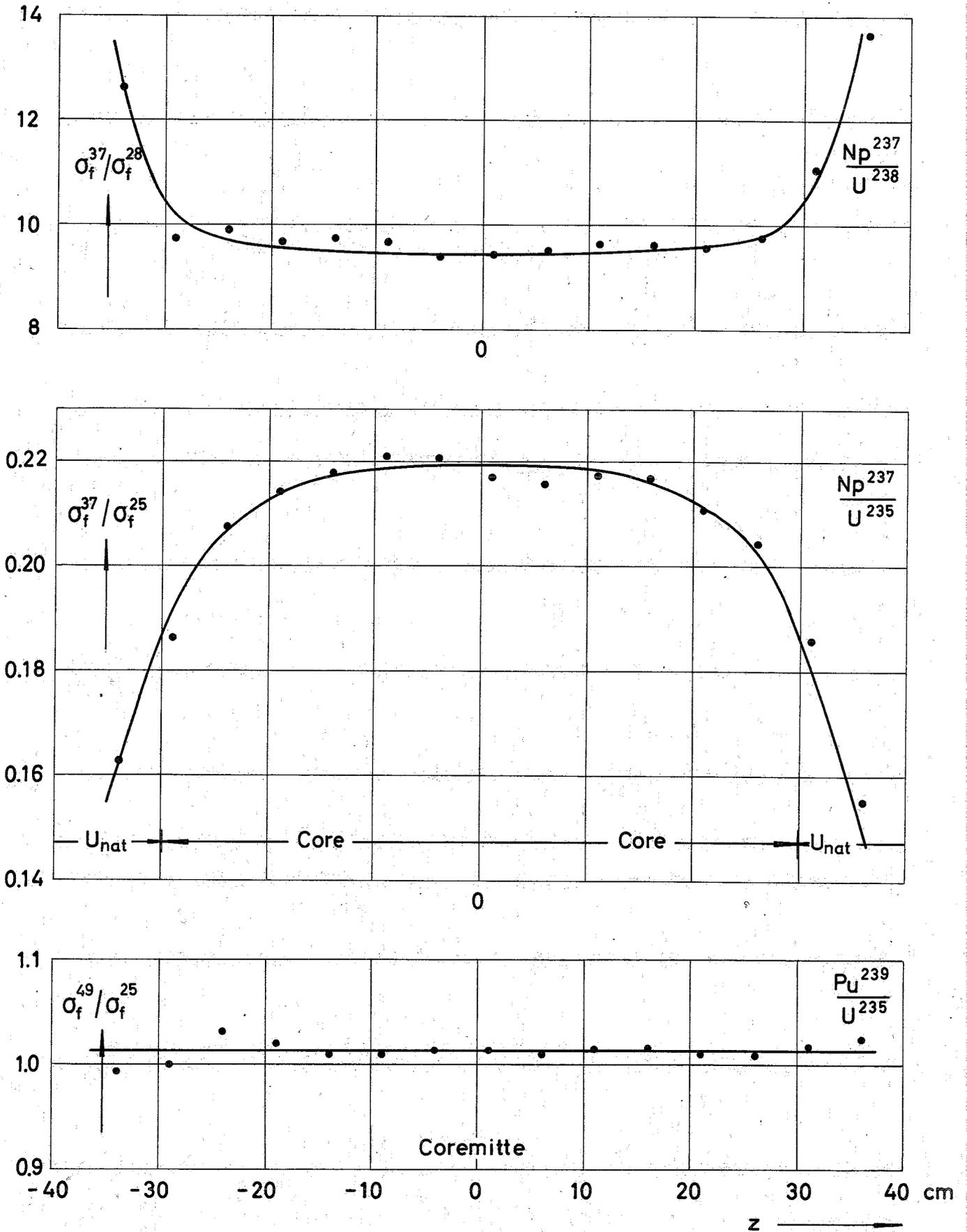
r





**Abb.12** Radialverlauf der Spaltraten in der schnellen Zone bei 1 Watt Reaktorleistung

- Messung mit zylindrischer Spaltkammer
- Rechnung 2-141, für  $U^{238}$  auf Messung normiert
- - - Rechnung 2-141, an  $Np^{237}$  - bzw.  $Th^{232}$  -Messung angepaßt



**Abb.13** Axialverteilungen von Spaltratenverhältnissen im Zentrum der schnellen Zone

—●— Spaltkammer-Messung

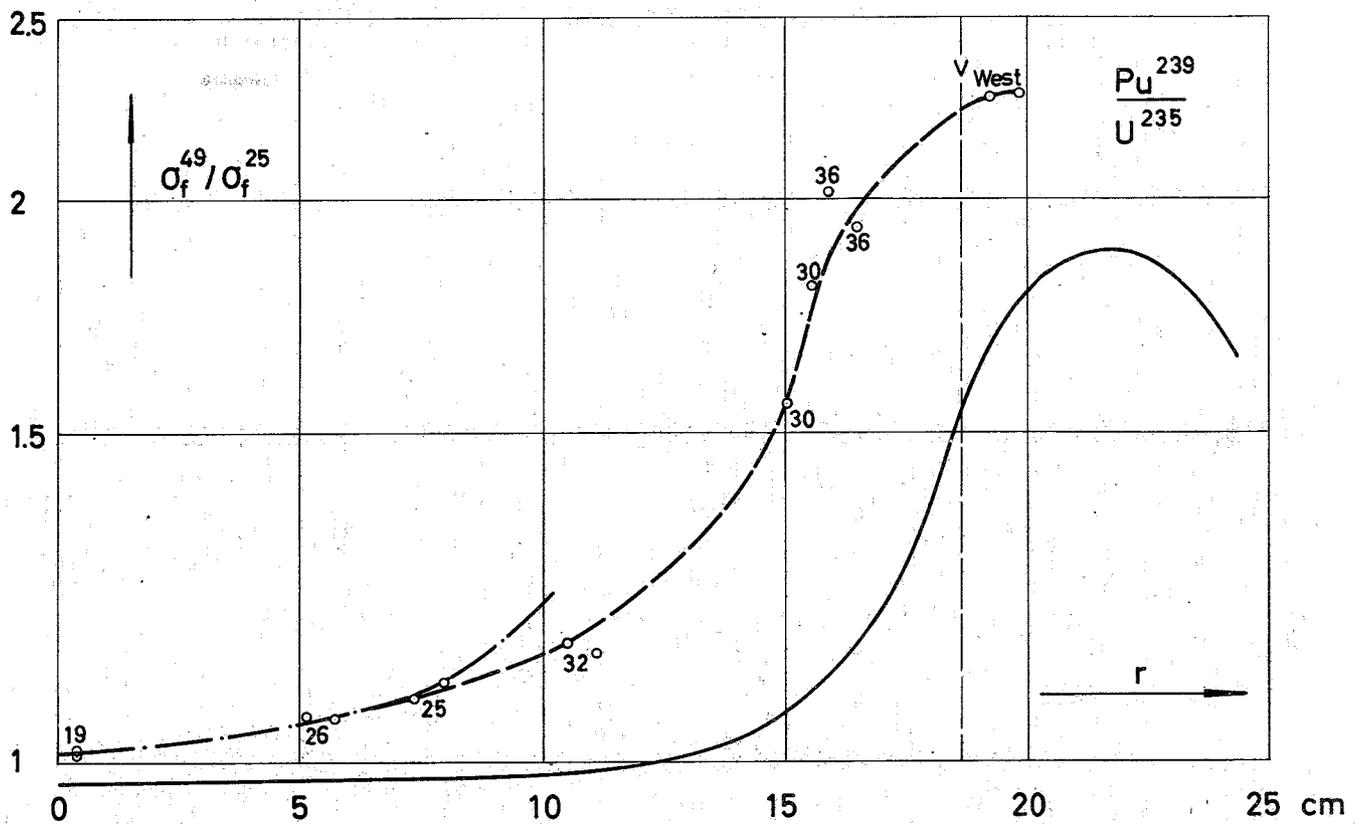
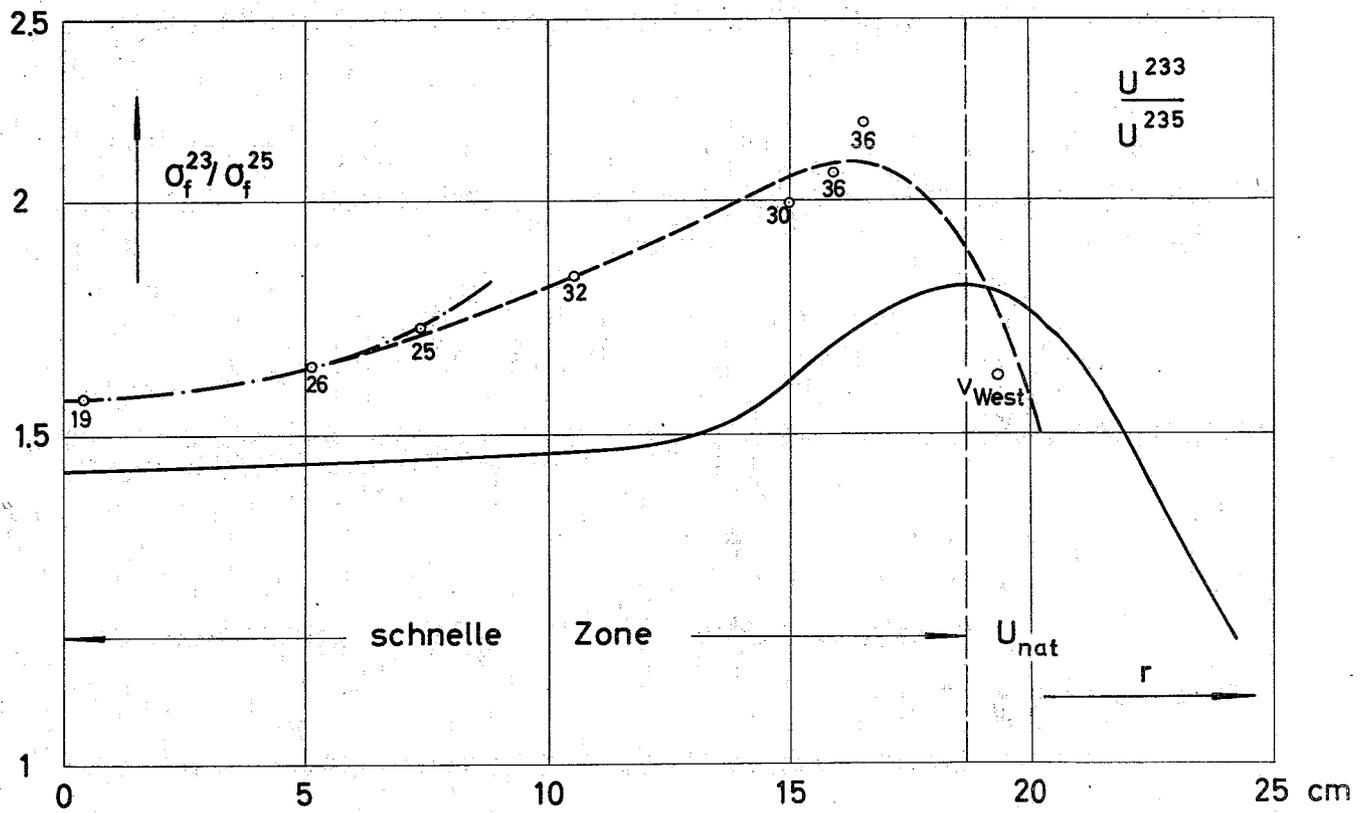


Abb.14 Radialabhängigkeit der  $U^{233}/U^{235}$ - und  $Pu^{239}/U^{235}$ -Spaltstratenverhältnisse in der Coremittelebene

- Spaltkammer-Messung
- 26-Gruppenrechnung (2-141)
- 26-Gruppenrechnung, Flüsse Gruppe 22 bis 26 um den Faktor  $F$  angehoben:  $F = 8,0$  für  $U^{233}/U^{235}$   
 $F = 12,0$  für  $Pu^{239}/U^{235}$

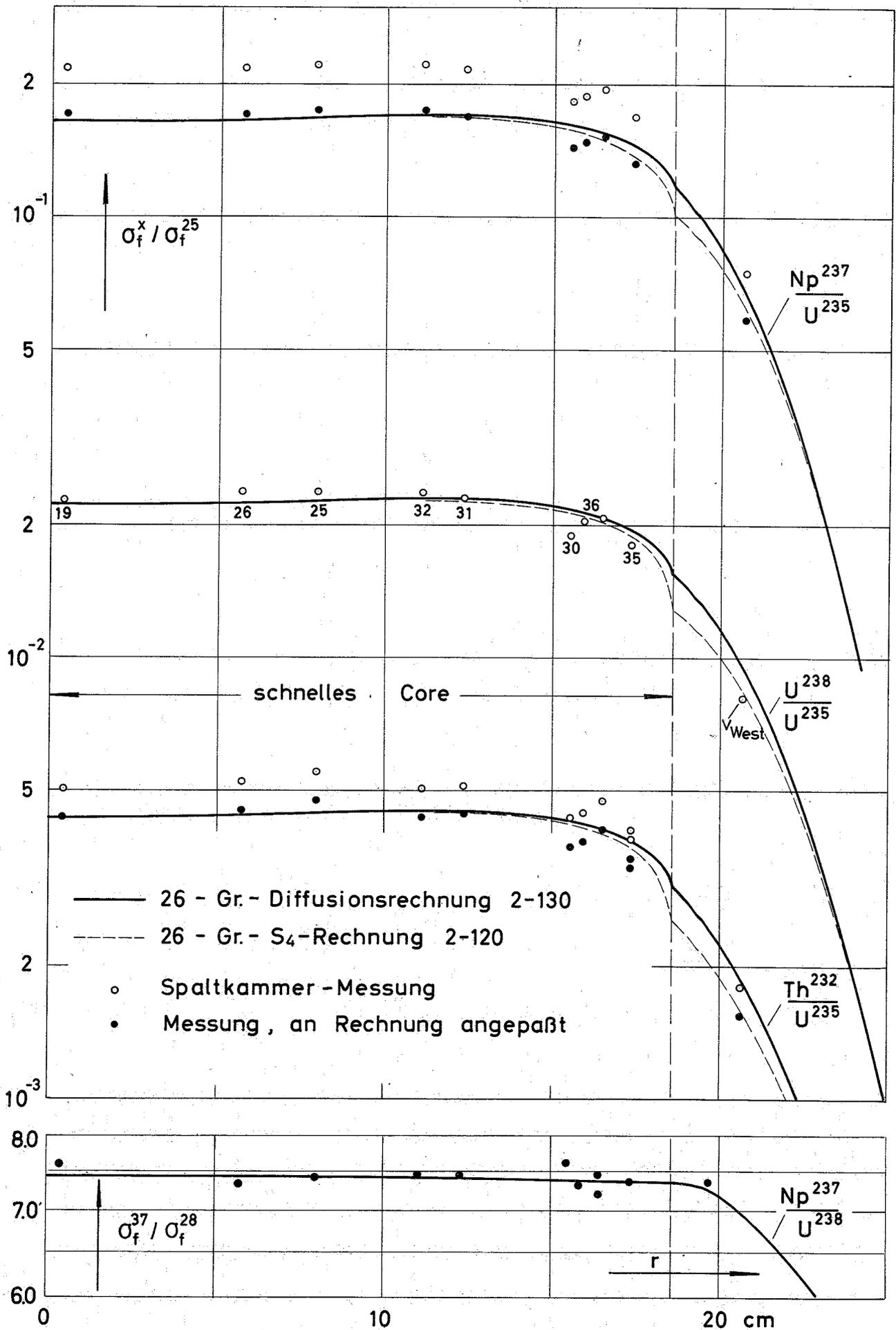


Abb.15 Spaltratenverhältnisse in Coremittelebene

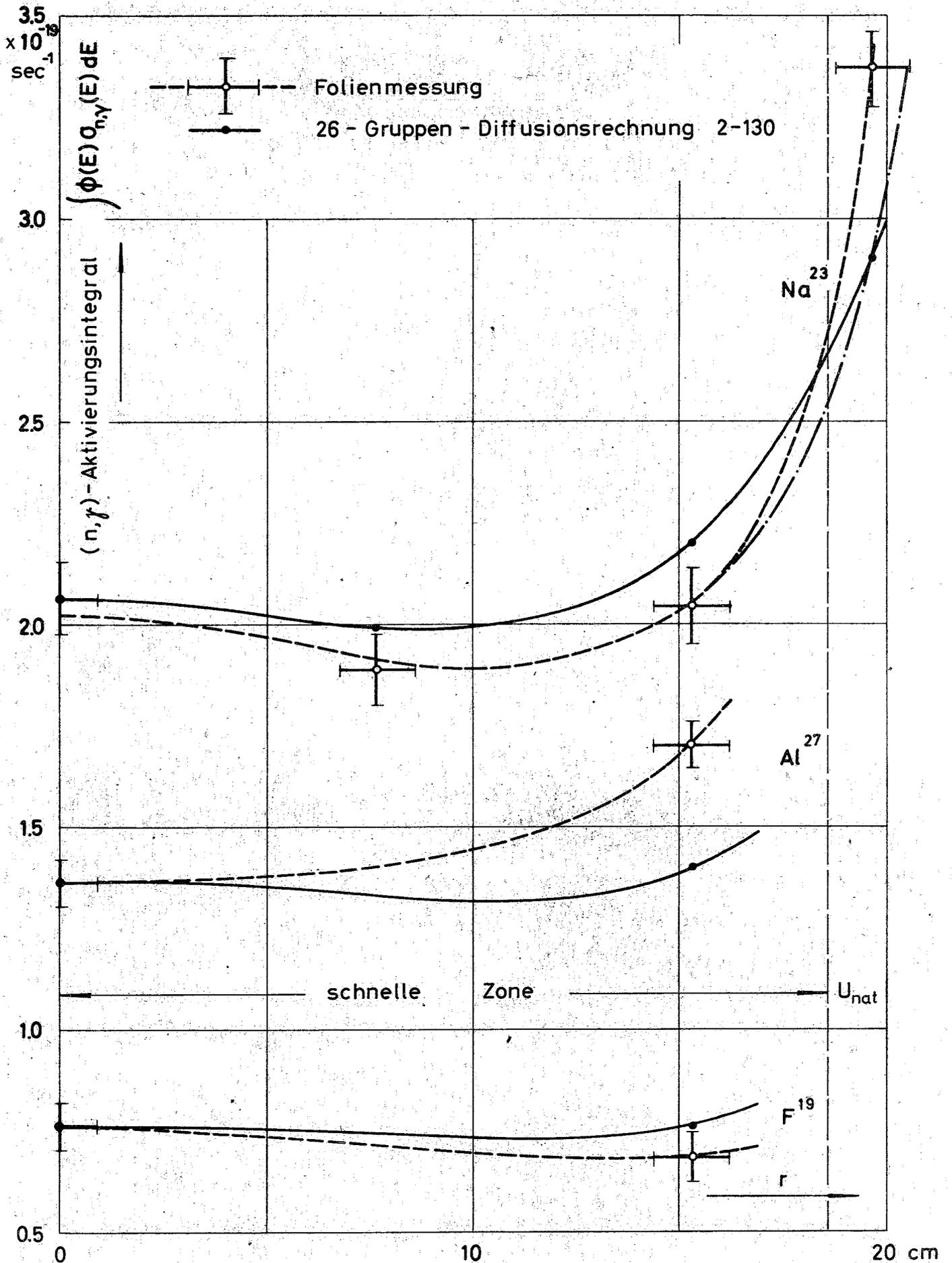
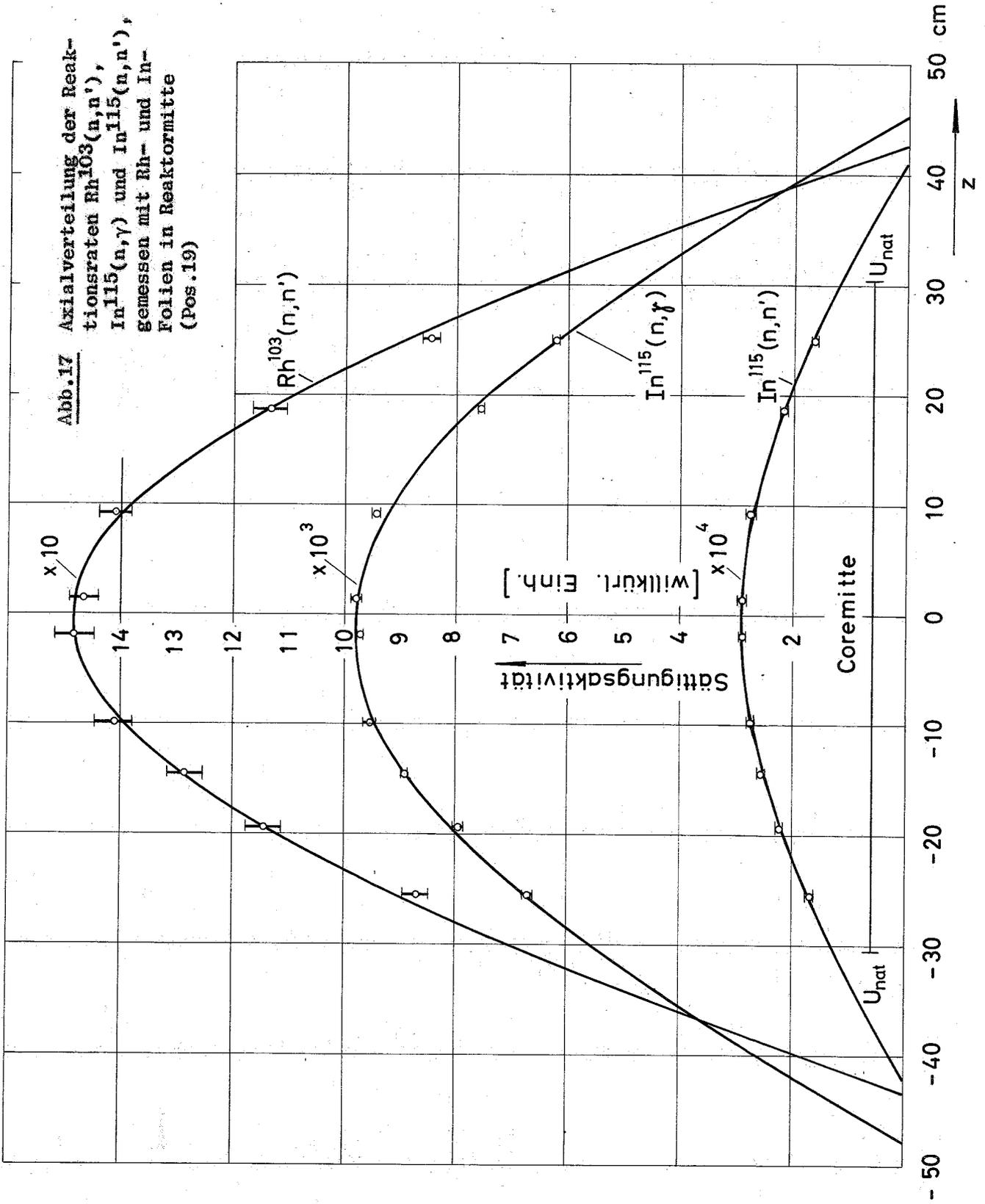
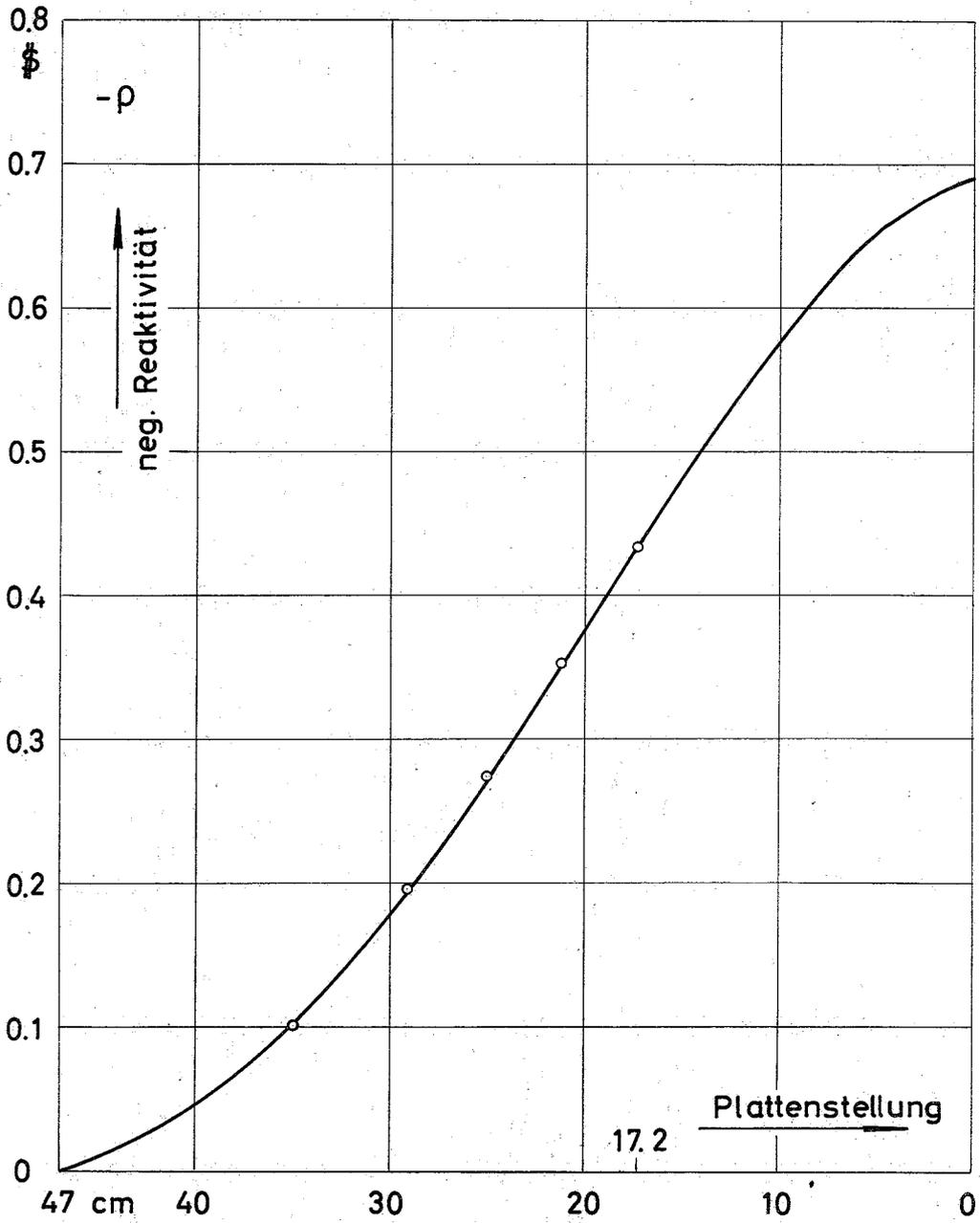


Abb. 16 (n,  $\gamma$ )-Aktivierungsintegral  $\int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \phi(E) \sigma_{n,\gamma}(E) dE$  für  $\text{Na}^{23}$ ,  $\text{Al}^{27}$  und  $\text{F}^{19}$  als Funktion von  $r$

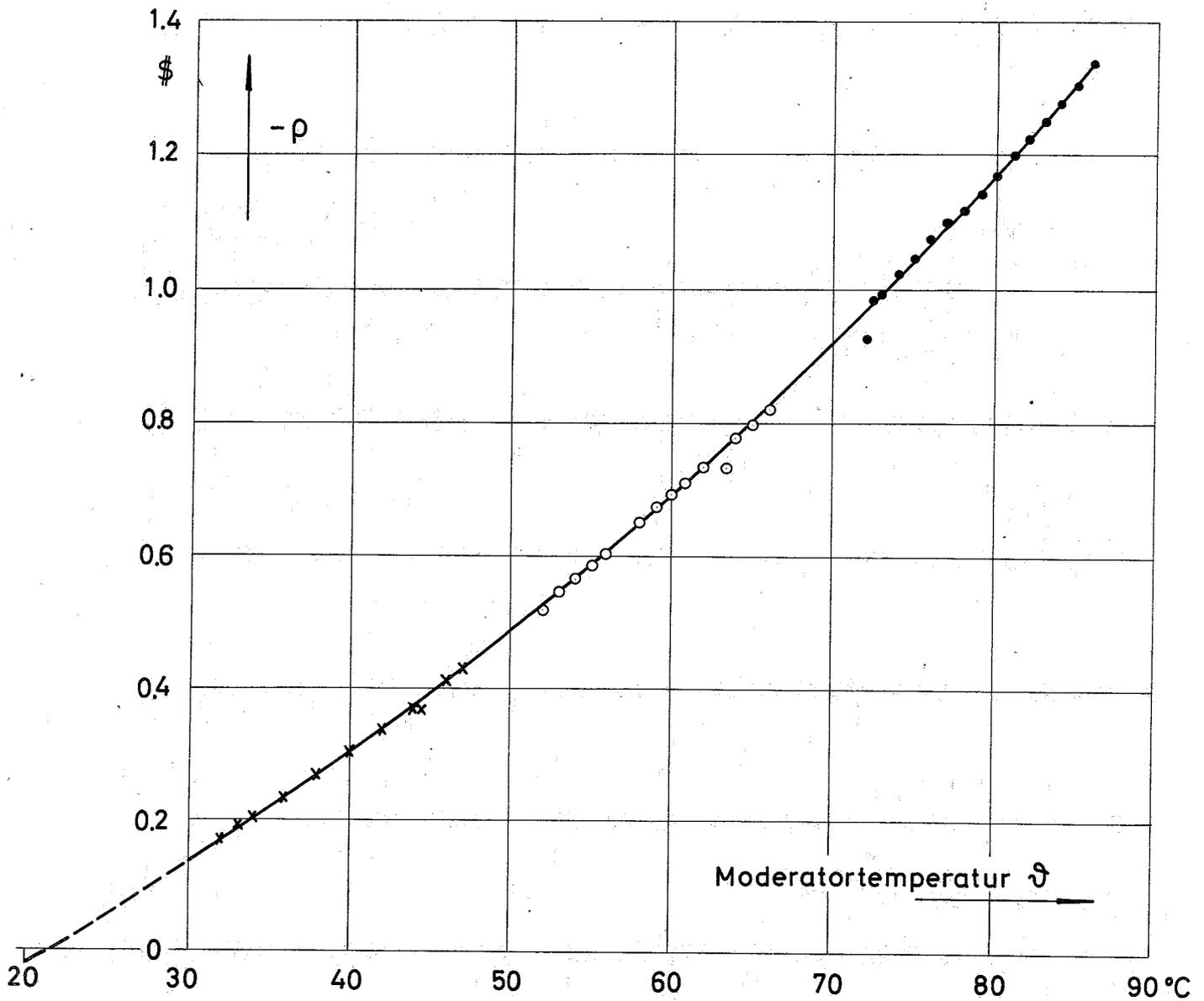
Abb.17 Axialverteilung der Reaktionsraten  $Rh^{103}(n,n')$ ,  $In^{115}(n,\gamma)$  und  $In^{115}(n,n')$ , gemessen mit Rh- und In-Folien in Reaktormitte (Pos.19)





**Abb.18** Charakteristik der Regelplatte  $R_3$

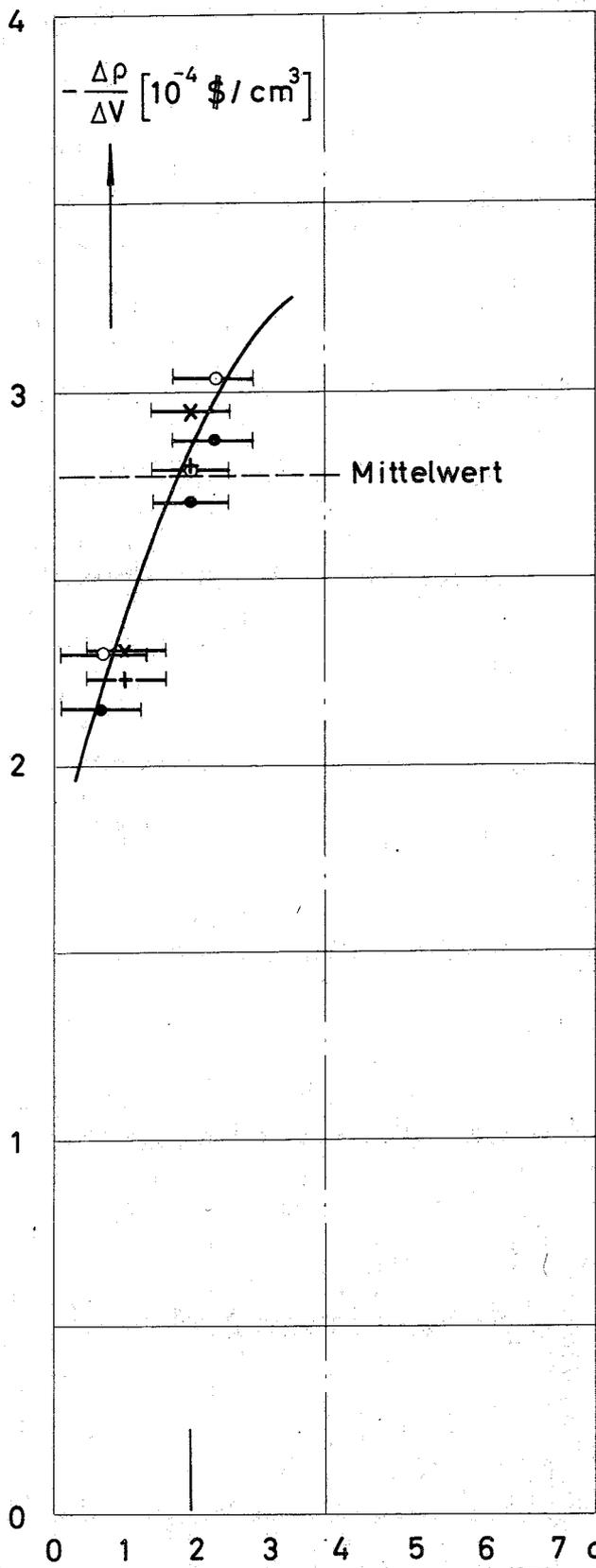
- kontinuierliche Methode
- Periodenmessung mit anschließendem Nachfahren der Moderatortemperatur



**Abb.19** Temperaturabhängigkeit der Reaktivität

x	32 bis 47°C	$\frac{\Delta \rho}{\Delta T} = -1,7 \text{ \$/ } ^\circ\text{C}$
o	52 bis 66°C	$\frac{\Delta \rho}{\Delta T} = -2,1 \text{ \$/ } ^\circ\text{C}$
•	73 bis 86°C	$\frac{\Delta \rho}{\Delta T} = -2,7 \text{ \$/ } ^\circ\text{C}$

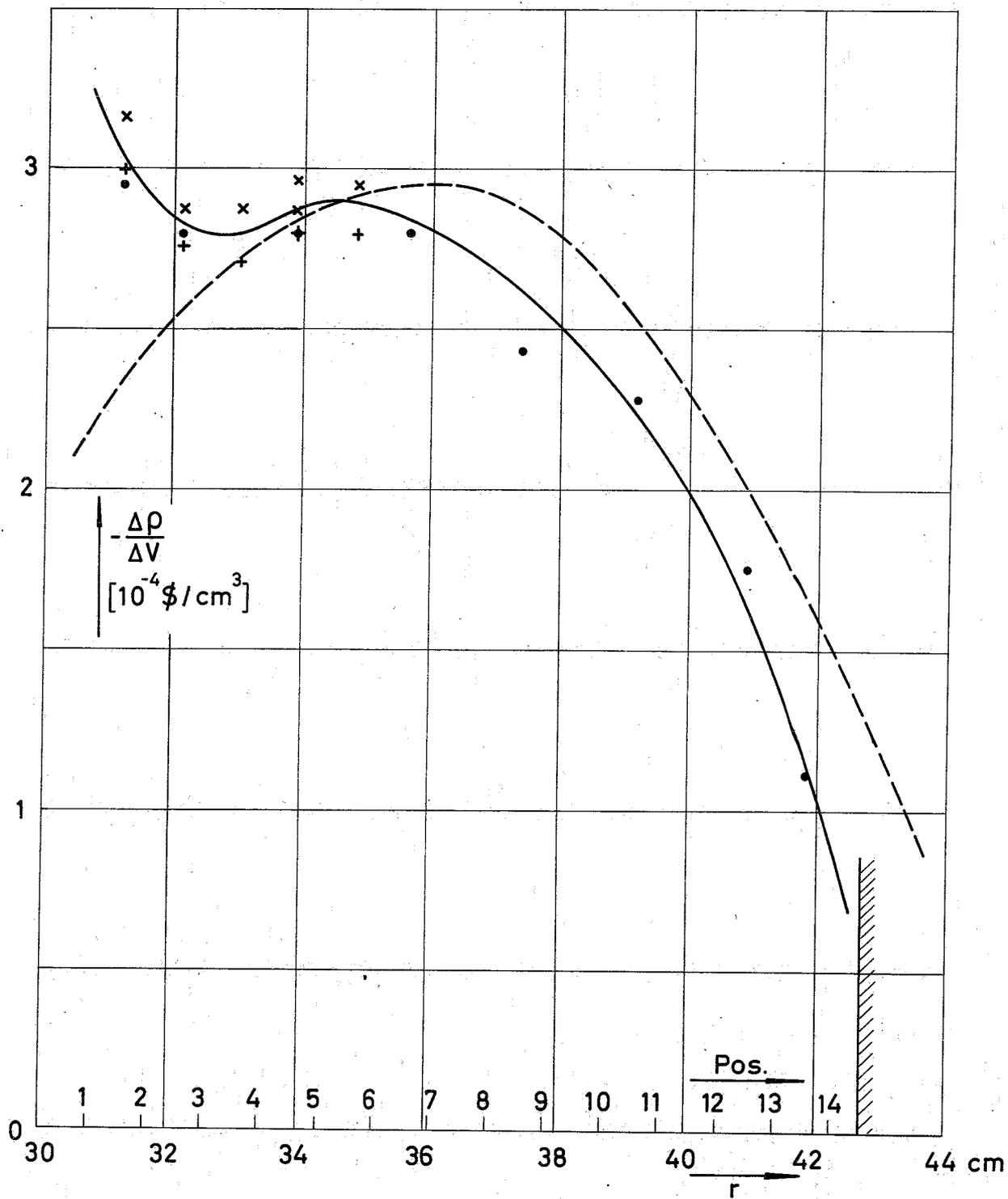
Abkühlung 80°C bis 20°C :  $\Delta \rho = 1,19 \text{ \$/}$



- Messung in Element 16 mit Zeitanalysator
- Messung in Element 16 mit Kanal 3/2
- + Messung in Element 15 mit Zeitanalysator
- × Messung in Element 15 mit Kanal 3/2

Abstand von der Brennelementkante

**Abb. 20** Azimutalabhängigkeit des  $H_2O$ -Voidkoeffizienten  $\frac{\Delta\rho}{\Delta V}$  über die Breite eines Brennelements der thermischen Zone, gemessen zwischen den Brennstoffplatten 5 und 6



**Abb. 21** Radialabhängigkeit des H<sub>2</sub>O-Voidkoeffizienten  $\frac{\Delta\rho}{\Delta V}$  in einem Brennelement mit 14 Platten, in Axialrichtung gemittelt gemessen.

- Brennelement 16, Messung mit Zeitanalysator
- + Brennelement 15, Messung mit Zeitanalysator
- x Brennelement 15, Messung mit Kanal 3/2
- Meßkurve bei Ladung 1

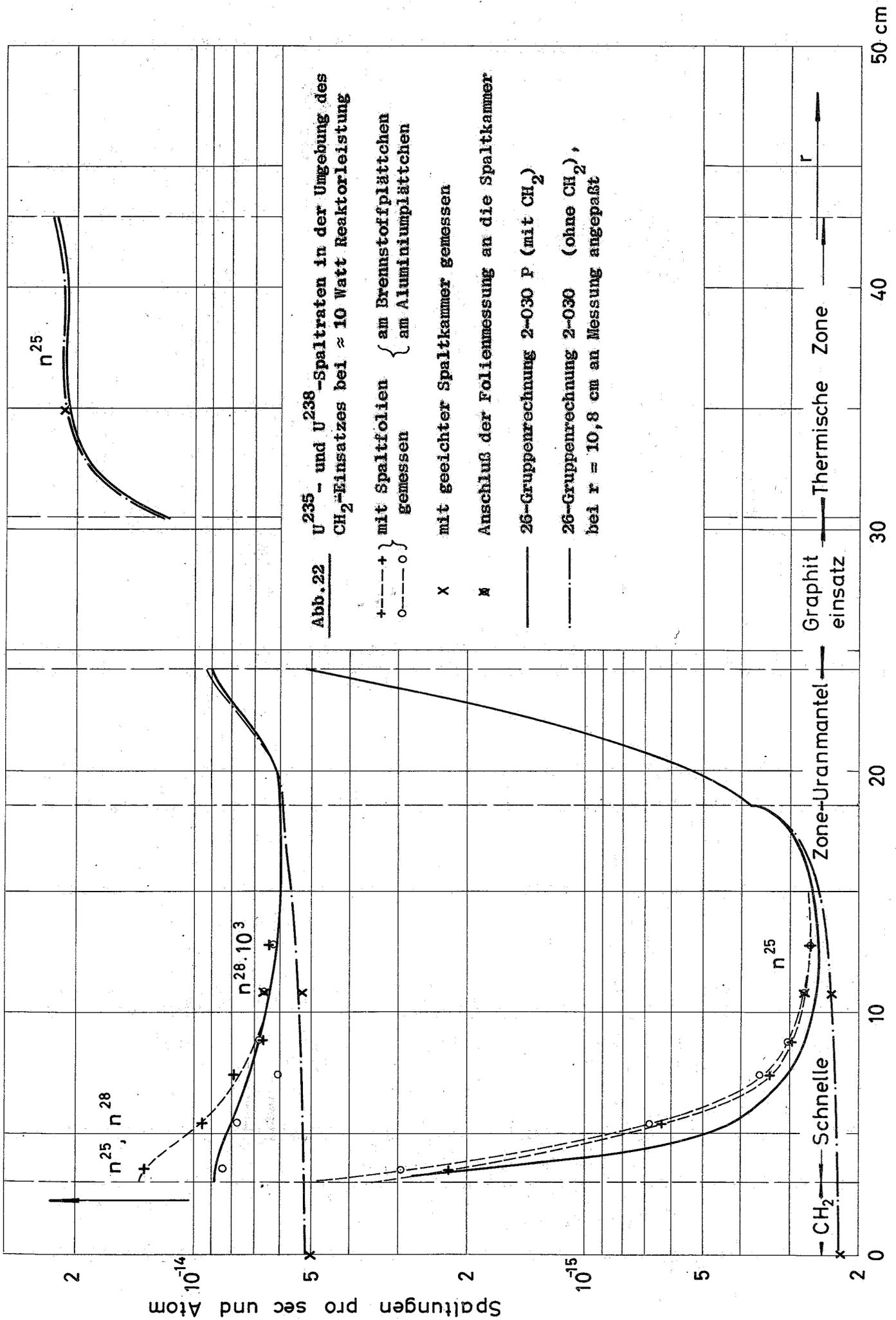


Abb. 22  $U^{235}$  - und  $U^{238}$  -Spaltraten in der Umgebung des  $CH_2$ -Einsatzes bei  $\approx 10$  Watt Reaktorleistung

+---+ } mit Spaltfolien { am Brennstoffplättchen  
 o---o } Gemessen { am Aluminiumplättchen

x mit geeichter Spaltkammer gemessen

M Anschluß der Folienmessung an die Spaltkammer

— 26-Gruppenrechnung 2-030 P (mit  $CH_2$ )

- - - 26-Gruppenrechnung 2-030 (ohne  $CH_2$ ),  
 bei  $r = 10,8$  cm an Messung angepaßt

Graphit — Thermische Zone — r  
 einsatz —————

50 cm

- IK <sup>10</sup>B - Ionisationskammer
- HSp Hochspannungsgerät
- EV Elektrometerverstärker
- KS Kompensationsstreifen
- ADC Analog-zu-Digital-Wandler
- ZA Zeitanalysator
- MS Multiscaler-Einschub
- DU Dezimal-Untersetzer
- ZG Zeitmarkengenerator
- D Drucker
- L Locher
- KSt Kompensationsstrom
- KV Kanalvorschub
- ZyA Zyklusausstoß
- Z Zähler
- SC Schnelles Core
- ThC Thermisches Core
- GrR Graphit-Reflektor
- PnO Pneumatischer Oszillator
- Pr Probe
- OE Oszillatorelement
- POST Pile-Oszillator-Steuerung

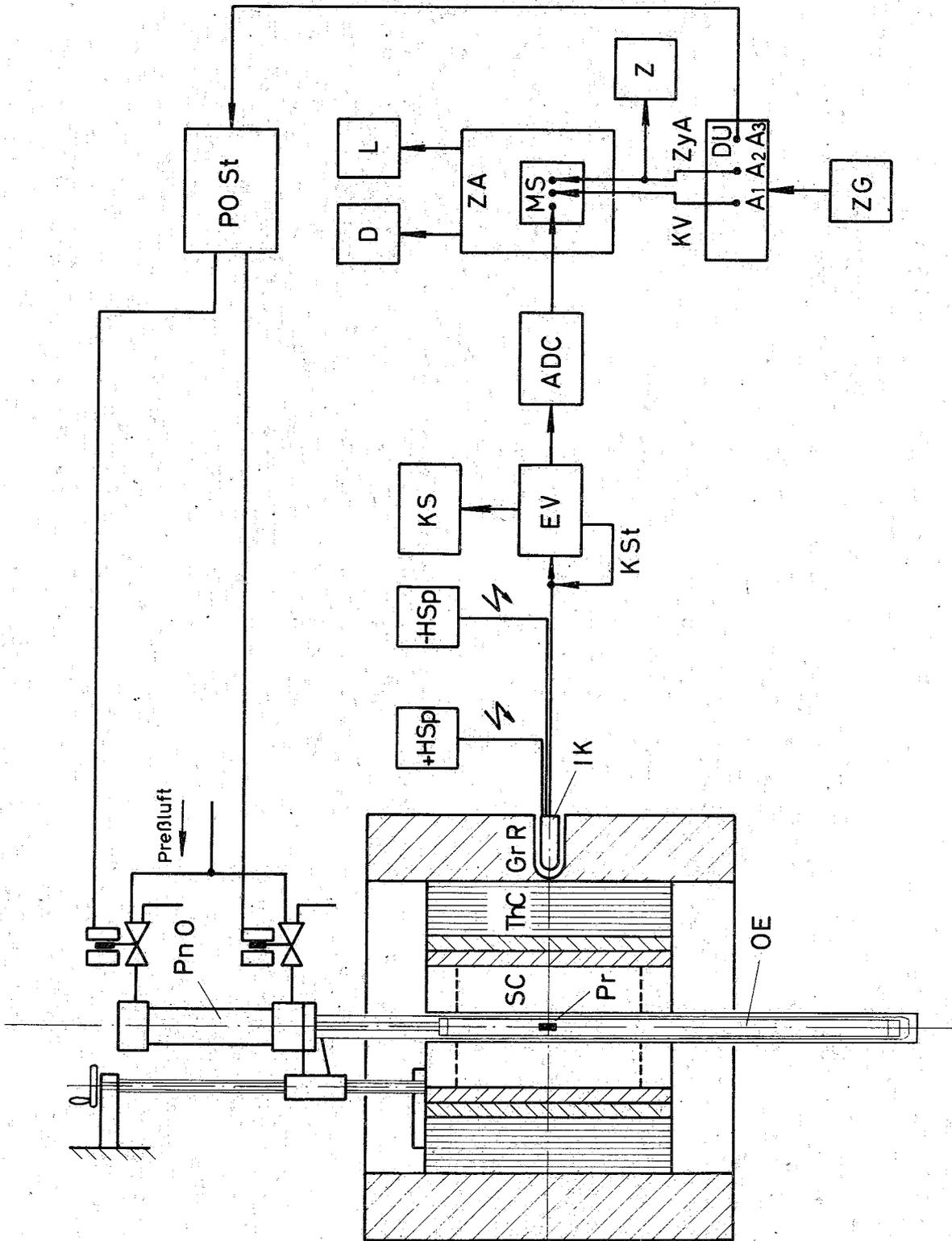


Abb. 23 Blockschaltbild der Meßanordnung mit Reaktor und Oszillator

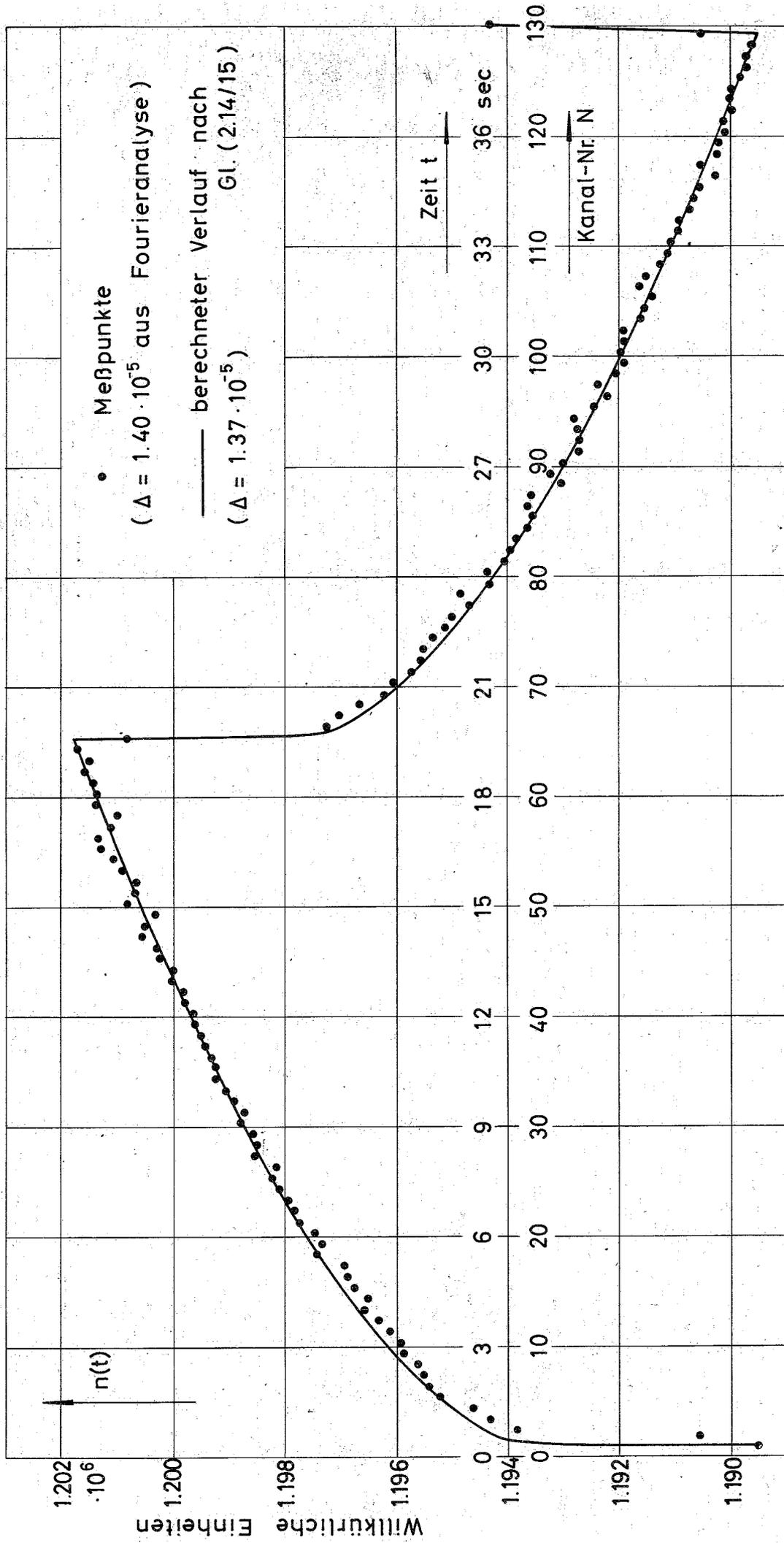
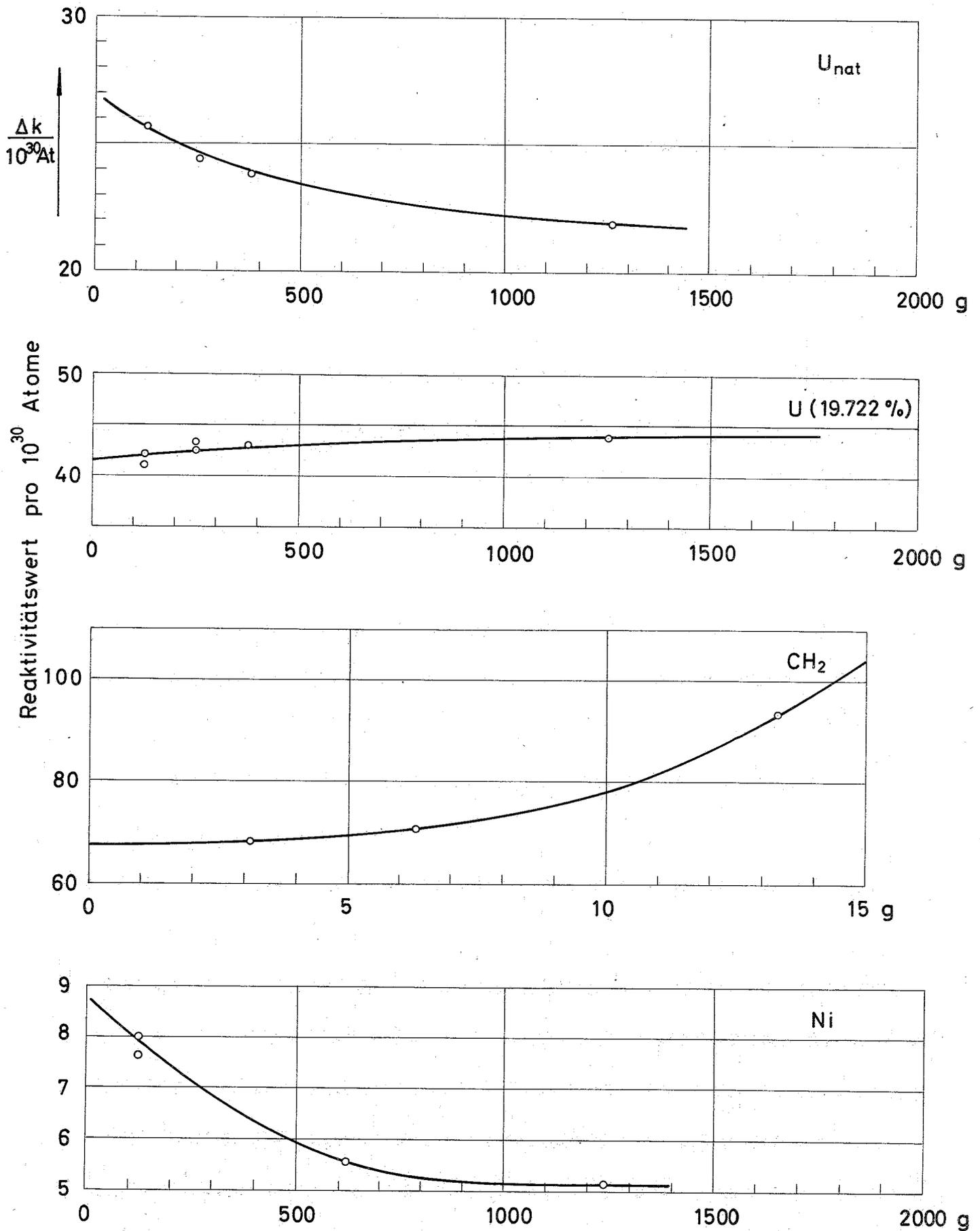
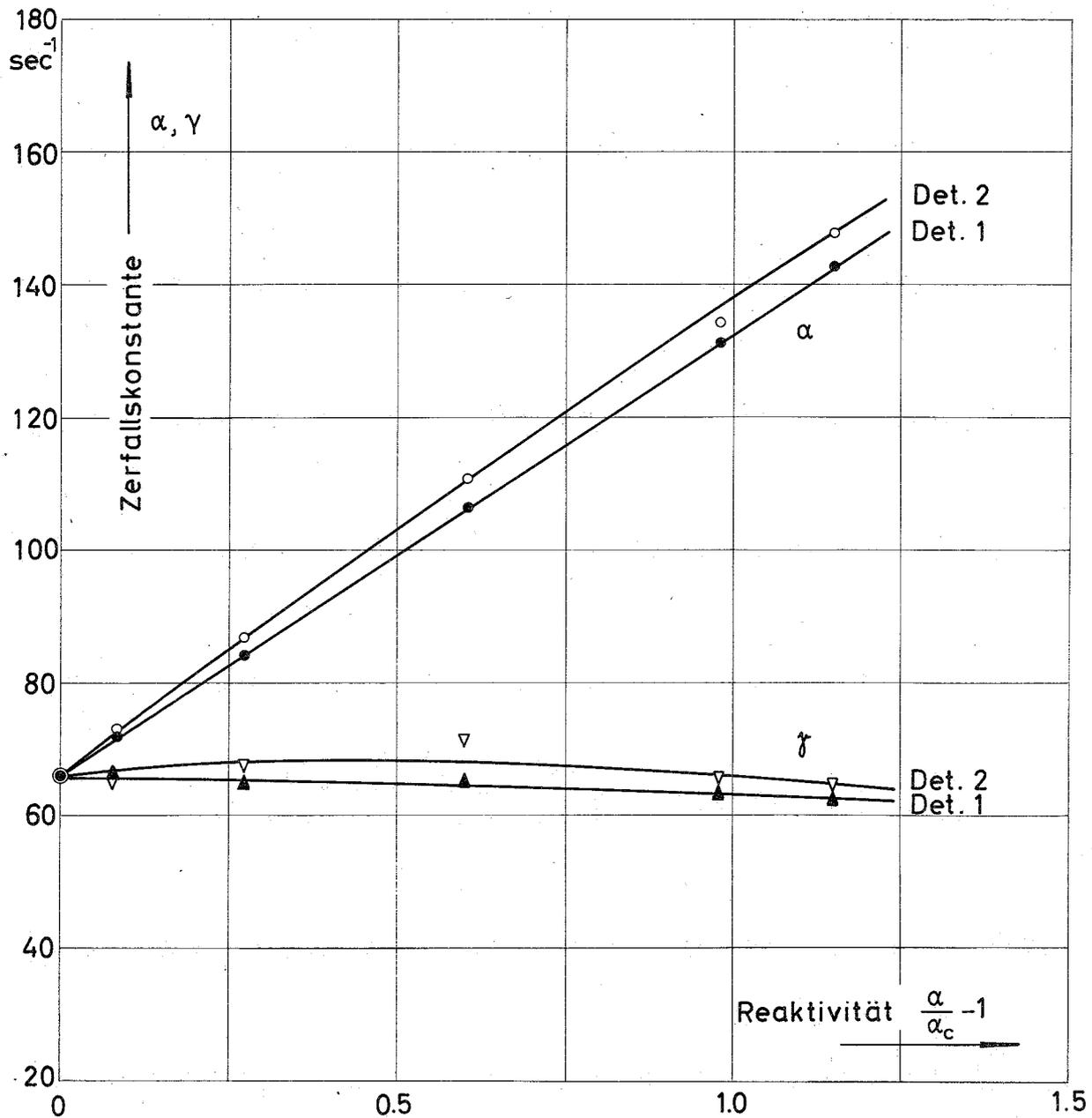


Abb. 24 Vergleich des gerechneten Zeitverhaltens des Flusses während einer Oszillation mit dem bei  $U^{235}$  gemessenen Verlauf. Meßpunkte über 20 Perioden aufsummiert.



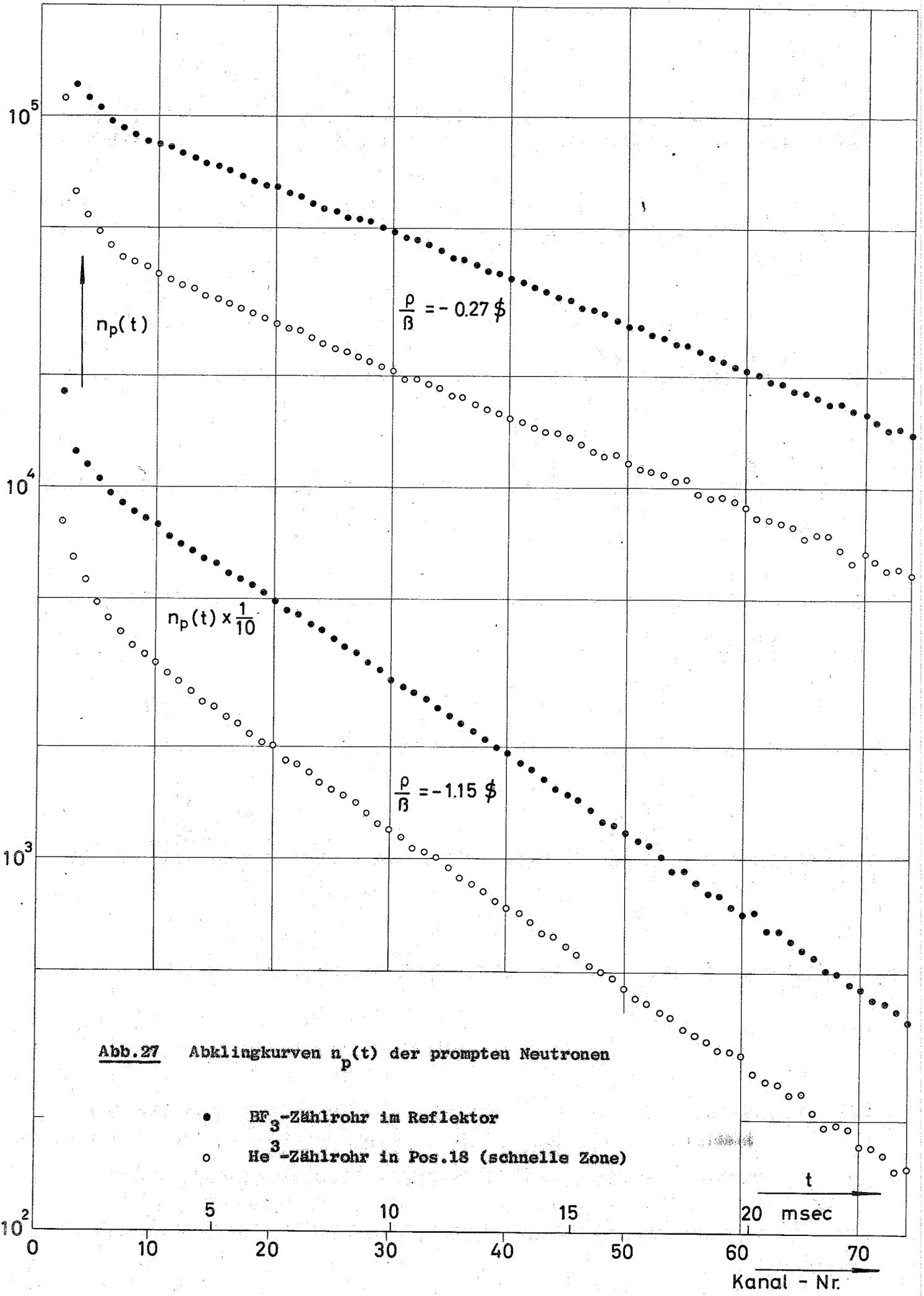
**Abb.25** Abhängigkeit der im Corezentrum gemessenen Reaktivitätswerte vom Probengewicht



**Abb. 26** Zerfallskonstante  $\alpha$  und  $\gamma = \beta/\Lambda$  in Abhängigkeit von der Reaktivität  $\alpha/\alpha_c - 1$

Detektor 1 :  $\text{BF}_3$ -Zählrohr im Ringspalt

Detektor 2 :  $\text{He}^3$ -Zählrohr in Pos.18 (schnelle Zone)



**Abb.27** Abklingkurven  $n_p(t)$  der prompten Neutronen

- $\text{BF}_3$ -Zählrohr im Reflektor
- $\text{He}^3$ -Zählrohr in Pos.18 (schnelle Zone)

t  
20 msec

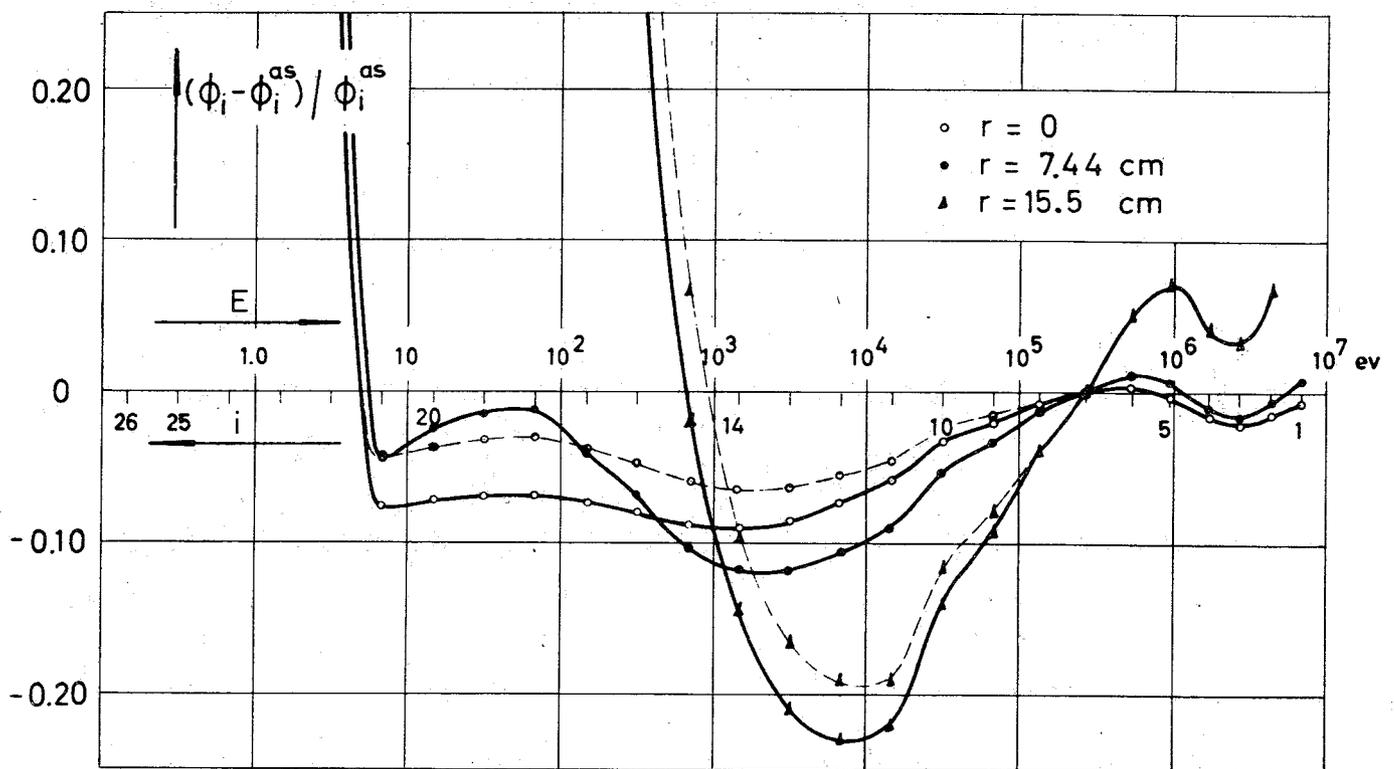
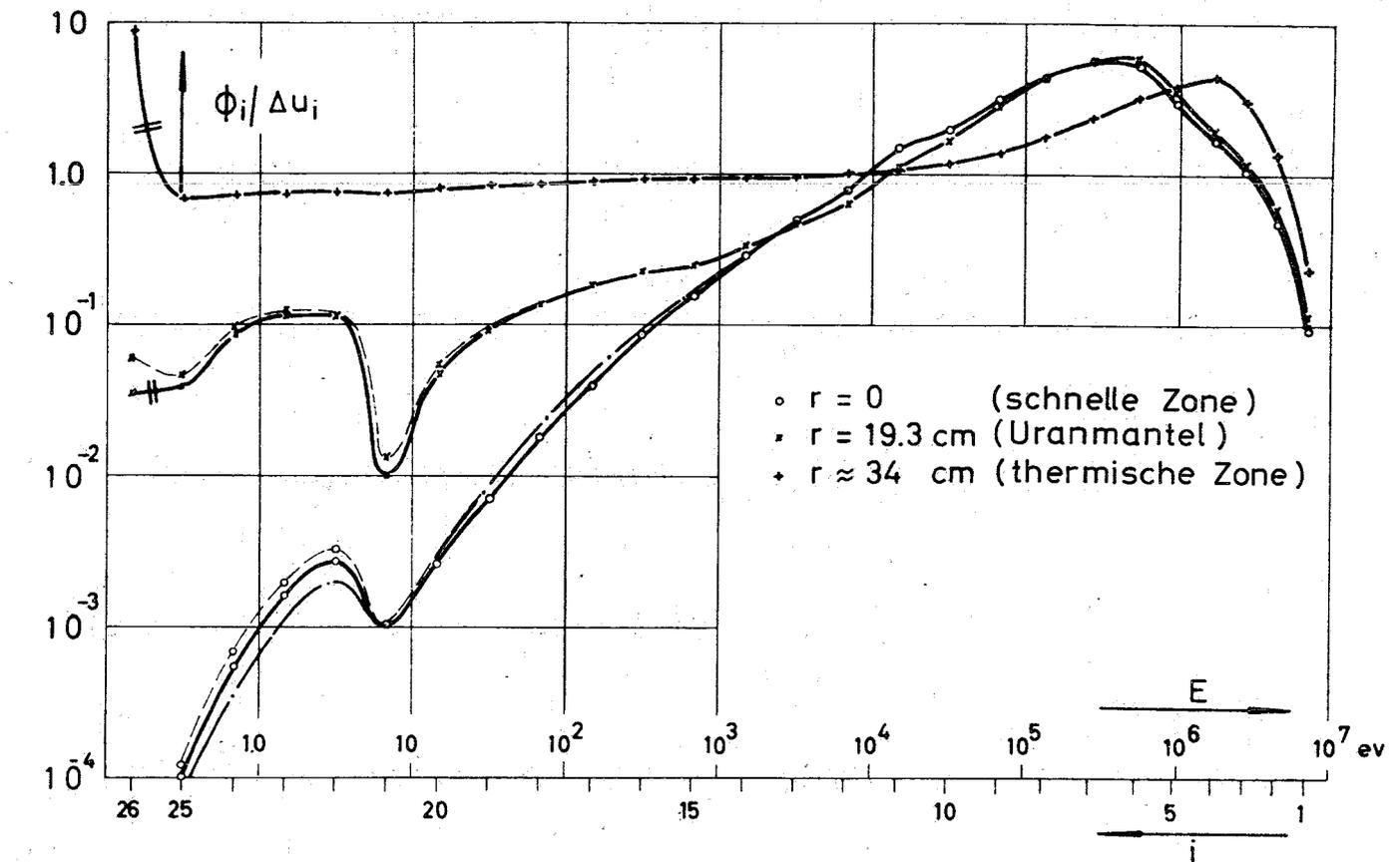
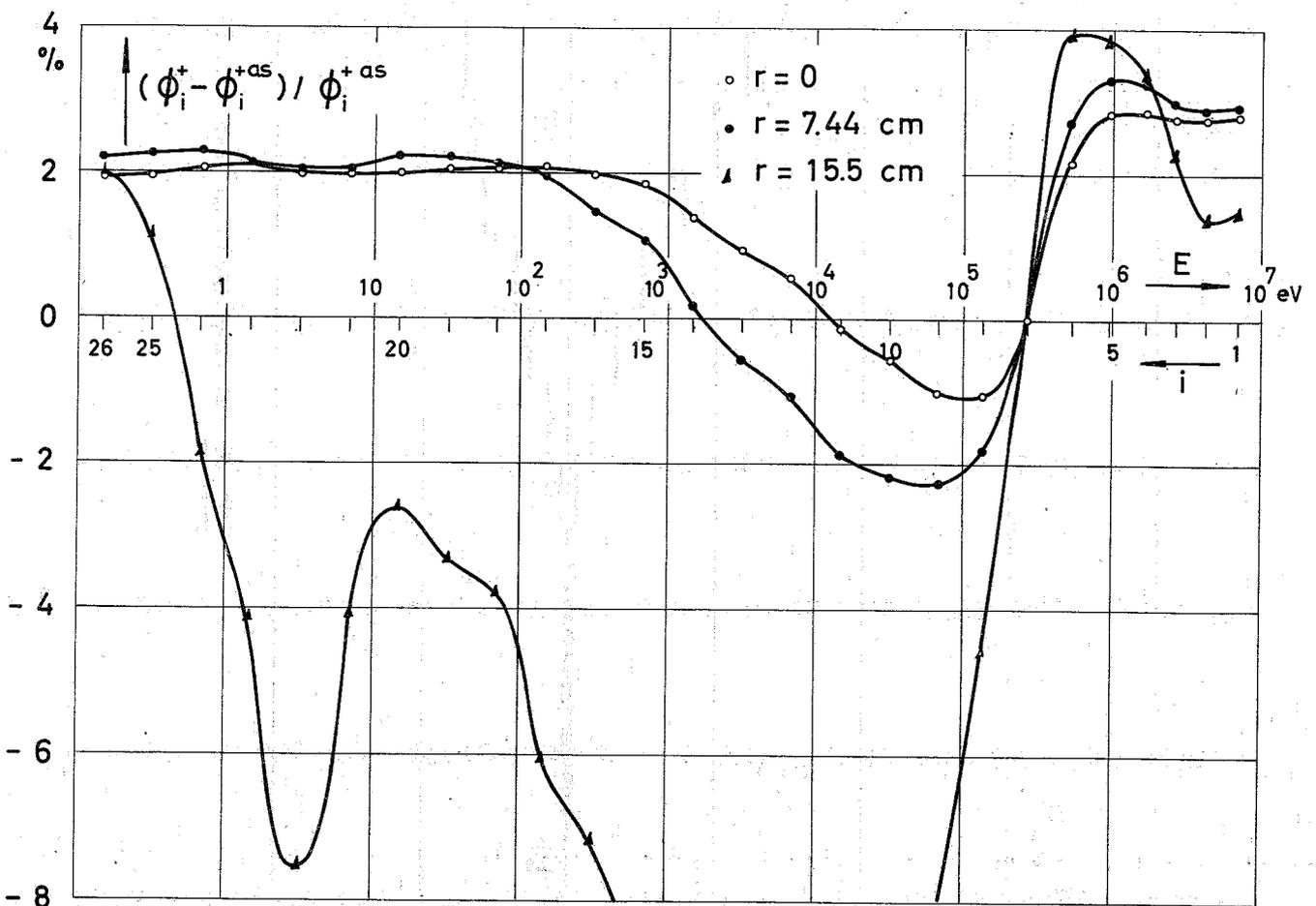
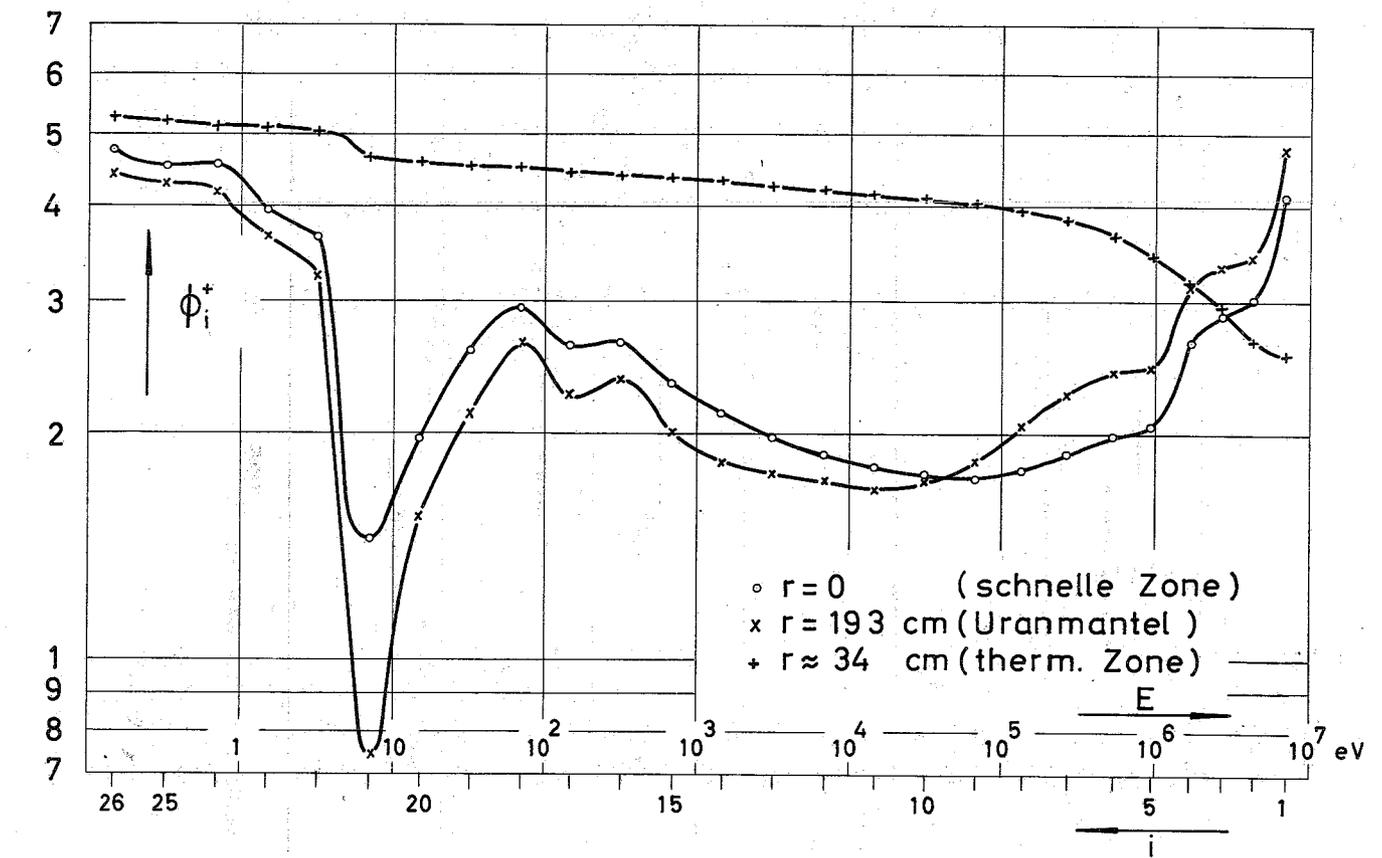


Abb. 28 Neutronenspektrum  $\phi_i(r)$  und dessen Abweichung vom Gleichgewichtsspektrum  $\phi_i^{as}$  in verschiedenen Radialpositionen  $r$  des STARK

- STARK-Spektrum, 26-Gruppen-Diffusionsrechnung 2-130
- - - STARK-Spektrum, 26-Gruppen- $S_4$ -Rechnung 2-120
- Gleichgewichtsspektrum, Diffusionsrechnung 2-101



**Abb.29** Adjunktierter Fluß  $\phi_1^+(r)$  und dessen Abweichung von  $\phi_1^{+as}$  des Einzonensystems an verschiedenen Radialpositionen  $r$  des STARK

$\phi_1^+$  aus Diffusionsrechnung 2-130

$\phi_1^{+as}$  aus Diffusionsrechnung 2-101



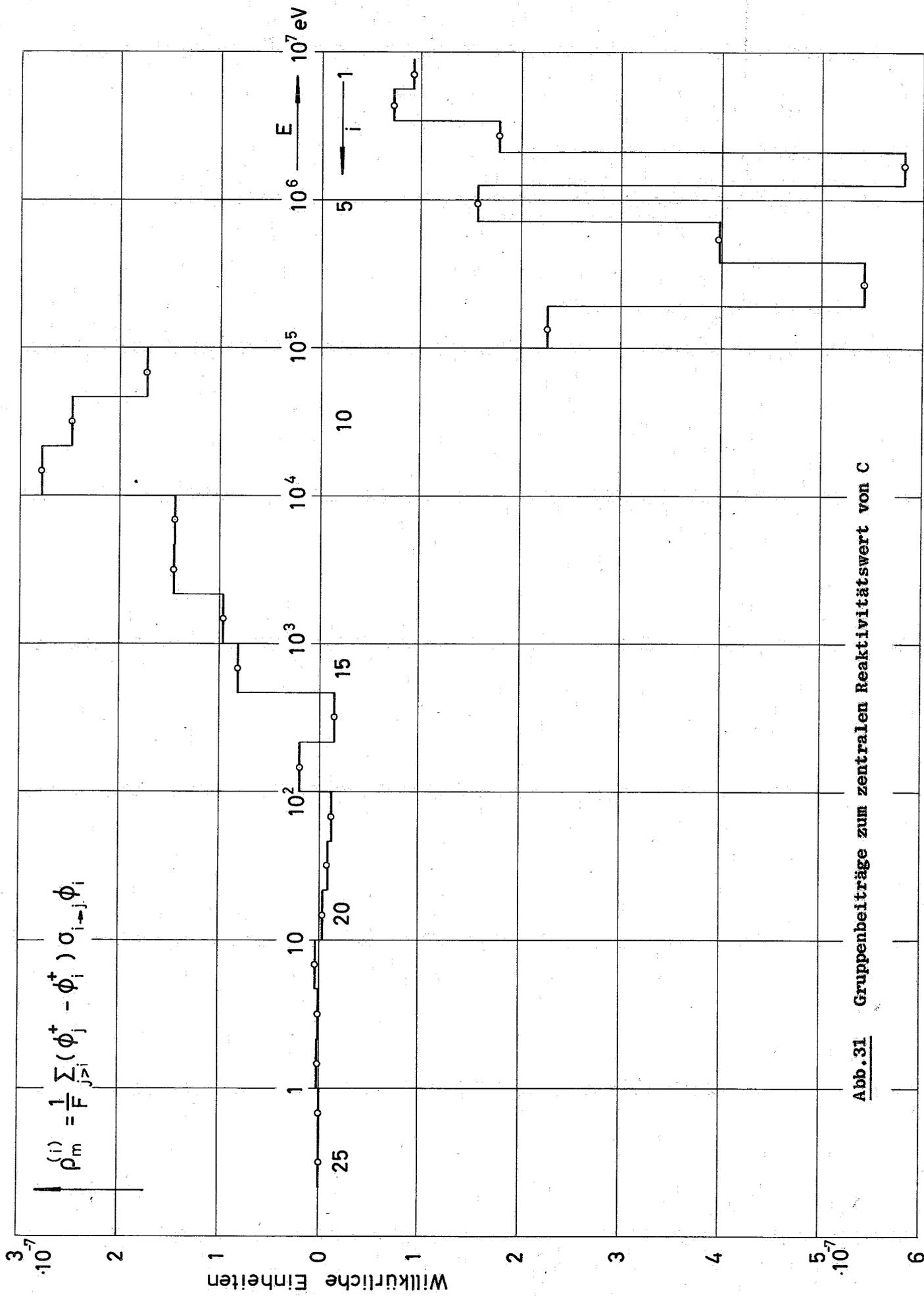


Abb. 31 Gruppenbeiträge zum zentralen Reaktivitätswert von C