



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Reaktorentwicklung

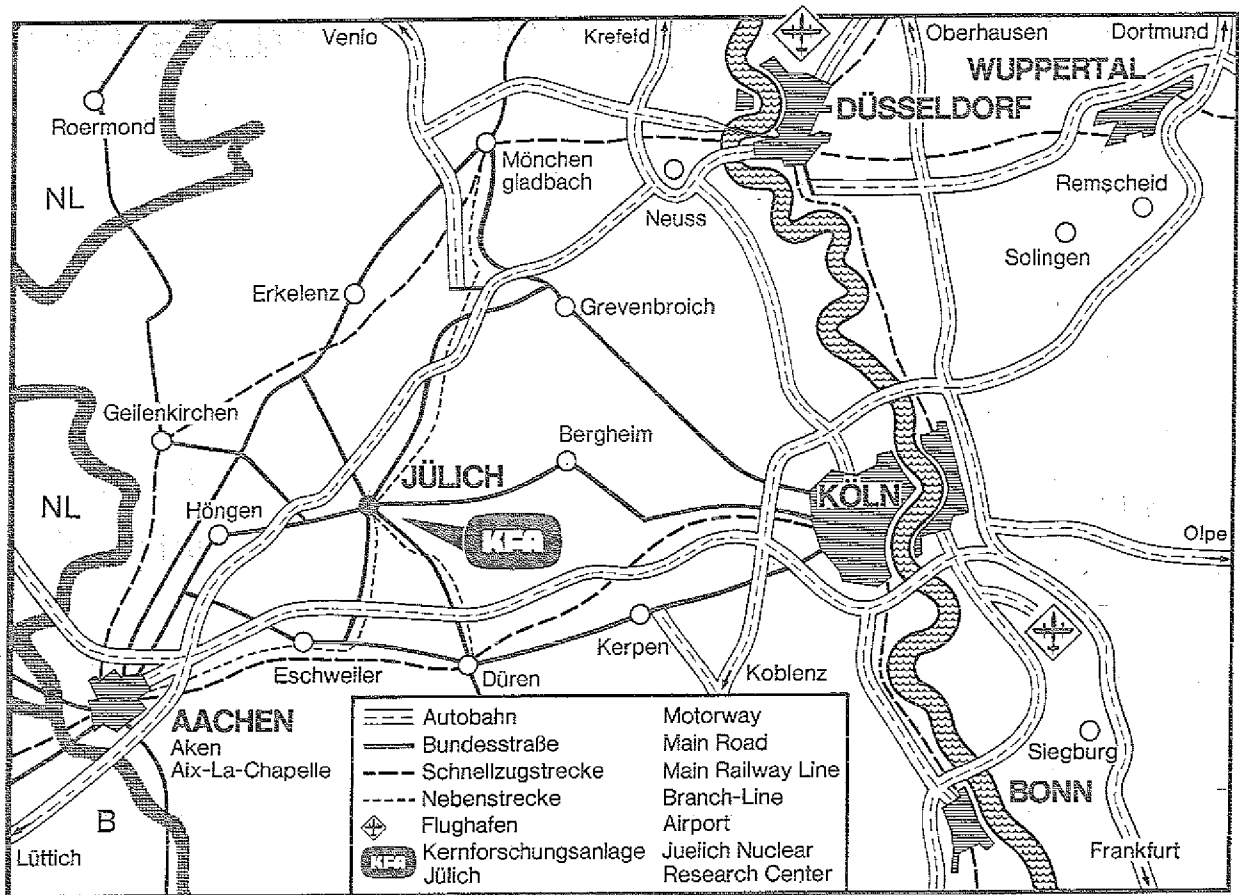
**Reaktivitätsbestimmung an einem
kompakten Reaktorcore mit schwach
absorbierendem Reflektor mittels der
Methode der gepulsten Neutronenquelle**

von

R. Hecker, V. Drüke, S. K. Ahmad, St. Kacmary, N. Paul

**Jü1 - 1343
September 1976**

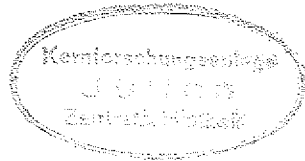
Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1343

Institut für Reaktorentwicklung Jülich - 1343

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



Reaktivitätsbestimmung an einem kompakten Reaktorcore mit schwach absorbierendem Reflektor mittels der Methode der gepulsten Neutronenquelle

von

R. Hecker, V. Drücke, S. K. Ahmad, St. Kacmary, N. Paul

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]

Ref. 135546
Zugangs-Nr. _____

THE DETERMINATION OF REACTIVITY AT A
COMPACT CORE WITH LOW ABSORPTION REFLECTOR
BY MEANS OF THE PULSED NEUTRON METHOD

by

R. Hecker
V. Drüke
S.K. Ahmad
St. Kacmary
N. Paul

ABSTRACT

Pulsed measurements at a compact critical facility with low absorption reflector are described. By a number of such measurements at different points of the system a proper value for the reactivity can be determined, which allows a meaningful comparison with values calculated by static computer codes in spite of the presence of kinetic distortion in the system. A modified area ratio method is developed and applied to the measurements; furthermore a method is shown, which allows to suppress in this systems the kinetic distortion in the fundamental mode by application of special detectors.

REAKTIVITÄTSBESTIMMUNG AN EINEM KOMPAKTEN REAKTORCORE
MIT SCHWACH ABSORBIERENDEM REFLEKTOR
MITTELS DER METHODE DER GEPULSTEN NEUTRONENQUELLE

von

R. Hecker
V. Drüke
S.K. Ahmad⁺)
St. Kacmary⁺⁺)
N. Paul

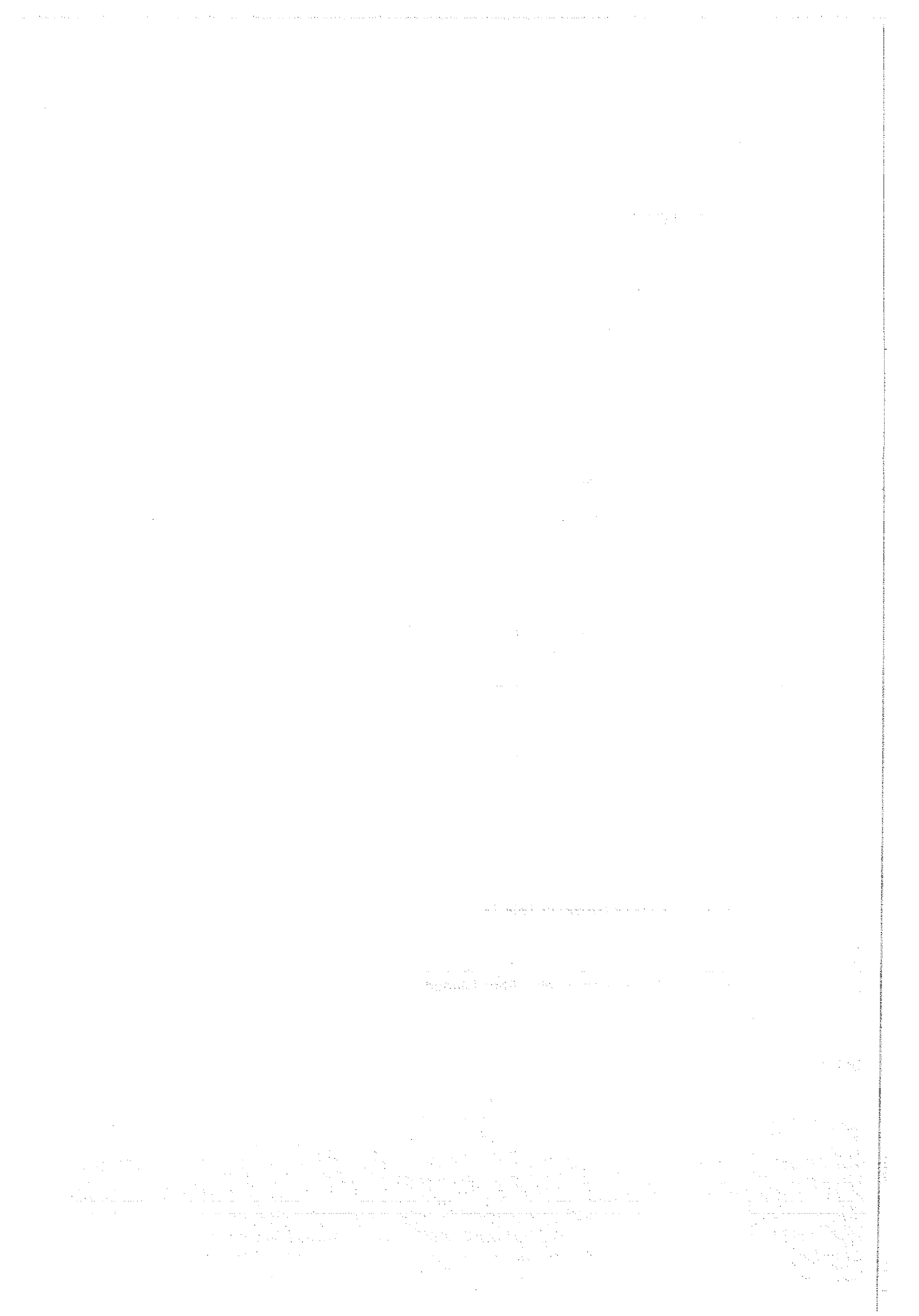
KURZFASSUNG

Es wird eine Methode beschrieben, wie an einem kompakten Reaktorsystem mit "low-absorption-reflector" aus einer Serie von gepulsten Messungen an verschiedenen Punkten des Systems Reaktivitätswerte gewonnen werden können, die mit den Reaktivitäten sinnvoll verglichen werden können, die mit Hilfe statischer Rechenprogramme berechnet werden. Dazu wird eine modifizierte Flächenverhältnismethode abgeleitet und gezeigt, daß im vorliegenden Fall die "kinetische Störung" bei der Grundmode durch geeignete Detektoren, die speziell auf epithermische Neutronen ansprechen, weitgehend eliminiert werden kann.

⁺) Pakistan Institute of Nuclear Science & Technology als IAEA-Stipendiat in der KFA-Jülich

⁺⁺) Kernkraftwerk Bohunice, CSSR als IAEA-Stipendiat in der KFA-Jülich

<u>INHALTSVERZEICHNIS</u>	Seite
I. Einleitung	1
II. Experimente	3
II.1 Experimentelles Verfahren	3
II.2 Auswertung der Meßergebnisse	4
III. Ergebnisse und deren Diskussion	5
III.1 Messungen in radialer Richtung	5
III.2 Messungen in axialer Richtung	7
IV. Theoretische Ableitung für den Zusammenhang von Flächenverhältnissen und Reaktivität	10
V. Auswertung der Messungen nach der abgeleiteten modifizierten Flächenverhältnismethode	18
VI. Zusammenfassung	20
VII. Literaturverzeichnis	22
VIII. Verzeichnis der Abbildungen	25



I. EINLEITUNG

Bei der Auswertung gepulster Messungen an multiplizierenden Systemen zur Ermittlung der Subkritikalität mittels der sogenannten "Flächenverhältnismethoden" wird vielfach die Methode von Gozani /1/ als der von Sjöstrand /2/ überlegen angesehen. Seit einiger Zeit mehren sich jedoch Stimmen, die Vorteile in der Anwendung der Sjöstrand-Methode bei Systemen mit "low absorption reflectors" zu sehen glauben /3/, /4/, /5/, /6/, /7/, /8/.

Im Institut für Reaktorentwicklung der KFA Jülich GmbH wurde ein umfangreiches Meßprogramm an Reaktorexperimenten dieser Art durchgeführt. Es handelt sich um verschiedene Corekonfigurationen der Anlage KEITER /9/ - ein Kritisches Experiment für den Incore-Thermionik-Reaktor (ITR) mit Berylliumreflektor -. Im System ITR gestattet es im allgemeinen die Art der Anregung des Neutronenfeldes mit Hilfe einer externen Neutronenquelle nicht, eine Prädominanz der prompten Grundmode zu erzielen, so daß die Basis für eine erfolgversprechende Anwendung der Methode von Gozani entfällt.

In diesem System findet man unter besonders ungünstigen Umständen - bedingt durch die sogenannte Kinetische Störung - eine stark ausgeprägte Ortsabhängigkeit der gemessenen Reaktivitäten. Die Abb. 1 gibt gepulste Messungen an der ITR-Anlage mit verschiedenen Detektoren wieder /10/. Man erkennt, daß im vorliegenden Falle, bei dem ein ganzes Reflektorsegment vom Core entfernt ist, eine Reaktivitätsbestimmung, die diesen Namen verdient, nicht möglich erscheint. Es bleibt in solchen Fällen nur übrig - ähnlich wie Preskitt et al. /11/ dies theoretisch begründeten -, für die verschiedenen Harmonischen Korrekturfaktoren zu berechnen, mit denen die "kinetic distortion" berücksichtigt werden kann. Unter der "kinetischen Störung" versteht man dabei mit /12/ die durch das Glied α_n/v in der Reaktorgleichung (α_n = Abklingkonstante für die n-te Mode) introduzierte spektrale und Shape-Verschiedenheit gegenüber dem stationären Fall. Für die Berechnung der prompten Moden gilt ja die Gleichung

(1) bei der die verwendeten Symbole der üblichen Nomenklatur entnommen und auch in Gleichung (2) und (3) erklärt sind.

$$\{ S_n(r, E, t) - L(E) + \frac{\alpha_n}{v} + \chi_p(E)F, \psi_p^n(r, E) \} = 0 \quad (1)$$

Der Term α_n/v bewirkt, daß die nach Gleichung (1) berechneten prompten kinetischen Moden sich von denen des stationären Falles unterscheiden. Es ist damit bewirkt, daß die Shapefunktionen des prompten und verzögerten Neutronenflusses verschieden sind, selbst wenn bei dem prompten Neutronenanteil die Grundmode vorherrscht. Damit entfällt eine Grundlage zur Anwendung der Flächenverhältnismethoden.

Wenn eine merkbare kinetische Störung vorliegt, kann man sich also entweder auf die Messung der Zerfallskonstanten der Grundmode des prompten Neutronenfeldes α_0 beschränken und mit Hilfe berechneter β_{eff} - und Λ -Werte (Lebenszeit) die Reaktivität berechnen, oder man wendet wie gesagt die Flächenverhältnismethoden an und berechnet Korrekturfaktoren. Letzteres wird angehen, solange im wesentlichen die Grundmode dominiert. Muß man höhere Harmonische auch noch berücksichtigen, so wird der Rechenaufwand beachtlich, und in noch stärkerem Maße wird das Resultat von den theoretischen Rechenmodellen abhängig. Dieser Zustand ist unbefriedigend, wenn man bedenkt, daß eine Messung dem Vergleich mit Rechnungen dienen soll. Bei diesem Stand der Dinge nimmt es nicht wunder, wenn einige Autoren /11/, /13/ sich nur auf die Messung von α 's in gepulsten Messungen und deren Vergleich mit berechneten α -Werten beschränken wollen.

Ein dritter Weg wurde in /13/ beschrrieben. Ortsabhängige prompte und verzögerte Flächen nach Sjöstrand und Gozani wurden in einer Nachrechnung des experimentellen Aufbaus ermittelt und mit den Meßwerten verglichen. Allerdings gehen in eine solche Rechnung mit einem statischen Diffusionsprogramm sicherlich viele Modellungenauigkeiten ein, so daß ein Vergleich zwischen Messung und Rechnung nur in gewissen Fehlergrenzen möglich sein dürfte.

Es sollte noch bemerkt werden, daß der Rechenaufwand für eine solche quasidynamische Rechnung nicht gerade gering ist.

Im folgenden wird deshalb versucht, einen Weg aufzuzeigen, wie man auch bei Anwesenheit von kinetischen Störungen mit Korrekturfaktoren, die aus Meßwerten selbst abgeleitet sind, die Reaktivität des untersuchten Systems ermitteln kann.

II. EXPERIMENTE

Im folgenden werden nach verschiedenen Verfahren ausgewertete gepulste Messungen an einem Kritischen Experiment der KFA-Jülich GmbH beschrieben. Es handelt sich um die Kritische Anlage ITR (Incore-Thermionik-Reaktor), eine ZrH_x -moderierte Anlage mit Berylliumreflektor. Hier liegen für gepulste Messungen besonders schwierige Verhältnisse vor, weil z.B. die Reaktivitätswertigkeit ganzer Reflektorsegmente zu bestimmen ist, die vom Reaktorkern "weggefahren" werden, wodurch stark unsymmetrische Verhältnisse entstehen.

II.1 Experimentelles Verfahren

Eine abgeschmolzene Neutronengeneratortröhre mit einer Neutronenstärke von $2 \cdot 10^{11}$ N/sec wurde im allgemeinen direkt über der Mitte des Cores installiert (beim ITR heißt das, daß von den Neutronen noch 10 cm Beryllium-Metall bis zur Spaltzone zu durchdringen sind). Als Detektoren wurden sehr kleine BF_3 -Zählrohre vom Typ RSN 137 A verwendet.

Zur Messung der Ortsabhängigkeit wurden speziell präparierte Brennelemente mit eingebautem Zählrohr von Core-Position zu Core-Position versetzt. Die Detektorsignale wurden mit einem Vielkanalzeitanalysator aufgenommen und die Daten mit einem Rechenprogramm nach den bekannten Flächenverfahren /1/, /2/ verarbeitet. Die unterkritischen Zustände wurden entweder durch Wegfahren ganzer Reflektorsegmente oder durch Ziehen einzelner Brennelemente und deren Substitution durch Al-Dummies, oder durch Abbau von Beryllium aus dem Seitenreflektor erreicht. Soweit wie möglich wurden alle Experimente mit parallel durchgeführten Rechnungen verglichen oder ersatzweise auch mit Mes-

sungen nach der Inverskinetischen Methode. Gegenstand des Interesses war auch der Einfluß der Quellposition, der von den Wänden rückgestreuten Neutronen und der Effekt verschiedener Detektoren.

Der Einfluß der von den Wänden und Strukturmaterialien zurückgestreuten Neutronen wurde untersucht. Daß die Rückstreuung von Neutronen einen gewissen Einfluß auf die Meßwerte haben könnte, wurde schon vermutet. So ergab sich bei der ersten vorgenommenen Einstellung der Meßbedingungen ($\alpha_p = 5800 \text{ sec}^{-1}$, daraus resultierend ein Pulsabstand von 3,2 m sec) kein konstanter verzögerter Neutronenuntergrund, obwohl von der Neutronenlebensdauer des Systems ein zeitlich konstanter verzögerter Neutronenanteil erwartet werden konnte. Leicht zu sehen ist, daß bei Fluglängen von ca. 5 m Neutronen mit Energien unter 0,5 eV bei dieser Messung im angesprochenen Zeitbereich nachgewiesen wurden. Als Maßnahme gegen die Rückstreuung thermischer Neutronen in das Core, wurde der Reaktor mit Cadmiumpplatten von 2 mm Dicke umstellt. Lediglich der Boden konnte nicht abgeschirmt werden. Mit diesen Maßnahmen konnte ein konstanter verzögerter Neutronenfluß während der Meßzeit eingestellt werden.

II.2 Auswertung der Meßergebnisse

Die Auswertung geschah einmal nach Sjöstrand und zum anderen nach Gozani. Bei allen hier beschriebenen Messungen konnte durch vernünftige Anpassung der Pulsfolgefrequenz an den Abfall der prompten Neutronen so gepulst werden, daß der verzögerte Neutronenfluß praktisch konstant war. Dies ist auf die relativ kurze Neutronenlebensdauer im System zurückzuführen; bei anderen Systemen, z.B. bei Graphitsystemen, kann der verzögerte Fluß zeitlich nicht konstant sein.

Die Auswertung nach Sjöstrand erfolgt durch die Bestimmung des zeitlichen Verlaufes des Neutronenflusses während der Meßzeit. Die zeitliche Entwicklung des Neutronenflusses wird durch die Differentialgleichung

$$\frac{dn}{dt} = \lambda n + S - \sigma n$$

beschrieben, wobei n die Neutronenanzahl, λ die reaktive Neutronenproduktionsrate, S die Neutronenquelle und σ die Neutronenabsorption ist. Die Lösung dieser Gleichung für einen konstanten Neutronenfluß ergibt

$$n(t) = \frac{S}{\sigma - \lambda} (1 - e^{-(\sigma - \lambda)t})$$

Die zeitliche Entwicklung des Neutronenflusses wird durch die Differentialgleichung

$$\frac{dn}{dt} = \lambda n + S - \sigma n$$

beschrieben, wobei n die Neutronenanzahl, λ die reaktive Neutronenproduktionsrate, S die Neutronenquelle und σ die Neutronenabsorption ist. Die Lösung dieser Gleichung für einen konstanten Neutronenfluß ergibt

$$n(t) = \frac{S}{\sigma - \lambda} (1 - e^{-(\sigma - \lambda)t})$$

III. ERGEBNISSE UND DEREN DISKUSSION

III.1 Messungen in radialer Richtung

Die Abbildungen 2 und 3 zeigen zwei Core-Konfigurationen, an denen Messungen zunächst mit BF_3 -Zählrohren vorgenommen wurden. In den Tabellen 1 bis 4 können die zugehörigen Meßwerte abgelesen werden. In den Abbildungen 4 bis 7 sind die entsprechenden Werte graphisch aufgetragen. Es wird sichtbar, daß im Fall der unsymmetrischen reflektierten Konfiguration die Werte nach Sjöstrand weniger stark ortsabhängig als die nach Gozani sind. Beim symmetrisch reflektierten unterkritischen Core sind die Reaktivitäten kleiner, und schon aus diesem Grunde ist die Ortsabhängigkeit nicht so stark ausgeprägt. Betrachtet man dagegen entsprechende Messungen mit einem mit Hilfe von dünnen Cd-Folien abgeschirmten BF_3 -Zählrohr, so fällt eine "Glättung" der Meßkurven auf (Abb.1). Es erscheint demnach die "kinetische Störung" im dadurch bevorzugten Bereich des epithermischen Neutronenflusses klein oder vernachlässigbar zu sein gegenüber der Auswirkung von α/v auf den thermischen Energiebereich, in welchem offenbar - im vorliegenden Fall - α/v vergleichbar mit der Größe von $L(E)$ ist. Ein solches Vorgehen, die Ortsabhängigkeit der Reaktivität mit Hilfe der Messung nur des schnellen Neutronenflusses zu eliminieren, wurde nach unserer Kenntnis zuerst von Aizawa /14/ durchgeführt. Aizawa benutzte für seine Messungen mit Cd-Folien umhüllte BF_3 -Detektoren.

Da es sinnvoll erschien, Neutronen noch höherer Energie als 0,5 eV für die Messungen zu benutzen, wurde ein BF_3 -Detektor mit einer Hülle aus einer Kombination von Folien aus Cadmium, Indium und Gold (von innen nach außen) umgeben. Diese Absorberkombination ist allerdings in keiner Weise so optimiert, daß es im Energiebereich unterhalb von 4,9 eV keinen Beitrag von Neutronen zur Reaktionsrate im Detektor gäbe. Insbesondere ist der Bereich zwischen 0,5 und 4,9 eV partiell durchaus für Neutronen noch durchlässig.

Trotzdem ließen sich die Messungen auf diese Art noch weiter verbessern. Beachtlich ist nunmehr auch die Übereinstimmung bei der gewählten Meßposition in der Mittelebene des Cores für den unsymmetrischen Fall mit Reaktivitätsmessungen, die mittels

Inverskinetischer Messungen gewonnen werden. Dazu vergleiche man die Tabelle 5 und die Abbildung 8. Bildet man bei diesen Inverskinetischen Messungen die Mittelwerte außerhalb des Einflußbereiches der angebrachten Störung (Wegfahrt von SE2), so erhält man $12,7 \pm 0,7 \%$; die Übereinstimmung mit den Messungen nach Sjöstrand aus Tabelle 2 ist gut, wenn man den Einfluß des eingebrachten Giftes berücksichtigt.

Beim symmetrischen Fall ergab eine Rechnung mit DOT II /15/ eine Reaktivität von $6,5 \%$. Dies stimmt wiederum relativ gut mit den Werten nach Sjöstrand aus Tabelle 4 überein.

Es scheint nach diesen Ergebnissen also so, als ob in diesem Reaktorsystem bei "geeigneter" Wahl der Meßposition die Verwendung von umhüllten Detektoren zur Unterdrückung der kinetischen Störung im Verbund mit einer Auswertung nach Sjöstrand die vernünftigsten Reaktivitätswerte ergäbe, wenn ein merkbarer Oberwellenanteil vorhanden ist. Die Auswertung nach Gozani dagegen zeigt - wie die Tabellen ebenfalls ausweisen - eine weit- aus schlechtere Übereinstimmung mit Rechnungen im Falle dieser Messungen unter den geschilderten Bedingungen. Man erkennt aber auch, daß die Auswertung nach Sjöstrand für sich - also nur unter Verwendung von BF_3 -Zählrohren - nicht immer zu weitgehend ortsunabhängigen und mit anderen Methoden so gut vergleichbaren Ergebnissen führt.

Um weitere von den bisher benutzten Konfigurationen verschiedene Anordnungen mit anderem Spektrum zu realisieren, wurden die in den Abbildungen 9 und 10 gezeigten unterkritischen Cores aufgebaut. Das Reflektorvolumen wurde vergrößert, indem die Dicke des Berylliums auf 12 cm verändert wurde. Die Dichte des Urans dagegen wurde durch Substitution von Brennstäben durch Aluminium-Dummies verdünnt. In Abbildung 9 sind so 13 Brennelemente und in Abbildung 10 23 Brennelemente gegen Aluminium ausgetauscht. Die Messungen wurden schon in /10/ beschrieben und sollen hier nur kurz referiert werden.

Die Tabellen 6 und 7 zeigen wiederum ortsabhängige Reaktivitäten. Im Fall der 13 ausgetauschten Brennstoffstäbe erhält man nach Sjöstrand im Corebereich gemittelt etwa $8,4 \%$ für den Fall des reinen $1/v$ -Detektors. Dieser Wert entspricht einer Transportrechnung mit DOT II, die $8,4 \%$ ergab /15/. Am Außenrand des Re-

flektors steigen die Reaktivitätswerte an. Die abgeschirmten Zählrohre messen im Rahmen der Meßgenauigkeiten und des Detektoreffektes vergleichbare Reaktivitäten.

Für den Fall der 23 ausgetauschten Brennstoffstäbe stimmt die nach Sjöstrand gemessene Reaktivität nicht so gut wie im vorangegangenen Beispiel mit der Rechnung überein. Im Core ergibt sich ein Mittelwert von 14,9 ‰, während die Transportrechnung 16,4 ‰ liefert. Zum Vergleich von Messungen mit verschiedenen Detektoren gilt auch hier das oben gesagte.

Die Auswertungen nach Gozani zeigen bei den BF_3 -Zählrohren zunächst eine relativ starke Ortsabhängigkeit - beim unterkritischen System verstärkt -, während die abgeschirmten Detektoren wieder erheblich glattere Kurvenverläufe bringen; allerdings werden dann die absoluten Reaktivitätswerte spürbar kleiner und also auch - verglichen mit der Rechnung - anders.

Zusammenfassend scheint es erlaubt, folgendes festzustellen: Die Auswertemethode nach Sjöstrand gibt unter den hier gewählten Bedingungen in diesem System sowohl hinsichtlich der Ortsabhängigkeit als auch der absoluten Größe der gewonnenen Reaktivitätswerte bessere Übereinstimmung mit Rechenwerten und auf andere Weise gewonnenen Meßwerten als die von Gozani. Selbst für Messungen mit nicht abgeschirmten BF_3 -Detektoren scheint diese Aussage noch vertretbar.

Die Verwendung von abgeschirmten BF_3 -Zählrohren macht sich bevorzugt bei der Auswertung nach Gozani besonders deutlich in einem glättenden Einfluß auf die Ortsabhängigkeit der gemessenen "Reaktivität" bemerkbar, jedoch sind die ermittelten Reaktivitätswerte drastisch zu klein im Vergleich mit auf andere Weise gewonnenen Werten.

III.2 Messungen in axialer Richtung

Um zu prüfen, inwieweit die obigen Aussagen gültig bleiben, wenn man in axialer statt in radialer Richtung mißt, wurden an den in den Abbildungen 2 und 3 gezeigten Core-Konfigurationen auch Messungen in axialer Richtung durchgeführt. Die Tabellen 8 bis 11 und die Abbildungen 11 bis 14 zeigen die Meßwerte.

Es werden zunächst entsprechend der Reihenfolge in Kapitel III.1 die Messungen am unsymmetrischen Core behandelt. Man bemerkt sofort die starke Ortsabhängigkeit der Reaktivität und der gemessenen Flächen, die besonders stark in den oberen Corepartien, also in Richtung zur Neutronenquelle ausgeprägt ist. Eine solche Tendenz ist auch wegen des dort naturgemäß sehr starken Oberwellengehaltes zu erwarten; dies wirkt sich natürlich auf die Sjöstrandwerte besonders stark aus. Schirmt man den Detektor mit den beschriebenen "Filtern" ab, so wird diese Abhängigkeit in Quellnähe noch verstärkt, da hier bevorzugt die höherenergetischen Quellneutronen gemessen werden. Immerhin werden in den unteren Corezonen nicht nur relativ flache Sjöstrandwerte gefunden, sondern auch solche vergleichbarer Größe wie die in III.1 angegebenen. Im Vergleich mit den nach Sjöstrand ausgewerteten Messungen haben die Reaktivitätswerte nach Gozani im Core jetzt einen bemerkenswert flachen Verlauf. Lediglich am Top- und Bodenreflektor steigt die Reaktivität an. Die Verwendung abgeschirmter Detektoren bringt auch hier wieder einen flacheren Verlauf. Die Absolutwerte stimmen wieder keinesfalls mit denen anderer Meßmethoden überein.

Um die gefundenen Tendenzen der Messungen und ihre Abhängigkeit relativ von der Quellposition weiter zu verdeutlichen, wurde die Quelle im nächsten Schritt seitlich des Cores, an der Stelle des abgebauten Sicherheitselements SE2 eingerichtet. Die benutzten Detektoren wurden nun wieder radial durch das Core versetzt, was für diese Quellposition nunmehr aber der "axialen" Messung von oben analog ist. Die so durchgeführten Messungen lassen sich aber nicht ohne weiteres mit den beschriebenen Messungen mit oben aufliegender Quelle vergleichen, weil in diesem Fall die Quellneutronen direkt in das Core eindringen. Bei oben auf dem Core aufliegender Neutronenquelle müssen die Quellneutronen noch 10 cm Beryllium durchdringen. Die spektralen Verhältnisse sind also unterschiedlich, auch weil die Abstufung des Moderationsverhältnisses in axialer Richtung hier fehlt. Die Messungen sind in den Tabellen 12 und 13 und in den Abbildungen 15 und 16 aufgeführt.

Bemerkbar ist auch hier bei "Sjöstrand" wieder der verstärkte Quellneutroneneinfluß durch die scheinbar erhöhte Reaktivität in der Nähe der Quelle. Ein solch extremer Reaktivitätsanstieg wie oben bei der axialen Messung unterbleibt jedoch hier.

Betrachtet man die Messungen mit dem abgeschirmten BF_3 -Detektor, so stellt man ähnliche Tendenzen wie bei der axialen Messung für den quellnahen Bereich fest. Der Reaktivitätswert nach Sjöstrand wird in Quellnähe größer als der mit dem $1/v$ -Detektor gemessene. Ansonsten verläuft die Kurve nahezu konstant.

Die Reaktivität nach Gozani verläuft ebenfalls ähnlich wie die der radialen Messung, allerdings ist der Absolutwert der Reaktivität hier auch wieder kleiner. Umhüllt man auch hier den Detektor mit Cadmium, Indium und Gold, so vermindert sich die starke Ortsabhängigkeit und man erhält wiederum ähnliche Reaktivitätswerte wie beim Fall der entsprechenden radialen Messung.

Wenn man die Ergebnisse aller vorliegenden Messungen im betrachteten System zusammenfaßt, kommt man zu folgendem Schluß: Die Messung von "wahren" Reaktivitätswerten erscheint nicht mit einer einzigen gepulsten Messung möglich. Man kann zwar berechnen, in welchen Regionen des Cores gemessen werden muß, um mit einer Messung an den "richtigen" Reaktivitätswert zu kommen, aber dennoch erscheint dieser Zustand ebensowenig befriedigend wie die vorher genannten Prozeduren; letztlich bedingt auch er mehr oder weniger theoretische Vorausberechnungen. Im eigentlichen Sinne ist ein solches Vorgehen also keine unabhängige Messung. Man erkennt aber ebenfalls die für das folgende wichtige Tatsache, daß es hier gelingt, mit Hilfe besonders konstruierter Detektoren praktisch ohne "kinetische Störung" die Grundmode des prompten Neutronenflusses zu messen; aber selbst mit solchen Maßnahmen führt weder die Methode von Sjöstrand noch die von Gozani ohne weiteres zu "richtigen" Reaktivitätswerten. Es sei deshalb im folgenden Kapitel IV versucht, einen anderen Weg zu finden, um Reaktivitäten zu messen, ohne jede Abstützung auf begleitende Rechnungen.

IV. THEORETISCHE ABLEITUNG FÜR DEN ZUSAMMENHANG VON FLÄCHEN- VERHÄLTNISSEN UND REAKTIVITÄT

Zur Herleitung der Flächenverhältnisse wird von den Reaktorgleichungen in der Form ausgegangen:

$$\frac{1}{v(E)} \left\{ \frac{\partial \phi_p(r, E, t)}{\partial t} + \frac{\partial \phi_d(r, E, t)}{\partial t} \right\} = S(r, E, t) +$$

$$+ \left\{ -L(E) + (1-\beta) \chi_p(E) F, (\phi_p(r, E, t) + \phi_d(r, E, t)) \right\} +$$

$$+ \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \lambda_i \cdot C_i(r, t) \quad (2)$$

und

$$\frac{\partial C_i(r, t)}{\partial t} = \beta_i F \{ \phi_p(r, E, t) + \phi_d(r, E, t) \} - \lambda_i C_i(r, t) \quad (3)$$

Hier bedeuten:

- $v(E)$ = die Neutronengeschwindigkeit entsprechend der Energie E
- ϕ_p = der prompte Neutronenfluß
- ϕ_d = der verzögerte Neutronenfluß
- t = die Zeit
- r = die Ortskoordinate
- S = die äußere Quelle
- L = der Verlustoperator
- β_i = der Bruchteil der i-ten verzögerten Neutronengruppe
- β = der effektive Bruchteil verzögerter Neutronen $= \sum_i \beta_i$
- χ_p = das Energiespektrum prompter Neutronen
- F = der Produktionsoperator
- χ_T = das totale Energiespektrum
- χ_i = das Energiespektrum der i-ten verzögerten Neutronengruppe
- λ_i = die Zerfallskonstante der i-ten verzögerten Neutronengruppe
- C_i = die Konzentration der i-ten Gruppe von Vorläuferkernen

Wenn man Gleichung (2) und (3) von $t = 0$ (der Zeit kurz vor Einsatz des Neutronenimpulses) bis $t = t_E$ (die prompte Neutronendichte ist hinreichend abgefallen) zeitlich integriert, kann man die dann erhaltene Gleichung formal in einen prompten und einen verzögerten Anteil zerlegen. Die verzögerte Neutronenpopulation sei gemäß den experimentellen Bedingungen als konstant vorausgesetzt. Man erhält dann:

$$0 = \int_0^{t_E} S(r, E, t) dt + \{-L(E) + (1-\beta)\chi_p(E)F, \int_0^{t_E} \phi_p dt \quad (4)$$

$$0 = \{-L(E) + (1-\beta)\chi_p(E)F + \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^{t_E} \phi_d(r, E, t) dt \} + \\ + \{ \sum_{i=1}^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^{t_E} \phi_p(r, E, t) dt \} \quad (5)$$

Term 2 und 3 in der Klammer von (5) kann man zusammenfassend auch schreiben: $\chi_T(E)F, \dots$

Wenn man jetzt noch den prompten Fluß nach Eigenfunktionen des Systems entwickelt

$$\phi_p(r, E, t) = \sum_{n=0}^{\infty} N_n^p \psi_n^p(r, E) \cdot e^{\alpha_n \cdot t} \quad (6)$$

und ferner berücksichtigt, daß die Funktionen $\psi_n^p(r, E)$ im Zeitbereich der Quellfreiheit folgender Gleichung genügen:

$$\left\{ -L + \frac{\alpha_n}{v} + \chi_T F, \psi_n^p(r, E) \right\} = 0, \quad (7)$$

dann erkennt man unmittelbar, daß wegen $\alpha_{n+1} > \alpha_n$ die "kinetische Störung" bei den höheren Moden am ausgeprägtesten ist. Je höher also der Oberwellenanteil ist, desto mehr wird sich ihr Verlauf bezüglich Spektrum und Shape von dem des stationären Falles unterscheiden.

Da Gleichung (7) gelten soll, erkennt man auch, daß der prompte Flußverlauf sich in bestimmten Systemen vorwiegend im nie-

der energetischen Bereich merkbar von dem Verlauf des stationären prompten Flusses und des verzögerten Neutronenflusses unterscheiden wird, der im folgenden als stationär vorausgesetzt wird, während für die höheren Energien der Term α/v weniger ins Gewicht fällt.

Gleichung (5) wird bezüglich der Ortskoordinate und der Energie integriert. Es ergibt sich:

$$\langle -L(E) + \chi_T(E)F, \int_0^{t_E} \phi_d dt \rangle + \langle \sum_{i=1}^M \chi_i(E)\beta_i F, \int_s^{t_E} \phi_p(r,E) dt \rangle = 0 \quad (8)$$

Die Doppelintegration wird symbolisiert durch $\langle \rangle$.

Gleichung (8) stellt im folgenden die "Grundgleichung" der Flächenverhältnismethode dar.

Führt man den Ansatz (6) in Gleichung (8) ein, so gilt:

$$\langle -L(E) + \chi_T(E)F, \int_0^{t_E} \phi_d dt \rangle + \langle \sum_{i=1}^M \chi_i(E)\beta_i F, \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{t_E} N_p^n \psi_p^n(r,E) e^{\alpha^n t} dt \rangle = 0 \quad (9)$$

Nun soll von verschiedenen experimentellen Resultaten bei der weiteren Ableitung Gebrauch gemacht werden.

1. Der verzögerte Fluß kann - wie schon erwähnt - im Rahmen der Meßgenauigkeit sehr gut als stationär betrachtet werden.
2. Das bedeutet aber nicht, daß er streng der Grundmode folgt. Im Gegenteil: er kann höhere Moden enthalten.
3. Die Grundmode ist hier allerdings dominant, der verzögerte Neutronenfluß enthält bedeutend weniger Anteile an höheren Harmonischen als der prompte Fluß, der ja die "Quelle" des verzögerten Neutronenflusses darstellt.
4. Wie die in Kapitel III dargestellten Messungen ausweisen, kann man hier mit Zählrohren, die die Neutronen energiemäßig selektieren können, den Einfluß der "kinetischen Störung" bei den prompten Neutronen weitgehend ausschalten.

5. Insbesondere erhält man wegen des Punktes Nr. 4 aus der Messung mit den speziellen Zählrohren eine weitgehend saubere, d.h. der statischen Grundmode entsprechende Fundamentale, wenn ortsabhängig gemessen wird.
6. Mit der Kenntnis dieser Fundamentalen kann man aber jetzt den Anteil der verzögerten Neutronen ermitteln, der der Grundmode entspricht. Es wird entwickelt:

$$\phi_d(r) = A_0 \cdot \phi_p^0(r) + R(r), \quad (10)$$

und A_0 aus der Bedingung:

$$\sum_i \{ \phi_d(r_i) - A_0 \cdot \phi_p^0(r_i) \}^2 = \sum_i R^2(r_i). \quad (11)$$

gewonnen.

i bedeutet hier irgendeinen Meßort. Die höheren Harmonischen konnten deshalb in einem Restglied zusammengefaßt werden, wenn für die Messungen Punkt Nr. 3 erfüllt ist.

Es gelingt also so, einen "Bestfit" an die gemessene verzögerte Neutronenverteilung anzupassen, der dem Verlauf des Grundmodenanteils desselben entspricht. Durch Flächenvergleich zwischen der Fläche unter dieser errechneten Grundmode und dem wirklich gemessenen verzögerten ϕ_d erhält man insbesondere einen Faktor f , der angibt, wievielfach diese Fläche größer oder kleiner ist als die, die zum Grundmodenfluß gehört. Anders ausgedrückt:

$$f \cdot \int \phi_d^0(r) dr = \int \phi_d(r)_{\text{gemessen}} dr \quad (12)$$

Die mit f multiplizierte "Fläche" wäre dann die, die vorläge, wenn sich sämtliche verzögerten Neutronen nur in der Grundmode befänden; per definitionem wird sie gleich der gemessenen gemacht. Diese Aussage wird in der weiteren Ableitung benutzt.

Nach diesen Bemerkungen kann man also Gleichung (9) auch wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned}
 & \langle -L(E) + \chi_T(E)F, \int_0^{t_E} \phi_d^0(r, E) \cdot f \, dt \rangle + \\
 & \langle \sum_1^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^{t_E} N_p^0 \psi_p^0(r, E) e^{\alpha_0 \cdot t} \, dt \rangle + \quad (13) \\
 & \langle \sum_1^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^{t_E} \sum_{n=1}^{\infty} N_p^n \psi_p^n(r, E) e^{\alpha_n \cdot t} \, dt \rangle = 0
 \end{aligned}$$

wobei f aus (12) gewonnen wird und damit der verzögerte Fluß nur noch durch die Grundmode ausgedrückt wird. Beim prompten Fluß wurde die Grundmode von den höheren Harmonischen formal schon abgespalten; bei geeigneter Art der Messung fällt sie automatisch an.

Wenn nun die Reaktivität wie folgt analog zu der in statischen Rechenprogrammen benutzten Art eingeführt wird, dann setzt man voraus, daß der Fluß nur in der statischen Grundmode existiert. Das ist eine Voraussetzung, die bezüglich des verzögerten Flusses durch die obige Verfahrensweise erzwungen wurde, die aber laut (13) für den prompten Fluß noch nicht erfüllt ist. Trotzdem wird definiert:

$$\rho = \frac{\langle -L(E) + \chi_T F, \psi_d(r, E) \rangle}{\langle \chi_t F, \psi_d(r, E) \rangle} \quad (14)$$

Automatisches Einsetzen von (14) in (13), wenn man nur den Grundmodenanteil berücksichtigen würde, ergäbe zu kleine Reaktivitätswerte, weil ja nicht - wie Definition (14) es verlangt - alle Neutronen realiter in der Grundmode beim Experiment vorliegen. In der Tat zeigt diesen Sachverhalt die gemessene Gozani-Reaktivität auch an, sie ist meist zu klein, wenn auch oft ortsunabhängig. In den meisten Fällen folgt der verzögerte Fluß weitgehend der Grundmode, und so kommt es zu nahezu ortsunabhängigen Gozani-Reaktivitäten, wenn man die kinetische Störung der prompten Grundmode unterdrücken kann.

Gleichung (13) wird in eine Form gebracht, die es erlaubt, Gebrauch von (14) zu machen. Hätte man am Reaktor Punkt für Punkt gemessen, dann läge ortsabhängig das Verhältnis der gesamten prompten Fläche zu der unter der Grundmode vor. Anders: über den ganzen Reaktor integriert ist das Verhältnis bekannt:

$$\frac{\left\langle \int_0^t \sum_{n=1}^{\infty} \phi_p^n(r, E) e^{\alpha_n \cdot t} dt \right\rangle}{\left\langle \int_0^t \phi_p^0(r, E) e^{\alpha_0 \cdot t} dt \right\rangle} = V \quad (15)$$

Man erkennt sofort die Ähnlichkeit der Integrale von (15) und (13) und ordnet (13) an wie folgt:

$$\begin{aligned} & \left\langle \sum_i^M \chi_i(E) \beta_i F, \psi_p^0(r, E) \right\rangle \int_0^t N_p^0 e^{\alpha_0 \cdot t} dt \\ 1 + & \frac{\left\langle -L(E) + \chi_T(E) F, \int_0^t \phi_d^0(r, E) \cdot f \cdot dt \right\rangle}{\left\langle \sum_i^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^t \sum_{n=1}^{\infty} N_p^n \psi_p^n(r, E) e^{\alpha_n \cdot t} dt \right\rangle} + \\ & \frac{\left\langle -L(E) + \chi_T(E) F, \int_0^t \phi_d^0(r, E) \cdot f \cdot dt \right\rangle}{\left\langle \sum_i^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^t \sum_{n=1}^{\infty} N_p^n \psi_p^n(r, E) e^{\alpha_n \cdot t} dt \right\rangle} = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

Es wird nun das Verhältnis gebildet:

$$\frac{\left\langle \sum_i^M \chi_i(E) \beta_i F, \int_0^t \sum_{n=1}^{\infty} N_p^n \psi_p^n(r, E) e^{\alpha_n \cdot t} dt \right\rangle}{\left\langle \sum_i^M \chi_i(E) \beta_i F, \psi_p^0(r, E) \right\rangle \int_0^t N_p^0 e^{\alpha_0 \cdot t} dt} = V' \quad (17)$$

Es muß geprüft werden, ob $V' = V$ gesetzt werden kann, denn nur dann kann man das Verhältnis aus Gleichung (15), welches ja meßbar ist, verwenden. Somit wird die prompte Population auf die Grundmode projiziert, was zur Einführung von (14) notwendig ist.

In Gleichung (17) bedeutet der Zähler alle im Reaktor gebildeten verzögerten Neutronen, die aus den höheren prompten Moden stammen, und der Nenner die, die aus der prompten Grundmode entstehen. Es ist sicher naheliegend, in erster Näherung (17) mit (15) zu identifizieren, was plausibel ist, wenn man daselbst Zähler und Nenner mit einem Bildungsquerschnitt

$\sum_1^M \chi_i(E) \beta_i \cdot \bar{\Sigma}_f$ multipliziert hat. Man unterstellt dabei alle höheren Moden das gleiche $\bar{\Sigma}_f$ wie für die Grundmode, was wegen der verschiedenen kinetischen Störungen sicher nur eine Näherung ist. Man erhält also in Näherung

$$V' \approx V \quad (18)$$

Damit wird (16) modifiziert:

$$1 + \frac{\langle \sum_1^M \chi_i(E) \beta_i F, \psi_p^0(r, E) \rangle \int_0^t N_p^0 e^{\alpha_0 \cdot t} dt \cdot [1+V]}{\langle -L(E) + \chi_T(E) F, \int_0^t \phi_d^0(r, E) \cdot f \cdot dt \rangle} = 0 \quad (19)$$

Gleichung (19) stellt nun die Form dar, die zur Einführung des stationären Reaktivitätsbegriffs benötigt wird.

Einsetzen von (14) ergibt nach einigen Umstellungen:

$$\rho = - \frac{\langle \sum_1^M \chi_i(E) \beta_i F, \psi_p^0(r, E) \rangle \int_0^t N_p^0 e^{\alpha_0 \cdot t} \cdot [1+V]}{\langle \chi_T F, \psi_D^0(r, E) \rangle \int_0^t N_d^0 \cdot f \cdot dt} \quad (20)$$

Da nun per Definition kein Unterschied mehr zwischen prompten und verzögertem Grundmodenshape besteht, ist nun $\psi_d^0 = \psi_p^0$

Jetzt soll weiter definiert werden:

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\langle \sum_i \chi_i(E) \beta_{i,F} \psi_p^0(r,E) \cdot \psi_p^{0+}(r) \rangle}{\langle \chi_t F, \psi_p^0(r,E) \psi_p^{0+}(r) \rangle} \quad (21)$$

wobei ψ_p^{0+} den üblichen adjungierten Fluß bedeutet.

Somit gilt letztendlich:

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = - \frac{1+V}{f} \frac{\int_0^t N_p^0 e^{\alpha_0 \cdot t} dt}{\int_0^t N_d^0 dt} \quad (22)$$

Man sieht, daß es hier jetzt nicht mehr sinnvoll ist, von Gozani- oder Sjöstrand-Reaktivität zu reden. Es geht auch der Vorteil verloren, daß man mit einer Messung eine Aussage über die Reaktivität des Meßsystems erlangen kann; dagegen sind jetzt für eine Reaktivitätsbestimmung eine ganze Reihe von Messungen erforderlich, um V und f zu bestimmen.

Nach dieser modifizierten Ableitung der Flächenverhältnismethoden kann jetzt versucht werden, mit den in Kapitel III.1 beschriebenen Messungen zu einer Festlegung der Reaktivitätszustände des untersuchten Cores zu gelangen und diese so gewonnenen Reaktivitäten mit auf andere Weise gemessenen oder berechneten vergleichen.

V. AUSWERTUNG DER MESSUNGEN NACH DER ABGELEITETEN MODIFIZIERTEN FLÄCHENVERHÄLTNISMETHODE

Um für eingangs bereits beschriebene Messungen am Core III/2 (Reflektor SE2 entfernt) und Core III/2 (6 cm Be-Reflektor) die Wirkungsweise der vorgeschlagenen Berechnungsmethode deutlich zu machen, aber auch die Wirkung von Filtern nochmals sichtbar zu machen und insbesondere zu zeigen - eine der wesentlichen Voraussetzungen der oben gegebenen Ableitung -, daß sich die gemessene verzögerte, raumabhängige Fläche sehr gut mit Hilfe der prompten Grundmode entwickeln läßt, sind alle Ergebnisse für diese beiden Cores nochmals zusammengestellt. Die Messungen sind in den Tabellen 1 bis 4 und 8 bis 11 und den Abbildungen 4 bis 7 und 11 bis 14 aufgeführt.

Es sei zunächst geprüft, wie gut sich die gemessene verzögerte, räumliche Neutronenfläche mit Hilfe der gemessenen prompten Grundmodenfläche beschreiben läßt. Es soll also gezeigt werden, wieweit die gemessene verzögerte Verteilung integral von der Grundmode abweicht.

Die Messung am Core III/2 mit abgebautem SE2 in radialer Richtung mit abgeschirmtem Zählrohr ergibt nach einem Fit für die beste Anpassung $A_0 = 0.111$, das entspricht einem ρ^* von 9.00. Man erhält in diesem Fall eine Summe der jeweiligen Anpassungsdifferenzen im Mittel von 997. Der Fehler in der Anpassung beträgt bei einer verzögerten Fläche von minimal 15089 hier 6,6%. Das ist bei Betrachtung der experimentellen Gegebenheiten als befriedigend anzusehen. Beim Vergleich dieser mit Werten, die nur mit BF_3 -Zählrohren gemessen wurden, fällt auch hier wieder der "glättende" Einfluß des mit Cd-In-Au abgeschirmten BF_3 -Detektors auf; dies gilt besonders für die Reflektorregionen, in denen die kinetische Störung sehr ausgeprägt ist. Die Fehler bei der Anpassung mit den Werten, die ohne den abgeschirmten Detektor, d.h. also mit BF_3 -Zählrohren gemessen wurden, sind wesentlich größer.

In der gleichen Weise wurden die Meßwerte des symmetrischen Cores III/2 mit 6 cm Be-Reflektor behandelt. Es ergab sich ein A_0 von 0,1799 entsprechend einem ρ^* von 5,56. Die mittlere

Differenz bei der Anpassung ergab sich hier zu 1619.4 bei einer minimalen verzögerten Fläche von 35000. Der maximale Fehler ist hier also 4.6%.

Diese gute Anpassung in zur Quelle lateraler Richtung beweist allerdings noch nichts über die absolute Gültigkeit der Meßwerte; höchstens deutet die gute Übereinstimmung der Sjöstrand-Werte in dieser Meßebene mit solchen Werten, die entweder mit der inverskinetischen Methode gewonnen wurden oder durch Reaktorberechnungen, an, daß der Meßort vorteilhaft gewählt wurde.

Um nun den Einfluß der Meßposition in axialer Richtung zu verdeutlichen, wurde sowohl mit BF_3 -Zählrohren als auch mit abgeschirmten Zählrohren in der Mittelposition des Reaktors für die oben angesprochenen Corezustände gemessen. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 8 bis 11 und den Abbildungen 11 bis 14 dokumentiert. Man erkennt wieder aus den Werten nach Gozani den ausgesprochen glättenden Einfluß des abgeschirmten Detektors auf die Resultate. Im Falle der Sjöstrand-Reaktivität ist ein solches Verhalten nur im unteren Teil des Reaktors zu bemerken, während zur Neutronenquelle hin die Verhältnisse schlechter werden. Dies ist wie bereits festgestellt auf den bevorzugten Nachweis von Quellneutronen in Quellnähe mit dem abgeschirmten Detektor zurückzuführen.

Wenn man auch in diesen beiden Fällen wieder die verzögerte Neutronenfläche nach der prompten Grundmode entwickelt, so erhält man im Fall des Core III/2 ohne SE2 bei der Messung mit dem abgeschirmten Detektor folgende Anpassungsfehler:

- 14.4% als größte Abweichung für einen Meßpunkt
- 2.9% als kleinste Abweichung für einen Meßpunkt

Im Vergleich sei der Wert schlechtesten Anpassung mit dem reinen BF_3 -Detektor mit 67% angegeben und der beste mit 16%. Diese Zahlen sind wieder ein deutlicher Ausdruck dafür, daß mit dem abgeschirmten Detektor die Grundmode in relativ sauberer Form im wesentlichen ohne kinetische Störung gemessen wird.

Nachdem solchermaßen eine der Grundvoraussetzungen des vorgeschlagenen Auswerteverfahrens - nämlich die Prädominanz der Grundmodenfläche in der gemessenen verzögerten Neutronenfläche - durch Auswertung unter Beweis gestellt wurde, soll daran gegangen werden, das Verfahren konsequent durchzurechnen, um für die beiden oben genannten Corekonfigurationen zu einer Reaktivitätsaussage zu kommen.

Der Tabelle 14 sind die aus den Messungen abgeleiteten Korrekturgrößen für beide Cores zu entnehmen, so daß sich die in der letzten Zeile zusammengestellten Reaktivitätswerte ergeben. Die Übereinstimmung mit Rechnung und inverskinetischer Messung ist gut im Falle des unsymmetrischen Kerns, im Falle des reflektierten Kerns mit 6 cm Reflektor ist die Übereinstimmung mit Rechnungen ebenfalls gut.

Mit diesen rein auf Experimenten beruhenden Auswertungen gelingt es also, unabhängig von Berechnungen auf rein experimentellem Wege aus gepulsten Messungen an Reaktivitätsaussagen zu kommen, die mit den Ergebnissen von Berechnungen oder anderen Meßmethoden, die keine so große Abhängigkeit von der kinetischen Messung aufweisen, verglichen werden können.

VI. ZUSAMMENFASSUNG

Es wird ein Weg aufgezeigt, wie durch eine Serie von gepulsten Messungen in verschiedenen Positionen des Reaktorkerns die im allgemeinen zu beobachtende ortsabhängige Reaktivität so korrigiert werden kann, daß ein sinnvoller Vergleich mit berechneten Reaktivitätswerten möglich wird. Durch Verwendung von abgeschirmten BF_3 -Zählrohren kann eine nahezu konstante Gozani-Reaktivität gewonnen werden, die noch durch eine Entwicklung des gemessenen verzögerten Flusses mit Hilfe der "ungestörten" prompten Grundmode verbessert werden kann. Die so erhaltene Gozani-Reaktivität berücksichtigt zwar bei dieser Vorgehensweise den vollen verzögerten Neutronenfluß, der wesentlich in der Grundmode vorliegt, aber von den prompten Neutronen nur die

Grundmode, ergibt also durchgängig zu kleine Reaktivitätswerte. Die Wirkung der in den höheren Moden vorliegenden prompten Neutronen wird bei einer solchen Auswertung nicht berücksichtigt.

Aus der Raumintegration der gemessenen ortsabhängigen Gozani- und Sjöstrand-Flächen läßt sich aber der Bruchteil $1/V$ der in der prompten Mode befindlichen Neutronen ermitteln. Mit diesem Kehrwert, also V , wird der angepaßte Gozani-Fitwert multipliziert und so ergibt sich die statische Reaktivität.

Dieses Vorgehen stellt eine Alternative dar zu solchen gepulsten Messungen, bei denen gemessene Gozani- und Sjöstrand-Reaktivitäten mit berechneten verglichen werden. Allerdings setzt das Verfahren eine Serie von Messungen voraus und ist keinesfalls mehr als einfach und schnell zu bezeichnen. Im Lichte der hier gegebenen Ableitung scheint die Diskussion gegenstandslos, ob das Gozani- oder Sjöstrand-Verfahren bessere Werte liefert. Es sollte noch festgestellt werden, daß keinesfalls immer die hier zugrundeliegende Annahme bei jedem Reaktorsystem erfüllt sein muß, daß vorwiegend im thermischen Energiebereich der Term α/v vergleichbar mit dem Verlustterm der Boltzmann-Gleichung ist, und damit die Anwendung abgeschirmter BF_3 -Zählrohre immer zum Erfolge führte. Dieser Sachverhalt sollte vielmehr vorher in Übersichtsrechnungen für ein zu untersuchendes System festgestellt sein. Man kann danach versuchen, für den jeweiligen Fall einen entsprechenden Detektor auszusuchen. Weiter sollte bemerkt werden, daß selbstverständlich die Introduktion von "Neutronengift" in Form von Cadmium, etc. einen Reaktivitätsänderungsbeitrag liefert, der berücksichtigt werden muß.

VII. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ T.Gozani A Modified Procedure for the Evaluation
of Pulsed Source Experiments in
Subcritical Reactors
Nukleonik 4, 348 (1962)
- /2/ N.G.Sjöstrand Measurements on a subcritical reactor
using a pulsed neutron source
Arkiv För Fysik 11, 233 (1956)
- /3/ A.E.Waltar,
L.Ruby Pulsed-Source Reactivity Measurements
in a Reflected Reactor
Nukleonik 10, 70 (1967)
- /4/ C.F.Masters,
K.B.Cady A Procedure for Evaluating Modified
Pulsed-Neutron-Source Experiments
in Subcritical Nuclear Reactors
Nucl. Sci. Eng. 29, 272 (1967)
- /5/ G.Kosalý,
J.Valko Investigation of the Area-Ratio
Method of Pulsed Reactivity Deter-
mination
J. Nucl. Energy 25, 297 (1971)
- /6/ J.B.Dragt On the Applicability of Sjöstrand's
Area Method for Reactivity Measurement
by the Pulsed-Neutron Technique
Nucl. Sci. Eng. 50, 216 (1973)

- /7/ G.Kosaly,
A.Fischer
On Integral-Versions Of The Area-
Ratio Method Of Pulsed Neutron
Reactivity Measurements
J. Nucl. Energy 26, 17 (1972)
- /8/ G. Kosaly, J.Valko,
A.Fischer
Theory of the Area-Ratio Method
of Subcriticality Determination
Atomkernenergie 23, 251 (1974)
- /9/ M.Bloser et.al.
Untersuchungen an den Teiberstab-
Konfigurationen der Kritischen
Anlage ITR
Jül-928-RG (Februar 1973)
- /10/ R.Hecker et.al.
Ein Beitrag zur Problematik von
Reaktivitätsbestimmungen mittels
gepulster Messungen; Messungen am
Kritischen Experiment ITR
(Incore-Thermionik-Reaktor)
Jül-1066-RG (Mai 1974)
- /11/ C.A. Preskitt et.al.
Interpretation of Pulsed-Source
Experiments in the Peach Bottom
HTGR
Nucl. Sci. Eng. 29, 283 (1967)
- /12/ M.Becker,
K.Quisenberry
Spatial Dependence of Pulsed
Neutron Reactivity Measurements
The University of Arizona,
Tucson 1965
Symposium on Neutron Dynamics and
Control

- /13/ H.Gerwin, W.Scherer Ein Beitrag zur theoretischen
Interpretation von Reaktivitäts-
messungen
Jü1-1177 (März 1975)
- /14/ O.Aizawa,
N.Yamamuro Spectral Correction to the Garelis-
Russell Formula
J. Nucl. Sci. Technology
4, 623 (1967)
- /15/ W.Bernnat Private Mitteilung,
IKE Stuttgart (1975)

VIII. VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- Abb. 1 Reaktivität des unsymmetrischen Cores III/2
- Abb. 2 Unsymmetrische Corekonfiguration III/2
- Abb. 3 Symmetrische Corekonfiguration III/2
- Abb. 4 Radiale Messungen mit einem BF_3 -Detektor am unsymmetrischen Core III/2
- Abb. 5 Radiale Messungen mit einem abgeschirmten BF_3 -Detektor am unsymmetrischen Core III/2
- Abb. 6 Radiale Messungen mit einem BF_3 -Detektor am symmetrischen Core III/2
- Abb. 7 Radiale Messungen mit einem abgeschirmten BF_3 -Detektor am symmetrischen Core III/2
- Abb. 8 Inverskinetische Messung am unsymmetrischen Core III/2
- Abb. 9 Corekonfiguration I mit 13 Dummy-Elementen
- Abb. 10 Corekonfiguration I mit 23 Dummy-Elementen
- Abb. 11 Axiale Messungen mit einem BF_3 -Detektor am unsymmetrischen Core III/2
- Abb. 12 Axiale Messungen mit einem abgeschirmten BF_3 -Detektor am unsymmetrischen Core III/2
- Abb. 13 Axiale Messungen mit einem BF_3 -Detektor am symmetrischen Core III/2
- Abb. 14 Axiale Messungen mit einem abgeschirmten BF_3 -Detektor am symmetrischen Core III/2
- Abb. 15 Radiale Messungen mit einem BF_3 -Detektor am unsymmetrischen Core III/2; Quellposition seitlich
- Abb. 16 Radiale Messungen mit einem abgeschirmten BF_3 -Detektor am unsymmetrischen Core III/2; Quellposition seitlich

Tabelle 1 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF₃-Detektor in radialer Richtung im Core III/2 ohne SE2. Quellposition auf dem Core

Detektor - Abstand zur Coremitte (mm)	α_p (sec ⁻¹)	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	ρ (%)	
		SJØ	G0Z		SJØ	G0Z
		-75	5513,2		0,48534	0,31833
-50	5667,5	1,80873	1,03902	1,32731	13,58	7,78
-25	5709,1	2,41614	1,44008	1,80069	13,35	7,93
0	5706,6	2,88965	1,73906	2,14967	13,40	8,04
25	5678,1	3,11294	1,87634	2,30575	13,46	8,08
50	5712,9	3,28278	2,05914	2,36180	13,84	8,66
75	5490,2	4,26183	3,73358	2,86355	14,83	12,99
92	5606,2	4,31888	4,70811	2,88493	14,93	16,27
112	5496,5	5,00094	6,26414	3,27019	15,23	19,09
132	5469,8	4,40422	6,02822	2,82877	15,51	21,25
152	5354,4	2,68298	3,92763	1,72969	15,45	22,65
168	5340,1	1,79153	2,89761	1,09847	16,25	26,33

Tab. 2 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in radialer Richtung im Core III/2, ohne SE2. Quellposition auf dem Core

Detektorabstand zur Coremitte (mm)	$\frac{\alpha}{\text{sec}^{-1}}$	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	$\rho(\%)$	
		SJØ	GOZ		SJØ	GOZ
-75 [†]	5688,3	0,2122	0,1232	0,1509	14,07	8,16
-50		0,4900	0,2500	0,3400	14,41	7,35
-25		0,6250	0,3400	0,4250	14,71	8,00
0 [†]	5787,2	0,6964	0,3967	0,4843	14,38	8,19
25		0,7150	0,4150	0,4940	14,47	8,40
50		0,7100	0,4210	0,4800	14,79	8,77
75		0,6810	0,4180	0,4560	14,93	9,17
92		0,6520	0,4050	0,4300	15,16	9,42
112 [†]	6029,0	0,6110	0,3812	0,3917	15,60	9,73
132		0,5600	0,3420	0,3400	16,47	10,06
152		0,4920	0,2900	0,2700	18,22	10,74

[†]Direkt gemessene Werte, die anderen sind interpoliert.

Tabelle 4 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in radialer Richtung an Core III/2 mit auf 6 cm verdünntem Reflektor. Quellposition auf dem Core

Detektorabstand zur Coremitte (mm)	α <hr/> sec ⁻¹	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	$\rho(\%)$	
		SJØ	GOZ		SJØ	GOZ
0 ⁺	4388,8	1,3143	1,1434	2,0218	6,50	5,66
25		1,3000	1,1250	1,9950	6,52	5,64
50 ⁺	4273,7	1,2628	1,0541	1,9241	6,56	5,48
75 ⁺	4163,7	1,1120	0,9506	1,7574	6,33	5,41
92		0,9300	0,8370	1,5500	6,00	5,40
112 ⁺	4206,1	0,6928	0,6380	1,1443	6,05	5,58
132 ⁺	4040,9	0,4333	0,3812	0,7090	6,11	5,38

⁺Direkt gemessene Werte, die anderen sind interpoliert.

Tabelle 5 Inverskinetische Messung der Wertigkeit des Reflektorelements SE2 am Core III/2, gemessen mit einem BF₃-Detektor und einem BF₃-Detektor unter Cd-Abschirmung.

Detektorabstand zur Coremitte (mm)	$\rho(\beta)$	
	BF ₃	BF ₃ /Cd
- 75	54,92	36,04
- 50	20,45	-
- 25	16,41	15,28
0	13,68	13,51
25	12,86	-
50	12,15	11,82
75	11,72	-
92	11,85	11,85
112	12,86	12,66
132	13,09	-
152	13,17	13,01
168	12,44	12,58

Tabelle 6 Zerfallskonstanten und Reaktivitäten gemessen mit einem BF₃-Detektor, BF₃-Detektor unter Cd-Abschirmung und BF₃-Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung im Core I/2, 13 Brennelemente gegen Al-Dummies ausgetauscht. Quellposition auf dem Core.

Detektorabstand von Coremitte (mm)	α (sec ⁻¹)			ρ Sjös (%)			ρ Gozani (%)		
	BF ₃	BF ₃ /Cd	BF ₃ /Cd +In+Au	BF ₃	BF ₃ /Cd	BF ₃ /Cd +In+Au	BF ₃	BF ₃ /Cd	BF ₃ /Cd +In+Au
0	1899,5	1970,5	1964,7	8,31	8,12	8,18	7,08	6,13	6,00
25	1913,3	1977,0	2003,5	8,16	7,90	7,73	6,99	6,52	6,38
50	1898,9	1975,0	2070,4	8,63	8,27	7,90	7,51	6,74	6,79
112	1947,9	2055,6	2098,1	8,59	8,24	8,71	9,64	6,90	7,01
152	1865,2	2030,1	2026,6	9,12	8,77	8,50	10,52	7,61	6,90
168	1948,8	2008,6	1986,2	9,43	-	8,98	11,56	-	7,40

Tabelle 7 Zerfallskonstanten und Reaktivitäten gemessen mit einem BF₃-Detektor, BF₃-Detektor unter Cd-Abschirmung und BF₃Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung im Core I/2, 23 Brennelemente gegen Al-Dummies ausgetauscht. Quellposition auf dem Core.

Detektorabstand von Coremitte (mm)	$\alpha(\text{sec}^{-1})$			$\rho_{\text{Sjös}}(\%)$			$\rho_{\text{Gozani}}(\%)$		
	BF ₃	BF ₃ /Cd	BF ₃ /Cd +In+Au	BF ₃	BF ₃ /Cd	BF ₃ /Cd +In+Au	BF ₃	BF ₃ /Cd	BF ₃ /Cd +In+Au
0	2545,0	2592,6	2644,4	15,08	15,26	15,39	10,76	10,33	10,72
25	2553,6	2639,5	2597,4	15,23	13,96	14,81	11,45	10,13	10,12
50	2532,2	2609,4	2641,5	14,42	14,52	14,68	11,19	10,37	10,52
112	2644,9	2782,9	2684,2	16,12	15,54	15,82	18,47	11,42	10,78
152	2622,2	2766,6	2743,1	17,59	17,58	17,39	21,15	12,80	11,72
168	2631,2	2727,4	2640,1	18,53	18,57	18,28	22,53	13,10	11,67

Tabelle 8 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor in axialer Richtung im Core III/2 in Zentralposition, ohne SE2. Quellposition auf dem Core.

Detektorabstand von Coremitte (mm)	$\alpha(\text{sec}^{-1})$	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	$\rho(\beta)$	
		SJØ	G0Z		SJØ	G0Z
- 300	5206,5	0,67465	0,97178	0,51085	13,21	19,02
150	5582,2	1,69689	1,33740	1,47988	11,47	9,04
0	5721,7	2,46039	1,47395	1,81350	13,56	8,12
150	5924,9	4,95074	1,80555	2,14933	23,03	8,40
300	6263,8	3,39086	2,67095	0,78450	43,22	34,04

Tabelle 9 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in axialer Richtung im Core III/2 in Zentralposition, ohne SE_2 . Quellposition auf dem Core.

Detektorabstand von Coremitte (mm)	α sec^{-1}	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	$\rho(\%)$	
		SJØ	GOZ		SJØ	GOZ
- 300 [†]	5584,0	0,1397	0,1089	0,1408	9,92	7,73
- 225		0,2170	0,1750	0,2930	7,41	5,97
- 150 [†]	5657,7	0,3647	0,2631	0,4498	8,11	5,85
- 75		0,5000	0,3200	0,5400	9,26	5,93
0 [†]	5775,8	0,6516	0,3565	0,5456	11,94	6,53
75		0,8620	0,3660	0,5130	16,80	7,13
150 [†]	5906,4	1,0120	0,3181	0,4206	24,06	7,56
225		0,8980	0,2250	0,2720	33,01	8,27
300	6176,06	0,6369	0,1144	0,1107	57,52	10,33

[†]Direkt gemessene Werte, die anderen sind interpoliert.

Tabelle 10 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor in axialer Richtung im Core III/2 in Zentralposition. Quellposition auf dem Core

Detektorabstand von Coremitte (mm)	α sec ⁻¹	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	$\rho(\beta)$	
		SJØ	G0Z		SJØ	G0Z
- 300 ⁺	3702,7	0,6767	1,0867	1,2701	5,33	8,56
- 225		1,3000	1,5000	2,8300	4,59	5,30
- 150 ⁺	3751,3	1,8591	1,8886	3,5644	5,22	5,30
- 75		1,9600	1,7800	3,7000	5,30	4,81
0 ⁺	3778,1	2,2450	1,8738	3,7347	6,01	5,02
75		3,2100	2,0100	3,9000	8,23	5,15
150 ⁺	3814,9	3,3508	2,0199	3,9582	8,47	5,10
225		2,9700	1,9000	3,2200	9,22	5,90
300 ⁺	3842,9	2,3032	1,6677	1,8410	12,51	9,06

⁺Direkt gemessene Werte, die anderen sind interpoliert.

Tabelle 11 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in axialer Richtung im Core III/2 in Zentralposition. Quellposition auf dem Core.

Detektorabstand von Coremitte (mm)	α sec^{-1}	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	$\rho(\%)$	
		SJØ	G0Z		SJØ	G0Z
-300 ⁺	4140,2	0,2436	0,2652	0,4127	5,90	6,43
-225		0,6400	0,6400	1,2100	5,29	5,29
-150 ⁺	4316,4	1,0197	1,0373	1,7626	5,79	5,89
-75		1,3000	1,2200	2,0700	6,28	5,89
0 ⁺	4457,5	1,4986	1,2659	2,2027	6,80	5,65
75		1,8200	1,2500	2,2800	7,98	5,48
150 ⁺	4309,4	2,0764	1,1311	2,0882	9,94	5,42
225		1,4500	0,7500	1,3900	10,43	5,40
300 ⁺	4341,3	0,5873	0,2129	0,3434	17,10	6,20

⁺Direkt gemessene Werte, die anderen sind interpoliert.

Tabelle 12 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor in radialer Richtung im Core III/2, ohne SE2. Quellposition neben dem Core bei Radius-90 mm in Coremittelebene

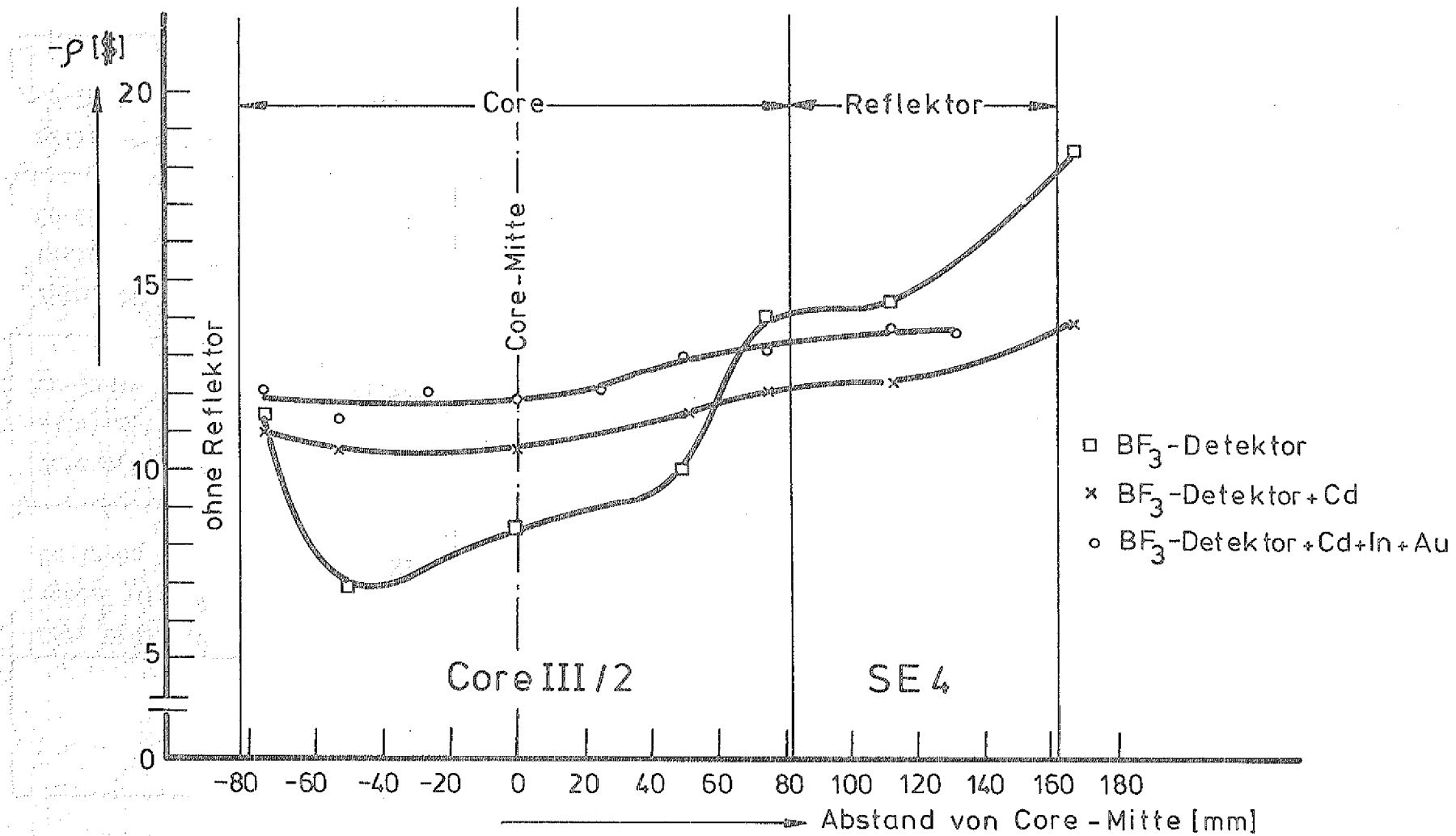
Detektorab- stand zur Coremitte (mm)	$\alpha_p (\text{sec}^{-1})$	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	$\rho(\beta)$	
		SJØ	GOZ		SJO	GOZ
- 75	5529,6	1,84446	0,81293	1,11026	16,61	7,32
- 50	5659,8	4,06156	1,78829	2,70421	15,02	6,61
- 25	5657,7	5,22356	2,46637	3,73013	14,00	6,61
0	5745,9	5,77671	3,06883	4,36179	13,24	7,04
25	5823,1	6,11219	3,44721	4,69029	13,03	7,35
50	5699,3	6,05814	3,43622	4,66380	12,99	7,37
75	5572,5	7,94643	6,65262	5,75051	13,82	11,57
92	5726,1	8,42745	8,78507	5,89062	14,31	14,91
112	5571,9	9,46801	11,45580	6,66384	14,21	17,19
132	5556,7	8,29690	11,03596	5,75587	14,41	19,17
152	5516,7	5,16639	7,35128	3,48947	14,81	21,07
168	5269,3	3,46915	5,34755	2,35180	14,75	22,74

Tabelle 13 Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Ab-
 schirmung in radialer Richtung an Core III/2, ohne SE2.
 Quellposition neben dem Core in Coremittelebene.

Detektorabstand zur Coremitte (mm)	$\alpha_p (\text{sec}^{-1})$	$F_p \times 10^6$		$F_d \times 10^5$	$\rho (\%)$	
		SJØ	G0Z		SJØ	G0Z
75	5858,8	0,59050	0,23445	0,33014	17,86	7,08
0	5973,5	1,69783	0,77179	1,072273	15,81	7,17
112	6122,2	1,26328	0,68922	0,87181	15,40	8,38

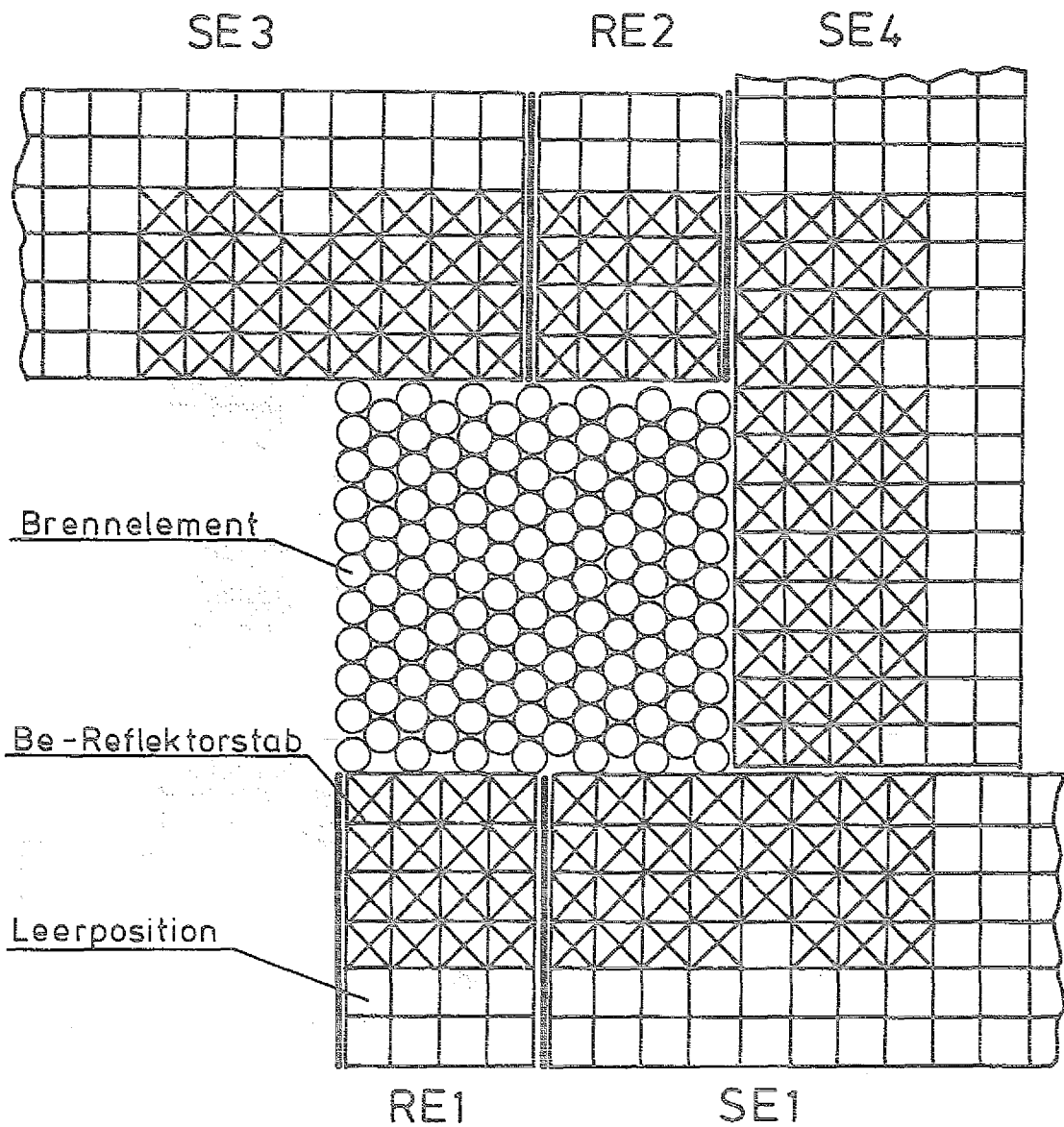
Tabelle 14 Aus den Messungen entnommene integrale Größen zur Bestimmung der Reaktivität und die errechnete Reaktivität ρ

	$1/A_0$	f	F_p^{GOZ}	$F_p^{SJØ}$	F_v	F'_v	$\frac{\Delta \rho_{DET}}{(\beta)}$	$\frac{\rho}{(\beta)}$
Core ohne SE2 radial mit BF_3^- Cd-In-Au	8,996	0,99874	7,687	13,095	0,85567	0,85675	1,62	13,69
Core ohne SE2 axial mit BF_3^- Cd-In-Au	6,774	1,01384	5,896	13,400	0,87900	0,8670	1,85	13,71
Symm. Core radial mit BF_3^- Cd-In-Au	5,559	1,0082	12,840	14,850	0,23400	0,2320	1,43	5,05
axial mit BF_3^- Cd-In-Au	5,653	1,0013	8,610	11,03	0,15100	0,1500	1,63	5,62



Reaktivität des unsymmetrischen Cores, ortsabhängig gemessen mit verschiedenen Detektoren

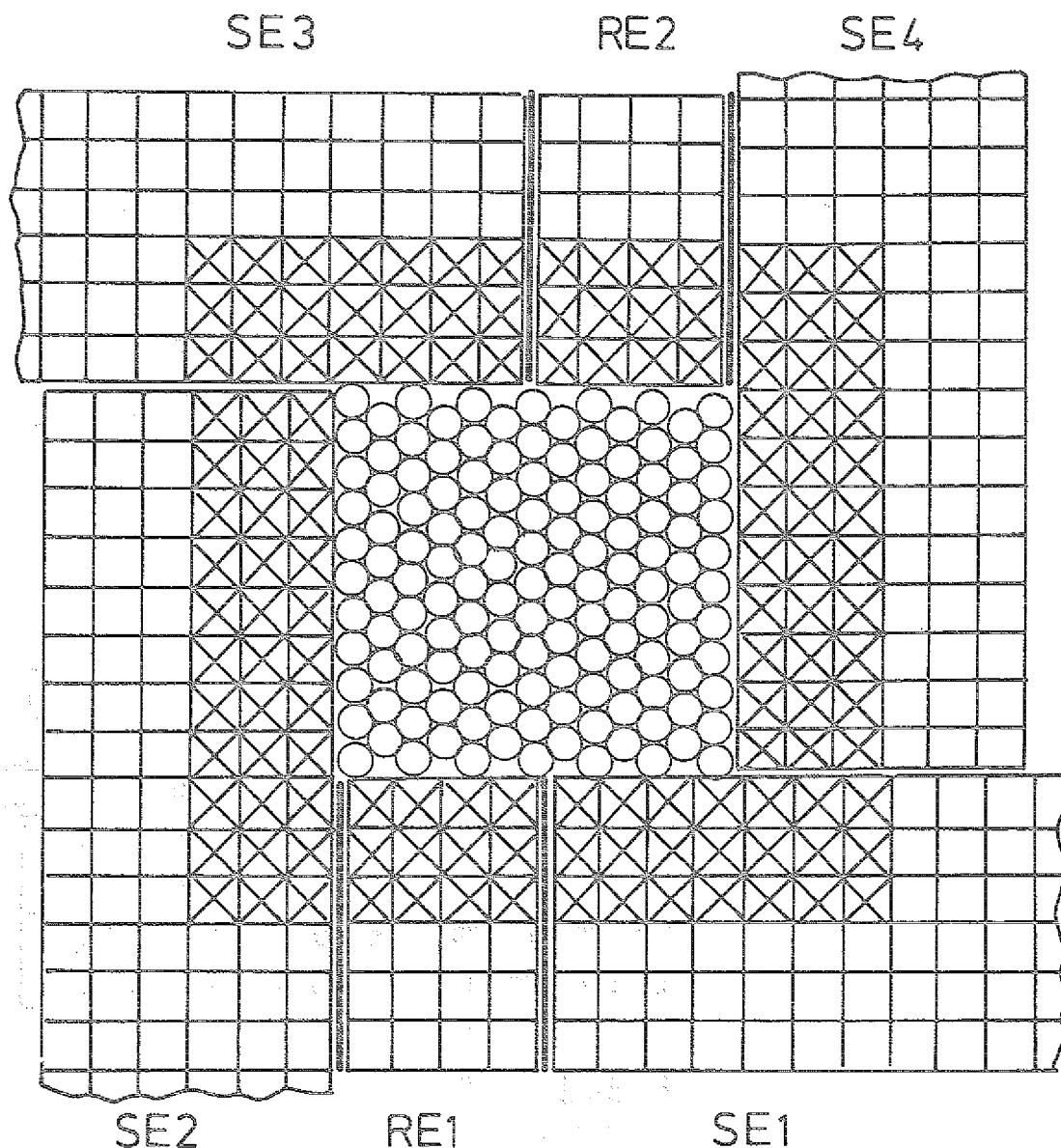
Abb.: 1



Core III/2

Unsymmetrische Corekonfiguration:
 unterkritisch, SE2 entfernt

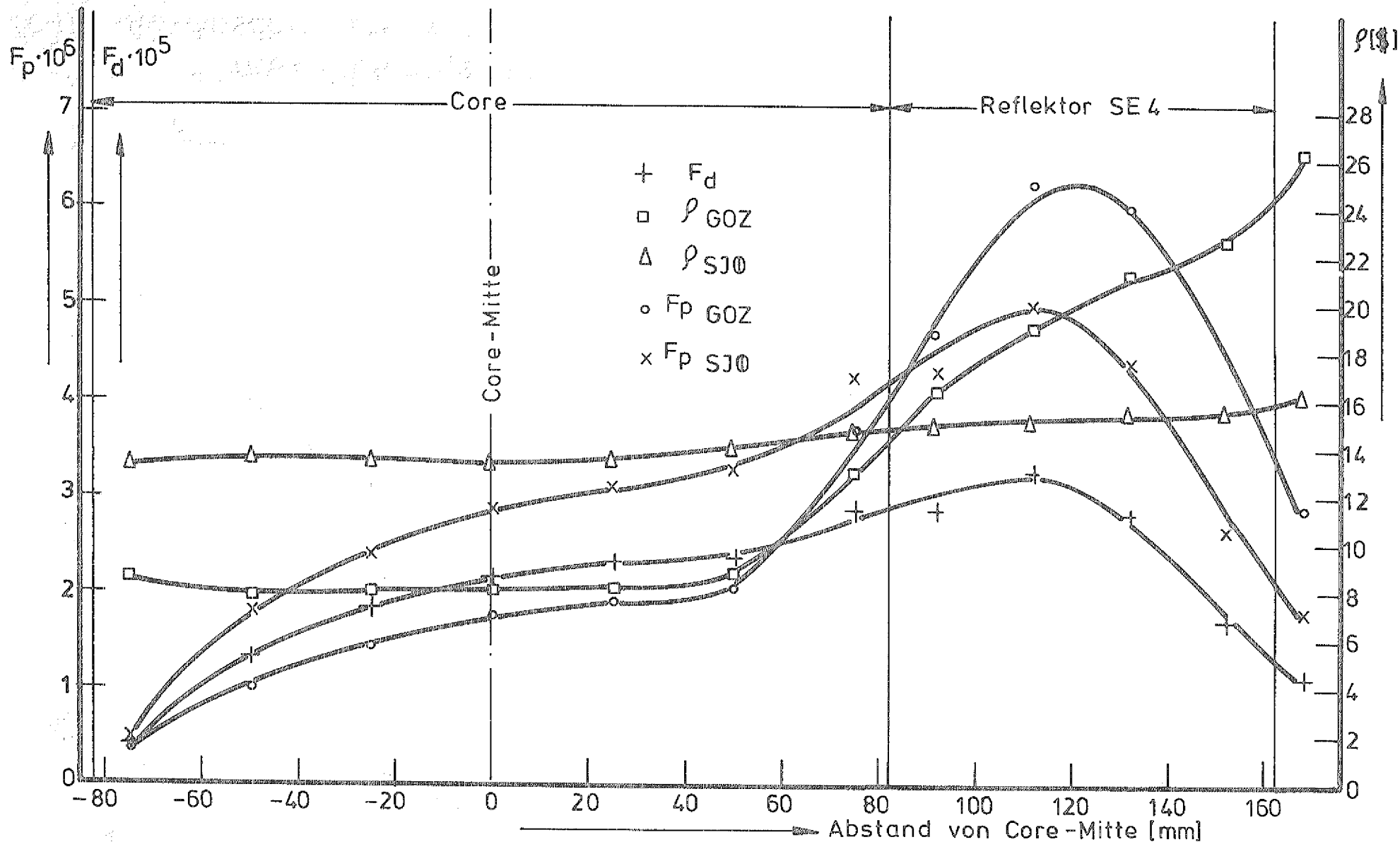
Abb.: 2



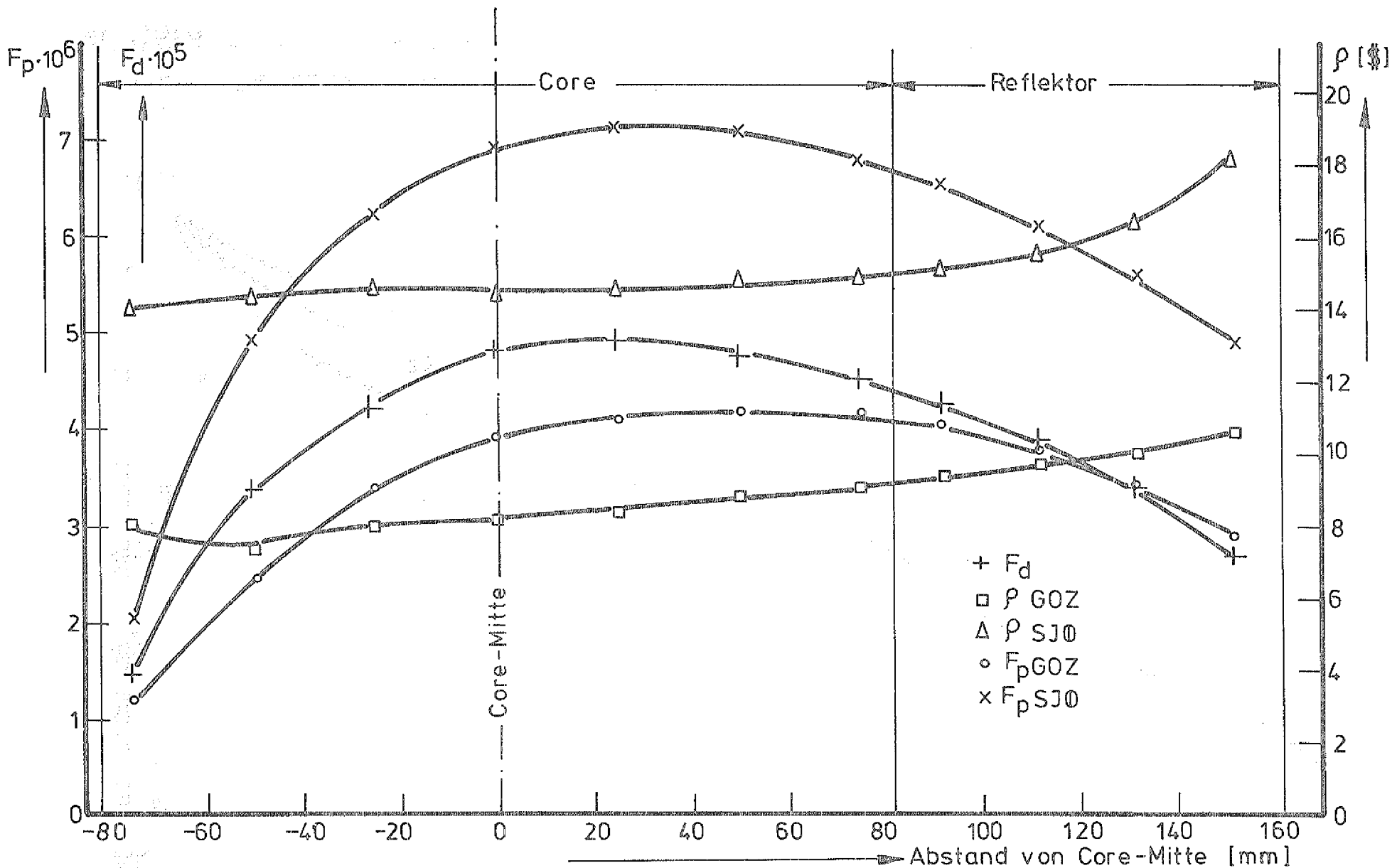
Core III/2

Symmetrische Corekonfiguration: unterkritisch,
 Reflektor auf 6cm Dicke verdünnt

Abb.: 3

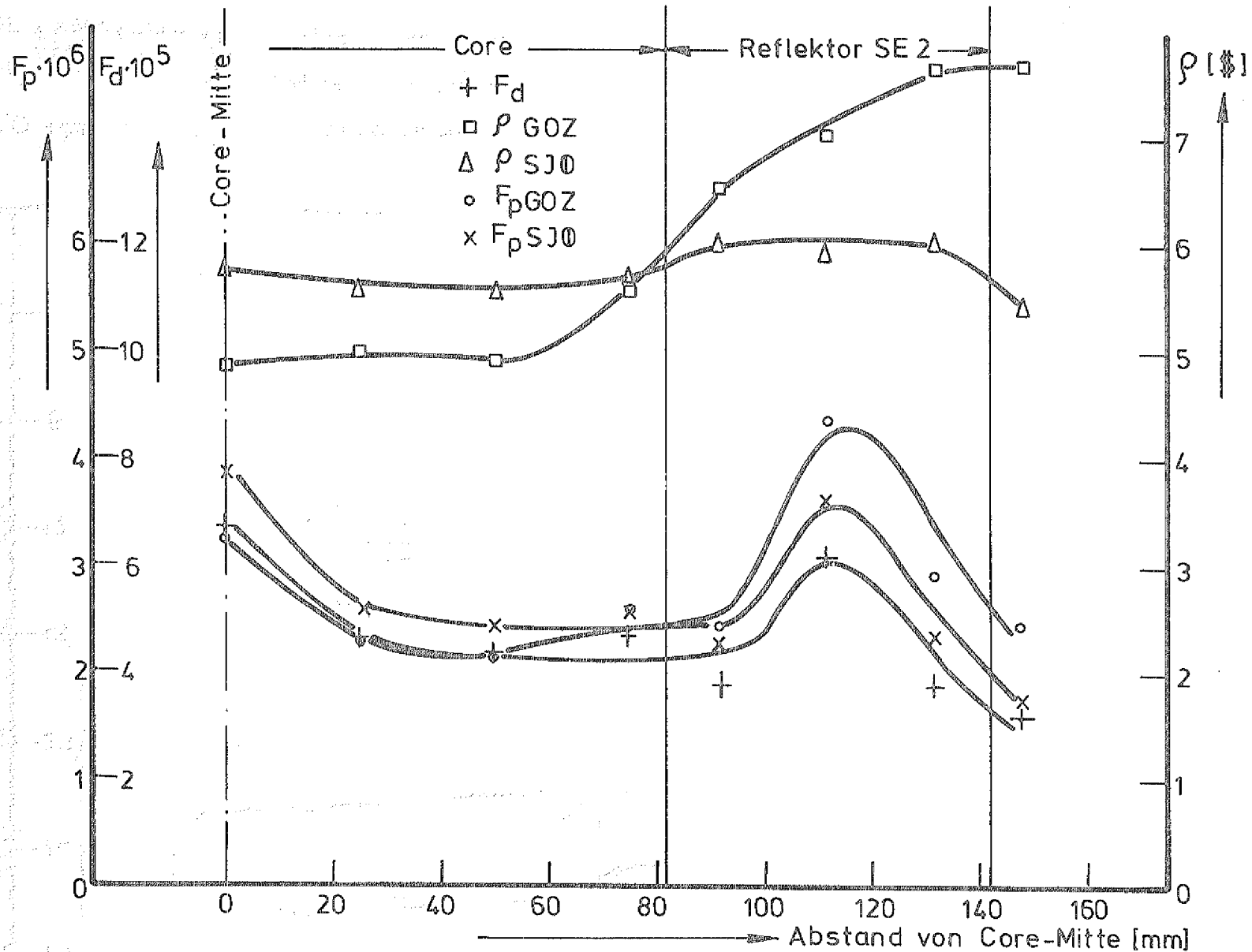


Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor in radialer Richtung im Core III/2, ohne SE 2. Quellposition auf dem Core

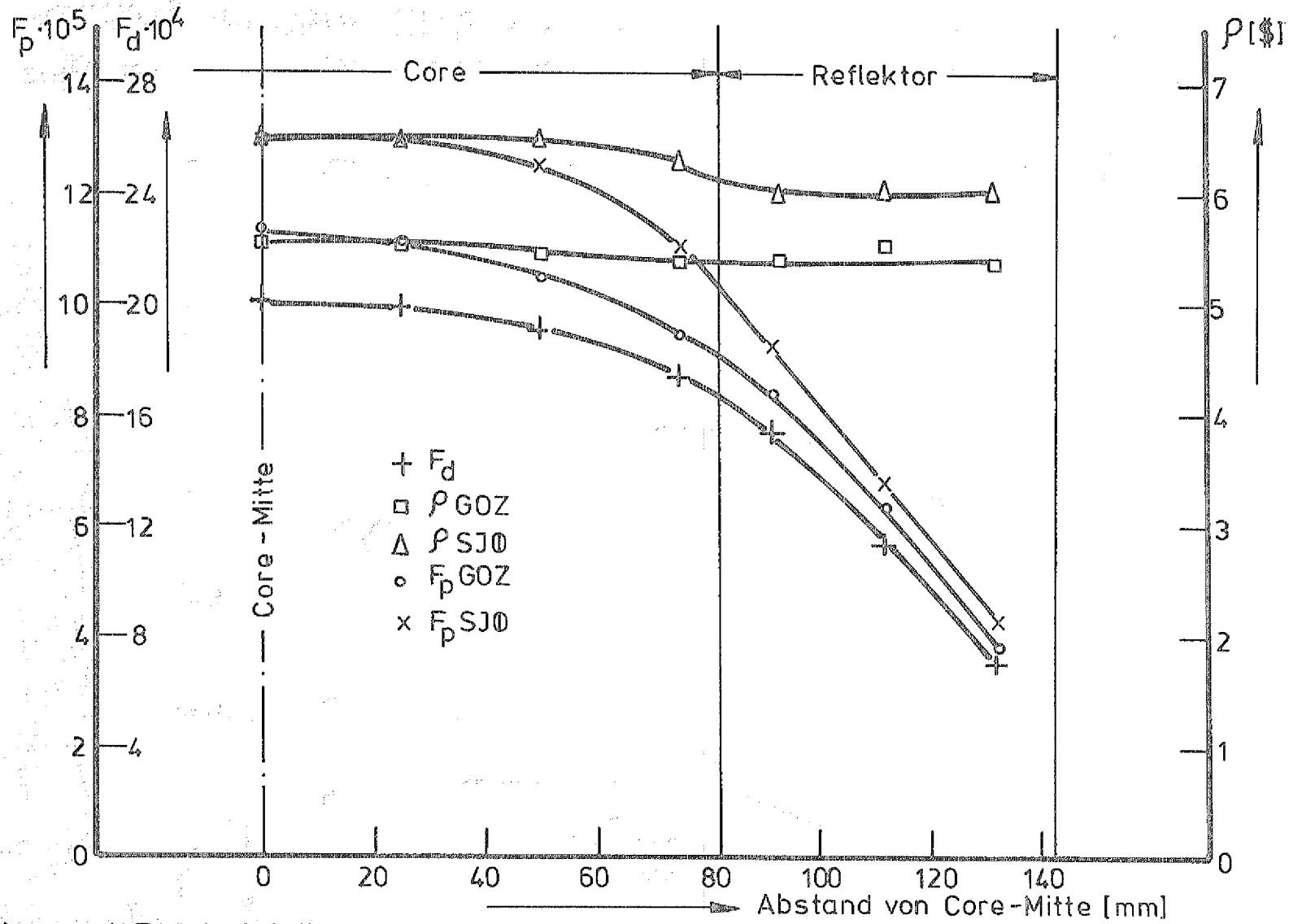


Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in radialer Richtung im Core III/2, ohne SE 2. Quellposition auf dem Core

Abb.: 5

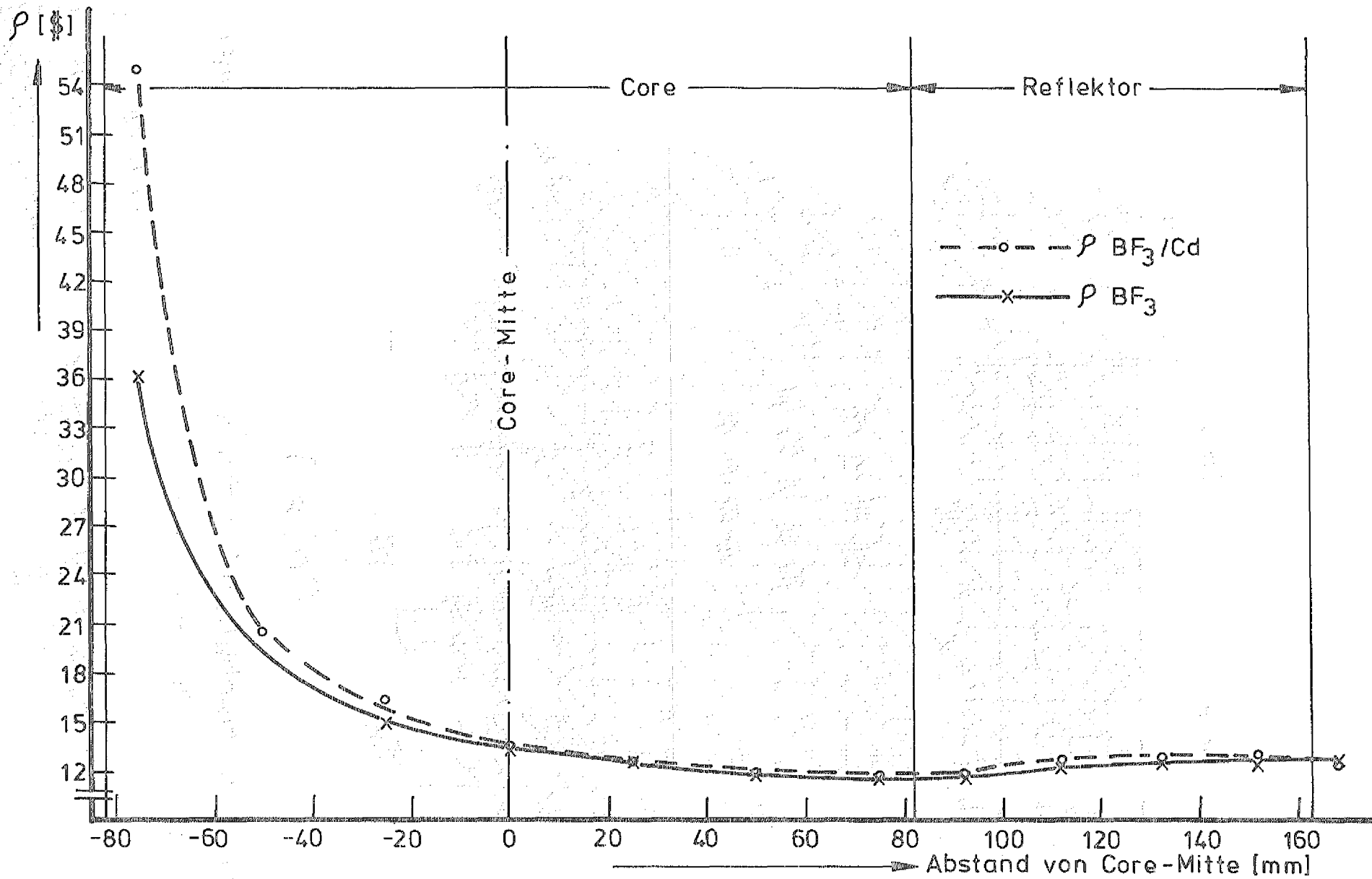


Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor in radialer Richtung im Core III/2 mit auf 6 cm verdünntem Reflektor. Quellposition auf dem Core

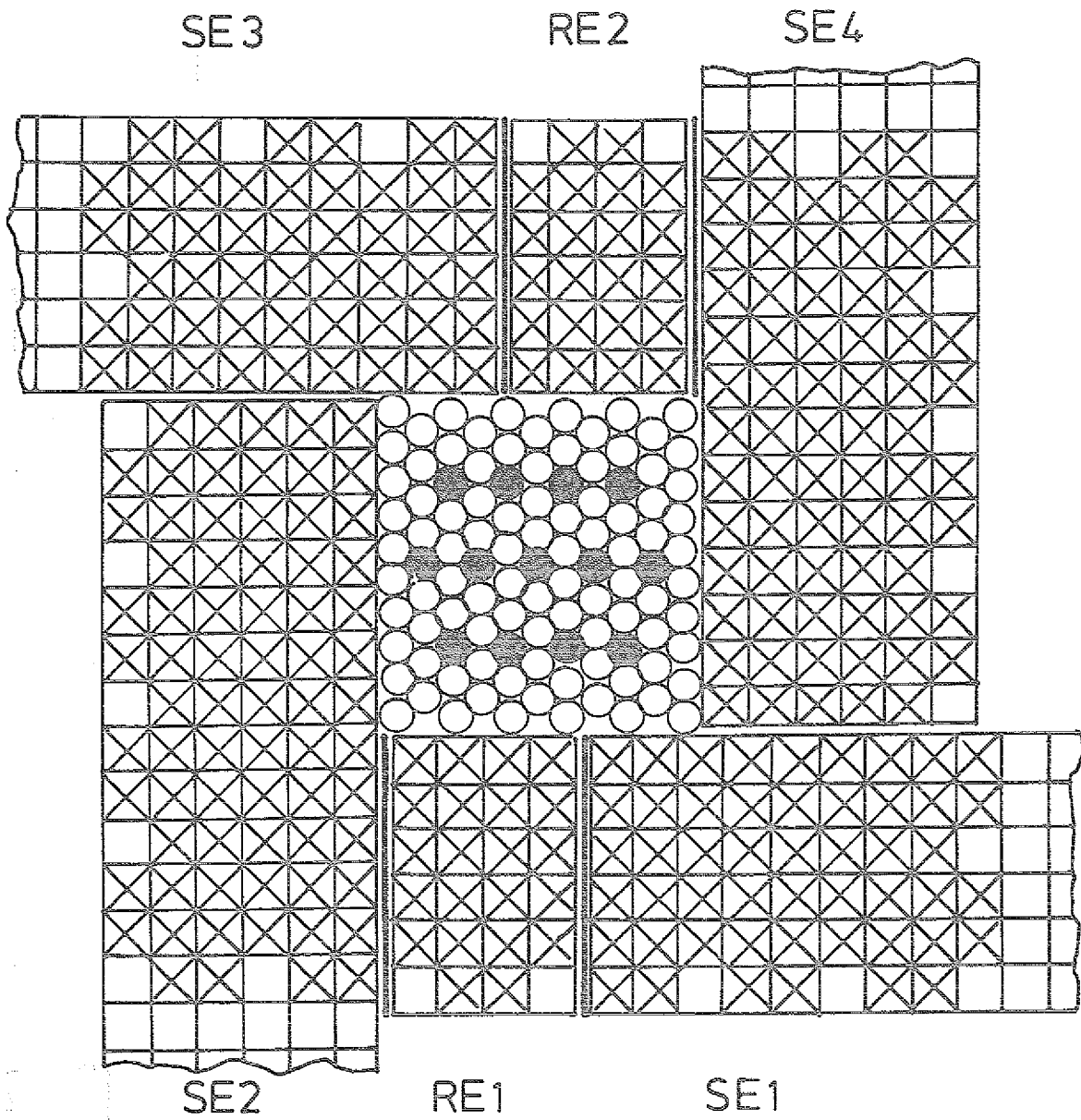


Fläche und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in radialer Richtung im Core III/2 mit auf 6 cm verdünntem Reflektor. Quellposition auf dem Core

Abb.:7



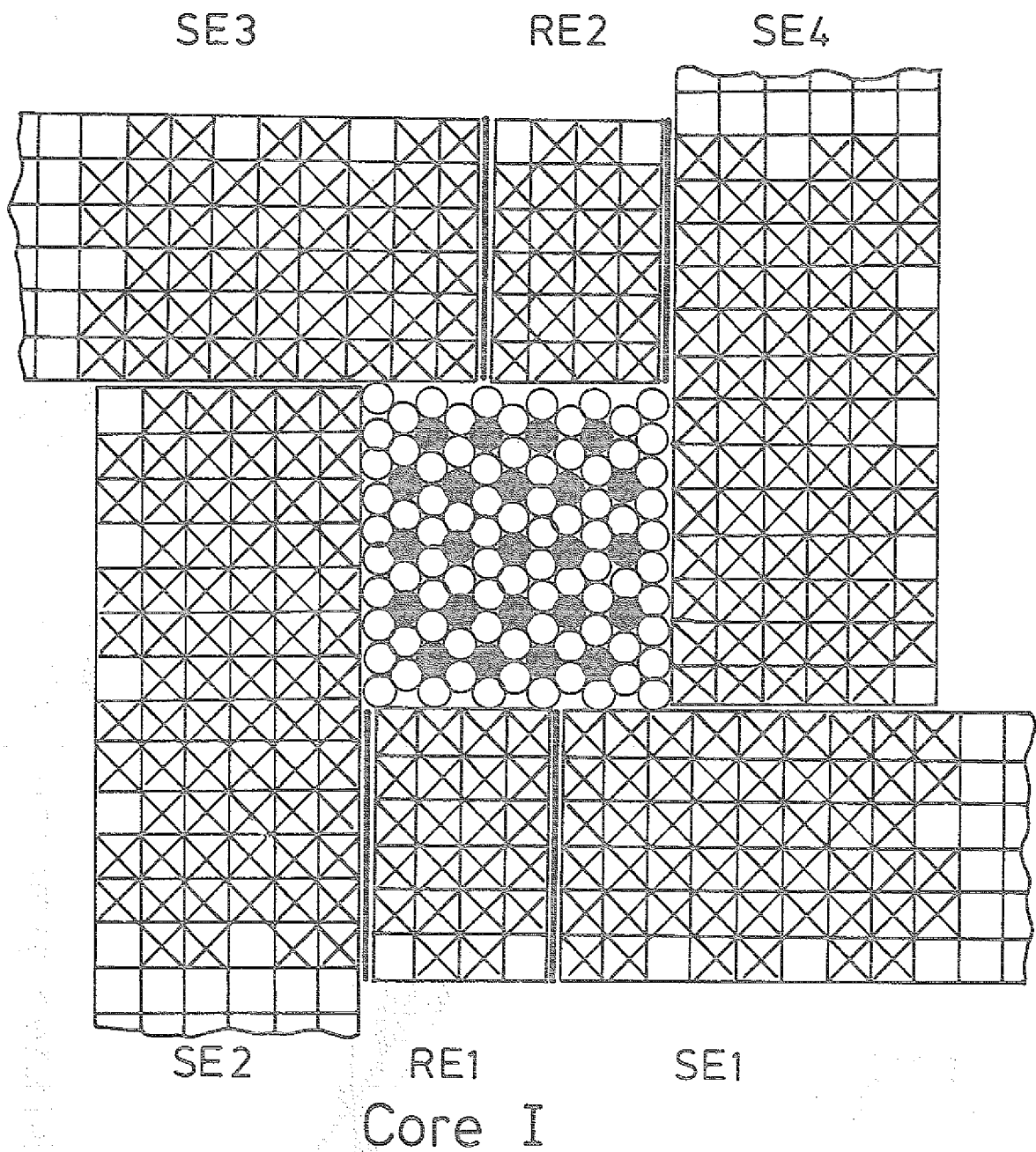
Inverskinetische Messung der Wertigkeit des Reflektorelementes SE 2
am Core III/2



Core I

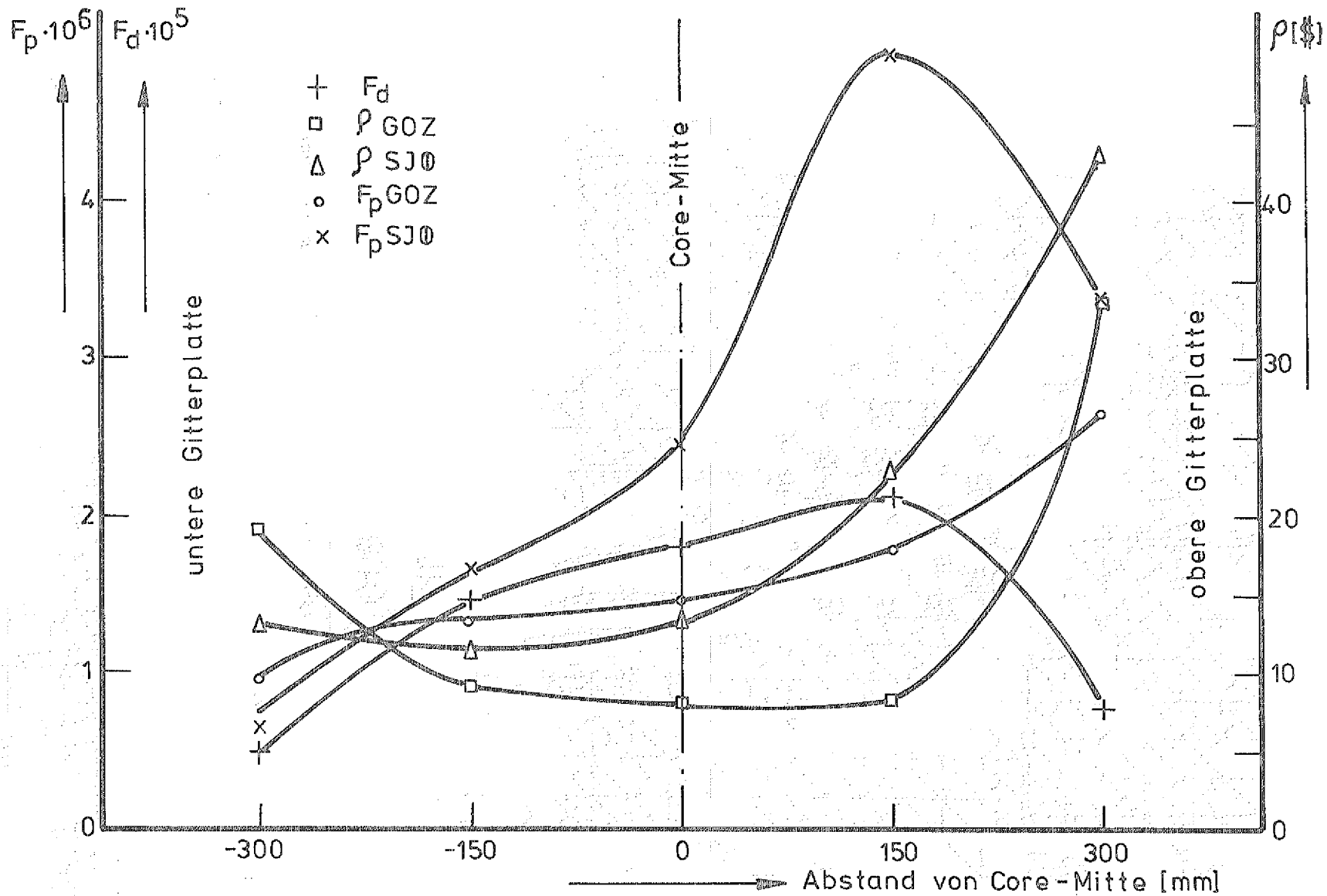
Unterkritische Corekonfiguration (13 Brennelemente durch Al-Dummies ersetzt)

Abb.:9



Unterkritische Corekonfiguration (23 Brennelemente durch Al-Dummies ersetzt)

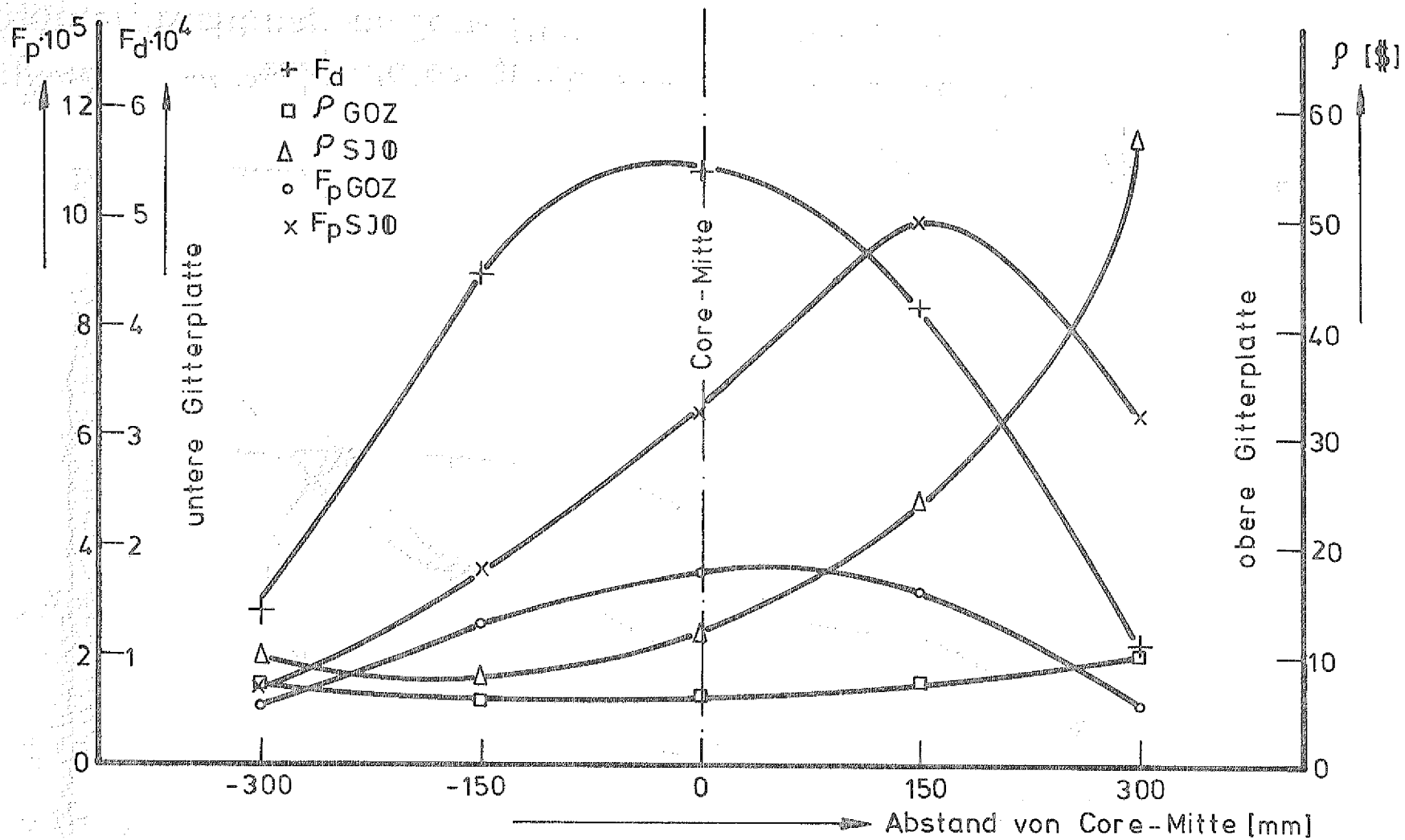
Abb.:10



Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor in axialer Richtung im Core III/2 in Zentralposition, ohne SE 2.

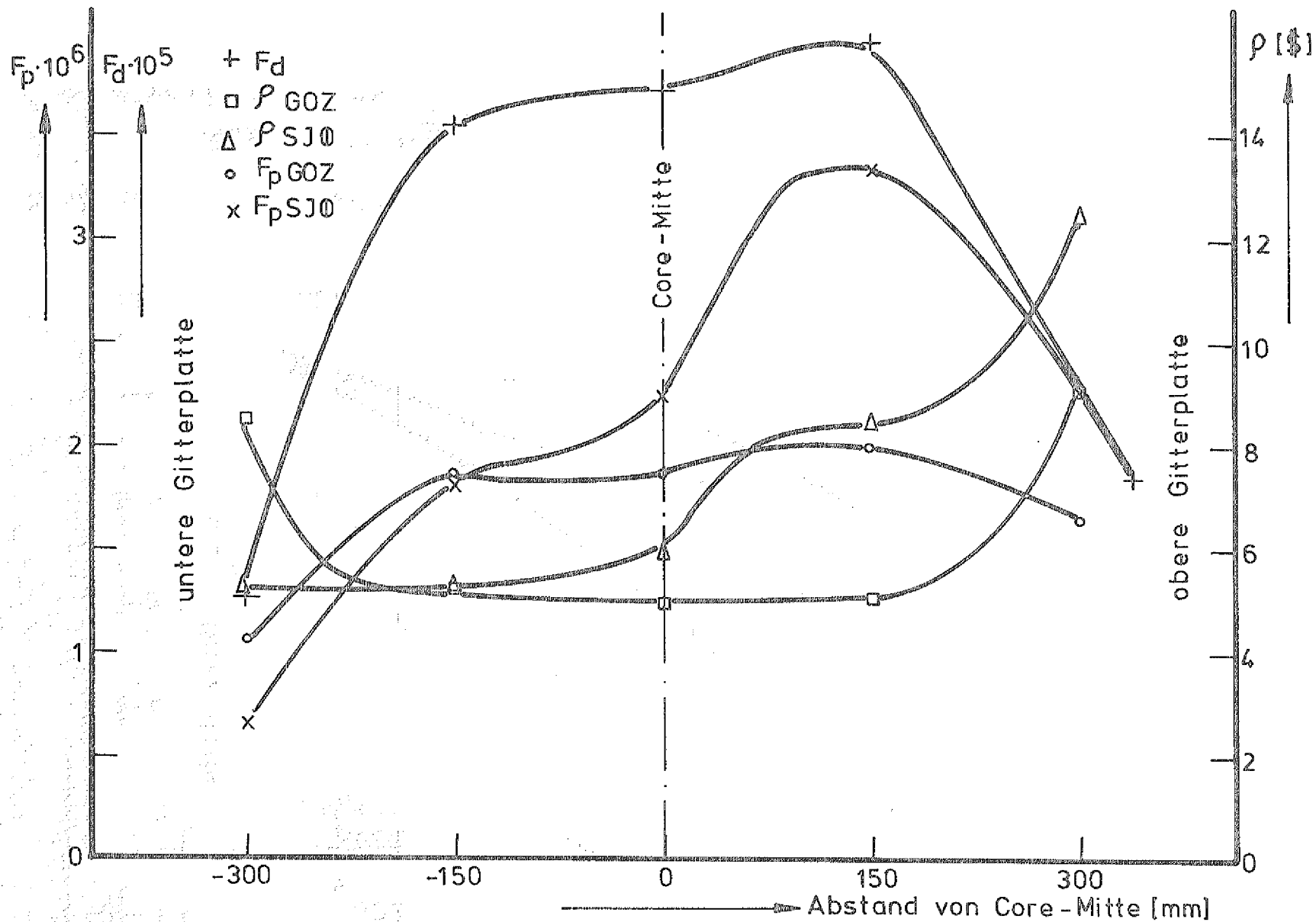
Quellposition auf dem Core

Abb.:11

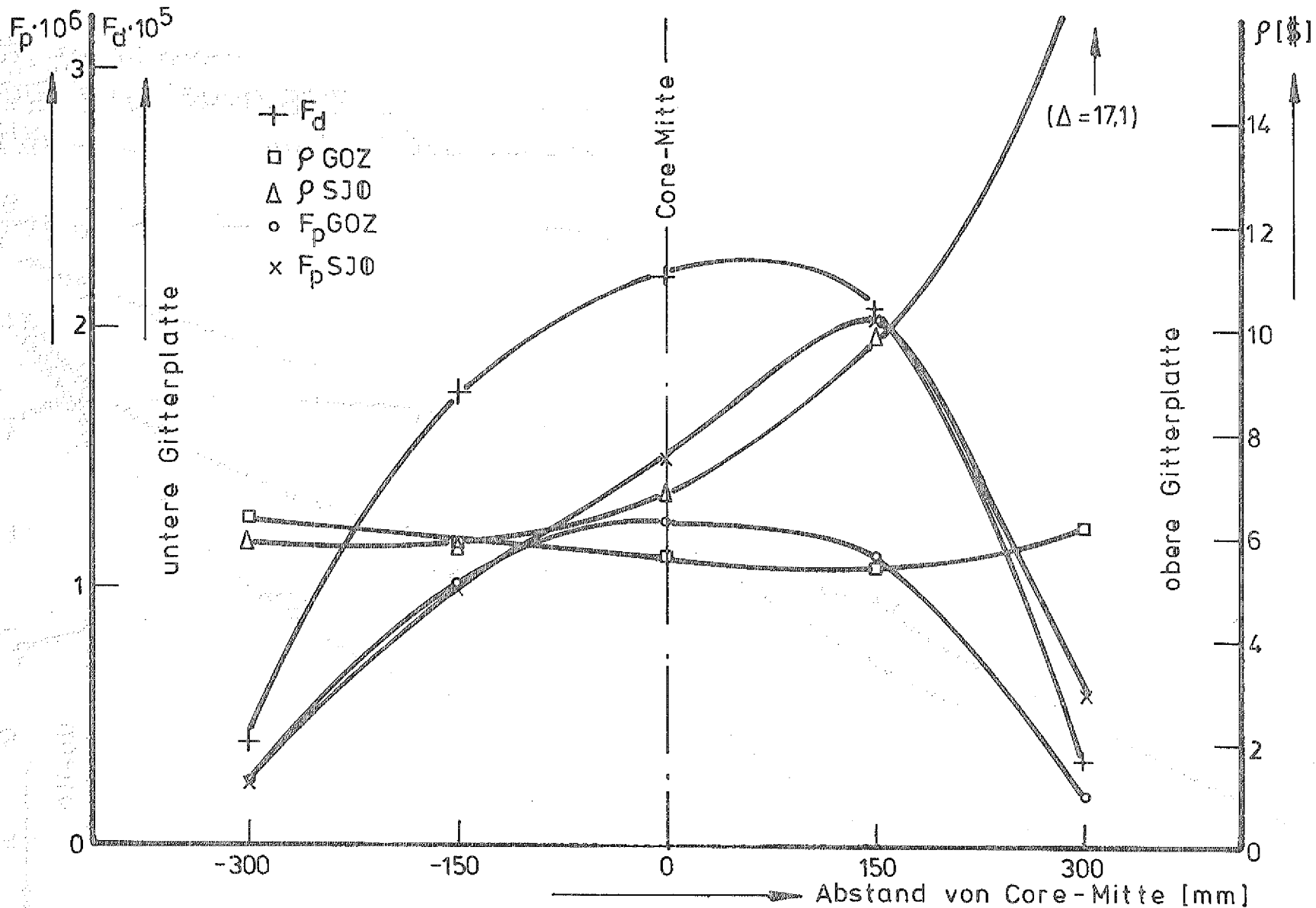


Flächen und Reaktivitäten gemessen mit BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in axialer Richtung im Core III/2 in Zentralposition, ohne SE 2. Quellposition auf dem Core

Abb.:12



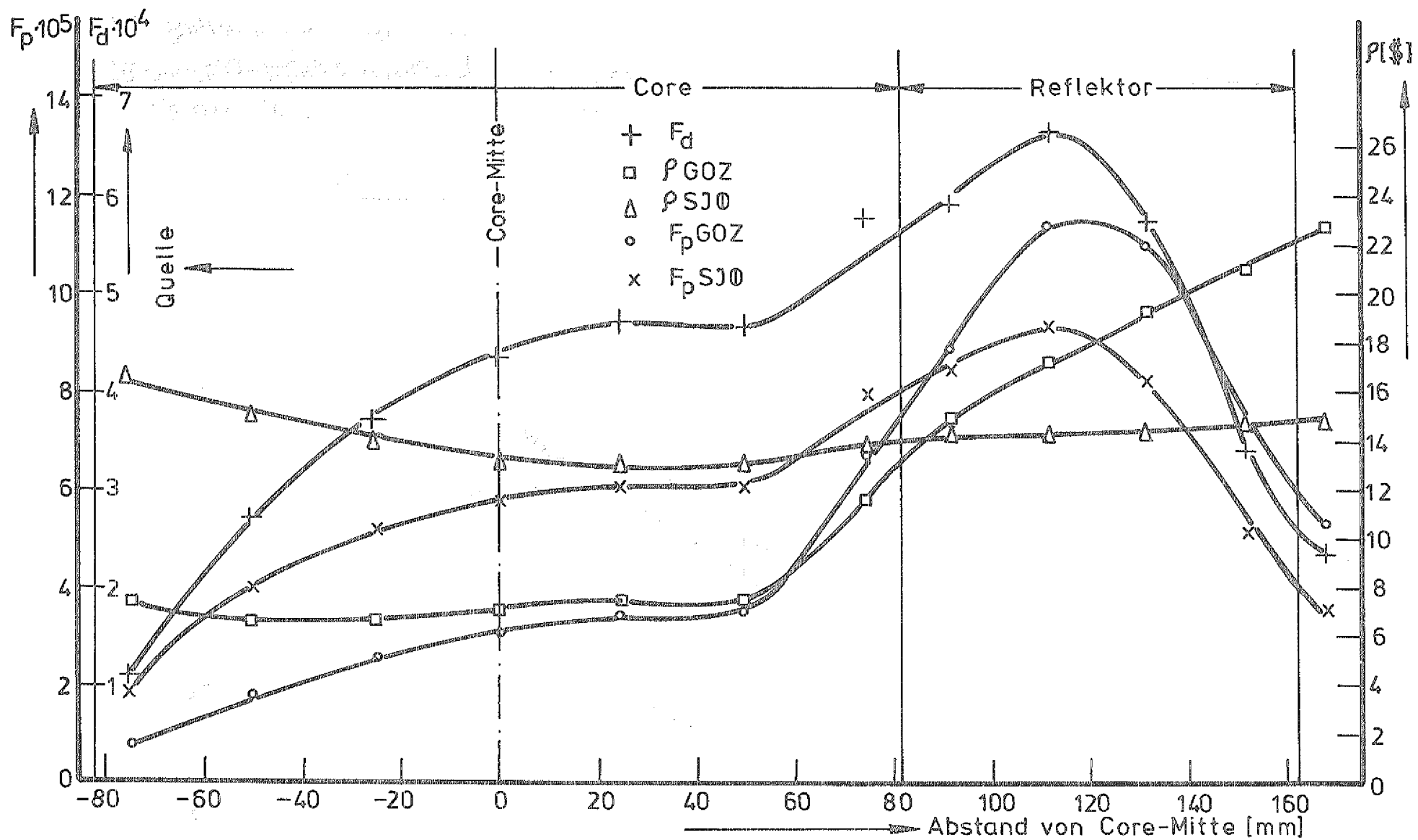
Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor in axialer Richtung im Core III/2 in Zentralposition. Quellposition auf dem Core



Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in axialer Richtung im Core III/2 in Zentralposition.

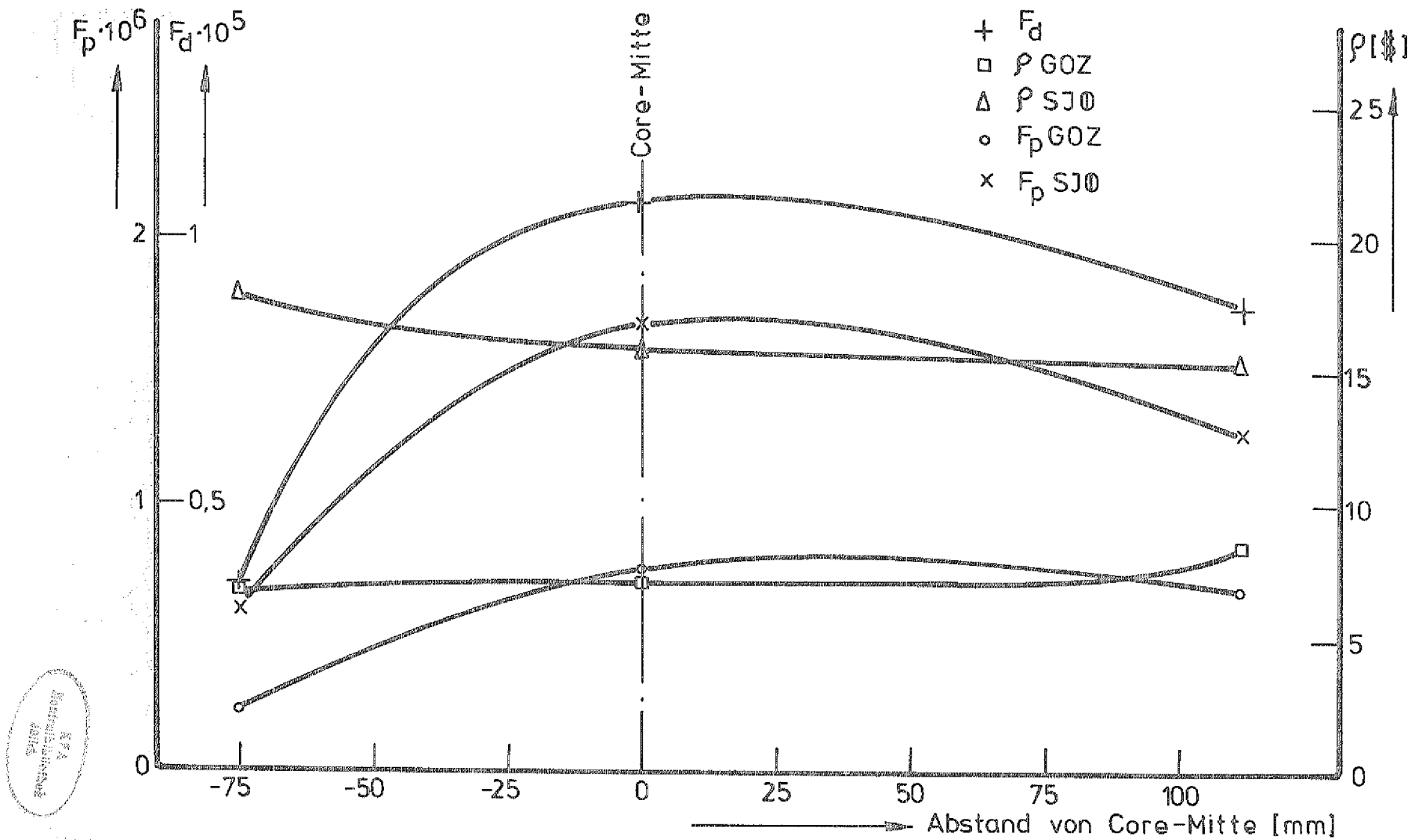
Quellposition auf dem Core

Abb.:14



Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor in radialer Richtung im Core III/2, ohne SE 2. Quellposition neben dem Core bei Radius -90 mm in Coremittelebene

Abb.:15



Flächen und Reaktivitäten gemessen mit einem BF_3 -Detektor unter Cd-In-Au-Abschirmung in radialer Richtung am Core III/2, ohne SE 2. Quellposition neben dem Core bei Radius -90mm in Coremittelebene

Abb.:16

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10