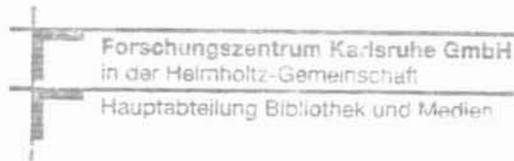


KFK-448

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

Juli 1966



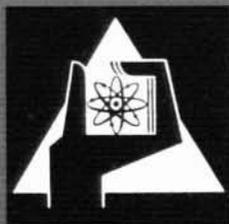
KFK 448

Institut für Angewandte Reaktorphysik

Statischer und dynamischer Neutronenfluß

Eine Untersuchung der Unterschiede

D. Schubert



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE



Juli 1966

KFK 448

Institut für Angewandte Reaktorphysik

STATISCHER UND DYNAMISCHER NEUTRONENFLUSS  
- Eine Untersuchung der Unterschiede - \*)

von

D. Schubert

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

\*) 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.

## I. Grundlagen

Der übliche Weg, um Aussagen über die Kritikalität eines vorgegebenen Reaktors zu gewinnen, ist es, die kritischen Gleichungen des Reaktors zu lösen. Diese lassen sich in der allgemeinen Form

$$L\phi = E\phi \quad , \quad \phi(\text{Rand}) = 0 \quad (1)$$

darstellen /1/, wobei die Operatoren L und E die Neutronenverluste bzw. die Neutronenerzeugung im Reaktor charakterisieren. E kann in der Form  $\nu\chi F$  geschrieben werden;  $\chi$  beschreibt dabei das Spaltspektrum und  $\nu$  die mittlere Zahl der pro Spaltung erzeugten Neutronen. Im allg. wird (1) keine Lösungen  $\phi$  besitzen, welche die Randbedingungen erfüllen. Man kann jedoch eine Lösung von (1) erzwingen, wenn man den Operator E variiert - etwa durch eine Variation von  $\nu$ . Als Lösung erhält man eine Schar von Eigenwerten  $\nu_\lambda$  und zugehörigen Lösungsfunktionen  $\phi_\lambda$ . Die zu dem kleinsten Eigenwert  $\nu_s$  gehörige Funktion  $\phi_s$  mit

$$L\phi_s = E_s \phi_s \quad \text{und} \quad \phi_s(\text{Rand}) = 0 \quad (2)$$

wird "statischer Neutronenfluß", die Größe

$$k = \frac{\nu}{\nu_s} \quad (3)$$

"statischer Multiplikationsfaktor" genannt.

Der durch (2) beschriebene Reaktor ist natürlich ein fiktiver Reaktor. Der wirkliche Reaktor wird beschrieben durch

$$\left[ -L + \frac{1}{\nu} \frac{\partial}{\partial t} \right] \phi = E \phi. \quad (4)$$

Nach dem Abklingen der Transienten ist  $\phi$  bzgl. der Zeit separabel:

$$\phi(\kappa, u, t) = \phi_d(\kappa, u) e^{t/T} \quad (5)$$

T heißt "stabile Reaktorperiode",  $\phi_d$  "dynamische Flußverteilung". Aus (4) wird jetzt:

$$\left[ -L + \frac{1}{vT} \right] \phi_d = E_d \phi_d \quad (6)$$

$E_d$  ist dabei der der stabilen Reaktorperiode entsprechende Erzeugungsoperator.

In einem nichtkritischen Reaktor sind  $\phi_s$  und  $\phi_d$  voneinander verschieden. Der Unterschied wächst mit abnehmender Reaktorperiode T. Er wird zum Teil durch den Pseudo-Absorptionsterm  $\frac{1}{vT}$  in (6) hervorgerufen, zum anderen Teil dadurch, daß der Spaltquellterm und damit der Erzeugungsoperator eine Funktion der Reaktorperiode ist /1/. Das kann als Abhängigkeit der Größe  $\chi$  von T gedeutet werden. Für das Brennstoffisotop "j" wird diese Abhängigkeit gegeben durch

$$\chi_d^j(u, T) = (1 - \beta^j) \chi_p^j(u) + \sum_{i=1}^m \frac{\lambda_i^j \beta_i^j \chi_i^j(u) T}{1 + \lambda_i^j T} \quad (7)$$

wobei  $\chi_p$  das Spaltspektrum der prompten Neutronen und  $\chi_i$  das der i-ten Gruppe verzögerter Neutronen bedeutet (diese Formel erhält man durch Verallgemeinerung der in /1/ angegebenen Beziehung).

Für normierte  $\chi_p^j$  und  $\chi_i^j$  ist das durch (7) gegebene Spaltspektrum  $\chi_d^j$  nicht normiert, vielmehr gilt

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \chi_d^j(u, T) du = 1 - \sum_i \frac{\beta_i^j}{1 + \lambda_i^j T} = \alpha^j(T) \quad (8)$$

Mit  $\chi_d^{j*}(u, T) = \chi_d^j(u, T) / \alpha^j(T)$  und  $\nu^j \chi_d^j = \nu^{j*} \chi_d^{j*}$  folgt:

$$\nu^{j*} = \nu^j \cdot \alpha^j(T) = \nu^j \left( 1 - \sum_i \frac{\beta_i^j}{1 + \lambda_i^j T} \right). \quad (9)$$

Will man also mit einem normierten Spaltspektrum  $\chi_d^{j*}$  rechnen, so muß man auch die mittlere Zahl der pro Spaltung erzeugten Neutronen als Funktion von T betrachten.

## II. Problemstellung und Rechenmethode

Es ist bekannt, daß für prompt-überkritische Exkursionen vor allem in gekoppelten schnell-thermischen Reaktoren der "Absorptionsterm"  $\frac{1}{vT}$  in (6) von Einfluß auf den räumlichen und energetischen Flußverlauf im Reaktor und damit auch auf den Wert des Dopplerkoeffizienten, der Neutronen-Lebensdauer und der Werte von  $\beta_{i \text{ eff}}^j$  ist /2/. Im allgemeinen wird jedoch der Unterschied zwischen  $\phi_d$  und  $\phi_s$  für vernachlässigbar gehalten und  $\phi_d = \phi_s$  gesetzt. Für die meisten Reaktortypen ist das wahrscheinlich gerechtfertigt. Bei schnellen Brutreaktoren, die mehrere Spaltstoffisotope enthalten und meist aus Zonen verschiedener Zusammensetzung bestehen, kann die Gültigkeit dieser Näherung jedoch nicht a priori angenommen werden.

Es erschien deshalb als nützlich, den Unterschied zwischen  $\phi_d$  und  $\phi_s$  in Abhängigkeit von der Reaktorperiode am Beispiel eines schnellen Reaktors zu untersuchen. Insbesondere sollte der Gültigkeitsbereich der Näherung  $\phi_d \approx \phi_s$  festgestellt werden. Hierfür wurde der Reaktorentwurf SNEAK-2, eine vier Spaltstoffisotope enthaltende Dreizonen-Anordnung, gewählt. SNEAK-2 soll zur Untersuchung des neutronenphysikalischen Verhaltens großer Na-gekühlter Brutreaktoren dienen /3/. Die Zusammensetzung des Reaktors ist im Anhang angegeben.

Gleichung (2), die z.B. von den üblichen Multigruppen-Diffusionsprogrammen gelöst wird, und die den "wirklichen" Reaktor beschreibende Gleichung (6) besitzen die gleiche Struktur. Das ermöglicht es,  $\phi_d$  mit bestehenden Rechenprogrammen zu ermitteln. Für eine vorgegebene Reaktorperiode T erhält man  $\phi_d$ , indem man mit den nach (7) berechneten  $\chi_d^j$  (oder  $\chi_d^{j*}$  und  $\nu^{j*}$ ) sowie dem zusätzlichen Verlustterm  $\frac{1}{vT}$  den Reaktor durch Radieniteration kritisch macht. Mit dem so erhaltenen Radius und den "statischen" Spaltspektren  $\chi_s^j$  erhält man in einer zweiten Rechnung  $\phi_s$  und k durch Eigenwertiteration.

In (1) und (6) ist vorausgesetzt, daß außer der Spaltquelle (ohne Spontanspaltung) keine Neutronenquelle im Reaktor vorhanden ist. Das ist in Plutonium enthaltenden Reaktoren in Strenge nie erfüllt. Für hinreichend hohe Reaktorleistung können aber neben der Spaltquelle alle anderen Quellen vernachlässigt werden. Dieser Fall tritt bei positiver Reaktorperiode nach einiger Zeit immer ein, so daß die beschriebenen Rechnungen sinnvoll sind. Für  $T < 0$  wird jedoch die asymptotische Flußverteilung nicht durch die Lösung von (6) gegeben. Hinzu kommt, daß für unterkritische Reaktoren  $T$  durch die Zerfallskonstanten der Mutterkerne der verzögerten Neutronen auf  $|T| > 80$  sec begrenzt wird. - Aus diesen Gründen ist eine Durchführung der oben beschriebenen Operationen für  $T < 0$  nicht sinnvoll. Die Untersuchung wurde deshalb auf positive Reaktorperioden beschränkt.

### III. Ausgangsdaten und Näherungen

Zur Berechnung von  $\phi_a$  benötigt man die (statischen) Spaltspektren für alle Brennstoffisotope und alle Gruppen verzögerter Neutronen. Die Spektren verzögerter Spaltneutronen gehören jedoch zu den am wenigsten bekannten neutronenphysikalischen Daten. Die vorhandenen experimentellen Ergebnisse reichen nur aus, die Spektren der 4 langlebigen Gruppen sowie ein mittleres Spektrum für alle 6 Gruppen verzögerter Neutronen in U235 zu ermitteln /4/, /5/.

Als einzige sinnvolle Möglichkeit bleibt, das angegebene mittlere Spektrum der verzögerten Spaltneutronen in U235 als repräsentativ für alle Brennstoffisotope und alle Gruppen verzögerter Neutronen anzusehen. Dieses Spektrum ist für die Energiegruppen-Einteilung des ABN-Gruppenkonstantensatzes /6/ in Tabelle I angegeben. Die Gruppennummer ist mit N bezeichnet.

Tabelle I:

N	$\chi_i^j$
4	0,029
5	0,147
6	0,353
7	0,263
8	0,147
9	0,051
10	0,010

Mit den Daten von Tabelle I, den Angaben für  $\chi_s$  und  $\nu^j$  in /6/ sowie für  $\beta_i^j$  und  $\lambda_i^j$  in /7/ erhält man aus (7) bis (9) die normierten dynamischen Spaltspektren  $\chi_d^{j*}$  und die an  $\nu^j$  anzubringenden Korrekturfaktoren  $\alpha^j$ . Diese Werte sind für  $T = 1$  sec und den Grenzfall  $T = 0$  in den Tabellen II und III angegeben.  $\chi_d^{j*}(T)$  und  $\alpha^j(T)$  sind monotone Funktionen, die für abnehmendes  $T$  schnell gegen die Werte für  $T = 0$ , also das Spaltspektrum der prompten Neutronen bzw.  $1 - \beta^j$ , konvergieren.

Schwierigkeiten traten bei dem Versuch auf, das Multigruppen-Diffusionsprogramm des Karlsruher NUSYS-Programmsystems an das Problem anzupassen. Dieses Programm geht bei der Quelliteration von einer Spaltquelle der Form

$$S(\mathcal{W}, u) = \chi(u) \sum_{u'} \sum_j \int_V \nu^j(u') \sum_f^j(\mathcal{W}, u') \phi(\mathcal{W}, u') dV \quad (10)$$

aus. Für die vorliegende Aufgabe tritt der Quellterm jedoch in der Form

$$S_d(\mathcal{W}, u, T) = \sum_j \chi_d^j(u, T) \sum_{u'} \int_V \nu^j(u') \sum_f^j(\mathcal{W}, u') \phi_d(\mathcal{W}, u', T) dV \quad (11)$$

bzw.

$$S_d(\mathcal{W}, u, T) = \sum_j \chi_d^{j*}(u, T) \sum_{u'} \int_V \nu^{j*}(u', T) \sum_f^j(\mathcal{W}, u') \phi_d(\mathcal{W}, u', T) dV \quad (12)$$

auf, d.h. für jeden Spaltstoff muß mit einem eigenen Spaltspektrum gerechnet werden. Eine entsprechende Änderung des Codes ist zwar grundsätzlich möglich, erfordert aber einen erheblichen Aufwand.

Tabelle II

N	$\chi_s$	$\chi_d^*$							
		U 235		U 238		Pu 239		Pu 240	
		T = 1 sec	T = 0	T = 1 sec	T = 0	T = 1 sec	T = 0	T = 1 sec	T = 0
1	0,016	0,01608	0,01610	0,01617	0,01624	0,01603	0,01603	0,01603	0,01604
2	0,088	0,08844	0,08858	0,08888	0,08931	0,08814	0,08818	0,08818	0,08823
3	0,184	0,18495	0,18520	0,18585	0,18674	0,18430	0,18437	0,18438	0,18448
4	0,270	0,27121	0,27157	0,27240	0,27359	0,27039	0,27048	0,27050	0,27062
5	0,202	0,20228	0,20235	0,20254	0,20282	0,20209	0,20211	0,20214	0,20215
6	0,141	0,13992	0,13962	0,13887	0,13784	0,14066	0,14057	0,14055	0,14044
7	0,061	0,05998	0,05970	0,05898	0,05798	0,06067	0,06059	0,06058	0,06048
8	0,024	0,02338	0,02319	0,02277	0,02217	0,02380	0,02376	0,02374	0,02368
9	0,010	0,00979	0,00973	0,00958	0,00939	0,00994	0,00992	0,00991	0,00990
10	0,003	0,00296	0,00296	0,00295	0,00289	0,00298	0,00298	0,00299	0,00298
11	0,001	0,00101	0,00101	0,00101	0,00101	0,00100	0,00100	0,00100	0,00100

- 6 -

Tabelle III

Isotop	$\alpha_d^j (T)$	
	T = 1 sec	T = 0
U235	0,99495	0,99355
U238	0,99003	0,98530
Pu239	0,99838	0,99796
Pu240	0,99799	0,99732

Während die Benutzung von  $\chi_d^j$  gegenüber  $\chi_s$  nicht nur zu einer geänderten spektralen Verteilung der Spaltneutronen, sondern auch zur Änderung ihrer Gesamtzahl pro  $\text{cm}^3$  führt, bedeutet die Benutzung von  $\chi_d^{j*}$  anstelle von  $\chi_s$  nur eine kleine Änderung der spektralen Verteilung. Im folgenden soll die Brauchbarkeit der Näherung, bei der  $\phi_d$  unter Benutzung von  $\chi_s$ ,  $v^*$  und des  $\frac{1}{vT}$  - Terms berechnet wird, kurz untersucht werden.

Wie man aus den Tabellen II und III sieht, führt in den hohen Energiegruppen ( $N = 1..5$ ) die Ersetzung von  $\chi_s$  durch  $\chi_d^{j*}$  zu einer Änderung des Quellterms, die etwa den gleichen Betrag, aber das entgegengesetzte Vorzeichen der Änderung durch die Ersetzung  $v^j \rightarrow v^{j*}$  hat. In diesen Gruppen gilt also  $S_d \approx S_s$ . Entsprechendes gilt von den Flüssen, da in diesem Energiebereich das Glied  $\frac{1}{vT}$  immer zu vernachlässigen ist. Man kann deshalb sagen, daß in den Gruppen 1 bis 5 der bei Verwendung von  $\chi_s$ ,  $v^{j*}$  und  $\frac{1}{vT}$  erhaltene Flußverlauf  $\phi_d'$  stärker von  $\phi_s$  abweicht als  $\phi_d$  (aus  $\chi_d^{j*}$ ,  $v^{j*}$  und  $\frac{1}{vT}$ ). - Für die Gruppen 6 bis 10 führt die Ersetzung  $\chi_s \rightarrow \chi_d^{j*}$  zu einer Änderung des Spaltquellterms, welche die gleiche Richtung und Größenordnung hat wie die Änderung durch die Ersetzung  $v^j \rightarrow v^{j*}$ . Jedoch wird der Einfluß der Spaltquelle auf den Neutronenfluß mit wachsender Gruppennummer N immer kleiner, da der Hauptteil der Neutronen durch Streuung in diese Gruppen gelangt.

Rechnungen, bei denen  $\chi_d^{j*} = \chi_s$  gesetzt, die Änderung von  $v^j$  in  $v^{j*}$  sowie der  $\frac{1}{vT}$  - Term jedoch berücksichtigt wird, sind also sicherlich geeignet, die Güte der Näherung  $\phi_d = \phi_s$  zu untersuchen. Das gilt erst recht für kurze Reaktorperioden, bei denen der Term  $\frac{1}{vT}$  in (6) Einfluß gewinnt.

#### IV. Ergebnisse und Diskussionen

Die Rechnungen wurden in Kugelgeometrie auf die in II beschriebene Weise mit dem Karlsruher NUSYS-Programmsystem auf der IBM 7074 ausgeführt. Dabei wurde  $\chi_d^{j*} = \chi_s$  gesetzt. Bei der Radieniteration wurde der Radius von Zone 2 variiert. Sowohl bei der Eigenwert-als auch bei der Radieniteration wurde solange iteriert, bis die Änderung des Multiplikationsfaktors k bei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten dem Betrage nach kleiner als  $10^{-6}$  blieb.

Die wesentlichen Ergebnisse der Rechnungen sind in den Abb. 1 bis 4 dargestellt. Als Ordinate ist  $\phi_d/\phi_s$  aufgetragen, die Normierung ist in den Darstellungen angegeben. Die Abb. 1 und 2 zeigen die Abhängigkeit der Größe  $\phi_d/\phi_s$  von der Neutronenenergie (beschrieben durch die Gruppennummer  $N$ ) in Coremitte ( $r=0$ ), Abb. 3 und 4 vom Ort  $r$  im Reaktor (bei den Abb. 2 und 3 ist zu beachten, daß auf der Ordinate der Nullpunkt unterdrückt ist). Parameter ist in allen Fällen die Reaktorperiode.

Aus den Abbildungen erkennt man folgendes:

- a) Für  $T > 10^{-3}$  sec weicht der dynamische Fluß nur um wenige Prozent vom statischen ab. Das gilt sowohl für die räumliche als auch für die energetische Abhängigkeit.
- b) Für  $T \leq 10^{-3}$  sec ergibt sich im Bereich hoher Neutronenenergien das gleiche Bild. Jedoch bereits für mittlere Energien zeigen sich größere Unterschiede zwischen dynamischem und statischem Flußverlauf, die mit abnehmender Neutronenenergie noch erheblich zunehmen. Die Abweichungen wachsen stark mit abnehmender Reaktorperiode an; sie erreichen mehrere Größenordnungen. So würden sich für  $T = 10^{-5}$  sec in einer dreidimensionalen Darstellung  $\phi_d/\phi_s = f(r,u)$  bei einheitlicher Normierung (etwa  $\phi_d(0,N=1) = \phi_s(0,N=1)$ ) Unterschiede der Ordinatenwerte vom Faktor 1 000 ergeben. Das allgemeine Charakteristikum der Kurven ist, daß der dynamische Fluß stärker auf den hochenergetischen Bereich und - in den mittleren und vor allem unteren Energiegruppen - auf die inneren Zonen des Reaktors konzentriert ist. Das dynamische Flußspektrum ist also härter als das statische, und zwar umsomehr, je näher man dem Rand des Reaktors kommt. - Geringfügige Abweichungen von diesem Verhalten treten nur an den Zonengrenzen ( $r=42$  cm und  $r=65$  cm) auf, an denen sich die Materialzusammensetzung sprunghaft ändert.

Für die zu  $\phi_d$  und  $\phi_s$  adjungierten Größen  $\phi_d^+$  bzw.  $\phi_s^+$  erhält man Kurvenscharen, die einen ähnlichen Verlauf wie die bisher besprochenen zeigen. Jedoch sind die Abweichungen zwischen  $\phi_d^+$  und  $\phi_s^+$  weitaus schwächer ausgeprägt als bei den Flüssen. So erhält man in der Abb. 4 entsprechenden Darstellung für  $\phi_d^+/\phi_s^+$  Ordinatenwerte, die zwischen 1 und 0,3 liegen (in Abb. 4: zwischen 1 und 0,01).

Die Resultate für  $T > 10^{-3}$  sec zeigen, daß die Modifizierung der  $\nu^j$ -Werte nach (9) nur einen unbedeutenden Einfluß auf den Flußverlauf im Reaktor hat. Für diese Reaktorperioden ist nämlich  $\frac{1}{vT} < 10^{-4} \cdot \sum_a$  für alle Energiegruppen. (6) unterscheidet sich deshalb von (2) nur durch den geänderten Erzeugungsoperator, der für  $T = 10^{-2}$  sec praktisch nicht mehr von der Form für den Grenzfall  $T = 0$  abweicht. Da nach dem in III gesagten die Größe des Einflusses der Ersetzung  $\chi_s \rightarrow \chi_d^{j*}$  eng mit der Größe der durch die Verwendung von  $\nu^{j*}$  anstelle  $\nu^j$  erzeugten Flußänderung verknüpft ist, gilt dieses Ergebnis auch unter Berücksichtigung der durch  $\chi_d^{j*}$  beschriebenen Änderung der spektralen Verteilung der Spaltneutronen. In SNEAK-2 führt also die Vernachlässigung der Unterschiede zwischen dynamischem und statischem Erzeugungsoperator zu einem Fehler im Flußverlauf, der kleiner als 4% ist (nach der mit der Näherung  $\chi_d^{j*} = \chi_s$  ausgeführten Rechnung: < 2%). Dieses Ergebnis sollte auf alle schnellen Reaktoren übertragbar sein.

Für die weitere Diskussion braucht nur noch der Einfluß des Terms  $\frac{1}{vT}$  in (6) betrachtet zu werden. Für  $T > 10^{-3}$  sec ist dieser Term neben  $\sum_a$  zu vernachlässigen, so daß sich (6) auf (2) reduziert. - Für kürzere Reaktorperioden gilt jedoch nicht mehr  $\frac{1}{vT} \ll \sum_a$ , wodurch sowohl die starke T-Abhängigkeit der Ergebnisse als auch die beobachtete Härtung der Spektren hervorgerufen werden. Die Verstärkung der Härtung für die Randzonen und damit die Konzentration der niederenergetischen Neutronenflüsse auf die zentralen Bereiche des Reaktors erklärt sich dadurch, daß in den niederenergetischen Gruppen der relative Anteil des Terms  $\frac{1}{vT}$  am gesamten makroskopischen Absorptionsquerschnitt in der äußeren Zone weitaus größer ist als in den inneren Zonen.

Aus dem oben gesagten folgt, daß für  $T > 10^{-3}$  sec die Näherung  $\phi_d = \phi_s$  auch für schnelle Reaktoren gültig ist. Für noch kürzere Reaktorperioden, also für prompt-überkritische Exkursionen schneller Reaktoren, liefert diese Näherung jedoch für die mittleren und vor allem niedrigen Energiegruppen unrichtige Ergebnisse. Die Fehler betreffen die Gruppen maximalen Neutronenflusses und damit die Leistungsverteilung im Reaktor nur wenig, dagegen stark diejenigen Reaktor-Kenndaten, die wesentlich

durch die niederenergetischen Flüsse bestimmt werden. Das sind die für Sicherheitsbetrachtungen wichtigen Größen Neutronenlebensdauer und Dopplerkoeffizient, zu deren Berechnung also die dynamische Flußverteilung verwendet werden muß. Jedoch ist dabei nicht die korrekte Lösung von (6), sondern nur die Berücksichtigung des  $\frac{1}{vT}$  - Terms nötig.

### Zusammenfassung

Der Unterschied zwischen dynamischer und statischer Flußverteilung wurde am Beispiel eines schnellen Na-gekühlten Brutreaktors als Funktion der Reaktorperiode  $T$  untersucht. Dabei wurde sowohl die Änderung des Spaltquellterms als auch die des effektiven Absorptionsquerschnitts mit  $T$  berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigen, daß der Einfluß der Abhängigkeit des Quellterms von  $T$  auf die Flußverteilung für alle  $T$  vernachlässigbar ist. Auch der Einfluß des zusätzlichen Absorptionsterms  $\frac{1}{vT}$  auf die Flußverteilung ist für  $T > 10^{-3}$  sec zu vernachlässigen. Für  $T > 10^{-3}$  sec kann deshalb auch für schnelle Reaktoren  $\phi_s = \phi_d$  gesetzt werden. - Für noch kürzere Reaktorperioden macht sich der  $\frac{1}{vT}$  - Term stark bemerkbar. Er führt zu einer mit abnehmendem  $T$  zunehmenden Härtung der Spektren und zu einer Konzentration der niederenergetischen Flüsse auf die inneren Zonen des Reaktors. Diese Änderung der Flußverteilung muß wegen ihrer Auswirkung auf die Neutronenlebensdauer und den Dopplerkoeffizienten bei Sicherheitsbetrachtungen für prompt-überkritische Exkursionen in schnellen Reaktoren berücksichtigt werden. Hier darf also die Näherung  $\phi_d = \phi_s$  nicht vorgenommen werden.

Herrn Prof. Dr. W. Häfele danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für wertvolle Diskussionen. Herrn Dr. P. Engelmann danke ich für die Durchsicht des Manuskripts, Herrn D. Sanitz für die Vornahme einer Modifikation am NUSYS-Programm.

Literatur:

- /1/ E.E. Gross, J.H. Marable: Nucl.Sci.Eng. 7, 281 (1960)
- /2/ W.H. Köhler: Dissertation TH Karlsruhe (1964)
- /3/ R. Durand-Smet: KFK-382 (1965)
- /4/ G.R. Keepin: TID-7662 (1964)
- /5/ G.R. Keepin: Physics of Nuclear Kinetics; Addison-Wesley  
Publ. Comp. (1965)
- /6/ L.P. Abagjan et al.: KFK-tr-144
- /7/ ANL-5800 (1963)

Anhang

Zusammensetzung von SNEAK-2

<u>Zone</u>	<u>Material</u>	<u>Teilchenzahldichte (cm<sup>-3</sup>)</u>
1	C 12	8,894 . 10 <sup>20</sup>
	Fe 56	1,985 . 10 <sup>22</sup>
	Na 23	9,385 . 10 <sup>21</sup>
	O 16	1,111 . 10 <sup>22</sup>
	Pu239	1,041 . 10 <sup>21</sup>
	Pu240	9,169 . 10 <sup>19</sup>
	U 235	3,645 . 10 <sup>19</sup>
	U 238	5,097 . 10 <sup>21</sup>
2	C 12	7,994 . 10 <sup>20</sup>
	Fe 56	2,054 . 10 <sup>22</sup>
	Na 23	1,002 . 10 <sup>22</sup>
	O 16	1,235 . 10 <sup>22</sup>
	U 235	1,598 . 10 <sup>21</sup>
	U 238	5,114 . 10 <sup>21</sup>
3	Fe 56	6,781 . 10 <sup>21</sup>
	U 235	1,624 . 10 <sup>20</sup>
	U 238	4,045 . 10 <sup>22</sup>

Kritische Abmessungen (in Kugelgeometrie)

<u>Zone</u>	<u>r<sub>a</sub> (cm)</u>
1	42,19
2	65,20
3	91,25

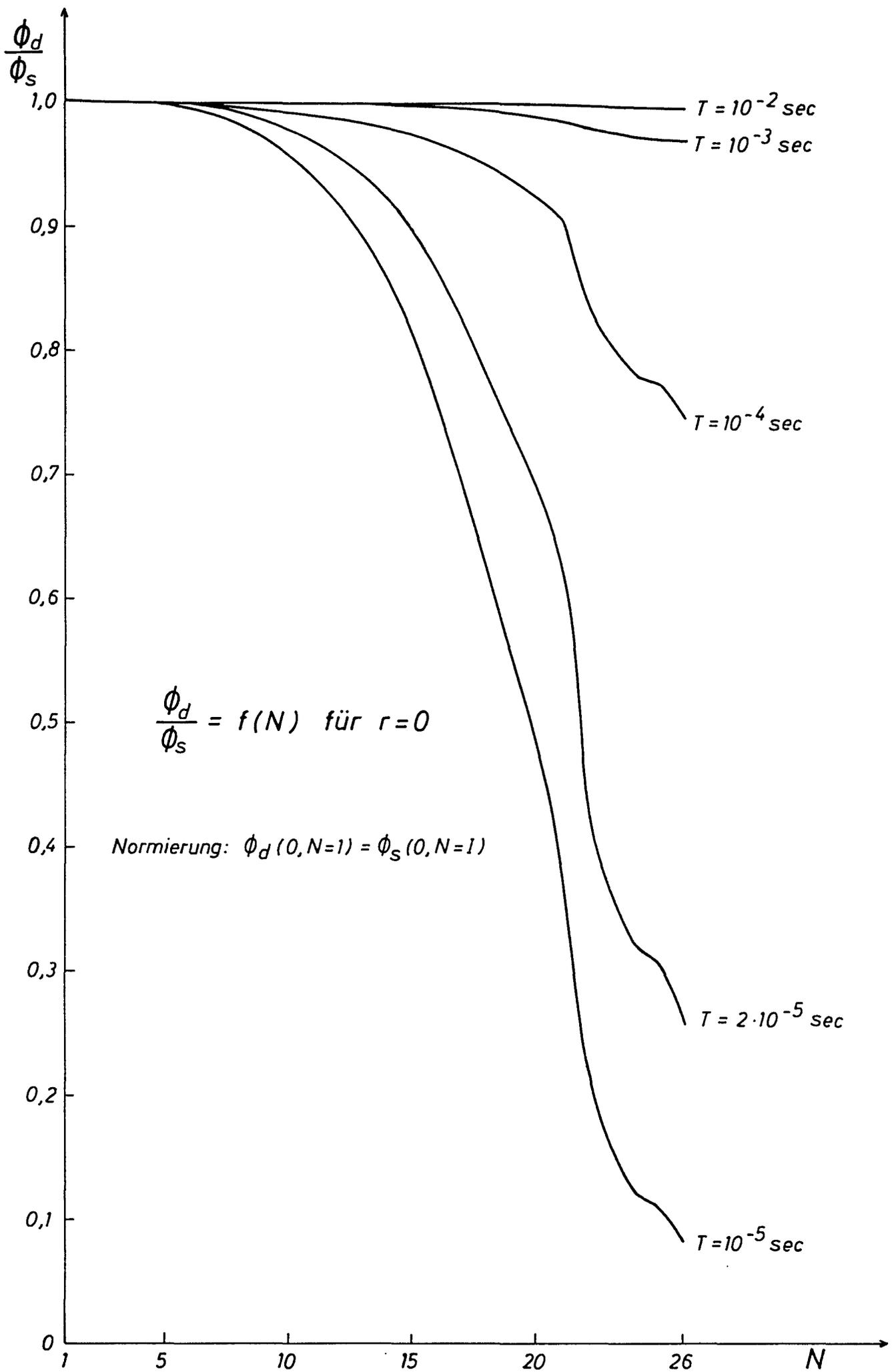


Abb. 1

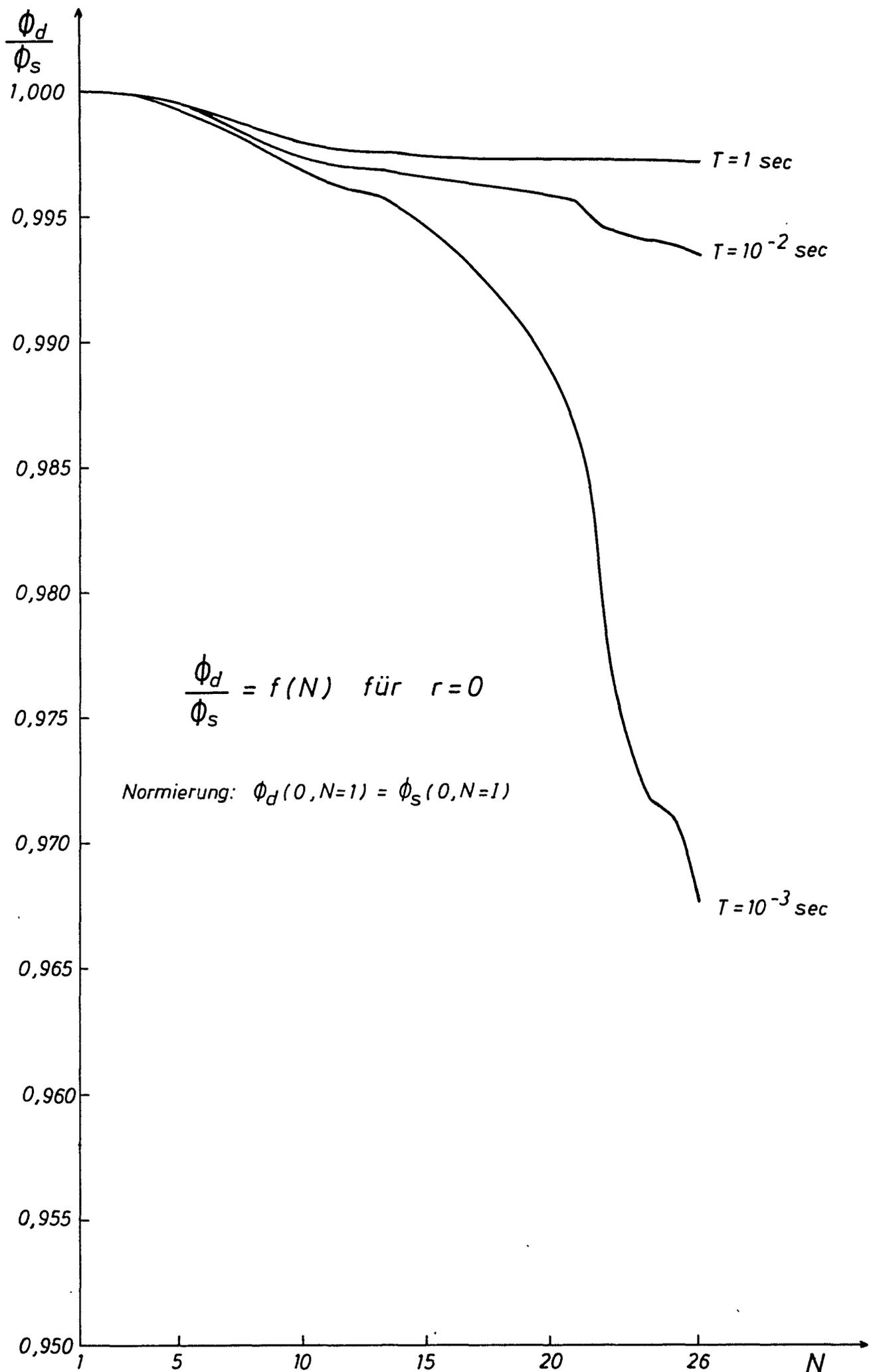


Abb. 2

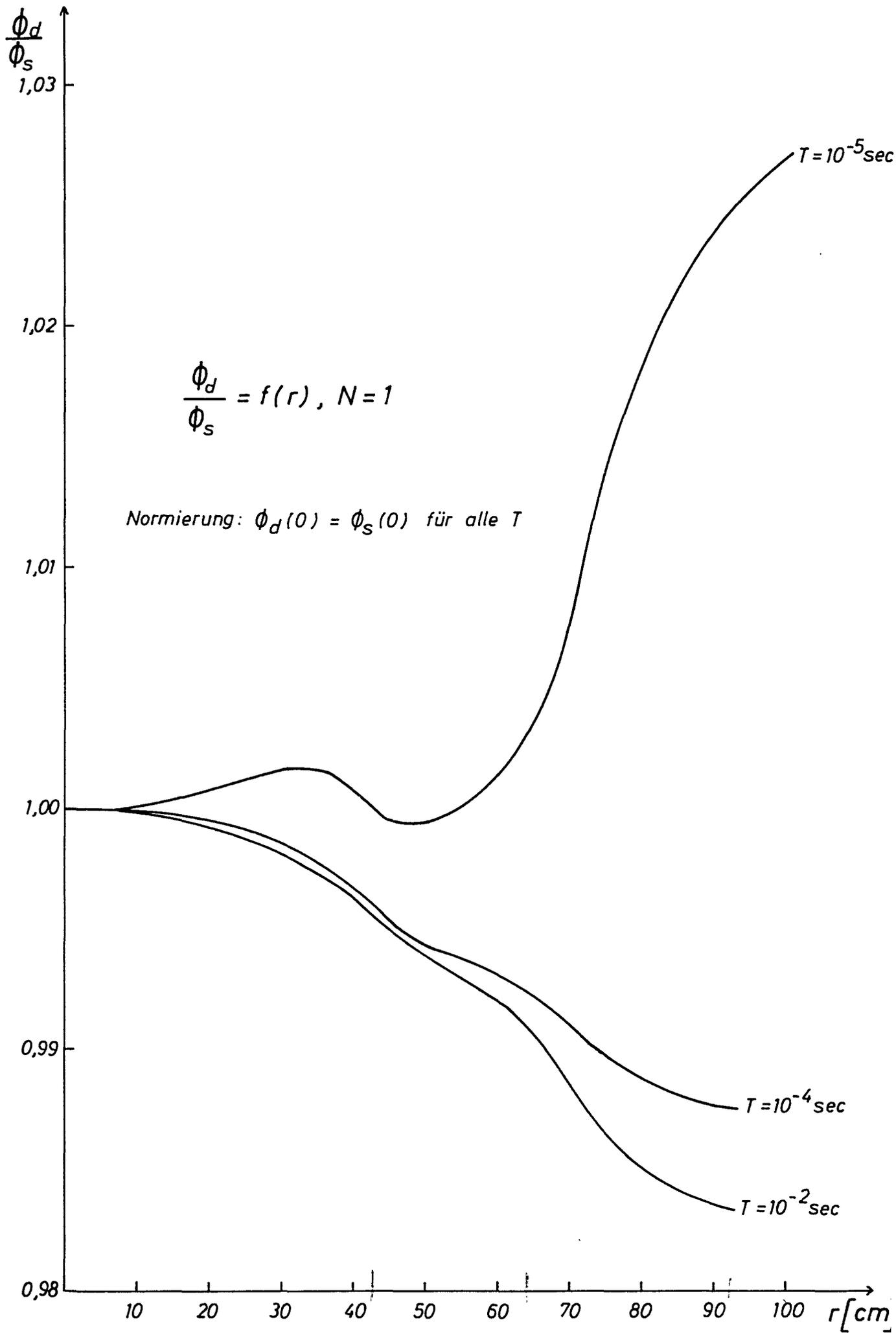


Abb. 3

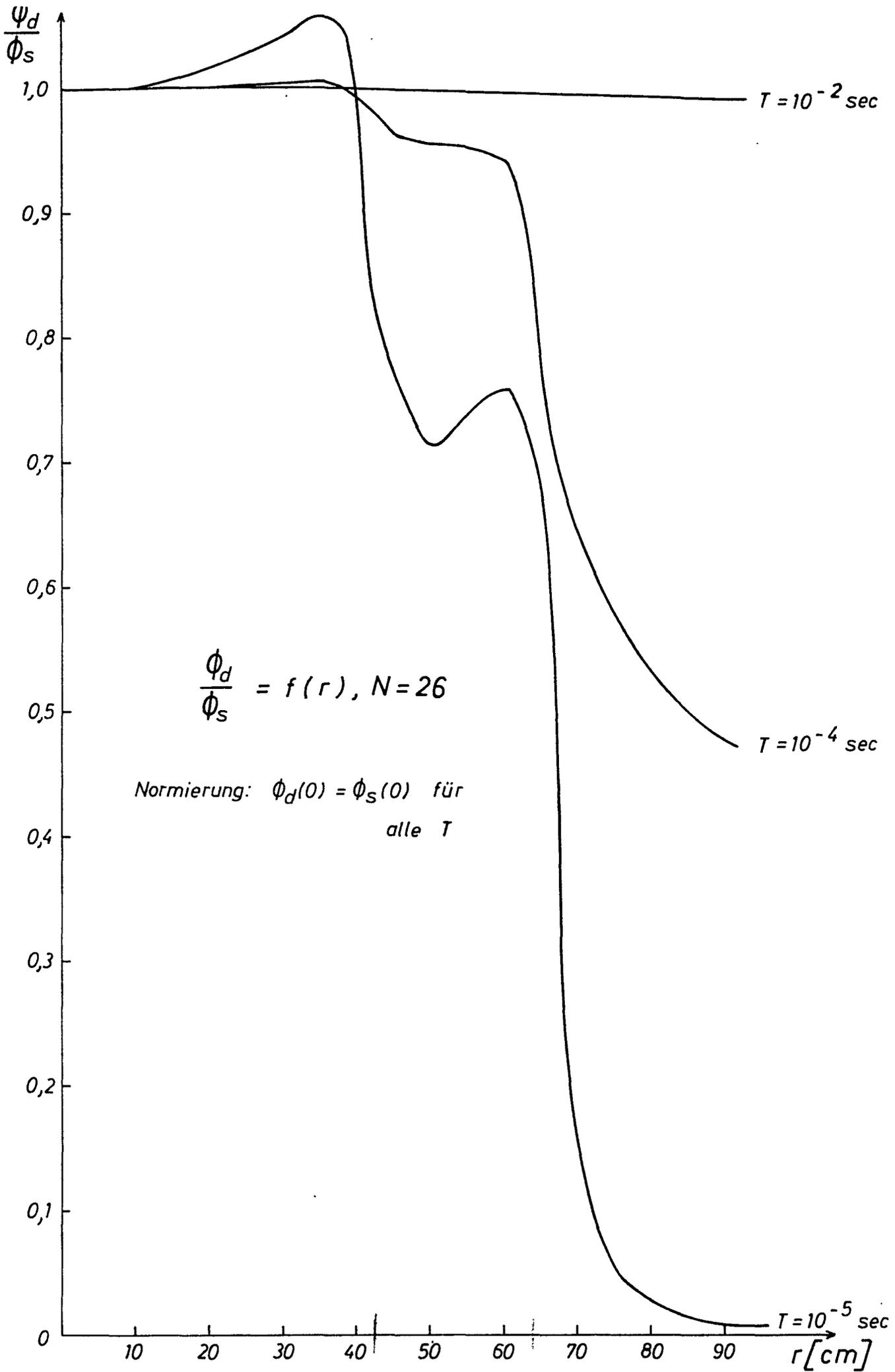


Abb. 4