

**EUR 3615 d**

Vol. II

**EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM**

**ABSORBERWIRKSAMKEIT IN LEICHTWASSERMODERierten  
REAKTOREN**

von

**K. BAUR**

(AEG)

1967



Bericht abgefasst von AEG  
Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft - AEG-Telefunken  
Frankfurt (Main), Deutschland

Euratom-Vertrag Nr. 082-66-1 TEED

## HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, dass die Euratomkommission, ihre Vertragspartner und die in deren Namen handelnden Personen :

keine Gewähr dafür übernehmen, dass die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind, oder dass die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;

keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird in den auf der vierten Umschlagseite genannten Vertriebsstellen

zum Preise von DM 3.20

FF 4,-

FB 40

Lit. 500

Fl. 5,-

verkauft.

**Es wird gebeten, bei Bestellungen die EUR-Nummer und den Titel anzugeben, die auf dem Umschlag jedes Berichts aufgeführt sind.**

Gedruckt von SMEETS  
Brüssel, September 1967

Das vorliegende Dokument, wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

**EUR 3615.d**

**Vol. II**

**ABSORBER EFFICIENCY IN LIGHT WATER MODERATED REACTORS**  
by K. BAUR (AEG)

European Atomic Energy Community - EURATOM  
Report prepared by AEG - Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft  
AEG-Telefunken, Frankfurt (Main) Germany  
Euratom Contract No. 082-66-1 TEED  
Brussels, September 1967 - 26 Pages - 3 Figures - FB 40

In this report the results of experiments, which have been carried out at the critical facility ALIZE in Saclay as described in report EUR 3615 d, Vol. I, are compared with the results of AEG standard calculations. The methods of calculation are described.

**EUR 3615.d**

**Vol. II**

**ABSORBER EFFICIENCY IN LIGHT WATER MODERATED REACTORS**  
by K. BAUR (AEG)

European Atomic Energy Community - EURATOM  
Report prepared by AEG - Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft  
AEG-Telefunken, Frankfurt (Main) Germany  
Euratom Contract No. 082-66-1 TEED  
Brussels, September 1967 - 26 Pages - 3 Figures - FB 40

In this report the results of experiments, which have been carried out at the critical facility ALIZE in Saclay as described in report EUR 3615 d, Vol. I, are compared with the results of AEG standard calculations. The methods of calculation are described.

**EUR 3615.d**

**Vol. II**

**ABSORBER EFFICIENCY IN LIGHT WATER MODERATED REACTORS**  
by K. BAUR (AEG)

European Atomic Energy Community - EURATOM  
Report prepared by AEG - Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft  
AEG-Telefunken, Frankfurt (Main) Germany  
Euratom Contract No. 082-66-1 TEED  
Brussels, September 1967 - 26 Pages - 3 Figures - FB 40

In this report the results of experiments, which have been carried out at the critical facility ALIZE in Saclay as described in report EUR 3615 d, Vol. I, are compared with the results of AEG standard calculations. The methods of calculation are described.

The calculated quantities are multiplication factors, coefficients of reactivity for boron concentration and temperature, and distributions of neutron flux. For cores without absorber plate the measured and calculated effective multiplication factors agree within  $0.006 \Delta k_{eff}$ . In the first calculations for cores with absorber plate the calculated reactivity equivalents of the absorber plates turned out to be too high. When an epithermal logarithmic surface condition  $\bar{\sigma}_a = 0.05$  was used instead of the initially calculated value  $\bar{\sigma}_a = 0.1046$ , agreement between measurement and calculation would be achieved.

When a more realistic energy spectrum of neutron flux at the surface of the absorber plate was used for calculating the average quantity  $\bar{\sigma}_a$ , the result was  $\bar{\sigma}_a = 0.055$ .

The deviations of the calculated coefficients for boron concentration from the measured range from  $+1 \cdot 10^{-3}$  to  $5 \cdot 10^{-3}$  l/mgB. The deviations of the calculated temperature coefficients range from  $-3 \cdot 10^{-3}$  to  $-4 \cdot 10^{-3}$  ( $^{\circ}\text{C}$ ) $^{-1}$ .

The calculated quantities are multiplication factors, coefficients of reactivity for boron concentration and temperature, and distributions of neutron flux. For cores without absorber plate the measured and calculated effective multiplication factors agree within  $0.006 \Delta k_{eff}$ . In the first calculations for cores with absorber plate the calculated reactivity equivalents of the absorber plates turned out to be too high. When an epithermal logarithmic surface condition  $\bar{\sigma}_a = 0.05$  was used instead of the initially calculated value  $\bar{\sigma}_a = 0.1046$ , agreement between measurement and calculation would be achieved.

When a more realistic energy spectrum of neutron flux at the surface of the absorber plate was used for calculating the average quantity  $\bar{\sigma}_a$ , the result was  $\bar{\sigma}_a = 0.055$ .

The deviations of the calculated coefficients for boron concentration from the measured range from  $+1 \cdot 10^{-3}$  to  $5 \cdot 10^{-3}$  l/mgB. The deviations of the calculated temperature coefficients range from  $-3 \cdot 10^{-3}$  to  $-4 \cdot 10^{-3}$  ( $^{\circ}\text{C}$ ) $^{-1}$ .

The calculated quantities are multiplication factors, coefficients of reactivity for boron concentration and temperature, and distributions of neutron flux. For cores without absorber plate the measured and calculated effective multiplication factors agree within  $0.006 \Delta k_{eff}$ . In the first calculations for cores with absorber plate the calculated reactivity equivalents of the absorber plates turned out to be too high. When an epithermal logarithmic surface condition  $\bar{\sigma}_a = 0.05$  was used instead of the initially calculated value  $\bar{\sigma}_a = 0.1046$ , agreement between measurement and calculation would be achieved.

When a more realistic energy spectrum of neutron flux at the surface of the absorber plate was used for calculating the average quantity  $\bar{\sigma}_a$ , the result was  $\bar{\sigma}_a = 0.055$ .

The deviations of the calculated coefficients for boron concentration from the measured range from  $+1 \cdot 10^{-3}$  to  $5 \cdot 10^{-3}$  l/mgB. The deviations of the calculated temperature coefficients range from  $-3 \cdot 10^{-3}$  to  $-4 \cdot 10^{-3}$  ( $^{\circ}\text{C}$ ) $^{-1}$ .

**EUR 3615 d**

Vol. II

**EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM**

**ABSORBERWIRKSAMKEIT IN LEICHTWASSERMODERIERTEN  
REAKTOREN**

von

**K. BAUR**

(AEG)

**1967**



Bericht abgefasst von AEG  
Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft - AEG-Telefunken  
Frankfurt (Main), Deutschland

Euratom-Vertrag Nr. 082-66-1 TEED

## ZUSAMMENFASSUNG

Die im Bericht EUR 3615 d Vol. I, beschriebenen Experimente mit der Kritischen Anordnung ALIZE, Saclay, werden mit AEG-Standardverfahren nachgerechnet.

Die Rechenverfahren werden beschrieben.

Es werden die effektiven Multiplikationsfaktoren, die Borvergiftungskoeffizienten, die Temperaturkoeffizienten und die Neutronenflußtraversen berechnet.

Für die Kerne ohne Absorberplatte stimmen die effektiven Multiplikationsfaktoren innerhalb eines Fehlerbandes von  $\pm 0,006 \Delta k_{eff}$  mit den gemessenen überein. Für die Kerne mit Absorberplatte wurde die Wirksamkeit der Absorberplatte zunächst überschätzt. Mit einer epithermischen logarithmischen Randbedingung  $\bar{\alpha}_2 = 0,05$  an Stelle des ursprünglich berechneten  $\bar{\alpha}_2 = 0,1046$  läßt sich Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung erzielen.

Unter Benutzung eines realistischen Energiespektrums an der Plattenoberfläche bei der Energiemittelung ergibt sich ein berechnetes  $\bar{\alpha}_2$  von 0,055.

Die berechneten Borkonzentrationskoeffizienten sind um  $1 \cdot 10^{-5}$  bis  $5 \cdot 10^{-5}$  1/mgB systematisch zu groß. Die berechneten Temperaturkoeffizienten sind um  $3 \cdot 10^{-2}$  bis  $4 \cdot 10^{-2}$  ( $^{\circ}\text{C}$ )<sup>-1</sup> systematisch zu klein.

## SCHLAGWORTE

CRITICAL ASSEMBLIES  
ALIZE  
CALCULATIONS  
MULTIPLICATION FACTORS  
REACTIVITY

NEUTRON FLUX  
DISTRIBUTION  
BORON  
TEMPERATURE COEFFICIENT

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
1. Beschreibung der Rechenmethoden	5
1.1. Materialkonstanten	5
1.1.1. Materialkonstanten der Brennstabzelle	5
1.1.1.1. Schnelle Gruppe	5
1.1.1.2. Epithermische Gruppe	6
1.1.1.3. Thermische Gruppe	6
1.1.2. Materialkonstanten von Wasserspalt und Reflektor	6
1.1.2.1,2 Schnelle und epithermische Gruppe	7
1.1.2.3. Thermische Gruppe	7
1.1.3 Materialkonstanten der Absorberplatte	7
1.1.3.1. Schnelle Gruppe	7
1.1.3.2. Epithermische und thermische Gruppe	7
1.1.3.2.2. Energiemittelung von $\alpha(E)$ in der epithermischen Gruppe	8
1.1.3.2.3. Die Energiemittelung von $\alpha(E)$ in der thermischen Gruppe	9
1.2. Die Diffusionsrechnung	9
2. Ergebnisse	10
2.1. Absorption in der Platte und Multiplikationsfaktoren	10
2.2. Borkonzentrations- und Temperaturkoeffizienten	10
2.3. Radialer Flußverlauf	11
Tabelle 1	12
Tabelle 2	13
3. Diskussion	14
3.1. Vergleich zwischen Messung und Rechnung	14
3.2. Ungenauigkeiten in der Berechnung	14
3.2.1. Multiplikationsfaktoren ohne Absorberplatte	14
3.2.2. Multiplikationsfaktoren mit Absorberplatte	14

	Seite
3.2.2.1. Verbesserung der Berechnung von $\alpha(E)$	15
3.2.2.2. Ermittlung eines realistischen Flußspektrums	16
3.2.3. Temperaturkoeffizienten	17
Literatur	18
Anhang 1: Abhängigkeit der Schwärzekoeffizienten $G^{(0)}$ und $G^{(1)}$ und der Funktion $\alpha$ von $\Sigma_s/Z$ und $Zd$	19
Anhang 2: Tabelle der Funktion $\alpha$	23
Abb. 1: Berechnete und gemessene Flußverteilung für Alizé Kern 1.	24
Abb. 2: $\alpha$ als Funktion der Lethargie. Epithermisches Flußspektrum an der Plattenoberfläche	25
Abb. 3: $\alpha$ als Funktion von $\Sigma_s/Z$ und $\Sigma \cdot d$	26

Absorberwirksamkeit in leichtwassermoderierten

Reaktoren

Bericht Nr. 2 (+)

1. Beschreibung der Rechenmethoden.

Das AEG-Verfahren der Berechnung von Brennstabgittern benutzt die Gruppendiffusionsmethode mit 3 Energiegruppen, die als schnelle, epithermische und thermische Gruppe bezeichnet werden. Die Grenzen der Energiegruppen liegen bei 5,53 keV und 0,625 eV. Im Falle der vorliegenden kritischen Anordnung Alizé erfolgt die Berechnung in zwei Schritten:

- Berechnung der Materialkonstanten
- Berechnung der Kritikalität mittels Diffusionsrechnung

Die Borkonzentrations- und Temperaturkoeffizienten werden aus Kritikalitätsrechnungen für variierte Parameterwerte bestimmt.

1.1. Die Materialkonstanten

Die Materialkonstanten sind makroskopische spektrums-gemittelte Querschnitte oder analoge Größen und werden mit dem von der AEG entwickelten ZELL-Programm berechnet.

1.1.1. Materialkonstanten der Brennstabzelle.

Unter einer Brennstabzelle ist ein Brennstab mit dem ihm zugehörigen quadratisch begrenzten Moderatorvolumen zu verstehen.

1.1.1.1. Schnelle Gruppe

Die Berechnung der schnellen Gruppenkonstanten beruht auf einer modifizierten Form des MUFT-codes. MUFT berechnet das schnelle und epithermische Spektrum in einem 54-Energiegruppenkonzept als Funktion der Isotopenkonzentrationen. Die Abhängigkeit der spektrums-gemittelten mikroskopischen Wirkungsquerschnitte von diesen Isotopenkonzentrationen ist in den ZELL-code einprogrammiert.

(+) Manuskript erhalten am 10. Juli 1967.

### 1.1.1.2 Epithermische Gruppe

Der epithermische Energiebereich wird in drei Untergruppen eingeteilt, wobei die Grenzen bei 167eV und 6,48 eV gezogen werden. Die Resonanzabsorption des U 238 liegt damit ganz in der obersten Energiegruppe. Das U 238-Resonanzintegral und seine Temperaturabhängigkeit werden nach der empirischen Beziehung von Hellstrand et.al.(2) unter Berücksichtigung der Dancoff-Korrektur berechnet.

Die Transport- und Bremsquerschnitte werden nach dem in Abschnitt 1.1.1.1. beschriebenen Verfahren ermittelt.

### 1.1.1.3. Thermische Gruppe

Der thermische Energiebereich wird in 105 Untergruppen aufgeteilt. Innerhalb jeder Energiegruppe werden durch integrale Transporttheorie Flußgewichtsfaktoren für die Materialzonen bestimmt. Mit den Flußgewichten werden die Querschnitte gewogen, aus denen dann nach Wilkins das thermische Spektrum für die ganze Brennstabzelle berechnet wird. Die mikroskopischen Querschnitte werden über dieses Spektrum gemittelt. Darauf folgt die Berechnung der Flußgewichtsfaktoren für die ganze thermische Gruppe mittels der integralen Transporttheorie. Schließlich werden durch eine Fluß- und Volumenwägung die makroskopischen Gruppenkonstanten gewonnen.

### 1.1.2. Materialkonstanten von Wasserspalt und Reflektor.

Im Wasserspalt und im Reflektor ist die Mittelung der Querschnitte über die Energie nicht eindeutig, da an der Grenze zwischen der Brennstoffzone und dem Reflektor kein asymptotisches Spektrum vorliegt. Die Wahl eines asymptotischen Spektrums für den Reflektor und den Wasserspalt ist nicht frei von Willkür.

### 1.1.2.1,2 Schnelle und epithermische Gruppe

Für die schnelle und die epithermische Gruppe ist die Wahl des Spektrums und damit die Energiemittelung kein Problem, weil die Absorption minimal und die Streuung praktisch energieunabhängig ist. Zur Bestimmung der Gruppenkonstanten wurde unter Benutzung der beschriebenen Rechenverfahren ein Spektrum zugrundegelegt, das einer Materialmischung von Brennstoffgitter und Moderator entspricht. Dabei wurden willkürlich die Materialien einer Wigner-Seitz-Zelle mit dem Wasser eines Reflektorvolumens von der Größe der Wigner-Seitz-Zelle verschmiert.

### 1.1.2.3. Thermische Gruppe

Für die thermische Gruppe wird ein asymptotisches Spektrum für den Moderator allein angenommen, das wiederum nach Wilkins berechnet wird.

### 1.1.3. Materialkonstanten der Absorberplatte.

In der Diffusionsrechnung zur Ermittlung der Kritikalität wird die Absorberplatte durch das Konzept der logarithmischen Randbedingung berücksichtigt. Es müssen die energiegemittelten Größen  $\bar{\alpha}_i = -J_i/\phi_i$  angegeben werden, wo  $\phi_i$  der Neutronenfluß und  $J_i$  der Nettostrom der Energiegruppe  $i$  ist.

#### 1.1.3.1. Schnelle Gruppe

Es wird angenommen, daß die Platte keine schnellen Neutronen absorbiert. Daraus folgt  $\bar{\alpha}_1 = 0$ .

#### 1.1.3.2. Epithermische und thermische Gruppe

Die Berechnung von  $\bar{\alpha}_2$  und  $\bar{\alpha}_3$  erfolgt in zwei Schritten:

- Berechnung der Größe  $\alpha(E)$  als Funktion der Energie

- Mittelung der Größen  $\alpha(E)$  über das Energiespektrum an der Plattenoberfläche.

#### 1.1.3.2.1. Berechnung der energieabhängigen Größen $\alpha(E)$ .

Zunächst werden sogenannte Schwärzekoeffizienten  $G^{(0)}(E)$  und  $G^{(1)}(E)$  als Funktionen der Energie berechnet. Die Schwärze  $G$  ist gleich dem Verhältnis  $A/J^-$  der pro Zeit- und Flächeneinheit in der Platte absorbierten Neutronen  $A$  zum Strom  $J^-$  der anfallenden Neutronen. Der Schwärzekoeffizient  $G^{(n)}$  ist die Schwärze bei einer Winkelverteilung  $\mu^n$  der anfallenden Neutronen, wobei  $\mu$  der Kosinus des Winkels zwischen der Bahn des Neutrons und der Flächennormale ist.

Die Schwärzekoeffizienten  $G^{(n)}(E)$  hängen nur von den Material- und Geometrieigenschaften der Absorberplatte ab, nämlich von der optischen Dicke  $\Sigma \cdot d$  und von dem Verhältnis  $\Sigma_s/\Sigma$  vom Streuquerschnitt  $\Sigma_s$  zum Gesamtquerschnitt  $\Sigma$ .  $d$  ist die geometrische Dicke der Platte. (Siehe Anhang 1)

Unter der Annahme, daß die Diffusionsnäherung auch an der Oberfläche der Platte anwendbar ist, ergibt sich dann

$$\alpha(E) = \frac{1}{2} \cdot \frac{G^{(0)}(E)}{2 - G^{(1)}(E)}$$

#### 1.1.3.2.2. Energiemittelung von $\alpha(E)$ in der epithermischen Gruppe.

Im epithermischen Energiebereich ist die Absorberplatte grau. Da  $\alpha(E)$  im epithermischen Bereich stark mit der Energie variiert (vgl. Abb. 2), hängt  $\bar{\alpha}_2$  empfindlich von der Wahl des Spektrums an der Plattenoberfläche ab.

Bei der in Abschnitt 1.1.1. und 1.1.2. beschriebenen

Berechnung der Wirkungsquerschnitte der die Absorberplatte umgebenden Zonen wird das epithermische Spektrum nicht explizit ermittelt, so daß kein berechnetes Spektrum zur  $\alpha(E)$ -Mittelung zur Verfügung steht. Deshalb wird als erster und einfachster Schritt angenommen, daß das Spektrum einen  $1/E$ -Verlauf hat. Im Abschnitt 3.2.2.2. wird der Versuch, ein realistischeres Spektrum zu finden, beschrieben.

#### 1.1.3.2.3. Die Energiemittelung von $\alpha(E)$ in der thermischen Gruppe

Im thermischen Energiebereich ist die Absorberplatte nahezu schwarz, was zu  $\alpha(E)$ -Werten führt, die nahe an 0,5 liegen. Die richtige Beschreibung des Spektrums an der Plattenoberfläche ist deshalb von sehr untergeordneter Bedeutung. Im vorliegenden Fall wurde ein Maxwellspektrum benutzt.

#### 1.2. Die Diffusionsrechnung

Die Berechnung der Kritikalität und des Flußverlaufs wird mit dem Programm PDQ-42 durchgeführt, einer AEG-Version des zweidimensionalen Diffusionscodes PDQ. Durch die kritische Anordnung wird zu diesem Zweck ein horizontaler Schnitt gelegt. Der Neutronenverlust in der vertikalen Richtung wird durch ein axiales Buckling erfaßt, und die dazu erforderliche Extrapolationsdistanz  $\delta$  nach Deutsch (3) aus der Wanderfläche  $M^2$  des Brennstoffgitters bestimmt:

$$\delta = 3,0 \text{ cm} + 0,1 \text{ cm}^{-1} \cdot M^2.$$

## 2. Ergebnisse

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in den Tabellen 1 und 2 dargestellt. Die Tabellen enthalten für jede kritische Anordnung in der oberen Zeile die gemessenen Werte und in der unteren die berechneten.

### 2.1. Absorption in der Platte und Multiplikationsfaktoren

Die Mittelung über ein Maxwellspektrum in der thermischen und über ein  $1/E$ -Spektrum in der epithermischen Gruppe ergab  $\bar{\alpha}_3 = 0,483$  und  $\bar{\alpha}_2 = 0,1046$ . Für  $\bar{\alpha}_2 = 0,1046$  wurde in einem Fall "Kern 1, erste Nachrechnung" der effektive Multiplikationsfaktor berechnet. In zwei Fällen, "Kern 1, zweite Nachrechnung", und "Kern 5" wurde mit dem Wert

$\bar{\alpha}_2 = 0,05$  gerechnet. Dieser Wert wurde durch die Forderung einer optimalen Übereinstimmung der Eigenwerte von Experiment und Nachrechnung für beide Kerne festgelegt. Für die Fälle "Kern 1, Zweite Nachrechnung" und "Kern 5" sind somit das eigentliche Ergebnis der Rechnung nicht die effektiven Multiplikationsfaktoren, sondern der rechnerisch ermittelte  $\bar{\alpha}_2$ -Wert von 0,05. Die rechnerische Änderung des effektiven Multiplikationsfaktors mit dem  $\bar{\alpha}_2$ -Wert ergab  $\frac{\Delta k_{\text{eff}}}{\Delta \bar{\alpha}_2} = 0,178$ .

### 2.2. Borkonzentrations- und Temperaturkoeffizienten

Die in den Tabellen angegebenen gemessenen Koeffizienten sind mit einem Anteil verzögerter Neutronen von  $\beta_{\text{eff}} = 0,0075$  aus Verdopplungszeiten ermittelt worden. Dieser Wert wurde durch eine Störungsrechnung mit 3 Gruppen prompter und 2 Gruppen verzögerter Neutronen berechnet (Bericht 1, Seite 35). Die im Bericht 1 angegebenen Koeffizienten sind dagegen mit  $\beta = 0,0064$  ausgerechnet worden. Sie sind also um den Faktor  $64/75$  kleiner.

## II

Die berechneten Borkonzentrationskoeffizienten sind durch Berechnung des effektiven Multiplikationsfaktors für borvergiftete und -unvergiftete Kerne bestimmt worden.

Zur Bestimmung der Temperaturkoeffizienten  $\partial k_{\text{eff}}/\partial T$  wurde  $k_{\text{eff}}$  für jeweils 3 verschiedene Temperaturen  $T$  berechnet. Der Temperaturverlauf wurde durch eine Parabel durch die drei Meßpunkte dargestellt:

$$\rho \cdot 10^5 = AT^2 + BT + C$$

Die gemessenen und berechneten Parabelkoeffizienten A und B enthält Tabelle 2. Die in Tabelle 1 angegebenen berechneten Temperaturkoeffizienten sind die Steigungen der Tangenten der berechneten Parabeln bei der jeweils eingegebenen Temperatur.

### 2.3. Radialer Flußverlauf.

Die Abbildung 1 zeigt die gemessenen und berechneten thermischen und epithermischen Flußverläufe für den Kern 1 mit  $\bar{\alpha}_2 = 0,1046$  und  $\bar{\alpha}_2 = 0,05$ . Die Kurven des thermischen Flusses sind im Großen Abstand von der Platte auf die Meßwerte normiert.

Tabelle 1

Kern		Temperatur	Bor- konzentration C	Epith.Log. Rand- bedingung $\alpha_2$	Multi- plikations- faktor $k_{eff}$	Bor- koef- fizient $10^5 \frac{\partial k_{eff}}{\partial C}$	Tempe- ratur- koeffizient $10^5 \frac{\partial k_{eff}}{\partial T}$	$10^5 \frac{k_{eff}(T+20^\circ) - k_{eff}(T)}{20^\circ}$
		T  °C						
		°C	mgB/l			1/mgB	(°C) <sup>-1</sup>	(°C) <sup>-1</sup>
1 erste Nachr.	gemessen	21,98	52,85		1,00000			
	gerechnet			0,1046	0,98707			
1 zweite Nachr.	gemessen	21,98	52,85		1,00000	-32,0±0,13	-8,94± 0,1	-11,46
	gerechnet			0,05	0,99667	-27,0	-11,94	-11,78
2	gemessen	22,19	334,91		1,00000	-29,0± 0,98	-0,39±0,02	- 1,49
	gerechnet			-	1,00103	-27,4	-3,53	-2,19
3	gemessen	23,02	75,2		1,00000	-33,4±0,73	-2,16±0,2	-
	gerechnet				0,99550	-31,1	-6,42	-4,60
4	gemessen	25,87	120,95		1,00000	-29,1±0,78	-	-
	gerechnet			-	0,99476	-28,2	-	-
5	gemessen	23,02	76,17		0,896	-	-	-
	gerechnet			0,05	0,89322	-26,0	-	-

Tabelle 2

Kern		A (°C) <sup>-2</sup>	B (°C) <sup>-1</sup>
1	gemessen	-0,0756±0,001	-6,62±0,17
	gerechnet	+0,008	-12,29
2	gemessen	-0,0492±0,0003	+1,68±0,03
	gerechnet	+0,067	-6,50
3	gemessen	-	-
	gerechnet	+0,082	-10,02

### 3. Diskussion

#### 3.1. Vergleich zwischen Messung und Rechnung

Aus dem Quotienten  $\partial k_{\text{eff}} / \partial \bar{\alpha}_2 = 0,178$  und aus Tabelle 1 ist ersichtlich, daß die mit  $\bar{\alpha}_2 = -0,1046$  berechneten effektiven Multiplikationsfaktoren um  $0,013 \Delta k$  tiefer liegen als sie das Experiment ergibt. Für die Kerne ohne Absorberplatte weichen die berechneten Multiplikationsfaktoren innerhalb eines Fehlerbandes von  $\pm 0,006 \Delta k$  von der Messung ab.

Die Borkonzentrationskoeffizienten sind um  $1 \cdot 10^{-5}$  bis  $5 \cdot 10^{-5}$  1/mgB systematisch zu groß. Die Temperaturkoeffizienten sind um  $3 \cdot 10^{-5}$  bis  $4 \cdot 10^{-5} (\text{°C})^{-1}$  systematisch zu klein.

#### 3.2. Ungenauigkeiten in der Berechnung

##### 3.2.1. Multiplikationsfaktoren ohne Absorberplatte

Der berechnete Multiplikationsfaktor des großen Kernes ohne Absorberplatte (Kern 2) ist um etwa 0.005 größer als die berechneten Multiplikationsfaktoren der beiden kleinen Kerne ohne Absorberplatte (Kerne 3 und 4). Das kann an der relativ starken Borvergiftung des großen Kernes 2 liegen. Die Wirksamkeit der Borvergiftung kann durch zwei Effekte zu klein berechnet werden, erstens durch einen zu kleinen Anteil des Isotops  $B^{10}$  und zweitens durch die Vernachlässigung der Absorption des Bor im epithermischen Energiebereich.

##### 3.2.2. Multiplikationsfaktoren mit Absorberplatte.

Der Vergleich des großen Kernes mit Absorberplatte (Kern 1) mit dem kleinen Kern ohne Absorberplatte (Kern 3) zeigt, daß mit den zunächst berechneten Werten  $\bar{\alpha}_3 = 0,483$

und  $\bar{\alpha}_2 = 0,1046$  die Absorberwirksamkeit der Platte überschätzt wird.- Der Kern 3 wurde zum Vergleich herangezogen, weil seine Borvergiftung der des Kernes 1 am nächsten kommt.

Da die Platte keine schnellen und praktisch alle einfallenden thermischen Neutronen absorbiert, kann der Fehler in der berechneten Wirksamkeit der Platte nur in ihrer epithermischen Absorption liegen. Diese Annahme wird dadurch erhärtet, daß durch den empirischen Wert  $\bar{\alpha}_2 = 0,05$  gute Übereinstimmung mit der Messung für beide Kerne 1 und 5 zu erzielen ist.

Der Vergleich zwischen den gemessenen und den berechneten radialen Flußverläufen deutet ebenfalls auf einen  $\bar{\alpha}_2$  -Wert von 0,05 hin (vgl. Abb.1).

Es erhebt sich die Frage, ob dieser Wert durch eine Verbesserung der Rechenmethoden theoretisch begründet werden kann. Dazu gibt es zwei Ansatzpunkte, erstens die Berechnung von  $\alpha(E)$  zu verbessern und zweitens für die Energiemittelung ein realistischeres Spektrum zu benutzen.

### 3.2.2.1. Verbesserung der Berechnung von $\alpha(E)$

Eine Verbesserung des Betrages von  $\bar{\alpha}_2$  ist möglich, wenn man von der Annahme abgeht, daß in der Nähe der Plattenoberfläche die Diffusionsgleichung erfüllt ist. Die Berechnung läßt sich verbessern, wenn man für die Diffusionsrechnung die Randbedingung nicht unmittelbar an der Plattenoberfläche sondern an einer etwas in das Brennstoff-Moderator-Gemisch hinein verlegten Ebene vorschreibt, wo die Voraussetzungen der Diffusionstheorie besser erfüllt sind. Eine Abschätzung der damit erreichten Änderung

von  $\alpha(E)$  zeigt jedoch, daß der große Unterschied zwischen  $\bar{\alpha}_2 = 0,1046$  und  $\bar{\alpha}_2 = 0,05$  nicht erklärt werden kann.

Zu erwarten sind nämlich Unterschiede in der Größenordnung von 10 %, wie sie bei der Behandlung des Platteninneren mit Transporttheorie anstelle von Diffusionstheorie auftreten. Eine bessere Beschreibung der Plattenwirksamkeit auf diese Weise zu erreichen ist somit nicht aussichtsreich.

### 3.2.2.2. Ermittlung eines realistischen Flußspektrums.

Um den Einfluß des Spektrums auf  $\bar{\alpha}_2$  zu untersuchen, wurde  $\alpha(E)$  über ein mit dem GAM-code explizit berechnetes Spektrum gemittelt. Abbildung 2 zeigt  $\alpha(E)$  und das benutzte Spektrum. Bei der Mittelung über dieses Spektrum reduziert sich  $\bar{\alpha}_2$  schon um den Faktor 0,92.

In Wirklichkeit ist jedoch das Flußspektrum an der Plattenoberfläche von dem asymptotischen GAM-Spektrum sicher sehr verschieden, weil der Neutronenfluß bei großer Lethargie zur Platte hin stärker abfällt als bei kleiner Lethargie. Das in Abbildung 2 eingezeichnete Spektrum für die Plattenoberfläche ist mit stark vereinfachenden Annahmen aus dem GAM-Spektrum unter Berücksichtigung dieser Tatsache gewonnen worden

Für jede Lethargie wurden kosinusförmige Flußverläufe senkrecht zur Platte angenommen, die an der Plattenoberfläche an die logarithmische Randbedingung  $\alpha(E)$  und in einem bestimmten Abstand von der Platte an die Neutronenenergieverteilung der GAM-Rechnung angepaßt wurden.

Mittelt man  $\alpha(E)$  über dieses Spektrum, so reduziert sich  $\bar{\alpha}_2$  um den Faktor 0,53. Man erhält  $\bar{\alpha}_2 = 0,055$  in guter Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 2 ermittelten Wert von 0,05. Diese Abschätzung zeigt, daß bei der Berechnung

der epithermischen Plattenabsorption die Genauigkeit entscheidend von der Wahl des Spektrums abhängt, und daß gemessen daran die Berechnung von  $\alpha(E)$  hinreichend gut ist.

### 3.2.3. Temperaturkoeffizienten

Bei der Bestimmung des Temperaturverlaufs der Reaktivität wurden die Temperaturabstände relativ eng gewählt. Rechenungenauigkeiten gehen deshalb in die Krümmung der durch die Rechenpunkte bestimmten Parabel sehr stark ein. Dadurch entstehen zwischen Rechnung und Messung Abweichungen bis zu  $4 \cdot 10^{-5} (\text{°C})^{-1}$ . Besser zum Vergleich mit dem Experiment sind deshalb die Differenzenquotienten geeignet. Diese stimmen für Temperaturerhöhungen von  $T$  auf  $T + 20^{\circ}$  innerhalb  $1 \cdot 10^{-5} (\text{°C})^{-1}$  mit den gemessenen überein.

Literatur

- (1) Absorberwirksamkeit in leichtwassermoderierten Reaktoren, Bericht Nr. 1, AEG-Kernenergieanlagen, EURATOM-VERTRAG Nr. 082-66-1 TEE D, Juli 1966  
EUR 3615 d, Vol. I
- (2) E. Hellstrand, J. appl. Phys. 28 (1957) 1493  
E. Hellstrand et.al., Nucl. Science and Engr. 8  
(1960) 497
- (3) R.W. Deutsch, Reactor Science and Techn. 14 (1961) 168
- (4) A. Sauer, Thermal Utilization in the Square Lattice Cell, J. Nucl. Energy A/B 18 425 (1964)

Anhang 1: Abhängigkeit der Schwärzekoeffizienten  $G^{(0)}$  und  $G^{(1)}$  und der Funktion  $\alpha$  von  $\Sigma_t d$  und  $\Sigma_s/\Sigma_t$

---

Für einen beliebigen Stoßvorgang im Innern der Absorberplatte werden die Schwärze  $G$  und die Entkommwahrscheinlichkeit  $P$  folgendermaßen definiert:

$G$  = Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein einfallendes Neutron innerhalb der Platte einen Stoß erleidet.

$P$  = Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein von einer isotropen Quelle ausgesandtes Neutron dem Stoß entkommt.

Die Schwärze  $G$  hängt von der Winkelverteilung der einfallenden Neutronen ab. Es sei

$G^{(0)}$  = Schwärze für eine Winkelverteilung  $\mu^n$  der einfallenden Neutronen, wo

$$\mu = \cos \star \text{ (Flächennormale, Bahn des Neutrons)}$$

$P^{(0)}$  = Entkommwahrscheinlichkeit für eine homogen verteilte isotrope Quelle im Innern der Platte.

Wenn der Transportkern des Stoßvorganges symmetrisch ist, was meistens der Fall ist, dann gilt

$$G^{(0)} = 2 \cdot d \cdot \Sigma \cdot P^{(0)} \quad (1)$$

( $d$  = Dicke der Platte,  $\Sigma$  makroskopischer Wirkungsquerschnitt für den speziellen Stoßvorgang).

Wir betrachten zwei verschiedene Stoßvorgänge:

- a) den Erststoß ( $\tilde{G}, \tilde{G}^{(n)}, \tilde{P}, \tilde{P}^{(n)}, \dots$ )  
 b) Absorption in der Platte ( $G, G^{(n)}, \dots$ ).

Der Erststoßvorgang kann genau so behandelt werden wie Absorption ohne Streuung. Nur wird der Absorptionsquerschnitt  $\Sigma_a$  durch den Gesamtquerschnitt  $\Sigma_t$  ersetzt. Also gilt für die Absorberplatte

$$G^{(m)} = 1 - (m+2) \cdot E_{m+3}(d \cdot \Sigma_t) \quad (2)$$

( $E_n(x)$  = Exponentialintegral).

Die Beziehung zwischen Absorptions-Schwärze und Erststoß-Schwärze ist

$$G = \tilde{G} \cdot \left( \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} + \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} (1 - \tilde{P}_1) \left( \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} + \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} (1 - \tilde{P}_2) \left( \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} + \dots \right) \right) \right)$$

wo  $\tilde{P}_1, \tilde{P}_2, \dots$  die Entkommwahrscheinlichkeiten nach dem ersten, zweiten, ... Stoß sind.

Im folgenden wenden wir die Näherung konstanter Stoßdichte an:  
 $\tilde{P}_1 = \tilde{P}_2 = \dots = \tilde{P}^{(0)}$

Dann gilt:

$$\frac{G}{\tilde{G}} = \frac{\frac{\Sigma_a}{\Sigma_t}}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} (1 - \tilde{P}^{(0)})} \quad (3)$$

Die rechte Seite der Gleichung (3) ist unabhängig von der Winkelverteilung der einfallenden Neutronen.

Mit  $\gamma = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t}$  und  $x = d \cdot \Sigma_t$  folgt aus (1), (2) und (3)

$$G^{(0)} = \frac{\gamma (1 - 2E_3(x))}{1 - (1 - \gamma) \cdot \left( 1 - \frac{1}{2x} (1 - 2E_3(x)) \right)} \quad (4)$$

und

$$G^{(1)} = \frac{1 - 3 E_y(x)}{1 - 2 E_3(x)} \cdot G^{(0)} \quad (5)$$

Wir leiten nun die Beziehung zwischen  $\alpha$ ,  $G^{(0)}$  und  $G^{(1)}$  her.  
Die Annahme

$$\varphi(\mu) = a + b\mu, \quad |\mu| = 1$$

an der Oberfläche der Absorberplatte ist äquivalent der Annahme, daß die Diffusionsnäherung dort gilt. Mit

$$\alpha = \frac{\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu \varphi(\mu) d\mu}{\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \varphi(\mu) d\mu}$$

ist  $\varphi(\mu)$  von der Form

$$\varphi(\mu) = \varphi_0 \cdot (1 + 3\alpha\mu).$$

Aus der Definition der Schwärze folgt, daß  $G = \text{Absorber- rate } A/\text{Strom der einfallenden Neutronen } J^+$ .

Wegen der Symmetrie der kritischen Anordnung gilt

$$G = \frac{J^+ - J^-}{J^+} = \frac{2\alpha}{\frac{1}{2} + \alpha} \quad (7)$$

Andererseits ist

$$G = \frac{G^{(0)} J^{+(0)} + 3\alpha G^{(1)} J^{+(1)}}{J^{+(0)} + 3\alpha J^{+(1)}} = \frac{\frac{1}{2} G^{(0)} + \alpha G^{(1)}}{\frac{1}{2} + \alpha} \quad (8)$$

Durch Vergleich von (7) und (8) ergibt sich

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{G^{(0)}}{2 - G^{(1)}} \quad (9)$$

Die Herleitung der Formel (9) ist nur näherungsweise mit der Annahme (6) konsistent.

Weitere Verfeinerungen der Methode sind beschrieben in  
A. Sauer, Thermal Utilization in the Square Lattice Cell,  
J. Nucl. Energy A/B13, 425 (1964).

Anhang 2: Tabelle der Funktion  $\alpha$

$\frac{\Sigma s}{\Sigma d}$	0	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8
0,25	0,10327	0,09454	0,08556	0,06657	0,04608	0,02398
0,50	0,18615	0,17186	0,15689	0,12430	0,08788	0,04675
0,75	0,25450	0,23657	0,21729	0,17420	0,12579	0,06840
1,0	0,31021	0,38984	0,26790	0,21850	0,15985	0,08876
1,25	0,35464	0,33287	0,30927	0,25544	0,18993	0,10775
1,50	0,38949	0,36705	0,34258	0,28465	0,21605	0,12520
1,75	0,41646	0,39378	0,36892	0,31126	0,23834	0,14104
2,0	0,43706	0,41445	0,38837	0,33153	0,25717	0,15538
2,50	0,46451	0,44232	0,41795	0,36055	0,28586	0,17949
3,00	0,48005	0,45837	0,43412	0,37732	0,30517	0,19809
3,50	0,48879	0,46753	0,44421	0,38946	0,31786	0,21210
4,00	0,49366	0,47271	0,44977	0,39560	0,32607	0,22235
5,00	0,49797	0,47731	0,45482	0,40237	0,33470	0,23524

Nach: C.W. Maynard, Blackness Theory and Coefficients for Slab Geometrie, Nucl. Science and Engineering 6, 174 (1950)

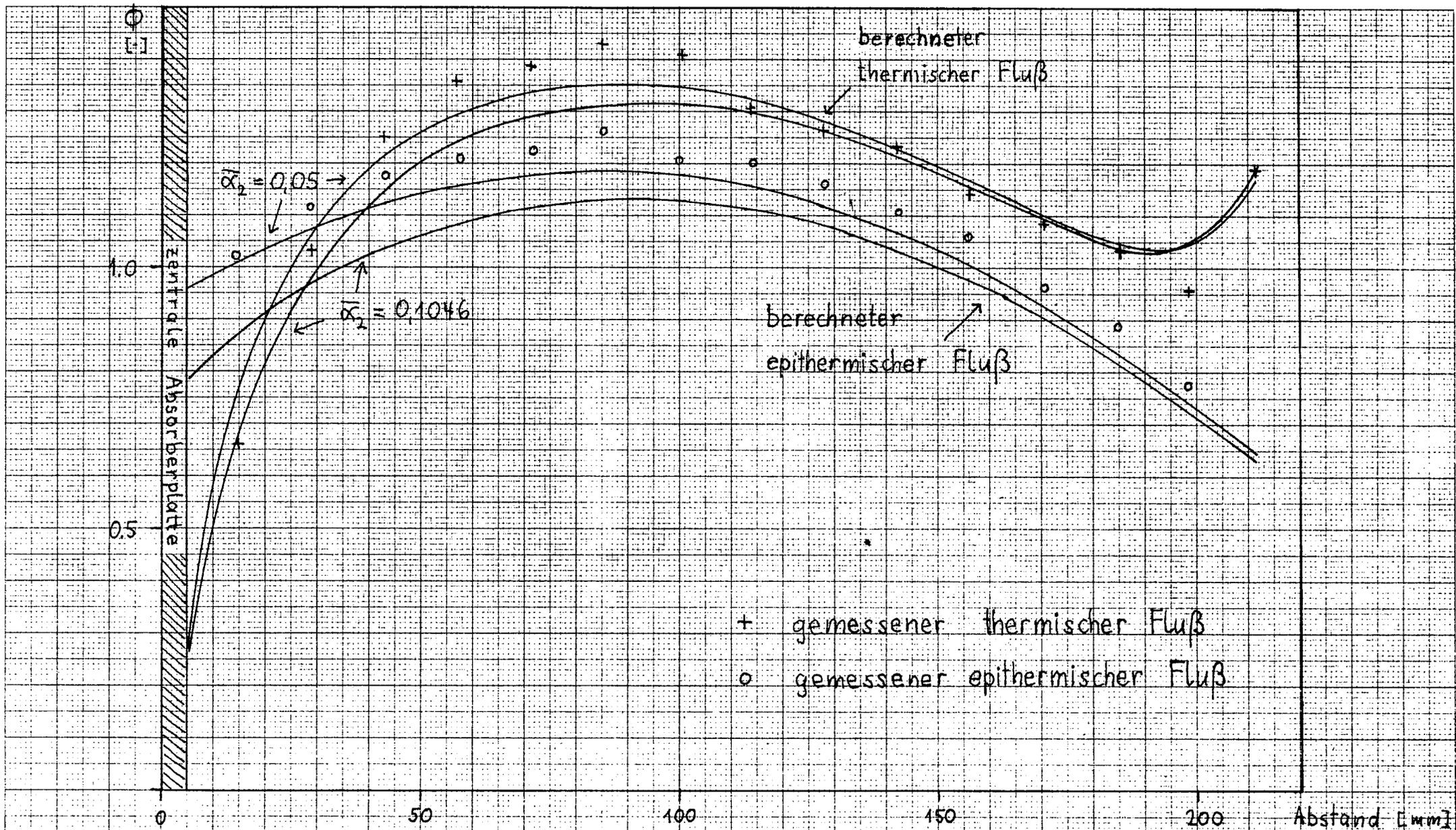


Abb. 1: Berechnete und gemessene radiale Flußverteilungen für Alizé Kern 1.

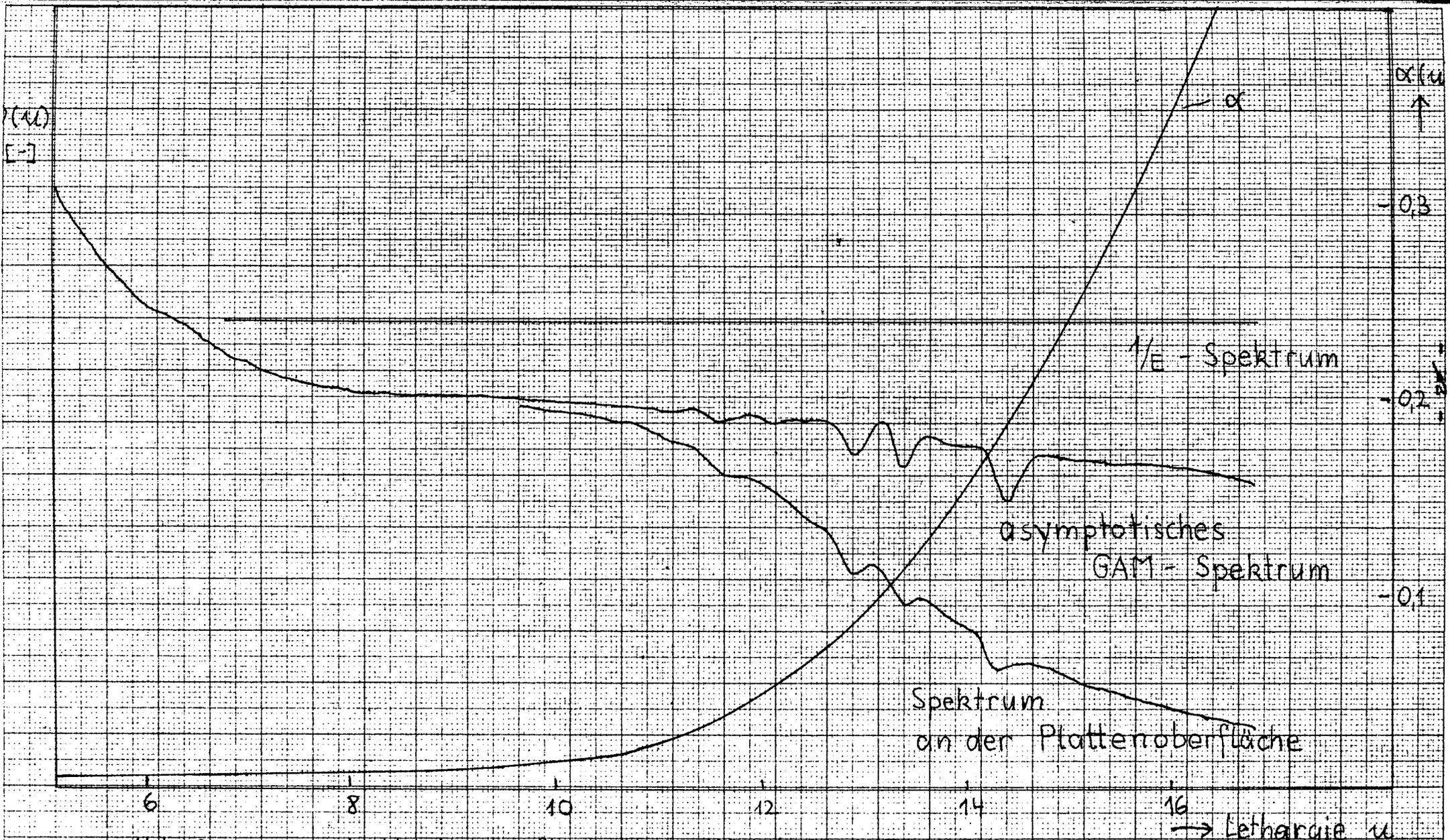
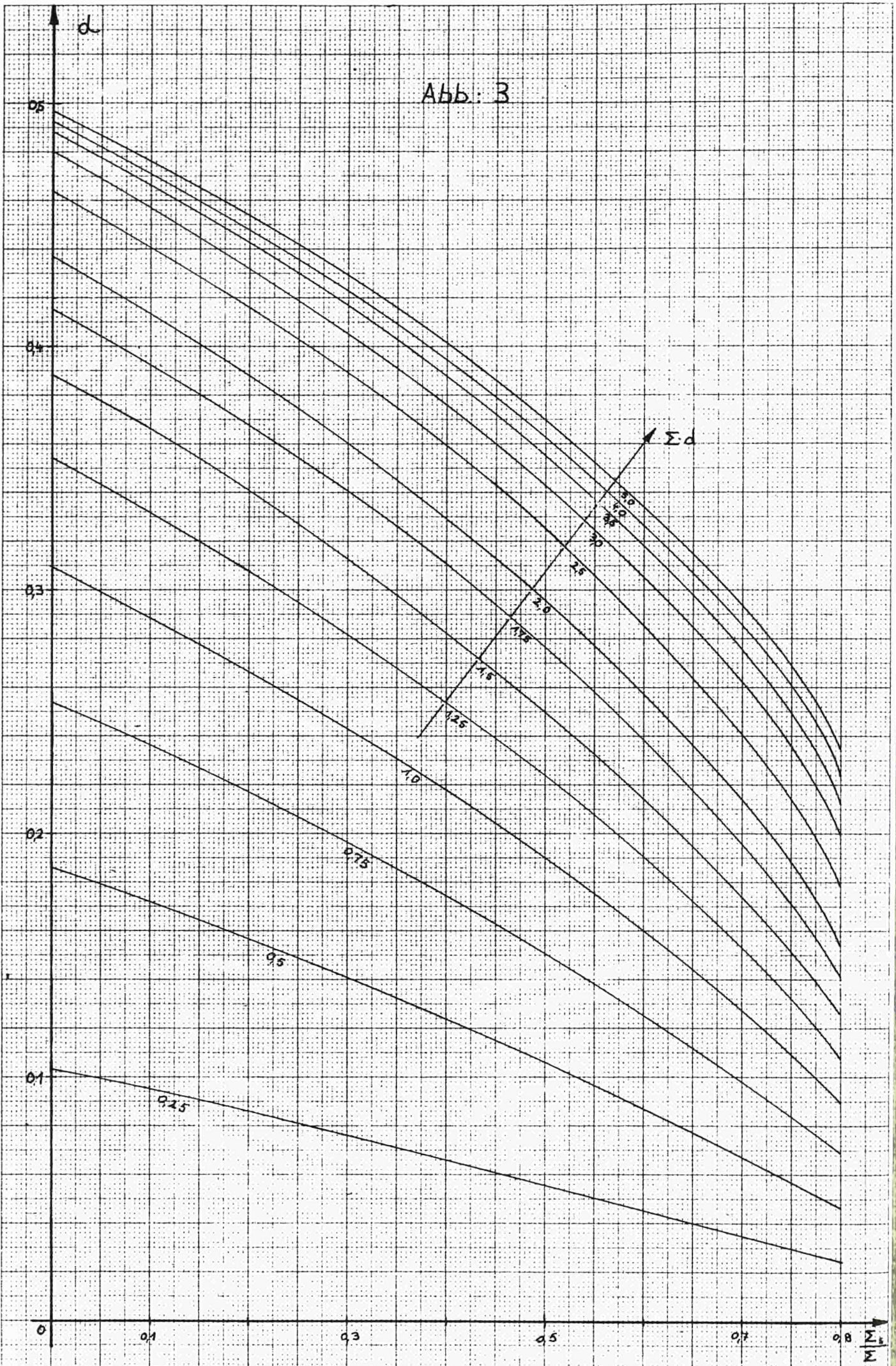


Abb. 2: α und Neutronenflüsse in willkürlichen Einheiten als Funktionen der Lethargie

Abb: 3



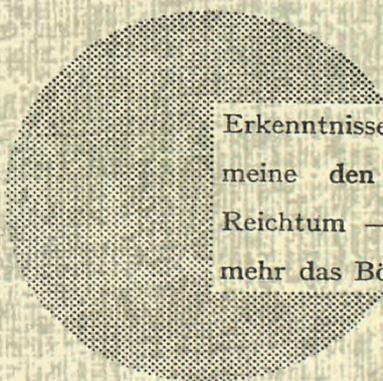
## AN UNSERE LESER

Alle Euratom-Berichte werden nach Erscheinen in der von der Zentralstelle für Information und Dokumentation (CID) herausgegebenen Monatszeitschrift **EURATOM INFORMATION** angezeigt. Abonnements (1 Jahr : DM 60) und Probehefte sind erhältlich bei :

**Handelsblatt GmbH**  
**"Euratom Information"**  
Postfach 1102  
D-4 Düsseldorf (Deutschland)

oder

**Office central de vente des publications  
des Communautés européennes  
2, Place de Metz  
Luxembourg**



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

## VERTRIEBSSTELLEN

Alle Euratom-Berichte sind bei folgenden Stellen zu den auf der ersten Rückseite des Umschlags angegebenen Preisen erhältlich (bei schriftlicher Bestellung bitte die EUR-Nummer und den Titel, die beide auf der ersten Umschlagsseite jedes Bericht stehen, deutlich angeben).

### OFFICE CENTRAL DE VENTE DES PUBLICATIONS DES COMMUNAUTES EUROPEENNES

2, place de Metz, Luxembourg (Compte chèque postal N° 191-90)

#### BELGIQUE — BELGIË

MONITEUR BELGE  
40-42, rue de Louvain - Bruxelles  
BELGISCH STAATSBLAD  
Leuvenseweg 40-42, - Brussel

#### LUXEMBOURG

OFFICE CENTRAL DE VENTE  
DES PUBLICATIONS DES  
COMMUNAUTES EUROPEENNES  
9, rue Goethe - Luxembourg

#### DEUTSCHLAND

BUNDESANZEIGER  
Postfach - Köln 1

#### NEDERLAND

STAATSDRUKKERIJ  
Christoffel Plantijnstraat - Den Haag

#### FRANCE

SERVICE DE VENTE EN FRANCE  
DES PUBLICATIONS DES  
COMMUNAUTES EUROPEENNES  
26, rue Desaix - Paris 15<sup>e</sup>

#### ITALIA

LIBRERIA DELLO STATO  
Piazza G. Verdi, 10 - Roma

#### UNITED KINGDOM

H. M. STATIONERY OFFICE  
P. O. Box 569 - London S.E.1

EURATOM — C.I.D.  
51-53, rue Belliard  
Bruxelles (Belgique)

CDNB03615DEC