

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

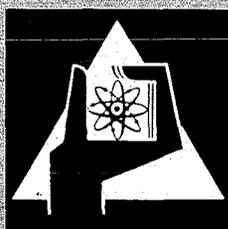
Dezember 1971

KFK 1514

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Untersuchungen zur Ortsabhängigkeit der Neutronenspektren
an ebenen und zweidimensionalen Moderator-Grenzflächen

W. Voigts



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE**

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 1971

KFK 1514

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Untersuchungen zur Ortsabhängigkeit
der Neutronenspektren an ebenen und
zweidimensionalen Moderator-Grenzflächen

von

W. Voigts^{*)}

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

^{*)} Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Übersicht:

Die vorliegende Arbeit behandelt theoretische und experimentelle Untersuchungen des thermischen Neutronenflusses nahe einer ebenen Grenzfläche zwischen reinem und boriertem Schwerwasser.

Es zeigt sich, daß selbst in Gebieten mit starken Flußgradienten die numerische Integration der Neutronentransportgleichung zuverlässige Ergebnisse liefert, falls die anisotrope Streuung wenigstens in der P_1 -Näherung behandelt wird. Bei den Flugzeitmessungen der Neutronenspektren traten durch das Einführen eines Extraktionsrohrs erhebliche Flußstörungen auf. Dieser Effekt ließ sich jedoch sehr genau mit einer Näherung berechnen.

Ein weiteres Resultat ist eine allgemeine Beziehung zwischen der stark ortsabhängigen Neutronentemperatur und der Neutronenverlustrate. In der Verlustrate muß der konstante Absorptionsverlust um den Gewinn korrigiert werden, den die über die Grenzfläche eindringenden thermischen Neutronen erzeugen.

Während das Problem einer zweidimensionalen Grenzfläche sich exakt praktisch nicht handhaben läßt, ergibt sich nahe einer rechtwinkligen, kantenförmigen Grenzfläche eine hinreichend gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den Ergebnissen einer neu entwickelten Näherungsrechnung.

Abstract:

The report describes theoretical and experimental investigations of the thermal neutron flux in the vicinity of a plane interface between pure and borated heavy water. The results show that even in regions with strong flux gradients the numerical integration of the neutron transport equation may be considered reliable, provided anisotropic scattering is taken into account at least in the P_1 -approximation. However, the reentrant hole used for spectrum measurements by the time-of-flight technique strongly disturbed the flux. This effect was treated very accurately by an approximate calculation. As a further result a general relationship between the strongly position dependent neutron temperature and the neutron loss rate was found. In the loss rate the constant boron absorption has to be corrected for the gain caused by thermal neutrons dissusing into this region. While for practical reasons the problem of a twodimensional interface cannot be treated exactly, near an edge of borated and unborated moderator regions sufficient agreement was found between the experimental results and a newly developed approximate method of calculation.

INHALTSVERZEICHNIS

- I. Einleitung
- II. Die Transienten des Neutronenflusses und ihre Bestimmung
- III. Die Wahl der Moderatoranordnung
- IV. Der Aufbau der experimentellen Anordnung
 1. Der Schwerwassertank
 - a) Die Konstruktion des Tanks
 - b) Die Justierung des Tanks
 - c) Sicherheitsvorkehrungen und Handhabung des schweren Wassers
 2. Das Flugzeitspektrometer
 3. Besondere elektronische Einrichtungen
 - a) Die kontinuierliche Lebensdauer-Überwachung
 - b) die Kontrolle des Untergrundes während der Spektrumsmessung
- V. Die Durchführung der Messungen
 1. Die Spektrumsmessungen
Die Herkunft des Eigenuntergrundes
 2. Die Messung der Ortsabhängigkeit
- VI. Die Reduktion der gemessenen Spektren
 1. Die Korrektur der endlichen Zeitauflösung
 2. Die Verformung der Spektren durch den Flußgradienten
 3. Der Einfluß des Extraktionsrohrs
- VII. Berechnung der Neutronenspektren und der Meßeffekte
 1. Die Spektren der extrahierten Neutronen im ungestörten Fall
 2. Die Behandlung der Extraktionskanal-Störungen
 - a) Das Näherungsverfahren
 - b) Umwandlung des Näherungsmodells in ein ebenes Transportproblem
 - c) Der Neutronentransport im Extraktionskanal
 3. Erweiterung des THERMOS-Codes zu einer P_1 -Transportrechnung
 - a) Die Legendre-Entwicklung der integralen Transportgleichung für ebene Geometrien
 - b) Die Bilanzgleichung

- VIII. Vergleich der Rechnungen und Experimente
 - 1. Die Bedeutung der anisotropen Streuung
 - 2. Die Extraktionsrohr-Störungen
- IX. Die Deutung der für die ebene Grenzfläche erhaltenen Ergebnisse
- X. Untersuchung des Kanteneffekts
 - 1. Die Näherungsverfahren
 - 2. Vergleich der Messungen und Rechnungen
- XI. Zusammenfassung
- A) Anhang
 - 1. Untersuchung weiterer Näherungen für die Extraktionsrohr-Störungen
 - 2. Diskussion der Näherungsrechnungen

Literaturverzeichnis

I. Einleitung

Die zur Konstruktion von thermischen Kernreaktoren notwendigen Berechnungen der orts- und energieabhängigen Neutronenflüsse aus einer vorgegebenen Konfiguration von Moderátor und nuklearem Brennstoff gründen sich auf die exakte Boltzmann- oder Transportgleichung [1], die in der Gestalt der Integralgleichung lautet:

$$F(\underline{x}, E, \underline{\Omega}) = \int_V d\underline{x}' \cdot \frac{\exp(-\mathcal{T}(\underline{x}, \underline{x}', E))}{4\pi \cdot |\underline{x} - \underline{x}'|^2} \cdot (S(\underline{x}, E, \underline{\Omega}) + \int_{4\pi} d\underline{\Omega}' \int_0^\infty dE' \cdot \Sigma_s(\underline{x}', E' \rightarrow E, \underline{\Omega}' \rightarrow \underline{\Omega}) \cdot F(\underline{x}', E', \underline{\Omega}')) \quad (\text{I.1})$$

$$\text{wo } \mathcal{T}(\underline{x}, \underline{x}', E) = \int_0^1 ds \cdot \Sigma_t(\underline{x}''(s), E) \cdot |\underline{x} - \underline{x}'| \quad \text{mit } \underline{x}'' = \underline{x} + (\underline{x}' - \underline{x}) \cdot s$$

Die Bezeichnungen dabei sind

- F orts-, winkel- und energieabhängiger Neutronenfluß
- $\underline{x}', \underline{x}$ Ortsvektor
- $\underline{\Omega}', \underline{\Omega}$ Raumwinkel
- E Neutronen-Energie
- Σ_s makroskopischer Streuquerschnitt, abhängig vom Ort sowie von Energieübertrag und Flugrichtungsänderung des Neutrons bei der Streuung am Brennstoff- oder Moderatorkern
- Σ_t totaler Wirkungsquerschnitt
- S vorgegebene orts-, winkel- und energieabhängige Neutronenquelle.

Eine geschlossene Lösung dieser Gleichung ist nicht möglich, ebensowenig aber auch eine numerische Lösung des allgemeinsten Falles nach einer hinreichend feinen Partialsummenzerlegung des Integrals. Die vorhandenen Rechenanlagen können das bei der Umwandlung der Integralgleichung entstehende lineare Gleichungssystem seiner hohen Dimension wegen nicht mehr bewältigen, selbst wenn die Wirkungsquerschnitte in größeren Ortsbereichen nicht mehr unmittelbar vom Ort abhängen, wie dies der tatsächlich zonenweise konstanten Materialzusammensetzung in den Reaktoren entspricht. Voraussetzung für eine praktische Handhabung der Boltzmann-Gleichung ist daher eine Verminderung der Anzahl der Koordinaten.

Eine erhebliche Reduktion der Dimensionszahl ergibt sich zwar schon bei genügend einfacher Raumsymmetrie der zu berechnenden Anordnung und vor allem aus der im allgemeinen regellosen Orientierung der streuenden Kerne, weswegen die Streuwahrscheinlichkeit im Mittel nur vom Betrag der Richtungsänderung $\Delta u = |\underline{Q} - \underline{Q}'|$ abhängt. Doch dies genügt noch nicht, um die exakte Gleichung numerisch lösen zu können, so daß Näherungsverfahren herangezogen werden müssen. Die Güte dieser Näherungen läßt sich aber nicht mehr genau abschätzen, sondern bedarf einer Überprüfung durch Experimente.

Vergleiche mit Experimenten sind jedoch auch erforderlich, weil die in die Rechnungen eingehenden Wirkungsquerschnitte nicht in allen Fällen gut genug bekannt sind; dies gilt besonders für $\sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega)$. Führt man diese Kontrollen nun in sehr ausgedehnten und homogenen Anordnungen durch, so bereitet dank dem flach verlaufenden Neutronenfluß das mathematische Problem der Näherungsrechnung keine Schwierigkeiten. Die Isotropie des Neutronenflusses aber erlaubt dort lediglich Aussagen über die Energieabhängigkeit der Streuung [43-46]. Eine Überprüfung auch der Winkelabhängigkeit des Streuquerschnitts erfordert daher experimentelle Untersuchungen an Grenzflächen, an denen sich bei geeigneter Beschaffenheit ein hoher Gradient des Neutronenflusses ausbildet. An äußeren Moderatoroberflächen sind zwar schon zahlreiche Messungen vorgenommen worden [z.B. 47,48], doch ist im Vergleich zum Milne-Problem das Verhalten des Neutronenflusses an einer inneren Mediengrenze, z.B. zwischen Brennstoff- und Moderatorzonen, für die Reaktorphysik von noch größerem Interesse.

Für die Rechnungen an derartigen internen Grenzflächen steht der THERMOS-Code [2] zur Verfügung, der numerisch die exakte integrale Transportgleichung löst, allerdings nur für ebene, aus isotrop streuenden Medien aufgebaute Anordnungen. Ob jedoch die vorausgesetzte Isotropie die wirkliche Streuung gut genug annähert, bedarf vor allem in Gebieten mit stark anisotropem Neutronenfluß einer experimentellen Bestätigung.

Eine zweidimensionale, im einfachsten Fall rechtwinklige Grenzfläche mit der exakten Gleichung zu behandeln, gelingt jedoch selbst bei isotroper Streuung praktisch nicht mehr, weil der dazu notwendige Rechenaufwand allzu hoch wird. Die Messungen an einer solchen Kante sind daher von besonderem Interesse, weil sie eine Kontrolle der dort zur Berechnung des Neutronenflusses notwendigen, noch erheblich weitergehenden Näherungen erlauben.

Die Messungen sollten mit einem Flugzeitspektrometer vorgenommen werden, weil sich damit detaillierte Aussagen über die Neutronenspektren gewinnen ließen. Jedoch konnte hierbei der Kanal, der den Neutronen einen ungehinderten Flugweg vom Ort der Spektrumsmessung durch die Anordnung bis zum Detektor verschaffte, als ein Hohlraum im Moderator möglicherweise dort die Neutronenverteilung beeinflussen. Tatsächlich erwiesen sich diese Kanalstörungen als so groß, daß ein Weg zu ihrer Berechnung gefunden werden mußte, um eine Verfälschung der Grenzflächeneffekte durch den Extraktionskanal berücksichtigen zu können. Zwar sind einige Näherungen zur Darstellung von Hohlraumeffekten bereits bekannt [7-15], doch erlauben diese Verfahren nicht, neben der Ortsabhängigkeit der Flußstörung auch die Spektrumsdeformationen zu behandeln.

Auf die Messungen an der ebenen Grenzfläche, die als Vorbereitung dienten und den Zweck einer wechselseitigen Prüfung der Rechenverfahren und der Meßmethode hatten, folgten die Messungen an einer Grenzfläche, die die Form einer räumlichen Kante besaß. Wegen der besonderen Schwierigkeiten bei der rechnerischen Behandlung mehrdimensionaler Grenzflächen bildeten diese Messungen und ihre Deutung das eigentliche Ziel der Untersuchungen. Bei den dazu angestellten Experimenten wurde ein unmittelbarer Vergleich zwischen den Messungen an ein- und an zweidimensionaler Grenzfläche bei sonst unveränderter Anordnung angestrebt.

Außerdem wurde der Versuch unternommen, die mit verhältnismäßig hoher Energie-Auflösung gewonnenen Neutronenspektren mit wenigen globalen Parametern zu beschreiben, beispielsweise mit dem Neutronentemperatur-Konzept, also durch Anpassung einer Maxwell-Verteilung mit optimalisierter Temperatur an die Spektren. Damit

sollten sich die Vorgänge an der Grenzfläche besser interpretieren lassen, als es anhand der detaillierten Spektren möglich ist. Insbesondere galt es dabei zu prüfen, wie weit die in ausgedehnten Anordnungen bestehenden, wohlbekannteren Gleichgewichts-Relationen zwischen spektralen und räumlichen Verteilungen der Neutronen auch noch in den Transienten-Gebieten nahe der Grenzfläche gelten. Diese Untersuchung sollte daher zu einem besseren Einblick in die Vorgänge bei der dort stattfindenden Rethermalisierung der Neutronenspektren verhelfen.

Die Erkenntnisse über Zusammenhänge zwischen dem räumlichen und spektralen Verhalten der Neutronen-Verteilung erlauben allerdings keine Vereinfachungen für die Berechnung der Grenzflächen-Effekte. Denn die genaue Ortsabhängigkeit, die prinzipiell Rückschlüsse auf die Spektren gestattet, läßt sich nur aus einer Transportrechnung gewinnen, weil die räumliche Verteilung auch umgekehrt durch spektrale Effekte beeinflusst wird.

II. Die Transienten des Neutronenflusses und ihre Bestimmung

Der Verlauf des Neutronenflusses nahe einer Mediengrenze, dem die hier durchgeführten Untersuchungen vor allem gewidmet waren, kann gedeutet werden als Überlagerung einer asymptotischen Flußkomponente mit Transienten, die sich aus verschiedenartigen Näherungen der exakten Transportgleichung ergeben [22].

Der asymptotische, sich in großer Entfernung von allen Inhomogenitäten einstellende Fluß läßt sich mit Hilfe der Diffusionsnäherung berechnen, die dort als ein Grenzfall der exakten Transportgleichung (I.1) gilt [1] und in der differentiellen Formulierung lautet:

$$-\Delta F(\underline{x}, E) / (3\Sigma_t(\underline{x}, E) + \Sigma_a(\underline{x}, E)) \cdot F(\underline{x}, E) = L \cdot F(\underline{x}, E) + S(\underline{x}, E) \quad (\text{II.1})$$

mit dem Thermalisierungs-Operator

$$L \cdot F(\underline{x}, E) = \int_0^{\infty} dE' \cdot \Sigma_s(E' \rightarrow E) \cdot F(\underline{x}, E') - \Sigma_s(E) \cdot F(\underline{x}, E).$$

Die Bezeichnungen sind analog zu denen der Gleichung (I.1), wobei das Fortlassen der Winkelcoordinate die Integration über den vollen Raumwinkelbereich andeutet; Σ_a bezeichnet den Absorptionsquerschnitt.

Weit entfernt von einer ebenen Neutronenquelle fällt dieser Gleichung zufolge der Neutronenfluß exponentiell mit der Entfernung zur Quelle ab, wobei die Abklingkonstante gleich der Diffusionslänge $L = 1/\sqrt{3\Sigma_a \cdot (\Sigma_{tr} + \Sigma_a)}$ ist [16].

Dieser Verteilung überlagern sich nun nahe einer Grenzfläche die eigentlichen Flußtransienten. So ergibt sich bereits in der Diffusionsnäherung (II.1) aus der Energieabhängigkeit des Streuquerschnitts eine Transientenkomponente, wenn man die Näherung auch noch unmittelbar an der Grenzfläche verwendet. Diese Komponente läßt sich bei geringer Absorption nach Eigenfunktionen $F_n(E)$ des Thermalisierungsoperators L zerlegen [22]:

$$F(\underline{x}, E) = \sum_{n=1}^{\infty} F_n(E) \cdot X_n(\underline{x})$$

Dies führt in ebenen Anordnungen auf eine Überlagerung von Exponentialfunktionen, wobei die Zerfallslänge des Grundterms am größten und umgekehrt proportional ist zur Wurzel aus der mittleren quadratischen Energieänderung eines Neutrons auf dem Weg von einer Längeneinheit.

In dem ebenfalls hierher gehörenden Spezialfall einer scharfen Grenze der Medientemperatur in einem sonst völlig homogenen Material zeigt es sich, daß der Flußverlauf in großer Entfernung von der Grenzfläche einer für die jeweilige Medientemperatur T charakteristischen Maxwellverteilung $M(E,T)$ zustrebt, während er sich im Zwischenbereich als Linearkombination dieser beiden Verteilungen mit exponentiell relaxierenden Koeffizienten darstellen läßt:

$$F(x,E) = \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \exp(x/L_t) \right] \cdot M(E,T_1) + \frac{1}{2} \cdot \exp(x/L_t) \cdot M(E,T_2) \quad \text{für } x \leq 0.$$

Auf der anderen Seite der bei $x=0$ liegenden Grenzfläche sind die Temperaturen $T_{1,2}$ in der Gleichung sinngemäß auszutauschen. Dieser Übergang zu einer asymptotischen Verteilung läßt sich jedoch auch mit einer ortsabhängigen Temperatur der Maxwellverteilung beschreiben. Man erhält dann eine exponentielle Relaxation der Temperatur [32,33]:

$$T(x) = \frac{1}{2} \cdot [T_1 + T_2 + (T_1 - T_2) \cdot (1 - \exp[x/L_T])] \quad \text{für } x \leq 0$$

Im Bereich $x \geq 0$ sind entsprechend $T_{1,2}$ miteinander zu vertauschen. In Analogie zu dieser Beschreibung werden Spektrumsverteilungen auch im ganz allgemeinen Fall als Rethermalisierungen bezeichnet.

Im Fall der ersten Interpretation läßt sich die Relaxationslänge L_t leicht aus Messungen der ortsabhängigen Neutronendichte bestimmen, wenn die Diffusionslänge L gegenüber L_t genügend groß und daher eine Trennung der Exponentialfunktionen möglich ist. Die zweite Art der Interpretation ist zwar von dieser Einschränkung frei, erfordert aber die schwierige Messung der Temperatur des Neutronenspektrums.

Entsteht jedoch der Temperatursprung der Spektren durch unterschiedliche Absorption in den beiderseits der Grenzfläche befindlichen Medien, die im Fall der hier durchgeführten Untersuchungen aus reinem und Bor-vergifteten Schwerwasser bestanden, so treten jedoch zu den hohen Rethermalisierungs-Transienten auch Transport-Transienten hinzu. Im einfachsten Fall zeigt sich diese Transienten-Komponente bereits beim Vergleich energieunabhängiger Diffusions- und Transport-

rechnungen. Sie geht hervor aus dem Flußbeitrag derjenigen Neutronen, die die Grenzfläche durchquert, aber noch keinen Stoß auf der anderen Seite erlebt haben [23]. Der Effekt tritt umso stärker hervor, je näher an der Grenzfläche der Ort des letzten Stoßes vor dem Übertritt liegt und je enger diese Stoßzone ist. Die Ausdehnung der so erzeugten Transienten-Gebiete beträgt etwa eine freie Weglänge ($1/\Sigma_t$).

Abgesehen jedoch davon, daß im exakten Sinn Transport- und Energie-Transienten unlösbar miteinander verknüpft sind, ergibt sich die Unmöglichkeit, beide Transienten hier durch Messungen zu trennen, auch aus ihren Relaxationslängen L_t und $1/\Sigma_t$. Es zeigt sich nämlich [32,33], daß die beiden Längen nur um einen Faktor $(1+1/A) \cdot \sqrt{A/7,2} = 0,8$ verschieden sind für $A_{\text{deuteron}} = 2$. Die Deutung der Messungen an der Grenzfläche nach den einfachen Rethermalisierungs-Modellen ist daher nicht möglich, sondern es kann nur ein Vergleich mit den Ergebnissen numerischer Rechnungen erfolgen. Um diese Berechnungen zu erleichtern, wurden die Messungen an möglichst einfachen Grenzflächen vorgenommen, an einer Ebene und an einer rechtwinkligen Kante.

Wegen ihrer Unfähigkeit, Transporttransienten wiederzugeben, eignete sich die Diffusionsgleichung für diese Rechnungen nicht. Mit einem vergleichsweise erheblich erhöhten numerischen Aufwand ist jedoch auch eine unmittelbare Lösung der integralen Transportgleichung möglich, falls wenige Terme der Legendre-Entwicklung die winkelabhängige Streuung hinreichend genau beschreiben und nur eindimensionale Anordnungen zu berechnen sind. Die integrale Transportgleichung begnügt sich aber im Gegensatz zur Diffusionsgleichung mit einer abbrechenden Legendre-Entwicklung der Streuung allein, so daß bei hinreichend isotroper Streuung schon eine integrale P_0 -Transportgleichung die isotrope Flußkomponente korrekt wiedergibt. Diese Näherung, die der THERMOS-Code [2] benutzt, eignet sich daher wesentlich besser für Berechnungen an einer ebenen Grenzfläche. Zur rechnerischen Prüfung der Güte der Näherung wurden die besonderen numerischen Methoden des THERMOS-Codes weiter verallgemeinert, um bei der Lösung der integralen Transportgleichung auch den P_1 -Term der winkelabhängigen Streuung exakt berücksichtigen zu können.

Die Darstellung des Flusses in der Nähe der Kante einer rechtwinkligen Grenzfläche jedoch erforderte ein völlig neues Berechnungsverfahren, da die integrale Transportgleichung im zweidimensionalen Fall numerisch nicht mehr zu handhaben ist, andererseits aber unmittelbar an der Grenzfläche die Flußtransienten hinreichend genau berücksichtigt werden müssen.

III. Die Wahl der Moderatoranordnung

Das Ziel, nahe der Grenzflächen zweier verschiedener Moderatoren gemessene Neutronenspektren mit den Ergebnissen von Näherungsrechnungen zu vergleichen, erforderte eine geometrisch möglichst einfache Moderatoranordnung, um die Berechnungen und die Interpretation nicht unnötig zu erschweren. Gewählt wurde deshalb eine Plattengeometrie mit ebener Grenzfläche zwischen den beiden Medien, die den Vorzug hat, daß ein unmittelbarer Vergleich möglich ist mit Transportrechnungen nach dem THERMOS-Code [2], der für unendlich ausgedehnte Platten und Zylinder geschaffen wurde.

Als Moderator-Substanzen dienten in der verwendeten Anordnung schweres Wasser und eine Lösung von Borsäure in schwerem Wasser, um zu beiden Seiten der Grenzfläche verschieden harte Spektren zu erzielen. Das schwere Wasser wurde den anderen gebräuchlichen Moderatorsubstanzen hier vorgezogen, da sie im Vergleich einige Nachteile aufwiesen. Die allzu kurze Transportweglänge des leichten Wassers hätte die Grenzflächeneffekte auf eine schmale Zone zusammengedrängt, so daß eine Messung der Ortsabhängigkeit des Effekts erschwert worden wäre. Graphit hat diesen Nachteil nicht, es besitzt dafür jedoch einen wesentlich weniger anisotropen Streuquerschnitt als das schwere Wasser [4,5], während gerade die Abhängigkeit der Grenzflächeneffekte von dieser Anisotropie von Interesse war. Auch läßt sich im Graphit ein Absorber nicht hinreichend homogen verteilen.

Das Bor wurde im schweren Wasser als Absorber verwendet, weil sich mit ihm genügend hohe makroskopische Absorptionsquerschnitte erzielen ließen, dank der bei normalen Temperaturen annehmbaren Löslichkeit seiner Verbindung B_2O_3 [6, S.149]; auch nähert sich sein $1/v$ -Absorptionsquerschnitt dem Neutronen-Einfangquerschnitt des Uran-Isotops 235 von thermischen Energien bis weit in den epithermischen Bereich hinein gut an, so daß sich die Meßergebnisse leicht auf Reaktoren mit diesem Brennstoff übertragen lassen.

Weil die Messungen bei Raumtemperatur stattfanden und weil sich die Löslichkeit des Dibortrioxids erheblich mit der Temperatur ändert, wurde nach Vorgabe einer angemessenen Sicherheitsreserve eine maximale Konzentration von 9,4 g B_2O_3 /kg D_2O benutzt. Daraus ergibt sich für 0,0253 eV-Neutronen ein makroskopischer Absorptionsquer-

schnitt von $0,136 \text{ cm}^{-1}$ oder, auf den Moderator kern bezogen, eine mikroskopische Absorption von $2,04 \text{ barn/Deuteron}$. Diese Konzentration erwies sich als genügend sicher gegen Ausfällungen, die auch nach längerer Zeit nicht beobachtet wurden. Begonnen wurden die Messungen zunächst bei einem Drittel dieser Konzentration, um auch den Einfluß der Absorption auf die Grenzflächeneffekte zu untersuchen. Die Einstellung der jeweiligen Konzentration geschah durch Abwiegen von wasserfreiem Dibortrioxid^{†)}.

Als Behälter für das reine und das vergiftete Schwerwasser diente ein quaderförmiger, durch eine vertikale Trennwand unterteilter Tank (Abb. III.1); die Abmessungen der beiden so gebildeten Teiltanks in der Richtung senkrecht zu dieser Grenzfläche ergaben sich aus den folgenden, teilweise widersprüchlichen Forderungen:

- 1) Der Haupttank für das reine Schwerwasser mußte im Vergleich zur Transportlänge $\lambda_{tr} = 2,4 \text{ cm}$ genügend ausgedehnt sein, um eine gute Thermalisierung der schnellen Quellneutronen zu gewährleisten.
- 2) Dieser Ausdehnung setzten aber zwei andere Gründe Schranken:
 - a) Um Vergleiche der geplanten Messungen mit den Ergebnissen von Transportrechnungen zu ermöglichen, mußte auf die dort benutzte numerische Integration Rücksicht genommen werden, die höchstens 25 Ortsintervalle mit Ausdehnungen von maximal einer Transportweglänge verwenden kann. Von diesen Ortsintervallen steht jedoch nur etwa die Hälfte für eine Überdeckung des Haupttanks zur Verfügung, weil die im Bereich des borierten Schwerwassers nahe der Grenzfläche auftretenden hohen Flußgradienten in diesem Gebiet verhältnismäßig viele, dicht liegende Intervalle erfordern.
 - b) Für die Spektrumsmessungen mit der Flugzeitmethode war es auch wichtig, daß die Lebensdauer der Neutronen in der gesamten Anordnung nicht zu groß wurde, weil sonst eine langdauernde Emission von Neutronen nach der Anregung des Systems mit einer gepulsten Quelle schneller Neutronen das Flugzeitspektrum zu sehr verschmiert hätte, so daß Einzelheiten der Spektren verloren gegangen wären. Auch daraus ergab sich eine obere Grenze für die kleinste Kantenlänge des Haupttanks, die die Lebensdauer wesentlich bestimmt.

^{†)} "Wasserfreies Dibortrioxid zur Silikatanalyse", Nr.163 des Merck-Katalogs

Als Kompromiß der bisher aufgeführten Forderungen wurde die kleinste Kantenlänge des Haupttanks zu 35 cm gewählt, die etwa 14 Transportlängen und einer Lebensdauer der thermischen Neutronen von 620 μ sec entspricht. Diese Abklingzeit erschien im Vergleich zur Flugzeit der 25,3 meV-Neutronen von 7 msec als noch vernünftig.

- 3) Die Abmessung des Tanks für das borierte schwere Wasser ergab sich daraus, daß die Dicke dieses Behälters mindestens bei der maximalen Vergiftung nicht klein sein sollte gegenüber der dann vorhandenen Absorptionslänge $1/\Sigma_a = 7,5$ cm. Die Dicke wurde jedoch gleich diesem Wert gesetzt, um die Menge des borvergifteten schweren Wassers gering zu halten.

Die beiden bisher noch unbestimmten Kantenlängen des Tanksystems, die mit den Seitenlängen der Grenzfläche identisch sind, mußten nun einerseits groß genug sein im Verhältnis zu der schon festgelegten kleinsten Kantenlänge, um eine gute Simulation der unendlich ausgedehnten Platte zu gewährleisten, wie sie von den eindimensionalen Transportrechnungen beschrieben wird. Weil aber andererseits nur eine beschränkte Menge schweren Wassers zu Verfügung stand, wurde eine Breite des Tanks von 100 cm gewählt, während seine Höhe 110 cm betrug bei einem Füllstand von 80 cm. Diese Maße erforderten eine nur geringe Korrektur der Rechnungen für die unendlich ausgedehnte Platte.

Um außer an der durch die Grenzflächen beider Tanks gebildeten Mediengrenze auch Messungen an einer räumlichen Kante zu ermöglichen, war noch eine besondere, mit reinem schweren Wasser gefüllte Küvette vorgesehen. Diese Küvette konnte von oben her soweit in den schmalen, für die Füllung mit boriertem Schwerwasser vorgesehenen Teiltank hineingeschoben werden, bis sie auf Stützen in halber Tankhöhe aufsaß. Ihre Hilfe erlaubte einen einfachen Wechsel zwischen Messungen an ebener und an rechtwinkliger Grenzfläche.

Für die Flugzeitmessungen der Neutronenspektren nahe der Grenzfläche durchdrang ein horizontaler, senkrecht zur Grenzfläche orientierter, kreiszylindrischer Kanal die gesamte Moderatoranordnung etwa in ihrer Mitte, jedoch in einer Höhe, die ein Unterqueren der Küvette im Abstand von einem Zentimeter gestattete. Indem passend gefüllte

Einsätze in dieses Rohr geschoben wurden, konnte die Meßposition sicherer und schneller verändert werden, als es mit auswechselbaren Extraktionskanälen möglich gewesen wäre, die jeweils außer dem Lenzen und Fluten der Tanks zusätzlich langwierige Kontrollen der von der Auswechslung betroffenen Dichtungen erfordert hätten. Weitere Vorteile des durchgehenden Kanals waren die damit leicht durchzuführenden Untergrundmessungen sowie die Möglichkeit, die sehr exakt einzuhaltende Ausrichtung von Tank, Neutronenkollimator und Detektor bequem kontrollieren zu können.

Besonders sorgfältige Überlegungen erforderte die Wahl des Durchmessers für den Extraktionskanal. Nach den experimentellen Untersuchungen von Beyster [9] sind zwar in Neutronenfeldern, die über viele Transportweglängen $\lambda_{tr} = 1/\Sigma_{tr}$ konstant sind, kaum Einflüsse dieses Durchmessers auf die gemessenen Spektren zu erkennen, jedoch sollte bei Anwesenheit eines hohen Flußgradienten der Durchmesser zumindest nicht sehr groß gegenüber einer Transportweglänge sein, die im schweren Wasser 2,4 cm beträgt. Andererseits verbot sich aber die Benutzung eines allzu engen Kanaldurchmessers, denn Vorversuche hatten ergeben, daß bereits reines Schwerwasser in dem für das borierte schwere Wasser vorgesehenen Tank erheblich niedrigere Intensität der Spektren ergab als dort zum Vergleich eingefülltes leichtes Wasser, an dem sonst vielfach Spektrumsmessungen gemacht worden sind; daher waren insbesondere für die Messungen an dem hochvergifteten Schwerwasser Intensitätsschwierigkeiten bei zu kleinem Kanalquerschnitt zu erwarten.

Eine Beschränkung des Kanaldurchmessers nach unten hin ergab sich andererseits ebenfalls aus der Notwendigkeit, mit einer Lochblende zu verhindern, daß der Detektor des Flugzeitspektrometers Neutronen auch von den Wänden des Kanals registrierte. Diese Blende in Gestalt eines Kollimators aus Borkarbid saß unmittelbar an der dem Detektor zugekehrten Austrittsstelle des Kanals aus der Moderatoranordnung. Aus dem endlichen Raumwinkel, unter dem von der Blende aus der Detektor erschien (Detektordurchmesser 40 cm, Entfernung 15,4 m), und aus der Länge des Kanals von 42cm innerhalb der Anordnung ergab sich, daß bei fehlerfreier Ausrichtung von Kanal, Blende und Detektor der Kanaldurchmesser um wenigstens 1,3 cm größer sein mußte als der Blendendurchmesser. Da aber jeder Punkt des De-

tektors vom neutronenemittierenden Kanalende gerade eine Fläche von etwa der Größe der Blendenöffnung erfaßt, wird bei geringem Durchmesser dieser Öffnung der Kanalquerschnitt sehr schlecht ausgenutzt.

Wie eine einfache Analyse der geometrischen Verhältnisse zeigt, auf deren Wiedergabe hier verzichtet werden kann, gibt es zum Erzielen einer maximalen Zählrate einen optimalen Durchmesser des Extraktionskanals, der allein bestimmt ist durch Entfernung und Durchmesser des Detektors sowie durch die Länge des Extraktionskanals. Dieses Optimum wurde hier nahezu erreicht.

Auch die späteren Messungen rechtfertigten diese Wahl insofern, als die Meßzeiten aus Intensitätsgründen sehr beträchtlich waren bei schon recht ungünstigem Verhältnis des Untergrunds zum Spektrum, während gleichzeitig merkliche Auswirkungen des Kanals auf die Spektren nachgewiesen werden konnten.

IV. Der Aufbau der experimentellen Anordnung

1. Der Schwerwassertank

a) Die Konstruktion des Tanks

Wegen der für den einen der beiden Teiltanks vorgesehenen Füllung mit boriertem Schwerwasser, also mit Borsäure, mußten für den Aufbau besonders korrosionsempfindliche Materialien verwendet werden. Kunststoffe und Kunststoffverkleidungen aus Kohlenwasserstoffen waren nicht anwendbar wegen der Gefahr der Abreicherung des Schwerwassers durch Austauschreaktionen des im Kunststoff enthaltenen leichten Wasserstoffs mit dem Deuterium des schweren Wassers. Mit Rücksicht auf den Einbau von zusätzlichen Strukturen aus Aluminium bei möglichen späteren Erweiterungen der Experimente, die nicht von vornherein ausgeschlossen werden sollten, fiel die Wahl auf die Aluminiumlegierung AlMg3. Diese Legierung besitzt außer dem Vorzug niedriger Neutronenabsorption auch eine gute Korrosionsfestigkeit und läßt sich im Vergleich zum reinen Aluminium besser mechanisch verarbeiten.

Die beiden Tanks maßen, wie schon erwähnt, an der Grundfläche 100 cm x 35 cm bzw. 100 x 7,5 cm, die gemeinsame Trennwand hatte die Abmessungen 100 x 110 cm (Abb. IV.1). Die Behälter waren aus 6 mm starken Aluminiumblechen zusammengeschweißt, wobei wegen der Gefahr unkontrollierbarer Lecks beiden Tanks gemeinsame Schweißnähte weitgehend vermieden wurden. Unvermeidbar war eine derartige Schweißnaht nur an dem Durchtritt des Extraktionsrohrs durch die Trennwand (Abb. IV.2a). Daher wurde diese Stelle möglichst häufig optisch auf Haarrisse untersucht, und zusätzlich fanden ständig Prüfungen des reinen schweren Wassers im größeren Tank auf Borverunreinigungen statt.

Über dem schweren Wasser befand sich eine Schutzgas-Atmosphäre aus besonders reinem Stickstoff, der mit leichtem Überdruck eingefüllt wurde, um den in der Luft enthaltenen Wasserdampf mit Sicherheit fernzuhalten, ebenfalls der Gefahr der Abreicherung des schweren Wassers wegen.

Aus diesem Grund waren beide Tanks mit vakuumdicht schließenden Deckeln versehen, die mit Stehbolzen und Druckschienen auf Rund-

schnurdichtungen gepreßt wurden. Zwei horizontal um das Tanksystem herumlaufende Gürtel aus hochkant auf die Außenwände aufgeschweißten rechteckigen Aluminium-Schienen (Abb.IV.1) verhinderten, daß das beide Tanks in der Mitte durchlaufende Extraktionsrohr unzulässige Spannungen aufnehmen mußte, wenn Temperatur- oder Luftdruckschwankungen die Wände der dicht verschlossenen Tanks belasteten. Zusätzliche Verstrebungen waren zwischen den beiden 1,0 m x 1,1 m großen Seitenwänden des 7,5 cm breiten Tanks eingeschweißt.

Die in den Extraktionskanal einschiebbare, mit boriertem Schwerwasser gefüllte Kapsel, die Spektrumsmessungen in unterschiedlichen Abständen zur Grenzfläche ermöglichte, ist in der Abb. IV.2b dargestellt. Die Kapsel bestand aus zwei ineinander gleitenden, an einem Ende mit Deckflächen verschlossenen zylindrischen Rohren, für deren Abdichtung ein zwischen zwei Flanschen eingespannter Rundschnurring sorgte. Durch radialen Druck fixierte der Dichtungsring beim Einspannen zugleich das sonst in ihm frei gleitende innere Rohr. Das derart kontinuierlich einstellbare Volumen der Kapsel entsprach der jeweils nachzubildenden Füllung des Kanals bis zur Extraktionsfläche der Neutronen.

Für die Messung von Veränderungen der Neutronenspektren nahe einer räumlichen Moderator-kante wurde eine schmale Küvette für reines Schwerwasser gebaut, die exakt in den 7,5 cm-Tank hineinpaßte und dort, wenig über dem Extraktionsrohr, auf die schon genannten Verstrebungen aufgesetzt werden konnte.

Wie erwähnt, war es notwendig, das Extraktionsrohr und damit den gesamten Tank sehr sorgfältig auf den Neutronenkollimator und den Detektor auszurichten. Für diese Justierung wurde der Tank auf ein stabiles, fahrbares Gestell aus Stahlprofilen geschraubt, das mit den in seinen vier Ecken montierten Spindeln eine Höhenverstellung und durch geringfügiges Kippen auch kleine seitliche Korrekturen der Aufstellung des Tanks erlaubte.

b) Die Justierung des Tanks

Aus den Forderungen nach einem geringen Durchmesser des Extraktionsrohrs und nach andererseits guter Ausnutzung des Rohrquerschnitts durch den Kollimator ergab sich die Notwendigkeit einer sehr genauen Ausrichtung von Tank, Kollimator und Detektor. Das Justierverfahren mußte also garantieren, daß die Aufstellungsfehler mit Sicherheit unter ± 1 mm blieben. Dieser engen Toleranzen wegen schien es aber auch erforderlich, ein möglichst einfach zu handhabendes Verfahren anzuwenden, um spätere Überprüfungen der einmal fixierten Aufstellung zu erleichtern.

Die schließlich angewendete Justiermethode nutzte das die Moderatoranordnung vollständig durchdringende Extraktionsrohr aus, indem durch dieses Rohr die genaue Aufstellung von der dem Detektor abgewandten Seite des Tanks her mit einem Fernrohr kontrolliert wurde. Als Hilfsfluchtpunkt diente dabei anstelle der Detektormitte die Mitte des dem Tank nahen Endes des zum Detektor führenden Flugkanals. Dadurch entfiel die Notwendigkeit, den für die Messungen evakuierten Flugkanal bei jeder Kontrolle der Justierung zu öffnen und danach mehrere Stunden lang wieder auszupumpen.

Das Fernrohr wurde auf einem festen Sockel so ausgerichtet, daß es möglichst genau auf der Flugkanalachse lag, wozu der Flugkanal nur einmal geöffnet werden mußte. Dabei lag das Fernrohr in einer prismatischen Halterung und war daher leicht und ohne Beeinträchtigung der Justierung auszuwechseln.

Beim Aufbau der Anordnung wurde zunächst der Kollimator auf einem ebenfalls prismatischen Lager auf die Ziellinie vom Fernrohr zu dem Hilfsfluchtpunkt eingestellt. Etwas schwieriger war die folgende Ausrichtung des Tanks nach dem Kollimator, weil auch für die seitliche Verschiebung nur die Höhenverstellungsspindeln zur Verfügung standen. Bei einiger Sorgfalt ließ sich aber der Fehler der ersten groben Aufstellung unter etwa ± 3 mm halten, so daß die zur seitlichen Feinverstellung notwendige Kippung des Tanks ungefährlich blieb.

Es soll noch kurz der Nachweis geführt werden, daß die geschilderte Methode auch die Aufstellungstoleranzen einzuhalten erlaubte. Die hier vereinfachte zweidimensionale Darstellung überschätzt den resultierenden Fehler etwas.

Zunächst gelten ersichtlich die engen Toleranzen für das Fluchten mit Detektormitte und Blendenmitte nur für das dem Detektor abgewandte Ende R des Extraktionsrohrs, während am kollimatorseitigen Ende Q des Rohrs größere Abweichungen zulässig sind (Abb.IV.3).

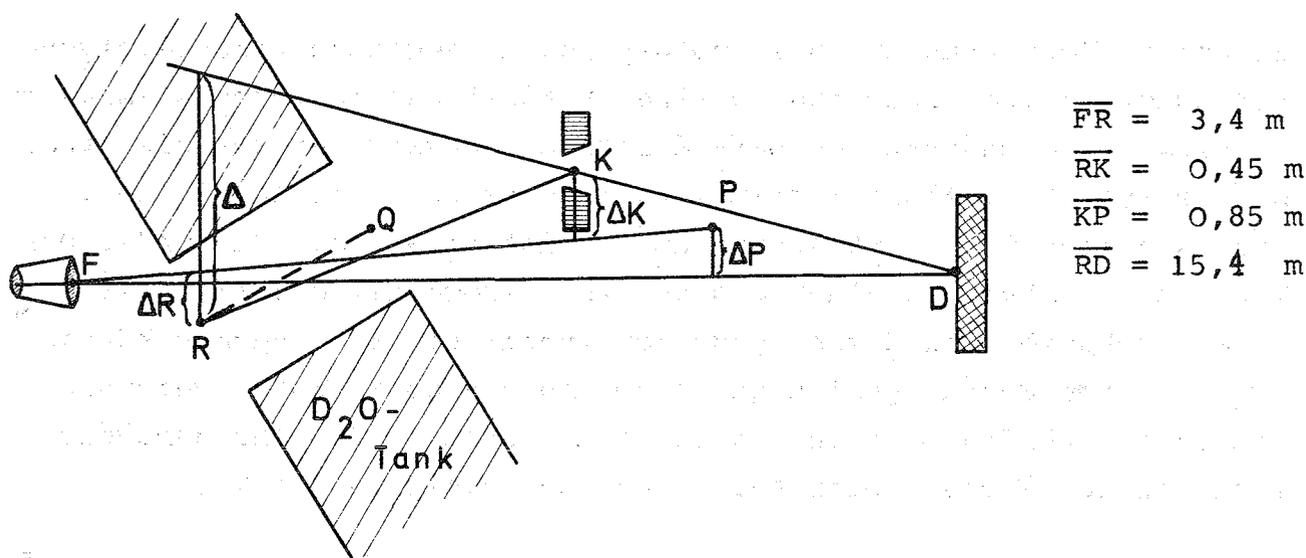


Abb. IV.3: Ausrichtung von Extraktionsrohr \overline{RQ} , Kollimator K und Detektor D

Die Abweichung des Extraktionsrohrendes R von der Fluchtlinie Kollimatormitte K - Detektormitte D werde mit Δ bezeichnet, während der im Fernrohr F erscheinende Abstand des Hilfsfluchtpunktes P von der Detektormitte ΔP sei. Die analog bezeichneten Abweichungen der übrigen Punkte beziehen sich auf den im Fernrohr sichtbaren Abstand vom Hilfsfluchtpunkt P.

Dann gilt

$$\Delta = \left(\Delta R - \Delta P \cdot \frac{\overline{FR}}{\overline{FR} + \overline{KR} + \overline{KP}} \right) + \left(\Delta K + \Delta P \cdot \frac{\overline{FR} + \overline{KR}}{\overline{FR} + \overline{KR} + \overline{KP}} \right) \cdot \frac{\overline{DP} + \overline{KP} + \overline{KR}}{\overline{DK}}$$

und es ergibt sich aus den angegebenen Maßen

$$\Delta = \Delta R + 1,03 \cdot \Delta K + 0,12 \cdot \Delta P.$$

Aus den Vorzeichen der in der Skizze angenommenen Fehler folgt nun, daß vor allem vom Fernrohr aus der Kollimator und das Extraktionsrohr aufeinander ausgerichtet werden mußten, während das Fluchten dieser beiden Punkte mit dem Hilfsfluchtpunkt von geringerer Bedeutung war. Durch die 20x Vergrößerung des Fernrohrs reduzierte sich die Entfernung der drei Punkte auf scheinbar 20-30 cm, so daß die Einhaltung der geforderten Toleranzen bequem überwacht werden konnte.

c) Sicherheitsvorkehrungen und Handhabung des schweren Wassers

Besondere Vorkehrungen waren notwendig, um jegliche Verunreinigung, Abreicherung und insbesondere einen Verlust des schweren Wassers zu verhindern. Grundsätzlich befand sich das Wasser nur für die Dauer der Messungen im Aluminiumtank, während es sonst in speziellen, sehr stabilen Transportfässern aus Edelstahl aufbewahrt wurde. Der Tank selbst stand in einer großen Aluminiumwanne, die im Falle eines Lecks im Tank dessen gesamten Inhalt hätte aufnehmen können. Empfindliche Feuchtigkeitsfühler am Boden dieser Wanne, verbunden mit einem ständig aktiven Alarmsystem, sorgten für eine genügend rechtzeitige Warnung beim Auftreten auch kleinerer Lecks.

Wie schon erwähnt, sicherten vakuumdichte Verschlüsse und eine Schutzgasatmosphäre aus trockenem Stickstoff den Inhalt des Tanks und der Fässer gegen eine Abreicherung seines Schwerwassergehaltes durch den in der Luft stets vorhandenen Anteil an Leichtwasser-Dampf. Sowohl der Aluminiumtank als auch die Tank und Fässer verbindende, zum Umfüllen dienende Rohrleitung wurden vor der ersten Verwendung zunächst mit gereinigtem Trichloräthylen und hochreinem Azeton von möglichen Fett- und Ölspuren befreit, die vom Herstellungs- und Bearbeitungsprozeß stammen konnten, und danach sorgfältig ausgeheizt. Zwei Dichtigkeitstests der gesamten Anlage mit einem Überdruck von 200 Torr Frigen-Gas ergaben, daß weder an den Rundschnurring-Dichtungen, noch an den Schweißstellen nachweisbare Mengen Frigen austraten. Damit waren alle aus Gründen der Sicherheit gegen insbesondere eine Vermischung der Inhalte beider Tanks zu stellenden Forderungen an die Dichtigkeit der Anlage erfüllt. Der erste der Tests fand vor Beginn der Versuche, der zweite nach einem Umbau der Anlage statt.

Das Fluten der Tanks aus den Fässern geschah mit einem geringen Überdruck des Schutzgases in den Fässern, während im Tank der auch sonst übliche Druck aufrechterhalten wurde. Umgekehrt war ein Lenzen der Tanks leicht durch Öffnen eines Ventils der Rohrleitung möglich, weil die Fässer tiefer als beide Tanks standen und die Rohrleitungen bis auf den Grund der Tanks hinabreichten. Die kritische Schweißnaht am Durchtritt des Extraktionsrohrs durch die Trennwand zwischen borierterem und reinem schweren Wasser erforderte nicht nur gelegentliche optische Kontrollen, sondern ihre Dichtigkeit wurde auch in regelmäßigen Abständen überprüft durch Messungen des Borgehalts des reinen Schwerwassers im größeren Teiltank. Dazu diente ein sehr empfindlicher Karminsäuretest, der einen photoelektrischen Farbvergleich zwischen der Reaktion der Schwerwasserprobe und denen von geeichten Borlösungen mit der Säure benutzt. Dieser Test fiel stets negativ aus. Doch auch während der Spektrumsmessungen plötzlich auftretende Lecks hätten sofort nachgewiesen werden können, weil sich durch die damit verbundene Borvergiftung die kontinuierlich gemessene Lebensdauer der thermischen Neutronen verändert hätte. Die Einzelheiten dieses Verfahrens sind im Abschnitt IV.3 beschrieben. Im übrigen beschränkte das Aufbewahren der Tankinhalte außerhalb der Meßzeiten in den Fässern die Auswirkungen von möglichen kleinen Lecks auf ein Minimum.

2. Das Flugzeitspektrometer

Die für die Messung der Neutronenspektren nach der Flugzeitmethode notwendige kurzzeitige Injektion von schnellen Neutronen in die Moderatoranordnung erfolgte mit einem gepulsten Neutronengenerator vom Duoplasmatron-Typ [3], der die $H^3(d,\alpha)n$ -Reaktion zur Erzeugung von 14 MeV-Neutronen ausnutzt. Eine für definierte kurze Zeit von einigen Mikrosekunden gezündete Deuterium-Gasentladung liefert dabei einen exakt rechteckförmigen Stromimpuls von Deuteriumionen, die, auf bis zu 150 keV beschleunigt, auf ein Tritium-Target treffen und dort Impulse von 14 MeV-Neutronen gleicher Zeitstruktur erzeugen. Die Neutronenausbeute betrug, gemittelt über eine Impulsperiode, etwa 10^9 - 10^{10} Neutronen/sec bei einer Impulsfrequenz von 15-20 Hz und einer Impulsbreite von 40 μ sec.

Die Zeitauflösung im thermischen Teil des an der Moderator-Anordnung gewonnenen Flugzeitspektrums lag allerdings erheblich über der äußerstkurzen Injektionszeit der 14 MeV-Neutronen, bedingt durch die lange Lebensdauer der thermischen Neutronen im Schwerwassertank. Die Impulsbreite von 40 μ sec wurde vor allem gewählt, weil sich damit eine optimale Neutronenausbeute des in seinem Mittelwert durch die Leistungsfähigkeit der Targetkühlung begrenzten Ionenstroms ergab.

Sowohl der Neutronengenerator als auch der Schwerwassertank waren in einem Abschirmbunker aus 2 m starkem Beton untergebracht. Die für die Spektrumsmessungen notwendige Laufzeitstrecke verlief im Bunker zunächst eine Strecke von etwa einem Meter in Luft und danach in einem 14 m langen evakuierten Rohr aus dem Bunker heraus zu dem außerhalb aufgebauten Detektor. Auch den Detektor umgab eine abgesehen vom Durchlaß für den Flugkanal allseitige Abschirmung aus 50 cm Beton und zusätzlich aus 10 cm Dibortrioxidpulver im Mantel eines doppelwandigen Aluminiumkastens, der den Detektor zugleich elektrisch abschirmte. Die so erzielte Unterdrückung auch des nicht vom Experiment selbst hervorgerufenen Untergrunds reichte jedoch noch nicht aus für die sehr langwierigen Spektrumsmessungen. Daher wurde der Flugkanal ebenfalls mit 50 cm dicken Betonsteinen umschichtet.

Als Detektor diente eine Zählrohrbank, aufgebaut aus insgesamt 23 in drei Schichten angeordneten Zählrohren des Typs 40 EB 70/50G der Firma 20th Century. Diese Zählrohre, gefüllt mit auf 90% ^{10}B angereichertem Bortrifluorid, hatten bei einer empfindlichen Länge von 40 cm einen Durchmesser von 5 cm, so daß der Detektor insgesamt eine wirksame Fläche von 40 cm x 40 cm besaß. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Anordnung in Abhängigkeit von der Neutronenenergie war bereits aus einem Vergleich mit einer zweiten Zählrohrbank bekannt, die nur wenig B^{10}F_3 -Gas enthielt [38]. Diese Eigenschaft ergab zwar eine geringe Empfindlichkeit des zweiten Detektors, doch ließ die damit verbundene schwache Eigenabsorption in den Zählrohren eine genaue Berechnung des Ansprechvermögens zu, das dem $1/v$ -Verlauf der Borabsorption sehr nahe kam [37].

Im allgemeinen wurden jeweils 3 Zählrohre der Bank an einen gemeinsamen Verstärker geschaltet. Dabei sorgten Kondensatornetzwerke innerhalb jeder Zählrohrgruppe für einen Ausgleich der unterschiedlichen Gasverstärkung. Um die in den Zählrohren gebildeten Ladungsimpulse nicht auf zu große Kabelkapazitäten zu verteilen, wodurch Höhe und Anstiegszeit der Spannungsimpulse gelitten hätten, befanden sich die Verstärker unmittelbar im Abschirmgehäuse der Zählrohrbank. Der erforderliche gute Rauschabstand der Impulse am Ausgang der Verstärker ergab sich aus der Verwendung von ausgesuchten rauscharmen Feldeffekttransistoren in den Eingängen. Eine einstellbare Gegenkopplung erlaubte es, die Verstärkung an die vorgeschaltete Zählrohrgruppe anzupassen. Zum Abgleich diente eine radioaktive Neutronenquelle.

Aus den Verstärkern gelangten die Impulse über eine Summierstufe und einen Integralkriminator in den mit einem Flugzeiteinschub ausgerüsteten 256-Kanalanalysator vom Typ CN 110 der Firma TMC. Der längsten noch meßbaren Zeit entsprach dann bei einem Flugweg der Neutronen von 15,4 m und bei einer Zeitkanal-Breite von 64 μ sec eine kleinste Energie von 4,6 meV. Demgegenüber ergab sich die obere Energiegrenze allein aus der geforderten Genauigkeit der Energiemessung: Weil die Unsicherheit bei der Messung der Flugzeit epithermischer Neutronen vor allem aus der verwendeten, im Vergleich zur Lebensdauer dieser Neutronen großen Kanalbreite resultierte, ließ sich beispielsweise eine Energie von 3 eV nur mit einer Unschärfe von 20% angeben. Die mögliche Verkleinerung der Kanalbreite und damit dieser Unschärfe auf die Hälfte hätte jedoch die untere Energiegrenze vervierfacht und damit sehr nahe an das Maximum des thermischen Spektrums hinaufgeschoben.

Für Intensitätsvergleiche der unter verschiedenen Bedingungen gemessenen Spektren und zu Untergrundkorrekturen kontrollierten zwei im Abschirmbunker untergebrachte Monitorzählrohre die Neutronenproduktion des Beschleunigers, die durch die Targetabnutzung im Betrieb starken Änderungen unterlag.

3. Besondere elektronische Einrichtungen

a) Die kontinuierliche Lebensdauer-Überwachung

Die bei der Konstruktion des Schwerwassertanksystems unvermeidliche Schweißnaht am Eintritt des Extraktionskanals in die Trennwand zwischen den beiden Tanks ließ es wünschenswert erscheinen, ein hier durch Entstehen von Haarrissen mögliches Eindringen von Bor in das reine schwere Wasser ständig zu überwachen. Während die äußerst empfindliche chemische Analyse wegen ihres hohen Aufwandes nur von Zeit zu Zeit Stichproben erlaubte, bot eine kontinuierliche Registrierung der Lebensdauer der Neutronen in der Moderatoranordnung den Vorteil, zumindest eine für das Experiment noch tragbare Borvergiftung des reinen Schwerwassers sofort genügend genau anzuzeigen. Eine gegenüber den ohnehin vorhandenen Ausflußverlusten an der Moderatoroberfläche geringe zusätzliche Absorption wäre für das Experiment noch zu tolerieren gewesen.

Für diese Lebensdauerüberwachung wurde ein kleines, mit 0,5 mm dickem Cadmiumblech umhülltes Zählrohr verwendet, das zusammen mit dem zugehörigen Vorverstärker an der zur Trennwand parallelen, dem Neutronengenerator gegenüberliegenden Tankwand montiert war. Von den einzelnen Fourierkomponenten der räumlichen Flußverteilung $\sqrt{16}$ im Tank reagierte der Grundmode am empfindlichsten auf Borvergiftung durch Verkürzung seiner langen Abklingzeit. Um diesen exponentiellen Zerfall möglichst rein mit dem Zählrohr erfassen zu können, mußten vor allem die Oberwellen mit ähnlicher Zerfallszeit von der Registrierung ausgeschlossen werden. Das waren insbesondere diejenigen Oberwellen niedriger Ordnung, deren Knotenebenen senkrecht zu den beiden langen Tankkanten standen. Die Anregung von derartigen geradzahligen Moden (mit ungerader Knotenebenen-Zahl) ließ sich jedoch ganz vermeiden durch die symmetrische Aufstellung des Neutronengenerators vor der Mitte der einen großen Seitenfläche des Tanks. Die dann neben dem Grundmode hauptsächlich noch auftretenden 3. Oberwellen wurden bei der Messung des Grundmode-Zerfalls dadurch unterdrückt, daß das Zählrohr im Schnittpunkt ihrer Knotenflächen an der dem Generator gegenüber liegenden Tankwand befestigt wurde.

Die Überprüfung der Konstanz der Abklingzeit geschah nun, indem im Verlauf eines Pulszyklus der Flugzeitmessung die Zählrohrimpulse zunächst für eine Halbwertszeit an einen ersten Zähler, danach für den Rest des Zyklus an einen zweiten Zähler geschaltet wurden. Solange sich die Halbwertszeit gegenüber der einmal fixierten Einschaltzeit des ersten Zählers nicht veränderte, mußten dann die Inhalte beider Zähler stets identisch sein. Ein beginnendes Eindringen von Bor in das reine Schwerwasser auf dem Wege über eine Undichtigkeit hätte sich sofort in einer der zunehmenden Absorption proportionalen Änderung im Verhältnis der beiden Zählraten ausgedrückt.

Das für diese Kontrollmethode notwendige präzise Umschalten übernahmen die in die beiden Zähler eingebauten Impulstore, die an die Ausgänge zweier einfacher Flipflop-Stufen angeschlossen wurden. Damit war es möglich, die zum Offenhalten der Zählertore erforderlichen langen Rechteckimpulse lediglich durch kurze Zeitmarkenimpulse an den Flipflop-Eingängen auszulösen und zu beenden. Einer der dazu verwendeten Impulse war der Startimpuls für den Neutronengenerator, die anderen beiden, die einen sehr genauen Zeitabstand einhalten mußten, wurden von diesem ersten Impuls abgeleitet. Dazu diente ein Doppelimpulsgenerator mit digital einstellbarer, quarzkontrollierter Verzögerung der beiden Ausgangsimpulse gegenüber dem Startimpuls. Die Abbildung IV.4 zeigt das Blockschaltbild der beschriebenen Anlage zusammen mit dem zugehörigen Impulsschema. Die Pause zwischen dem Startimpuls bei T_0 und dem Öffnen des ersten Zählers bei T_1 überbrückte die Zeit, während der wegen zu hoher Zählraten Totzeiteffekte auftraten.

b) Die Kontrolle des Untergrundes während der Spektrumsmessung

Wegen der bei diesen Experimenten sehr geringen Ereignisrate im Flugzeitdetektor waren besondere Vorkehrungen notwendig, um den Untergrund genau zu überwachen. Die vom Experiment selbst hervorgerufenen elektrischen Impulsstörungen waren einerseits wegen sorgfältiger Abschirmungen und der strikten Vermeidung von Erdverkopplungen des abgeschirmten Impulskabel sehr gering und blieben andererseits auf die kurze Zeit der Erzeugung der 14 MeV-Neutronen beschränkt. Der wesentliche Anteil des Neutronenuntergrundes, der aus dem Experiment selbst stammte, war gut reproduzierbar und erforderte daher nur gelegentliche Kontrollen, nachdem er einmal mit

ausreichender Statistik gemessen worden war. Außerdem wurde aber auch noch eine Untergrundkomponente aufgefunden, die von Messung zu Messung stark schwankte und offenbar einen fremden Ursprung hatte. Um auch kurzzeitige Schwankungen dieses Untergrundes in dem großvolumigen Detektor genügend rechtzeitig zu erfassen, wurde ein besonderer Untersetzter gebaut, der nur einen einstellbaren Anteil aus einem Zyklus von jeweils 16 Startimpulsen zum Neutronengenerator gelangen ließ und während der übrigen Zeit den Detektorausgang an einen besonderen Zähler schaltete (Abb. IV.5). Diese Apparatur erlaubte auch, innerhalb eines Zyklus zwischen die Spektrumsmessungen und die folgende Untergrundmessung eine Pause von Vielfachen des Impulsabstandes zu legen. Das war erforderlich, um die langsamsten Neutronen aus dem Schwerwassertank, deren Flugzeit länger als der Abstand der Impulse war, mit Sicherheit von der Messung des zeitkonstanten Untergrundes auszuschließen.

Bei einer Impulsfrequenz von 15 - 20 Hz konnte also der nicht vom Experiment stammende Untergrund etwa in jeder Sekunde einmal gemessen werden. Das eingestellte Verhältnis zwischen den Zeiten für die Untergrund- und die Spektrumsmessung betrug 1:4 bis 1:8, wobei es die thermische Trägheit der gekühlten Halterung für das Tritium-Target im Beschleuniger zuließ, die durch die Pausen im Mittel etwas verringerte Frequenz der Neutronenimpulse durch Vergrößern des gepulsten Deuteriumionen-Stromes auszugleichen. Daher erhöhte sich der Zeitbedarf für eine Spektrumsmessung durch diese Maßnahme nicht.

V. Die Durchführung der Messungen

1. Die Spektrumsmessungen

Zur Untersuchung des Effekts einer Grenzfläche zwischen reinem und borvergiftetem schweren Wasser wurden die Flugzeitmessungen der Neutronenspektren nahe der Grenze zunächst bei einer Borkonzentration von 3,0 g B_2O_3 /kg Schwerwasser, später auch mit 9,4 g B_2O_3 /kg Schwerwasser durchgeführt. Dem entsprechen Absorptionsquerschnitte von $0,044 \text{ cm}^{-1}$ (0,65 b/Deuteron) und $0,136 \text{ cm}^{-1}$ (2,04 b/Deuteron).

Die kleinere Vergiftungsstufe erlaubte, ein Spektrum bereits innerhalb von 10 bis 14 Stunden zu messen, wenn sich die Extraktionsposition unmittelbar an der Grenzfläche bzw. 3,5 cm davon entfernt in der Zone des borierten Schwerwassers befand. Die Zählrate im Maximum des Flugzeitspektrums lag dann jeweils bei 1000 Ereignissen pro Zeitkanal. Dabei war noch ein aus der Anordnung selbst stammender, in seiner Form dem Flugzeitspektrum nahezu proportionaler Untergrund von etwa 10% zu berücksichtigen, ebenso aber auch ein zeitunabhängiger Untergrund von im Mittel 3 Impulsen/Kanal.

Wegen der verhältnismäßig kurzen Meßzeiten und dem hohen Abstand zum zeitunabhängigen Untergrund wurde bei dieser Borkonzentration zunächst eine große Reihe von Untersuchungen durchgeführt, wie sie in dieser Zahl bei der höheren Konzentration nicht mehr möglich waren. Diese Untersuchungen galten der Abhängigkeit der Neutronenspektren sowohl von der Gestalt der Grenzfläche, soweit es den Unterschied zwischen einer Ebene und einer räumlichen Kante betraf, als auch vom Abstand zu der senkrechten Trennwand der Tanks: Die Positionen für die Extraktion der Spektren lagen in der Mitte des reinen Schwerwassers, unmittelbar an der Trennwand sowie 1,0 cm und 3,5 cm von ihr entfernt im borierten Schwerwasser. Es wurde auch geprüft, welche Veränderungen in all diesen Fällen das Umdrehen des Tanks zwischen Neutronengenerator und Flugkanal brachte, wobei sich, bezogen auf die Tankkoordinaten, nicht nur die Extraktionsrichtung der gemessenen Neutronen, sondern auch die Verteilung der schnellen Neutronen und damit die eigentliche Neutronenquelle umkehrte.

Wegen der Kleinheit der hier aufgefundenen Spektrumsänderungen richteten sich die Untersuchungen jedoch hauptsächlich auf den von der höheren Borvergiftung erzeugten Grenzflächeneffekt. Die dazu notwendigen Messungen erwiesen sich jedoch als äußerst langwierig: Ein Flugzeitspektrum mit einer maximalen Ereignisrate von 2000 Impulsen/Kanal benötigte zu seiner Registrierung etwa 85 Stunden. Diese Messungen wurden in möglichst wenigen, mehrtägigen Abschnitten durchgeführt, unterbrochen nur durch die Pausen für das Wechseln des Tritiumtargets im Neutronengenerator nach jeweils etwa 20 Stunden. Entsprechend der geringen Ereignisrate im Detektor ergab sich ein im Vergleich zu ihr recht hoher, nicht vom Experiment selbst verursachter und überdies stark schwankender Untergrund, der zeitweise zum Abbrechen der Messungen zwang und während einer Spektrumsmessung im Durchschnitt bei insgesamt 30 Ereignissen/Kanal lag. Die kontinuierliche Untergrundregistrierung erlaubte es, die Verträglichkeit der Messungen mit dem veränderlichen Fremduntergrund ständig zu überwachen.

Für beide Grenzflächen-Formen wurden die Spektrumsmessungen wegen ihrer langen Dauer nur an je zwei Positionen durchgeführt, und zwar sowohl unmittelbar an der Trennwand als auch im Abstand von 3,5 cm davon im boriierten Schwerwasser. Die Spektren sind, allerdings schon nach einer Korrektur der endlichen Zeitauflösung des Flugzeitspektrometers, in den Abbildungen VI.4/5 für beide Borkonzentrationen wiedergegeben.

Die Herkunft des Eigenuntergrundes

Außer den nicht reproduzierbaren und daher laufend kontrollierten, von fremden Ereignissen ausgelösten Detektorsignalen existierten noch zwei weitere, jedoch mit dem Experiment korrelierte Untergrundkomponenten von verschiedenartiger Herkunft. Eine der beiden Komponenten resultierte aus der gegenseitigen Überlappung der Flugzeitspektren, weil möglicherweise extrem langsame Neutronen den Detektor erst erreichten, wenn dort bereits Neutronen aus dem folgenden Meßzyklus eintrafen. Der Effekt wurde mit einem zweiten Zeitanalysator bei großer Kanalbreite und mit verlängertem Zyklusabstand untersucht. Weil diese Untergrundkomponente sich aus den Spektren selbst ergab, war eine ständige Kontrolle nicht notwendig. Aus der Kenntnis des von Messung zu Messung gelegentlich veränderten Impulsabstandes und der Maximumhöhe des dabei aufgezeichneten Flugzeitspektrums ließ

sich dieser Anteil des Untergrundes leicht ermitteln, wenn er für dieselbe Spektrumsform einmal ausgemessen worden war. Bei der meist verwendeten Zyklusfrequenz von 20 Hz ergab sich für eine maximale Ereignisrate im Flugzeitspektrum von 2000 Detektorimpulsen/Kanal ein vernachlässigbarer Überlappungsuntergrund von 0,3 Ereignissen in den ersten Kanälen, der etwa proportional zur Energie der ihn verursachenden, sehr langsamen Neutronen von niedrigen zu hohen Flugzeiten hin abfiel, entsprechend dem Verlauf des Maxwellspektrums bei sehr niedrigen Energien.

Des weiteren stellte sich trotz der exakten Ausrichtung von Extraktionsrohr, Kollimator und Detektor auch bei leerem Extraktionskanal ein Untergrund ein, dessen Zeitstruktur im thermischen Energiebereich dem Neutronen-Flugzeitspektrum aus dem Moderator ähnelte. Dieser thermische Untergrund war jedoch weder durch Justierungsfehler bedingt noch durch eine Streuung der Neutronen aus dem Tank am Stahl-Gehäuse des Neutronengenerators, auf das der Extraktionskanal gerichtet war. Dies ließ sich mit einer 2 mm dicken Cadmium-Scheibe nachweisen, die bei einem Versuch, die Herkunft des Untergrundes festzustellen, das Extraktionsrohr etwa an seinem Durchtritt durch die Trennwand versperrte, den Untergrund aber dabei nicht zu verändern vermochte. An dieser Stelle aber waren die Toleranzen für die Aufstellung des Tanks bereits sehr groß, so daß keine Zweifel an ihrer Einhaltung bestanden.

Dieser Untergrund thermischer Neutronen entstammte offenbar wenigstens zum Teil einer minimalen Streuung an der Innenfläche der Kollimatorbohrung, wie die Versuche mit einer etwas veränderten Form der Bohrung (Abb.V.1) ergaben. Eine solche Streuung wird möglicherweise durch das organische Bindemittel des Borkarbid-Pulvers hervorgerufen, aus dem der Kollimator hergestellt war. Die zweite Ausführung verringerte wegen der verkürzten, vom Detektor einsehbaren Streufläche den thermischen Untergrund um etwa 10%. Ein größerer Effekt ließ sich dabei nicht erzielen, weil aus geometrischen Gründen die größte Streuung gerade im vorderen Teil des Kollimators auftrat, während andererseits die vordere Scheibe des 2. Kollimatortyps bei noch weiterer Verringerung ihrer Dicke für epithermische Neutronen transparent wurde.

Eine sehr deutliche Streuung erfuhren dagegen die epithermischen Neutronen am Gehäuse des Neutronengenerators, doch ließ sich diese Störung der Untergrundmessung mit einem 15 mm starken Borkarbid-Filter zwischen Neutronengenerator und Extraktionsrohr beseitigen.

Der auf diesen Streueffekten beruhende Untergrund ergab im thermischen Energiebereich, unabhängig von der Borkonzentration im schweren Wasser, den schon erwähnten Anteil von 10% an den an der Grenzfläche gemessenen Spektren. Befand sich die Extraktionsposition 3,5 cm weit im Bereich des borierten Schwerwassers, so lag dieser Untergrundanteil der verringerten Intensität entsprechend bei etwa 14%.

2. Die Messung der Ortsabhängigkeit

Bei der beabsichtigten Kontrolle der Ergebnisse von Transportrechnungen durch Messungen der Grenzflächeneffekte interessiert außer der Energieabhängigkeit des Neutronenflusses auch sein räumlicher Verlauf. Zur Messung der Ortsabhängigkeit eigneten sich jedoch die Flugzeit-Spektrumsmessungen nur schlecht, vor allem wegen der mit der Meßmethode verbundenen, noch zu diskutierenden Flußstörungen, aber auch, weil der große Zeitbedarf dieser Methode nur wenige Meßorte zuließ.

Infolgedessen wurde das Flußprofil mit Aktivierungs sonden ausgemessen, weil sich dabei wesentlich geringere Flußstörungen, aber auch kürzere Meßzeiten je Ortspunkt ergaben. Ein noch weiteres Verkleinern des gesamten Zeitaufwandes durch gleichzeitigen Einbau mehrerer Sonden bei einer einzigen Aktivierung war allerdings gerade in dem besonders interessierenden Ortsbereich nicht möglich, weil dort, in der Zone des borierten schweren Wassers, die hohen Flußgradienten eine genaue Berechnung der gegenseitigen Störungen nicht zuließen. In großem Abstand von dieser Zone wurde lediglich eine zweite gleichartige Sonde als Flußmonitor an einer festen Position nahe dem Flußmaximum eingebaut. Allein aus dem Verhältnis beider Sondenaktivitäten an den verschiedenen Meßorten ließ sich dann das Flußprofil rekonstruieren, ohne daß die von Messung zu Messung sich ändernde Quellstärke des Neutronengenerators bekannt sein mußte. Um die Ortsabhängigkeit der beiden wesentlichen Spektrumsparameter, der Neutronendichte und des epithermischen Flusses, getrennt voneinander zu verfolgen, wurden diese Messungen mit zwei geeigneten SONDENSUBSTANZEN durchgeführt.

Zum Messen der Neutronendichte dienten Dysprosium-Folien von $100\ \mu$ Dicke und mit einem Durchmesser von 18 mm. Die Eignung des Dysprosiums für diesen Zweck ergab sich daraus, daß sein Aktivierungsquerschnitt bei thermischen Energien sehr nahe einem $1/v$ -Verlauf folgte. Bei höheren Energien auftretende Abweichungen von diesem Verhalten lieferten nur vernachlässigbare Beiträge zur gesamten Aktivität, wie die Messungen unter einem Cadmium-Filter zeigten. Zum Auszählen der β -Aktivität, die mit einer Halbwertszeit von 140 min. abklingt, stand der β -Zweig einer 4π - β - γ -Koinzidenzapparatur zur Verfügung, die in [42] ausführlich beschrieben ist.

Für die Messung des epithermischen Flusses wurden Indium-Sonden gleicher Abmessungen, jedoch in Hüllen aus 0,5 mm dickem Cadmium-Blech verwendet. Von der im Gegensatz zum Dysprosium hier nebeneinander auftretenden β - und γ -Aktivität wurde gleichfalls die β -Komponente ausgezählt, die mit der Halbwertszeit des In^{116} -Isomers von 54 min zerfällt.

Eine andere Methode zum Nachweis des epithermischen Neutronenflusses war das bekannte Differenzverfahren [16], das hier gemeinsam aktivierte Indium- und Dysprosium-Sonden verwendete. Dabei ergab sich eine Aktivierung des Indiums sowohl durch thermische wie durch epithermische Neutronen, während das Dysprosium den thermischen Fluß allein registrierte. Mit der Hilfe von Eichmessungen gelang dann eine Trennung beider Anteile. Zur Kontrolle dieses weniger direkten Verfahrens, das jedoch die insgesamt notwendige Meßzeit verkürzte, dienten die Messungen nach der vorgenannten Methode.

Aus der Stärke der Dysprosium-Sonde, die zum Erzielen einer guten Empfindlichkeit so groß gewählt war, ergab sich eine Aktivierungsstörung [16] von 15% im Vergleich zu einer unendlich dünnen Sonde. Dieser Wert erschien als noch zulässig, denn beim Ausmessen des Flußprofils in relativen Einheiten fällt ein konstanter Anteil der Sondenstörung vollkommen heraus. Von Bedeutung sind daher nur die räumlichen Änderungen, die aber als ein Effekt zweiter Ordnung als klein gegen die Störung selbst anzusehen und darum hier vernachlässigbar sind.

Die Dicke der Indiumsonden wurde so festgelegt, daß sich im Gebiet niedrigen Flusses, wo der Anteil der epithermischen Neutronen relativ hoch war, eine etwa ebenso große Aktivierung wie bei den Dysprosium-Sonden ergab. Die daraus resultierende Aktivierungsstörung war dementsprechend kleiner und lag bei 5%.

Zur Aufnahme des Flußprofils wurden die Sonden in die auch für die Spektrums-Messungen benutzte Hülse eingebaut und damit in das durchgehende Extraktionsrohr der Anordnung geschoben. Das ermöglichte nicht nur einen schnellen Wechsel der Sonden nach jeder Aktivierung, sondern es blieb damit auch die Konsistenz mit den Orten der Spektrumsmessungen gewahrt.

Die genaue Positionierung der Sonde in der Hülse übernahm dabei ein Paar dreibeiniger Schemel, die aus 1 mm dicken AlMg₃-Blech hergestellt waren und, miteinander verschraubt, die Sonden eingeklemmt hielten (Abb.V.2).

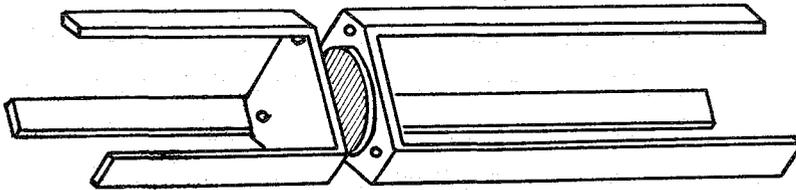


Abb. V.2
Sondenhalterung

Zum Schutz gegen seitliches Verrutschen der Sonde erhielt jeweils eine der beiden dreieckigen Klemmflächen des Schemelpaares eine in Radius und Tiefe der Sonde angepaßte Eindrehung. Zum Einbau der Sonden an verschiedenen Positionen in der Kapsel war ein Satz derartiger Dreibeinpaare vorgesehen mit fester, auf die Hülse abgestimmter Gesamtlänge, aber unterschiedlicher Länge der einzelnen Dreibeine.

Eine federnde, leichte Spreizung der drei Beinpaare fixierte die Lage der Sondenhalterung innerhalb der kreiszylindrischen Hülse in der Richtung senkrecht zur Hülsenachse. Der Aufbau der Kapsel aus zwei ineinander verschieblichen, einseitig mit Deckflächen versehenen zylindrischen Rohren (Abb.IV.2b) erlaubte, beim Zusammensetzen der Kapsel die Sondenhalterung in axialer Richtung fest einzuspannen.

Eine zweite Sonde in der Mitte der Zone reinen Schwerwassers, nahe dem Maximum des Neutronenflusses, kontrollierte bei den Aktivierungen die Quellstärke des Neutronengenerators. Die Halterung dieser Monitorsonde übernahmen nach einem ähnlichen Prinzip zwei zusammengeschaubte, dreieckige Aluminiumplatten, von denen die eine gleichfalls eine Eindrehung erhielt. Um das reine Schwerwasser gegen Verunreinigungen zu schützen, befand sich der Sondenrahmen während der Aktivierung in einem luftdichten, engen Beutel aus Polyäthylen, der am Ende einer Aluminiumstange vom Tankdeckel herabhing. Die Stange selbst war dort an einem Flansch aufgehängt, der die zum Einbau der Sonde dienende Öffnung im Deckel von außen wieder verschloß. Eine starre Verankerung der Aluminiumstange in dem Flansch garantierte bei den Aktivierungen eine reproduzierbare Lage der Sonde im Tank.

Von den benutzten SONDENSUBSTANZEN ließen das Indium und seine Cadmium-Hülle bei verhältnismäßig kurzzeitiger Berührung mit Wasser keinerlei chemische Reaktionen befürchten. Das schon an der Luft leicht hygroskopische Dysprosium jedoch benötigte einen sicheren Schutz gegen jeglichen Kontakt mit dem Schwerwasser. Wie Versuche zeigten, wurden probeweise verwendete Polyäthylen-Hüllen durch das Einklemmen zwischen den Aluminiumhalterungen in den engen Zylinderhülsen sehr leicht beschädigt. Einen sicheren Schutz der Dysprosiumsonden ergab jedoch ein dünner Überzug aus einem besonderen Lack, der bei regelmäßiger Erneuerung keinerlei Veränderungen der Dysprosium-Folien während mehrerer Monate erkennen ließ. Dieser Lack bestand aus einer Lösung von Polymethacrylat in Amylacetat, besaß also eine gewisse Verwandtschaft mit dem Plexiglas.

Die mit diesen Sonden aufgenommenen Flußprofile sind in den Abbildungen V.3a und V.3b wiedergegeben. Entsprechend den bei den Spektrumsmessungen gewonnenen Erfahrungen wurden diese Messungen jedoch nur im Fall der höheren Borkonzentration durchgeführt, weil erst dort die Grenzflächeneffekte genügend deutlich hervortraten. Die Abb. V.3a zeigt den Verlauf der Indium-Aktivierung unter Cadmium, also die Ortsabhängigkeit des epithermischen Neutronenflusses, während die folgende Abbildung den Verlauf der Neutronendichte wiedergibt. Die Unterschiede im experimentellen Aufbau, die in der Abb.V.3b skizziert sind und dort vier verschiedene Kurven ergeben, den epithermischen Fluß jedoch offensichtlich nicht beeinflussten, sind die folgenden:

- 1) Die Füllung des Extraktionsrohrs erstreckte sich im Bereich des borierten Schwerwassers bis zur Grenzfläche
 - a) Das Rohr war zonenweise vollständig mit reinem und boriertem Schwerwasser gefüllt; die Füllung entsprach, wie auch im Folgenden, jeweils zonenweise dem umgebenden Medium.
 - b) Nur der Abschnitt des Rohrs im Bereich des borierten Schwerwassers war vollständig gefüllt.
 - c) Im selben Bereich war, von der Grenzfläche an gerechnet, nur ein 40 mm langes Teilstück gefüllt.
- 2) Die Füllung erstreckte sich 40 mm weit von der äußeren Oberfläche des Tanks her in den borierten Bereich hinein.
- 3) Die beiden vorgenannten Meßaufbauten wurden auch daraufhin untersucht, wie weit ein zusätzlicher Kanteneffekt die resultierenden Flußprofile verschob. Die sich daraus ergebenden Kurven sind in der Abbildung mit einem 'K' bezeichnet.

Der Unterschied der in den Fällen 1 und 2 gewonnenen Flußprofile zeigt besonders deutlich die Störungen durch den Extraktionskanal, wobei die Fälle 1b) und 2) genau den Bedingungen bei den Flugzeitexperimenten entsprechen. Bemerkenswert ist jedoch die Kleinheit der Störungen im Fall 1b), der sich hier nicht vom Fall 1a) unterscheiden läßt; ebenso ergibt das Fehlen jedes meßbaren Unterschiedes zwischen 1b) und 1c), daß nur die Lage der Hülsen-Endfläche im Kanal, nicht aber die Länge der Hülse den Flußverlauf in ihrem Innern bestimmte.

Der Zeitbedarf für jeden Meßpunkt ergab sich zum einen aus einer Aktivierungszeit der Sonden im Schwerwasser-Tank von einer Stunde, nach der die etwas schwierige Demontage der Hülsen und Sondenhalter noch etwa 30 min in Anspruch nahm, ehe das Auszählen der Aktivierung beginnen konnte. Darauf wurden etwa zwei Stunden verwendet, die auch eine Kontrolle des Untergrundes in der Meßapparatur einschlossen. Je nach den Bedingungen bei der Aktivierung der Sonden ergaben sich in den 5-minütigen Zählintervallen 10^4 - 10^5 registrierte Zerfälle, wozu der Untergrund nur etwa 100 Ereignisse beitrug.

VI. Die Reduktion der gemessenen Spektren

Gegenüber den eigentlich interessierenden Spektren des skalaren Neutronenflusses zeigten die gemessenen, vom Untergrund befreiten Flugzeitspektren Abweichungen, die sich aus der Meßmethode ergaben. Jedoch ließ sich wegen der besonderen Schwierigkeiten dieses Experiments nur die endliche Zeitauflösung des Flugzeitspektrometers korrigieren, die durch die endliche Aufenthaltsdauer der Neutronen im Schwerwassertank bedingt wird, während alle weiteren Einflüsse nur durch den Vergleich mit den aus einer Transportrechnung gewonnenen Spektren erschlossen werden konnten.

1. Die Korrektur der endlichen Zeitauflösung

Die im Vergleich zur Flugzeit nicht vernachlässigbare Lebensdauer der Neutronen im Moderator verformt das gemessene Flugzeitspektrum gegenüber dem idealen Spektrum, das ein in sehr großer Entfernung aufgestellter Detektor registrieren würde. In einer realisierbaren Entfernung wird daher stets das mit einer Auflösungsfunktion $R(E, t'-t)$ gefaltete ideale Flugzeitspektrum beobachtet, wobei R die Wahrscheinlichkeit beschreibt, daß sich ein Neutron mit der der Flugzeit t zugehörigen Energie $E(t)$ eben zur Zeit $(t'-t)$ nach der Injektion der 14 MeV-Neutronen im Moderator aufhält. Gemessen wird also statt der bei idealer Auflösung vorgefundenen Zählrate $z_0(t)$ die Zählrate

$$z(t') = \int_{t=-\infty}^{+\infty} dt \cdot z_0(t) \cdot R(t, t'-t) \quad \text{mit} \quad \int_{t=-\infty}^{+\infty} dt \cdot R(t', t'-t) = 1 \quad (\text{VI.1})$$

Eine einfache Entfaltung von $z(t)$ ist nur dann möglich, wenn R von seinem ersten Argument nicht explizit abhängt [39]. Diese Bedingung war jedoch hier nicht erfüllt, weil sich die Lebensdauern der thermischen und der epithermischen Neutronen stark unterscheiden und sich im Übergangsbereich rasch ändern. Wenn aber die Zählratenverteilung im gemessenen Spektrum hinreichend glatt ist, um eine stückweise Darstellung durch quadratische Polynome zu erlauben, und wenn die Auflösungsfunktion $R(E, t-t')$ in E keine zu plötzlichen Änderungen zeigt, läßt sich eine verhältnismäßig einfache Näherung für die iterative Entfaltung der gemessenen Spektren angeben [16]:

$$z_0(t-\bar{t}) = z(t) - z''(t-\bar{t}) \cdot (\bar{\tau}^2 - \bar{t}^2) / 2 \quad (\text{VI.2})$$

Dabei bedeuten $\bar{\tau}$ die mittlere Lebensdauer und $\bar{\tau}^2$ die Varianz der Lebensdauer. Die genannte zweite Voraussetzung für diese Näherung besteht explizit darin, den Unterschied zwischen den exakten Zeitmomenten

$$\bar{\tau}^n = \int_{t=-\infty}^{+\infty} dt \cdot (t-t')^n \cdot R(t', t-t') \quad \text{für } n = 1, 2$$

(festgehaltene Flugzeit
bzw. Energie)

und den bei der Ableitung der Näherung auftauchenden Ausdrücken

$$\int_{t=-\infty}^{+\infty} dt \cdot (t-t')^n \cdot R(t, t-t') \quad (\text{Flugzeit erscheint als Integrationsvariable})$$

zu vernachlässigen. Ersichtlich ist dies zulässig, sofern sich die Form der Auflösungsfunktion R über einen Energiebereich nicht verändert, der einem Flugzeitintervall von mehreren Lebensdauern entspricht.

Um die gemessenen Flugzeitspektren mit dieser Methode entfalten zu können, mußte also die energieabhängige Neutronen-Lebensdauer und deren Varianz im Schwerwassertank bekannt sein. Eine direkte Messung dieser Größen hätte aber die Verwendung eines Choppers erfordert, der eine nicht mehr zulässige Intensitätsverringering mit sich gebracht hätte. Daher wurden Meßergebnisse von R.C. Kryter [17] herangezogen, die an einem Tank mit reinem Schwerwasser gewonnen worden waren, jedoch ohne die hier benutzte Zwischenschaltung von boriertem Schwerwasser und daher mit wesentlich besserer Intensität. Die Resultate dieser Messungen ließen sich mit nur geringen Korrekturen übertragen, weil die die Lebensdauer der Neutronen wesentlich bestimmende Ausflußwahrscheinlichkeit in beiden Fällen fast identisch war. Die Korrektur ergab sich aus den schon geschilderten Lebensdauerermessungen mit einem am Tank befestigten Zählrohr, bei denen ein Mittelwert über die Lebensdauern aller thermischen Neutronen erfaßt wird.

Von R.C. Kryter sind die zeitabhängigen Spektren in der Form $R(E, t)$ für 4 feste Energien angegeben worden; daraus ließen sich die gesuchten Werte für $\bar{\tau}(E)$ und $\bar{\tau}^2(E)$ durch graphische Integration gewinnen. Das Ergebnis, bereits reduziert auf die für dieses Experiment gemessene mittlere Lebensdauer, zeigt die Abbildung VI.1. Dort ist auch die Varianz $\bar{\tau}^2$ in der Form $\sqrt{\bar{\tau}^2 - \bar{\tau}^2}$ eingetragen, um den geringen Unterschied zwischen $R(E, t)$ und einem rein exponentiellen

Zerfallsgesetz anzudeuten, bei dem die beiden dargestellten Kurven zusammenfallen würden.

Indirekt ließ sich das Übernehmen der nur wenig umgerechneten Daten aus den Messungen R.C. Kryters dadurch rechtfertigen, daß ein bekanntes, unter Verwendung dieser Werte gefaltetes Neutronenspektrum exakt mit dem gemessenen Flugzeitspektrum übereinstimmte, trotz der beträchtlichen Verschiebung gegenüber dem ungefalteten Spektrum. Zu dieser Prüfung diente das Spektrum von aus dem Schwerwasser extrahierten, durch 0,1 mm dickes Cadmium-Blech gefilterten Neutronen, so daß die Spektrumsform wesentlich durch die bekannte Cadmium-Absorption $\sqrt{40}$ bestimmt war (Abb. VI.2). Über die Stufe in der Lebensdauerkurve besagte dieser Vergleich allerdings nur, daß sich der steile Anstieg im Bereich der maximalen Absorption des Cadmium befand. Eine - im Flugzeitmaßstab - obere Grenze für die Lage dieser Stufe ergab sich aber aus dem glatten Verlauf der ohne Verwendung des Cadmium-Filters gemessenen Flugzeitspektren. Denn nimmt man an, daß die Sprungstelle der Lebensdauer im Bereich der ansteigenden Flanke der Spektren liegt und daß, wie es plausibel ist, die Spektren aus der Faltung eines Maxwellspektrums entstanden sind, so ergibt sich ein Knick im gefalteten Spektrum, der tatsächlich nicht beobachtet wird (Abb. VI.3).

Die mit diesen Lebensdauer-Daten entfalteten, in den Energiemaßstab umgerechneten und schließlich vom Einfluß der energieabhängigen Detektorempfindlichkeit befreiten Flugzeitspektren geben die Abbildungen VI.4 und VI.5 wieder. Die zur Entfaltung der Spektren nötigen umfangreichen Iterationsrechnungen $\sqrt{38a}$ wurden auf einer Datenverarbeitungsanlage durchgeführt.

2. Die Verformung der Spektren durch den Flußgradienten

Während vor allem die Kenntnis des skalaren, d.h. über alle Raumrichtungen integrierten Neutronenflusses $\Phi(z,E)$ von Interesse ist, geben die Flugzeitmessungen lediglich den Fluß $F(z,E,\underline{Q})$ in der Extraktionsrichtung \underline{Q} wieder. Zwischen beiden besteht in der Diffusionsnäherung der Zusammenhang $\sqrt{I6}$

$$F(z,E,\underline{Q}) = \frac{1}{4\pi} \cdot [\Phi(z,E) + \lambda_{tr} \cdot \underline{Q} \cdot \text{grad } \Phi(z,E)] \quad (\text{VI.3})$$

Aus der Energieabhängigkeit der Transportlänge λ_{tr} resultiert infolgedessen ein Unterschied der Spektren des skalaren und des von der Flugzeitmessung erfaßten Flusses, wenn nicht der Flußgradient

in der Extraktionsrichtung \underline{Q} verschwindet.

Grundsätzlich läßt sich zwar nach dieser Gleichung der skalare Fluß rekonstruieren, falls die Ortsabhängigkeit der Flugzeitspektren bekannt und der Gradient hinreichend klein ist, so daß die Diffusionsnäherung gilt. Die Konstanz der Flußmonitore reichte hier jedoch nicht aus, um die nacheinander an verschiedenen Orten gemessenen Flugzeitspektren einheitlich zu normieren. Dieses Problem läßt sich nur mit sehr großem Aufwand an elektronischen und mechanischen Hilfsmitteln bewältigen [14].

Darauf wurde jedoch verzichtet, denn die noch zu diskutierenden Störungen durch das für die Messungen notwendige Extraktionsrohr erwiesen sich als so stark orts- und energieabhängig, daß zunächst ihr Einfluß mit Hilfe einer Transportrechnung bestimmt werden mußte. Weil sich aus diesen Rechnungen ohnehin der gestörte Neutronenfluß ergab, ließ sich daraus auch der Gradienteneffekt ermitteln: Bei näherungsweise isotroper Streuung kann aus dem orts- und energieabhängigen Neutronenfluß sofort das Spektrum der extrahierten Neutronen berechnet werden (Gleichung I.1).

3. Der Einfluß des Extraktionsrohrs

Ein Hohlraum wie das zur Messung der Flugzeitspektren notwendige Extraktionsrohr verändert den Neutronentransport wesentlich, woraus im allgemeinen eine sehr komplizierte Störung des Flusses resultiert, wie sich aus der Integralgleichung ableiten läßt:

$$F(\underline{x}_0, E, \underline{Q}) \cdot \Delta \underline{Q} = \frac{\Delta \underline{Q}}{4\pi} \int_0^\infty \int_{r_1}^\infty dr \cdot F(\underline{x}_0 + r \cdot \underline{Q}, E', \underline{Q}') \cdot \Sigma_s(E', E, \underline{Q}', \underline{Q}) \cdot dE' \cdot d\underline{Q}' \cdot \exp(-\Sigma_t \cdot (r - r_1)) + \text{Quellterm} \quad (\text{VI.4})$$

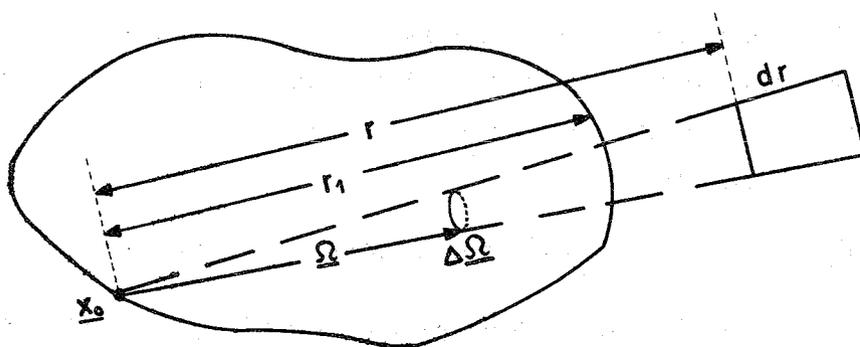


Abb. VI.6

Dabei ist \underline{x}_0 ein fester Aufpunkt am Rand des Hohlraums, von dem aus in der Richtung \underline{Q} ein anderes Stück der Hohlraumwand unter dem Raumwinkелеlement ΔQ erscheint. Die Entfernung dieses Wandstückes zum Aufpunkt ist mit r_1 bezeichnet.

Die Berechnung der Flußstörung an der Basis des Extraktionskanals ist nur dann möglich, wenn außer dem gestörten Fluß auch der veränderte Transport bekannt ist. Lediglich bei ortsunabhängigem Fluß ergibt sich ein auch plausibles Verschwinden der Hohlraumstörung, weil dann die Ortsintegration stets dasselbe Resultat liefert wie für $r_1 = 0$. Die hier vorliegenden hohen Flußgradienten ließen ein solches einfaches Verhalten des Extraktionsrohr-Effekts jedoch nicht erwarten. Dementsprechend zeigte auch der ohne diese Störungen berechnete, gerichtete Fluß im Vergleich mit den gemessenen Spektren so große Abweichungen, daß eine unmittelbare Korrektur der Messungen durch eine einfache Näherungsrechnung nicht mehr möglich erschien. Auch der nahe der Extraktionsfläche des Kanals mit Aktivierungs sondens gemessene Verlauf der Neutronendichte wies auf die teilweise erheblichen Extraktionsrohr-Störungen hin.

Zur Überprüfung der errechneten Spektren durch die Messungen wurde deshalb das weniger direkte Verfahren angewandt, in die Transportrechnungen für diesen Vergleich auch die Extraktionsrohr-Störungen einzubeziehen.

VII. Berechnung der Neutronenspektren und der Meßeffekte

1. Die Spektren der extrahierten Neutronen im ungestörten Fall

Zur Berechnung des Neutronenflusses in einer ebenen Anordnung wurde von H. Honeck [2] der THERMOS-Code entwickelt, der die exakte Transportgleichung (I.1) unter der Voraussetzung isotroper Streuung numerisch löst. Die Einzelheiten des Codes werden bei der Beschreibung seiner Verallgemeinerung im dritten Abschnitt dieses Kapitels erläutert. In seiner Grundform diente dieses Rechenprogramm dazu, hier den Neutronenfluß zu ermitteln, wie er sich in der idealisiert als eben betrachteten Moderator-Anordnung einstellt, wenn die verschiedenartigen Einflüsse der Spektrumsmessung nach der Flugzeitmethode fehlen.

Unter dieser Bedingung kann in dem gleichen Programm aus der Kenntnis des ungestörten Flusses auch das Spektrum der von einer vorgegebenen Stelle extrahierten Neutronen bestimmt werden: Nach Gleichung (I.1) ergibt sich der dort in z-Richtung emittierte Fluß

$$F_+(z, E) = \int_0^z dz' \cdot \exp(-\Sigma_t(E) \cdot [z-z']) \cdot \int_0^\infty dE' \cdot \Sigma_s(E' \rightarrow E) \cdot \Phi(z', E') \quad (\text{VII.I})$$

aus einer Ortsintegration des gestreuten (hier als isotrop gestreut angenommen) Flusses, der nach der Streuung dem Abstand entsprechend exponentiell geschwächt die Extraktionsfläche erreicht, bis zu der sich die Integration erstreckt.

2. Die Behandlung der Extraktionsrohr-Störungen

a) Das Näherungsverfahren

Da die Störung des Neutronenflusses durch das Extraktionsrohr primär auf die Änderung der Transportwahrscheinlichkeit für die den Hohlraum durchquerenden Neutronen zurückzuführen ist, eignet sich zur Berechnung der Störungen die integrale Form der Transportgleichung (I.1) besonders, weil sie in den geometrischen Termen unmittelbar die Transportwahrscheinlichkeiten enthält.

Der exakten Behandlung der Störung steht jedoch die Schwierigkeit entgegen, daß durch das Einführen des Extraktionskanals aus dem ursprünglichen, idealisierten Problem der unendlich ausgedehnten Platte nun ein echtes zweidimensionales Problem wird. Zwar haben L.M. Caspers und A.J. Janssen [18] derartige zweidimensionale

Transportrechnungen durchgeführt, jedoch war dabei unvermeidlich der Rechenaufwand extrem hoch: Die Zahl der Koeffizienten des linearen Gleichungssystems, durch das die Integralgleichung für die numerische Rechnung ersetzt werden muß, ist gleich dem Quadrat der Koeffizientenzahl des ungestörten eindimensionalen Falles, sofern die Partialsummenzerlegung des Ortsintegrals in beiden Fällen gleich fein gewählt wird. Dies ergibt sich daraus, daß der Koeffizienten-Tensor den Transport von jedem ein- bzw. zweidimensionalen Teilintervall zu jedem anderen darstellt. Proportional zum Speicherplatzbedarf eines solchen Gleichungssystems in der Rechenanlage vergrößert sich aber auch die Zahl der Rechenoperationen und damit die gesamte Rechenzeit. Da jedoch die Lösung des ebenen Problems bei Verwendung von 25 Ortsintervallen bereits einige Minuten erforderte, erwies sich die Berechnung einer zweidimensionalen Anordnung vergleichbarer Abmessungen bei 625-fachem Zeitaufwand als kaum durchführbar.

Aus diesem Grund wurde aus der exakten integralen Transportgleichung ein Näherungsansatz zur Berechnung der Hohlraumstörungen entwickelt. Der Ansatz ging davon aus, daß es zur Berechnung der Spektren der extrahierten Neutronen genügt, die Extraktionsrohr-Störungen lediglich im Gebiet jenseits der Kanalbasis zu kennen, also in dem Intervall $0 \leq z \leq z_0$ in der Abb. VII.1. Die Flußverteilung dort wird durch den ungehinderten Transport im Kanal erzeugt, der Neutronen aus weit entfernten Gebieten zur Kanalbasis gelangen läßt. Daß der von der Rohrendfläche aus gesehene Fluß auf der zylindrischen Rohrwand bereits selbst durch den Kanal gestört ist, stellt jedoch für die Flußverteilung jenseits der Kanalbasis im Sinne einer Näherungsrechnung nur einen Effekt zweiter Ordnung dar, verglichen mit dem primären Effekt der Transportwirkung des Kanals, und soll daher im Folgenden vernachlässigt werden. Das wäre sogar streng erlaubt, wenn sich die Flußstörung auf der Rohrwand, von der Basis aus gesehen, im Raumwinkel-Mittel ausgleichen würde.

Unterteilt man also die gesamte Moderatorplatte formal durch eine Ebene A am Ort der Kanalbasis z_0 (Abb. VII.1) in zwei Bereiche 1 und 2, so kann man in dieser Näherung den Fluß im Bereich 2 durch den bekannten Fluß in der ungestörten Platte ersetzen. Falls die Flächen konstanten Flusses im Bereich 1 trotz der Störung durch den Kanal noch hinreichend eben sind, läßt sich die verbleibende Aufgabe, den Fluß im Bereich 1 zu berechnen, in die Berechnung eines einfachen ebenen Problems umformulieren, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

Die Lösung kann dann ebenfalls mit Hilfe des THERMOS-Codes gewonnen werden, wobei jedoch die speziellen Verfahren des Codes, die Konvergenz der iterierten Lösungen zu beschleunigen, bei der Umformulierung des Problems besonders beachtet werden müssen.

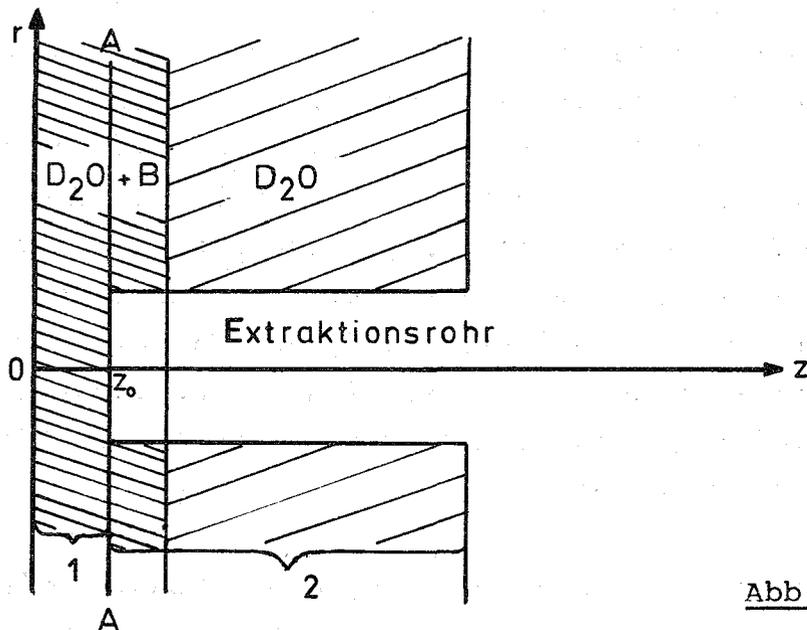


Abb. VII.1

Die leicht gekrümmten Flächen konstanten Flusses im Bereich 1 lassen sich dann durch Ebenen approximieren, wenn gegenüber der Krümmung des Flußverlaufs in der z -Richtung die Krümmung in der radialen Richtung vernachlässigbar klein ist. In dem Fall überwiegt auch die Wirkung des axialen Neutronen-Transports entsprechend stark den radialen Transport, der dann nur geringe Wirkung hat. Das Ergebnis der ebenen Transportrechnungen zeigte, daß in der besonders interessierenden Zone des borierten Schwerwassers die axiale Flußkrümmung genügend groß ist, um die eindimensionale Behandlung der Störung zu rechtfertigen.

Dies Verfahren der Näherungsrechnung sollte die besten Ergebnisse für die Ortspunkte im Bereich 1 liefern, die exakt auf der verlängerten Kanalachse liegen, da die eindimensionale Berechnung senkrecht zur z -Achse orientierte Flächen konstanten Flusses voraussetzt, während in einiger Entfernung bereits auf Grund der endlichen Flußkrümmung diese Flächen leicht geneigt sind. Dementsprechend wurde auch der durch den Extraktionskanal veränderte Transport von 2 nach 1 für im Bereich 1 auf der z -Achse liegende Zielpunkte berechnet.

Die Überlegungen, die zu diesem Näherungsverfahren führten, wurden auch bestätigt durch die gute Übereinstimmung, die F. McGirt und M. Becker [15] bei ihren Experimenten an leichtem Wasser zwischen ihren Messungen und Rechnungen mit einem analogen Näherungsmodell erzielen konnten. Allerdings mußten dort die Kanalstörungen mit einer Eingruppen-Rechnung und mit einer wesentlich vereinfachten Transport-Geometrie behandelt werden, während tatsächlich, wie im Anhang der Vergleich mit der hier entwickelten Näherungsrechnung zeigt, die Spektrumsform sehr empfindlich auf eine Verfälschung der Transport-geometrie anspricht.

b) Umwandlung des Näherungsmodells in ein ebenes Transportproblem

Zur einfacheren Handhabung soll die ebene, integrale Transportgleichung im Folgenden in der Operatorschreibweise benutzt werden:

$$\begin{aligned} H &= S + P \cdot \phi \\ \phi &= T \cdot H \end{aligned} \quad (\text{VII.2})$$

mit den Bezeichnungen

$H = H(z, E, \underline{\Omega})$ orts-, energie- und winkelabhängige Emissionsdichte

$\phi = \phi(z, E, \underline{\Omega})$ Neutronenfluß

$S = S(z, E, \underline{\Omega})$ Neutronenquelle

P Streumatrix mit der Eigenschaft

$$P\phi = \int_0^{\infty} dE' \cdot \Sigma_s(z', E', E, \underline{\Omega}', \underline{\Omega}) \cdot \phi(z', E', \underline{\Omega}')$$

T Transportoperator mit der Eigenschaft

$$TH = \int dV' \cdot T_w(z', x, E, \underline{\Omega}) \cdot H(z', E, \underline{\Omega})$$

wobei T_w die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, daß ein Neutron der Energie E ohne Stoß von z' nach z gelangt.

In dieser Formulierung faßt also die integrale Transportgleichung zunächst die in einem Volumenelement gestreuten Neutronen $P\phi$ mit der dort vorhandenen Quelle S zu der Emissionsdichte H zusammen und berechnet dann aus dem Transport der Emissionsdichte den Fluß.

Eine für das entwickelte Näherungsverfahren wichtige Eigenschaft der integralen Gestalt der Gleichung ist es, daß sich die gesamte Anordnung bei der Volumenintegration in dem Term $T \cdot H$ formal in Teilbereiche zerlegen läßt, wobei der Fluß in dem einen Teilbereich zusammengesetzt wird aus der dorthin transportierten Emissionsdichte aus dem gleichen und aus dem anderen Bereich:

$$\begin{aligned}\varnothing^1 &= T^{11} \cdot H^1 + T^{12} \cdot H^2 \\ \varnothing^2 &= T^{22} \cdot H^2 + T^{21} \cdot H^1 \\ \text{mit } H^i &= S^i + P^i \cdot \varnothing^i \quad \text{für } i = 1, 2\end{aligned}\tag{VII.3}$$

Die hochgestellten einfachen Indices bezeichnen die Zugehörigkeit von Fluß, Neutronenquelle und Streuquerschnitt zu den entsprechenden Ortsbereichen, während die doppelt indizierten Transportoperatoren T^{ik} den Transport vom Bereich k in den Bereich i beschreiben.

Diese Zerlegung läßt sich auch dazu verwenden, den Fluß im Teilbereich i zu bestimmen, wenn die Emissionsdichte im Bereich k schon bekannt ist; speziell von dieser Eigenschaft macht die hier entwickelte Näherungsrechnung Gebrauch. Es sind in diesem Fall zunächst der durch das Rohr veränderte Transport T^{12} sowie die ungestörte Emissionsdichte H^2 vorgelegt, die aus einer Rechnung des ungestörten ebenen Problems übernommen wird. Ebenfalls von daher übernommen sind die ungestörten Größen T^{11} und P^1 . Ergänzt man nun diese einzelne Gleichung in geeigneter Weise wieder auf das volle Gleichungssystem VII.3 bzw. VII.2, so ist die Näherung formal auf ein ebenes Transportproblem reduziert, und damit wird eine Lösung mit Hilfe des THERMOS-Codes möglich. Allerdings betrachtet dieser Code die Emissionsdichte H und den Fluß \varnothing als isotrop, um die Rechnungen durch den Verzicht auf die Winkelabhängigkeit aller Größen zu vereinfachen.

Bei dieser Ergänzung ist zunächst vor allem dafür zu sorgen, daß während der zur Lösung führenden Iterationsschritte, die in der Liouville-Neumannschen Form ablaufen:

$$\varnothing_{n+1} = T \cdot H_n \quad \text{mit } H_n = P \cdot \varnothing_n + S, \quad \text{wobei } \varnothing_1 = 0 \quad (\text{mittleres Neutronenschicksal nach } n+1\text{-Stößen)}$$

die Lösung \varnothing_n^2 im Bereich 2 festgehalten wird. Das aber gelingt offensichtlich durch die Festsetzung

$$\begin{aligned}T^{21} &= 0 \\ T^{22} &= E \quad (\text{Einheitsoperator}) \\ P^2 &= 0 \\ S^2 &= H^2 \quad (\text{ungestörte Emissionsdichte})\end{aligned}\tag{VII.4}$$

Die Konvergenzbeschleunigung der Iterationslösungen mit einer Renormierungsmethode, die für die Anwendung des THERMOS-Codes außerordentlich wichtig ist und die im Zusammenhang mit der P_1 -Verallgemeinerung des Codes unten noch näher erläutert wird, dürfte durch die getroffenen Verfügung VII.4 keine Beeinträchtigung erleiden.

Dabei handelt es sich vor allem um die trotz der Änderungen richtige Wiedergabe

- 1.) der Quellnormierung, die aus der Wahrscheinlichkeit $W(z,E)$ berechnet wird, daß bei z entstandene Quellneutronen der Energie E im Bereich 1 ihren 1. Stoß erleiden

$$W(z,E) = \int_{V_1} dV'_1 \cdot T_w(z,z',E) \cdot \Sigma_t(z',E) \quad (\text{VII.5})$$

- 2.) der totalen Verlustrate, die dadurch entsteht, daß Neutronen absorbiert werden oder das Moderatorvolumen über die Oberfläche verlassen. Zur Berechnung dieser Verluste muß zunächst die orts- und energieabhängige Wahrscheinlichkeit Q bekannt sein, daß ein Neutron nach einem Stoß mit einem Moderatorkern keinen weiteren Stoß erlebt:

$$Q(z,E) = v(E) \cdot \Sigma_t(z,E) - \int_0^\infty dE' \cdot W(z,E') \cdot \Sigma_s(z,E,E') \quad (\text{VII.6})$$

Die gesamte Verlustrate ist damit

$$A = \int_0^\infty dE \int dV \cdot \phi(z,E) \cdot Q(z,E) \quad (\text{VII.7})$$

Weil nur die Lösung im Bereich 1 interessierte und dafür der Bereich 2 als eine reine Quellenregion fungierte, mußte der zweite Bereich sowohl bei der Quellnormierung als auch bei den Renormierungen der Iterationslösungen außer Betracht bleiben. Das aber ließ sich offenbar nur erreichen, indem neben $P^2 = 0$ nun - nach Berechnung von T - ebenfalls $\Sigma_t = 0$ im Bereich 2 gesetzt wurde. Ersichtlich sind mit dieser Zusatzbedingung bereits alle Anforderungen erfüllt.

c) Der Neutronentransport im Extraktionskanal

Zur numerischen Behandlung der Integralgleichung zerlegt der THERMOS-Code den vorgegebenen Ortsbereich in - nach Wahl - bis zu 25 Teilintervalle, in denen die Emissionsdichte H als konstant und isotrop betrachtet wird. Für die Berechnung des Transports zwischen den Intervallen ist dann nur eine Integration der Transportwahrscheinlichkeit über diese Intervalle notwendig, zusammen mit einer wegen der Isotropie von H erforderlichen Raumwinkelintegration. Eine ausführliche Beschreibung findet sich im Abschnitt über die P_1 -Verallgemeinerung des Codes. Man erhält so aus Gleichung (I.1) für die Transportwahrscheinlichkeit dreifache Integrale der Form:

$$\frac{1}{2} \cdot \int_{\Delta z_1} dz \int_{\Delta z_2} dz' \cdot \int_0^1 \cdot \frac{d\mu}{\mu} \cdot \exp\left(-\frac{1}{\mu} \cdot \left| \int_z^{z'} dz'' \cdot \Sigma_t(z'',E) \right| \right) \quad (\text{VII.8})$$

die sich jedoch im Fall der Extraktionsrohr-Störungen nicht auf bekannte Funktionen zurückführen lassen, im Gegensatz zum rein ebenen Problem. Trotzdem gelingt es hier, die doppelte Ortsintegration bei festgehaltenem μ analytisch auszuwerten, jedoch sind dazu in den mit A, B, C, D, G bezeichneten Intervallen (Abb. VII.2) jeweils andere Integrationsformeln zu verwenden; diese Intervalle ergeben sich einerseits aus dem gewählten μ , andererseits aus der Rohrgeometrie und der Moderatoranordnung, die hier aus einer Schicht boriierten Schwerwassers (Σ_1, Σ_2 in Zonen Z_1, Z_2), einer Aluminiumtrennwand (Σ_3 in Zone Z_3) und einer ausgedehnten Zone reinen Schwerwassers (Σ_4 in Z_4). Wegen der ohnehin unterschiedlichen Integrationsformeln bedeutet es für die Rechnungen keine zusätzliche Erschwerung, Σ_1 und Σ_2 als verschieden anzunehmen.

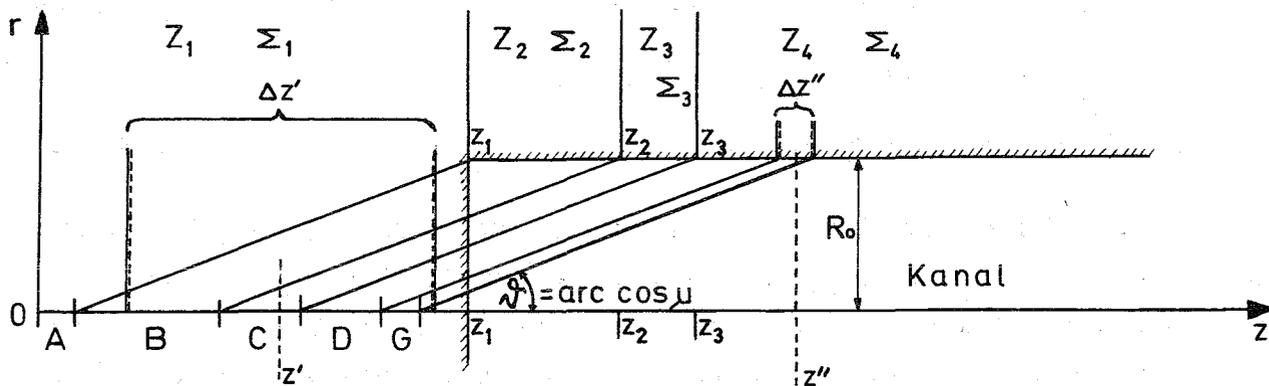


Abb. VII.2 Anordnung von Moderator und Kanal in (r, z) -Koordinaten

Dabei muß auch berücksichtigt werden, daß möglicherweise ein Intervall $\Delta z'$ gleichzeitig mehreren Bereichen mit unterschiedlichen Integrationsformeln angehört. So liefert insbesondere ein rechts vom Intervall G liegender Teil von $\Delta z'$ keinen Beitrag mehr zum Integral. Eine geeignete Wahl der Integrationsgrenzen für die Raumwinkelkomponente μ verhindert jedoch, daß der Integrationsbereich $\Delta z'$ vollständig rechts von G liegt.

Weiterhin war bei den Rechnungen zu unterscheiden, ob $\Delta z''$ in den Bereichen Z_1, Z_2, Z_3 oder Z_4 lag. Die Position von $\Delta z''$ ließ sich dann allerdings leicht durch Umbenennen der Wirkungsquerschnitte in der jeweiligen Integrationsformel berücksichtigen, die beispielsweise im Fall ($z'' \in Z_4; z' \in G$) identisch ist mit der für den Fall ($z'' \in Z_2; z' \in B$), abgesehen vom Index der Wirkungsquerschnitte.

Auf die unmittelbar ausführbare Doppelintegration über z', z'' folgt dann die Integration über μ nach dem Gauß-Legendreschen Verfahren, das in der hier verwendeten Fassung in der Lage war, Polynome 16. Grades exakt zu integrieren; läßt sich also der Integrand hinreichend genau durch ein Polynom 16ten Grades beschreiben, so ist in gleichem Maße auch die Integration genau. Ein Versuch, die Genauigkeit zu erhöhen durch eine günstige Unterteilung des Integrationsintervalls und zweimalige Anwendung dieses Verfahrens ergab dementsprechend auch keine nennenswerte und besonders dem verdoppelten Zeitaufwand entsprechende Verbesserung.

Die Berechnung der Transportwahrscheinlichkeiten ging im Rechenprogramm daher so vor sich, daß zunächst bei vorgegebenen Werten $(z', \Delta z'; z'', \Delta z'')$ der Raumwinkelbereich (μ_1, μ_2) ermittelt wurde, in dem überhaupt Neutronen von $\Delta z''$ nach $\Delta z'$ gelangen konnten. Aus diesem Bereich wählt der Gauß-Legendresche Algorithmus dann 16 diskrete μ -Werte, für die die Doppelintegration über z', z'' ausgeführt und mit geeigneten Gewichten aufsummiert wird. Das erfordert möglicherweise aber zunächst eine Verkleinerung der Intervalle $\Delta z'$ und $\Delta z''$, denn bei vorgegebenem μ stehen nicht notwendig beide Bereiche voll für die Integration zur Verfügung (Abb. VII.3).

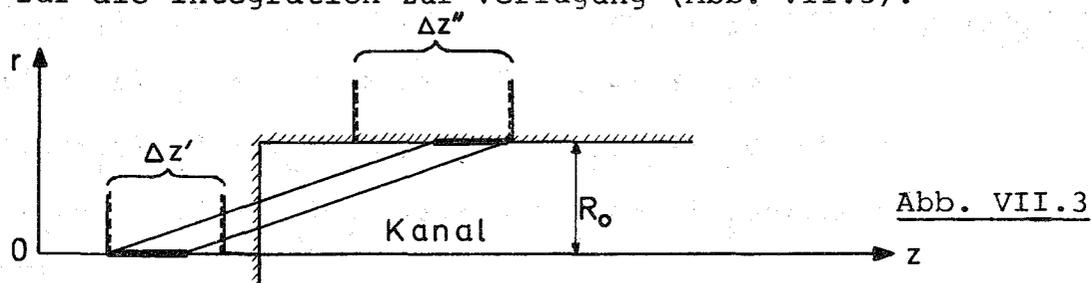


Abb. VII.3

Danach konnte dann die Doppelintegration entsprechend den möglicherweise unterschiedlichen Integrationsformeln stückweise über $\Delta z'$ ausgeführt werden, wobei der jeweilige Wert von μ auch die Zerlegung von $\Delta z'$ in Bereiche mit konstanter Integrationsformel bestimmte. Lag $\Delta z''$ nicht im Bereich Z_4 , so mußten vor der Anwendung der Integrationsformeln noch die darin vorkommenden Wirkungsquerschnitte passend umbenannt werden.

Der Vollständigkeit halber seien hier auch die einzelnen Integrationsformeln angegeben, die für Intervalle $\Delta z''$ im Bereich Z_4 gültig sind. Dabei werden die Abkürzungen verwendet

$$S_i = \frac{\sum_t^i(E)}{\mu} \quad \text{für } i=1 - 4$$

R_0 Kanalradius

$$r_\mu = R_0 \cdot \mu / \sqrt{1 - \mu^2}$$

z_1 Kanalbasis

(z_2, z_3) Intervall Z_3

(x_1, x_2) Teilbereich von $\Delta z'$, in dem eine konstante Integrationsformel gilt

(x_3, x_4) Intervall $\Delta z''$, gegebenenfalls durch den Einfluß von μ reduziert

$T = T(x_1, x_2, x_3, x_4, E, \mu)$ über $z' \in (x_1, x_2)$ und $z'' \in (x_3, x_4)$ ausgeführtes Doppelintegral

Dann gilt im Intervall G:

$$T_G = \frac{1}{S_1 \cdot S_4} \cdot \int \exp(-S_1 \cdot (z_1 - x_2)) - \exp(-S_1 \cdot (z_1 - x_2)) \int$$

$$- \frac{1}{S_4 \cdot (S_1 + S_4)} \cdot \int \exp(-S_4 \cdot (x_4 - x_2 - r_\mu)) - S_1 \cdot (z_1 - x_2))$$

$$- \exp(-S_4 \cdot (x_4 - x_1 - r_\mu)) - S_1 \cdot (z_1 - x_1)) \int \quad \text{(VII.9)}$$

und im Intervall C:

$$T_C = \frac{1}{S_4 \cdot (S_1 + S_3)} \cdot \int \exp(-S_4 \cdot (x_3 - z_2)) - S_3 \cdot (z_2 - x_2 - r_\mu) - S_1 \cdot (z_1 - x_2))$$

$$- \exp(-S_4 \cdot (x_3 - z_2)) - S_3 \cdot (z_2 - x_1 - r_\mu) - S_1 \cdot (z_1 - x_1))$$

$$- \exp(-S_4 \cdot (x_4 - z_2)) - S_3 \cdot (z_2 - x_2 - r_\mu) - S_1 \cdot (z_1 - x_2))$$

$$+ \exp(-S_4 \cdot (x_4 - z_2)) - S_3 \cdot (z_2 - x_1 - r_\mu) - S_1 \cdot (z_1 - x_2)) \int \quad \text{(VII.10)}$$

Offenbar läßt sich daraus für das Intervall D die Größe T_D gewinnen, indem man in T_C überall statt S_3 jetzt S_4 einfügt. Multipliziert man dagegen T_C mit $\exp - S_3 \cdot (z_3 - z_2)$, nachdem S_3 durch S_2 ersetzt wurde in der Formel für T_C , so führt das auf die im Bereich B gültige Formel für T_B . Im Bereich A übt schließlich der Extraktionskanal keine unmittelbare Wirkung mehr aus, so daß dort die Integrationsformel identisch ist mit der für das rein ebene Problem.

3. Erweiterung des THERMOS-Codes zu einer P_1 -Transportrechnung

Um den Einfluß der anisotropen Neutronenstreuung zu untersuchen, der wenig bekannt ist, in den hohen Flußgradienten nahe der Grenzfläche jedoch besonders deutlich hervortreten sollte, wurde der von H. Honeck [2] entwickelte THERMOS-Code entsprechend ergänzt. Die An-

isotropie konnte allerdings nur insofern behandelt werden, als zu dem im ursprünglichen Code enthaltenen Grundterm einer Legendre-Entwicklung von Streuquerschnitt und Fluß lediglich der nächsthöhere P_1 -Term hinzugefügt wurde, denn bereits die P_0 -Näherung belegte den Kernspeicher der zur Verfügung stehenden Rechenanlage zu etwa 75%. Der ursprünglich 4-fache Speicherplatzbedarf der P_1 -Näherung - bedingt durch Kreuzterme der einzelnen Komponenten der Legendre-Entwicklung - ließ sich zwar durch Ausnutzung von Symmetrien auf die Hälfte verkleinern, doch war auch dann noch eine Ergänzung des Kernspeichers der Rechenanlage durch externe Schellzugriffsspeicher erforderlich.

a) Die Legendre-Entwicklung der integralen Transportgleichung für ebene Geometrien

Für den Fall, daß alle in der Transportgleichung (I.1) vorkommenden Größen bezüglich ihrer Ortsabhängigkeit Funktionen nur der z-Koordinate sind, nimmt die Transportgleichung die folgende Form an:

$$\Delta\Omega \cdot F(z, E, \Omega_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \cdot \exp\left(-\int_{z'}^z \frac{dz''}{\mu} \cdot \Sigma_t(z'', E)\right) \cdot \frac{d\mu}{\mu} \cdot d\varphi \cdot H(z', E, \mu) \quad (\text{VII.11})$$

wobei die Emissionsdichte $H(z, E, \mu)$ die Neutronenquelle S und die Stoßprozesse zusammenfaßt:

$$H(z, E, \mu) = S(z, E)/4\pi + \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^{\infty} dE' \cdot F(z, E', \Omega_z) \cdot \Sigma_s(E', E, \underline{\Omega}', \underline{\Omega}) \quad (\text{VII.12})$$

Die Bezeichnungen dabei sind

- $\mu = \Omega_z$ z-Komponente der Flugrichtung $\underline{\Omega}$ der Neutronen
- $d\Omega = d\mu \cdot d\varphi = \mu \cdot df/r^2$ neutronenemittierendes Raumwinkelelement
- df neutronenemittierendes Flächenelement
- r Abstand des Flächenelements zum Aufpunkt
- $S(z, E)$ isotrope Neutronenquelle

In einem nichtkristallinen Medium gilt infolge der statistischen Richtungsverteilung der Streuer

$$\Sigma_s(E', E, \underline{\Omega}', \underline{\Omega}) = \Sigma_s(E', E, /|\underline{\Omega} - \underline{\Omega}'|/) \quad (\text{VII.13})$$

Entwickelt man nun Σ_s in eine Legendre-Reihe und benutzt das Additionstheorem für die Legendre-Polynome $P_n(/|\underline{\Omega} - \underline{\Omega}'|/)$, so erhält man nach Integration über die azimuthale Winkelkomponente [16, S.87]

$$\int_0^{2\pi} d\varphi' \cdot \Sigma_s(E', E, / \underline{\Omega} - \underline{\Omega}' /) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \cdot \Sigma_{sn}(z', E', E) \cdot P_n(\mu) \cdot P_n(\mu') \quad (\text{VII.14})$$

(Symmetrie des Streukerns)

und damit

$$4\pi \cdot H(z, E, \mu) = S(z, E) + \int_0^{\infty} dE' \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \cdot \Sigma_{sn}(z, E', E) \cdot P_n(\mu) \cdot \left[\int_{-1}^{+1} d\mu' \cdot P_n(\mu') \cdot F(z, E', \mu') \right] \quad (\text{VII.15})$$

Der letzte Integralterm stimmt offensichtlich mit dem n-ten Koeffizienten der Legendreentwicklung von F überein, so daß sich H auch darstellen läßt als

$$H(z, E, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\mu) \cdot H_n(z, E) \quad (\text{VII.16})$$

$$\text{mit } H_n(z, E) = (2n+1) \int_0^{\infty} dE' \cdot \Sigma_{sn}(z, E', E) \cdot F_n(z, E') + \delta_{0n} \cdot S(z, E) \quad (\text{VII.17})$$

Um nun schließlich ein Integral-Gleichungssystem für die Komponenten des Neutronenflusses zu erzeugen, ist es nur noch notwendig, die Transportgleichung mit den $P_n(\mu)$ zu multiplizieren und über alle Raumwinkel zu integrieren. Das Gleichungssystem nimmt damit die folgende Gestalt an:

$$F_n(z, E) = \int_{4\pi} d\Omega \cdot F(z, E, \underline{\Omega}_z) \cdot P_n(\mu) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \sum_{m=0}^{\infty} H_m(z, E) \cdot T_{nm}(z, z', E) \quad n=0, 1, 2, 3, \dots \quad (\text{VII.18})$$

$$\text{mit } T_{nm}(z, z', E) = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{z-z'}{|z-z'|} \right)^{n+m} \cdot \int_{\mu=0}^1 \frac{d\mu}{\mu} \cdot P_n(\mu) \cdot P_m(\mu \cdot \exp(-\frac{1}{\mu})) \cdot \left(\int_{z'}^z dz'' \cdot \Sigma_t(z'', E) \right) \quad (\text{VII.19})$$

Die Integrale in den Transport-Termen ergeben für $n, m \leq 1$ bekannte Funktionen, und zwar die von G. Placzek [19] tabellierten Funktionen

$$E_m(x) = \int_0^1 t^{m-2} \cdot \exp(-x/t) \cdot dt \quad (\text{VII.20})$$

Für den hier angenommenen Fall, daß die Entwicklung des Streuquerschnitts oder auch des Flusses exakt nach dem P_1 -Term abbricht, lautet das vollständig ausgeschriebene Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \emptyset(z, E) = F_0(z, E) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \cdot T_{00}(z, z', E) \cdot H_0(z', E) + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \cdot T_{01}(z, z', E) \cdot H_1(z', E) \end{aligned} \quad (\text{VII.21})$$

$$\begin{aligned} F_1(z, E) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \cdot T_{10}(z, z', E) \cdot H_0(z', E) + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \cdot T_{11}(z, z', E) \cdot H_1(z', E) \end{aligned} \quad (\text{VII.22})$$

mit den Bezeichnungen

$$H_0(z, E) = \int_0^{\infty} dE' \cdot F_0(z, E') \cdot \bar{\Sigma}_{s0}(z, E', E) + S(z, E) \quad (\text{VII.23})$$

$$H_1(z, E) = 3 \cdot \int_0^{\infty} dE' \cdot F_1(z, E') \cdot \bar{\Sigma}_{s1}(z, E', E) \quad (\text{VII.24})$$

$$T_{00}(z, z', E) = \frac{1}{2} \cdot \int_{\mu=0}^1 \frac{d\mu}{\mu} \cdot \exp\left(-\frac{1}{\mu} \cdot \left| \int_z^{z'} dz'' \cdot \bar{\Sigma}_t(z'', E) \right| \right) \quad (\text{VII.25})$$

$$\begin{aligned} T_{10}(z, z', E) &= \\ = T_{01}(z, z', E) &= \frac{1}{2} \cdot \frac{z-z'}{|z-z'|} \cdot \int_{\mu=0}^1 d\mu \cdot \exp\left(-\frac{1}{\mu} \cdot \left| \int_z^{z'} dz'' \cdot \bar{\Sigma}_t(z'', E) \right| \right) \end{aligned} \quad (\text{VII.26})$$

$$T_{11}(z, z', E) = \frac{1}{2} \cdot \int_{\mu=0}^1 \mu \cdot d\mu \cdot \exp\left(-\frac{1}{\mu} \cdot \left| \int_z^{z'} dz'' \cdot \bar{\Sigma}_t(z'', E) \right| \right) \quad (\text{VII.27})$$

Um dieses Integralgleichungssystem mit numerischen Methoden handhaben zu können, ist noch die Umwandlung in ein näherungsweise äquivalentes lineares Gleichungssystem notwendig. Dazu werden nun die Orts- und Energie-Integrationen über so kleine Teilbereiche ausgeführt, daß dort nicht nur das Material einheitlich ist, sondern daß Neutronenfluß und Emissionsdichte gleichfalls als konstant behandelt werden dürfen. Hierbei läßt sich die doppelte Integration der Transportwahrscheinlichkeit T_{ik} über z, z' unmittelbar auswerten, während die folgende Winkelintegration der nun mit μ^2 multiplizierten Integranden numerisch ausgeführt werden muß.

Aus dem Vorangehenden ist unmittelbar abzulesen, daß beim Einfügen der P_1 -Näherung sich in der Rechenmaschine der Platzbedarf gegenüber der isotropen Rechnung für die Transport-Tensoren $T_{jmn}(z_i, z_k, \Delta z_i, \Delta z_k, E_j, \Delta E_j)$ verdreifacht und für die Streumatrix verdoppelt.

Um im Rahmen der P_1 -Rechnung ebenfalls den ungestörten gerichteten Fluß mit dem gemessenen Flugzeitspektrum vergleichen zu können, ist es nur noch nötig, in (VII.11), verbunden mit (VII.16), die Winkel-

komponente $\mu=1$ einzutragen:

$$F(z_0, E, \mu=1) = \int_{-\infty}^{z_0} \frac{dz}{4\pi} \exp\left(-\left|\int_z^{z_0} dz' \cdot \Sigma_t(z', E)\right|\right) \cdot (H_0(z, E) - H_1(z, E)), \quad (\text{VII.28})$$

so daß man nun das Verhältnis des gerichteten zum isotropen Fluß für den ungestörten Fall bestimmen kann. Auf die gleiche Weise wurde auch der durch die Kanalstörungen veränderte gerichtete Fluß erhalten.

b) Die Bilanzgleichung

Das im Thermos-Code angewandte Iterationsverfahren zur Lösung der Neutronen-Transportgleichung wird dort unter anderem durch eine Renormierungsmethode erheblich beschleunigt [2, 24]. Dazu wird nach jedem Iterationsschritt die damit gewonnene verbesserte Näherung für den Neutronenfluß derart normiert, daß im gesamten betrachteten Volumen die dieser Flußnäherung zukommenden Verluste mit der Neutronenquelle im Gleichgewicht stehen.

Eine genaue Formulierung dieser Bilanz läßt sich durch eine Betrachtung der Stoßprozesse aufstellen: Elastische Stöße streuen die Quellneutronen in das System hinein, und diese Produktionsrate muß im stationären Zustand für die Neutronenverluste im gesamten System aufkommen, die durch Absorption oder Hinausstreuung entstehen. Damit wird die Leckage unmittelbar auf Streuprozesse und Entkommwahrscheinlichkeiten zurückgeführt, wodurch die Formulierung dieser Bilanzgleichung besonders durchsichtig wird.

Die Bilanzgleichung für das Problem der ebenen Platte mit Vakuumrandbedingungen wurde im Thermos-Code zwar unter der Annahme isotroper Streuung aufgestellt, doch läßt sie sich auch übertragen auf den Fall winkelabhängiger Flüsse und Streuquerschnitte. Diese verallgemeinerte Bilanz soll hier in Anlehnung an die Form entwickelt werden, in der sie im ursprünglichen Thermos-Code erscheint.

1. $Q(z, E', \underline{\Omega}')$ sei die Nichtentkommwahrscheinlichkeit für ein Neutron, das am Ort z über die kinetische Energie E verfügt und in die Richtung $\underline{\Omega}'$ fliegt; dann gilt per Definition:

$$d\underline{\Omega}' \cdot Q(z, E', \underline{\Omega}') = \int_V \frac{dz'}{\mu'} \cdot d\underline{\Omega}' \cdot \Sigma_t(z', E') \cdot \exp\left(-\left|\frac{1}{\mu'} \cdot \int_z^{z'} dz'' \Sigma_t(z'', E')\right|\right) \quad (\text{VII.29})$$

2. Die Quelle $S'(z, E)$ wird so normiert, daß genau ein Stoß der Quellneutronen im System pro Zeiteinheit erfolgt:

$$S(z, E) = \frac{S'(z, E)}{c} \quad (\text{VII.30})$$

wobei c aus der Normierungsbedingung entommen wird:

$$\int_0^E dE \int_V dz \int_{4\pi} d\Omega \cdot Q(z, E, \underline{\Omega}) \cdot \frac{S'(z, E_0)}{c} = 1 \quad (\text{VII.31})$$

3. Die Bilanzgleichung lautet dann auf Grund der Quellnormierung:

$$\int_0^E dE \int_V dz \int_{4\pi} d\Omega \cdot F(z, E, \underline{\Omega}) \cdot \underline{\Sigma}_a(z, E) + \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^E dE' \cdot \underline{\Sigma}_s(z, E, E', \underline{\Omega}, \underline{\Omega}') \cdot (1 - Q(z, E', \underline{\Omega}')) \overline{=} 1 \quad (\text{VII.32})$$

Mit $\underline{\Sigma}_t(z, E) = \underline{\Sigma}_a(z, E) + \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^E dE' \cdot \underline{\Sigma}_s(z, E, E', \underline{\Omega}, \underline{\Omega}')$ wird daraus

$$\int_0^\infty dE \int_V dz \int_{4\pi} d\Omega \cdot F(z, E, \underline{\Omega}) \cdot \underline{\Sigma}_t(z, E) - \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^E dE' \cdot \underline{\Sigma}_s(z, E, E', \underline{\Omega}, \underline{\Omega}') \cdot Q(z, E', \underline{\Omega}') \overline{=} 1 \quad (\text{VII.33})$$

Die Entwicklung von $\underline{\Sigma}_s$ nach Legendre-Polynomen in dieser Gleichung führt ebenso wie im vorangehenden Abschnitt auf die Legendre-Komponenten von F , sobald man über die ungestrichenen Raumwinkel integriert:

$$1 = \int_0^E dE \int_V dz \cdot F_0(z, E) \cdot \underline{\Sigma}_t(z, E) - \int_0^E dE \int_V dz \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^E dE' \cdot Q(z, \underline{\Omega}', E') \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{4\pi} \cdot P_n(\mu') \cdot \underline{\Sigma}_{sn}(z, E', E) \cdot F_n(z, E) \overline{=} \quad (\text{VII.34})$$

oder, nach Einsetzen von Q und Integration über $\underline{\Omega}'$

$$1 = \int_0^E dE \int_V dz \cdot F_0(z, E) \cdot \underline{\Sigma}_t(z, E) - \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^E dE \int_V dz \cdot F_n(z, E) \int_0^E dE' \cdot (2n+1) \cdot \underline{\Sigma}_{sn}(z, E', E) \cdot \int_V dz' \cdot \underline{\Sigma}_t(z', E') \cdot T_{n0}(z, z', E') \quad (\text{VII.35})$$

Auch hier soll die Entwicklung von $\underline{\Sigma}_s$ nach dem $n=1$ -Term abgebrochen werden, während der Thermos-Code sich ursprünglich mit den $n=0$ -Term begnügt. Die Bilanzgleichung lautet dann:

$$1 = \int_0^E dE \int_V dz \cdot \underline{F}_0(z, E) \cdot \underline{\Sigma}_t(z, E) - \int_0^E dE' \cdot \underline{\Sigma}_{s0}(z, E', E) \int_V dz' \cdot \underline{\Sigma}_t(z', E') \cdot T_{00}(z', z, E') \overline{=} - F_1(z, E) \cdot 3 \cdot \int_0^E dE' \cdot \underline{\Sigma}_{s1}(z, E', E) \cdot \int_V dz' \cdot \underline{\Sigma}_t(z', E') \cdot T_{10}(z', z, E') \overline{=} \quad (\text{VII.36})$$

Um damit die iterativen Näherungslösungen des erweiterten THERMOS-Codes renormieren zu können, wurden analog zur Umwandlung der Transportgleichung in ein lineares Gleichungssystem auch hier die Integrationen über dieselben kleinen Teilbereiche ausgeführt. Der dort stückweise als nahezu konstant anzusehende Neutronenfluß stand somit für die Transport- und die Bilanzgleichung an denselben Gitterpunkten des Orts- und Energieraumes zur Verfügung.

VIII. Vergleich der Rechnungen und Experimente

1. Die Bedeutung der anisotropen Streuung

Es war zu erwarten, daß in den Gebieten mit hohem Flußgradienten die anisotrope Streuung auf verschiedene Weise die Messungen beeinflusste. Dies betraf nahe der Grenzfläche einerseits die Abhängigkeit des Neutronenflusses insbesondere vom Ort und damit auch die Deformationen, denen das Spektrum der extrahierten Neutronen im Vergleich zu dem des isotropen Flusses unterlag. Andererseits mußte sich ein durch die Streuung verursachter anisotroper Fluß auch auf die Extraktionsrohr-Störungen auswirken, da im Gegensatz zum isotropen Fluß Neutronen, die an der Rohrwand nur in einem engen, um die Achsenrichtung zentrierten Raumwinkelbereich emittiert werden, die Achse erst in großer Entfernung erreichen.

Wie weit sich die anisotrope Streuung tatsächlich bemerkbar machte, war jedoch zunächst unbekannt, denn die allein aus Leichtwasser-Experimenten vorliegenden, vielfältigen Erfahrungen ließen sich wegen der wesentlich stärker kohärenten Streuung der Neutronen im schweren Wasser nicht ohne weiteres übertragen. Daher erschien es zweckmäßig, vor einem Vergleich der Ergebnisse der Rechnungen mit den gemessenen Spektren, die in mehrfacher Weise der Wirkung der anisotropen Streuung unterlagen, den Einfluß der Anisotropie mit einem weniger komplizierten Meßverfahren zu untersuchen.

Dazu wurde mit dem erweiterten Transportcode der energiegemittelte Flußverlauf berechnet, wobei die Winkelabhängigkeit der Streuung bis zum P_1 -Term Berücksichtigung fand. Die Ortsverteilung der epithermischen Neutronen, die für eine solche Rechnung bekannt sein mußte, ergab sich aus einer Meßreihe, bei der Indiumsonden im Schwere-wassertank entweder allein unter Cadmium oder, nach einer Differenzmethode, gemeinsam mit Dysprosium-Sonden aktiviert wurden (Abb.V,3a).

In der Abb. VIII.1 ist neben den Ergebnissen der Dysprosium-Aktivierungs-Messungen auch die aus diesen Rechnungen resultierende Verteilung der Neutronendichte aufgetragen, und zwar für nach dem P_0 -bzw. dem P_1 -Term abbrechende Legendre-Entwicklung des winkelabhängigen Streuquerschnitts. Als isotrope Komponente des Streuquerschnitts dienten in beiden Rechnungen die von B.C. Haywood [36] experimentell ermittelten Werte, während die P_1 -Komponente

aus Rechnungen nach dem Young-Koppel-Modell [37] entnommen wurde. Weil sich die Ergebnisse der Rechnungen und Messungen nicht absolut vergleichen lassen, sind in dieser Darstellung die Neutronendichten jeweils auf die Maximalwerte in der Moderatormitte bezogen. Beide Näherungen für die Winkelabhängigkeit der Streuung unterscheiden sich zwar nicht erheblich, doch ist die bessere Übereinstimmung der P_1 -Näherung mit den Messungen gut zu erkennen. Der höhere Fluß, der sich bei Mitnahme der P_1 -Terme im borierten Schwerwasser einstellt, ist offenbar eine Folge des damit verbundenen erhöhten Transports aus der Anordnungsmitte nach außen, denn bei schärferer Bündelung in der z-Richtung haben die Neutronen im Mittel kürzere Wege zwischen den Ebenen $z=\text{const.}$ zurückzulegen als bei isotroper Richtungsverteilung.

2. Die Extraktionsrohr-Störungen

Außer dem Einfluß des Flußgradienten, der sich in einer Transportrechnung sehr leicht bestimmen läßt, unterlagen die gemessenen Neutronenspektren vor allem der Störung durch den Extraktionskanal, der auch das energiegemittelte Flußprofil veränderte. Diese Störung kann in einer eindimensionalen Rechnung jedoch nur annähernd berücksichtigt werden.

Die hier angewendete Näherungsrechnung für den von einer Flugzeitmessung erfaßten Bereich jenseits der Basis des Extraktionskanals beruht vor allem darauf, einerseits auf dem zylindrischen Teil der Rohrwand die Flußstörung zu vernachlässigen und zum anderen anzunehmen, daß jenseits der Rohrbasis die dort erzeugten Störungen nicht von der radialen Koordinate abhängen. Offenbar unterschätzt die erste Annahme den Hohlraumeffekt, denn auf dem für die Störung maßgeblichen, der Basis nahen Teil der zylindrischen Wandung ist der störende Fluß bereits selbst in ähnlicher Weise gestört. Kompensierend steht demgegenüber zwar das Vernachlässigen der radialen Ortsabhängigkeit, die gleichbedeutend mit einer radialen Ausbreitung und damit Schwächung der Störung ist, doch läßt sich nicht ohne weiteres abschätzen, wie weit die beiden gegenläufigen Fehler dieser Näherung einander aufheben.

Der zur Prüfung der Näherung angestrebte Vergleich mit den Experimenten erforderte für die Rechnungen zunächst eine möglichst gute Kenntnis des Neutronenflusses ohne die Störung durch den Extrak-

tionskanal. Dazu wurde der Neutronenfluß auf die im vorangehenden Abschnitt geschilderte Weise aus einer P_1 -Transportrechnung bestimmt.

Bereits der Vergleich des gerechneten und des mit Dysprosium-Sonden gemessenen Verlaufs der Neutronendichte ergab eine gute Übereinstimmung - nicht nur im Fall der offenbar nahezu verschwindenden Flußstörung, wenn das Extraktionsrohr nur bis zur Grenzfläche reichte, sondern auch bei tiefem Eindringen des Kanals in die Zone des boriierten Schwerwassers, wo sich besonders große Störungen ergaben (Abb. VIII.2).

Die Störung im zweiten Fall entspricht etwa der Erwartung, während die erste Extraktions-Position nur zufällig dort lag, wo der Kanaleinfluß verschwand. Die Existenz solcher Stellen läßt sich so verstehen:

Ein Extraktionsrohr, das im Gebiet des Flußmaximums endet, senkt dort notwendig den Fluß ab, weil sich im Mittel über alle Raumrichtungen an der Kanalbasis ein Neutronen-Defizit ergibt. Schiebt man aber den Kanal über das Flußmaximum hinaus weiter bis in eine Zone sehr niedrigen Flusses, so muß dort der Kanal schließlich im Raumwinkel-Mittel einen Neutronenüberschuß erzeugen (Abb.VIII.3). Da die Störung aber sicherlich eine stetige Funktion der Eindringtiefe ist, muß sie irgendwo im Zwischengebiet verschwinden. Dieser Ort dürfte jedoch von der Neutronenenergie abhängen, so daß sinnvoll nur von einem Verschwinden der Störung für irgendeinen spektralen Mittelwert gesprochen werden kann, wie hier für die Neutronendichte.

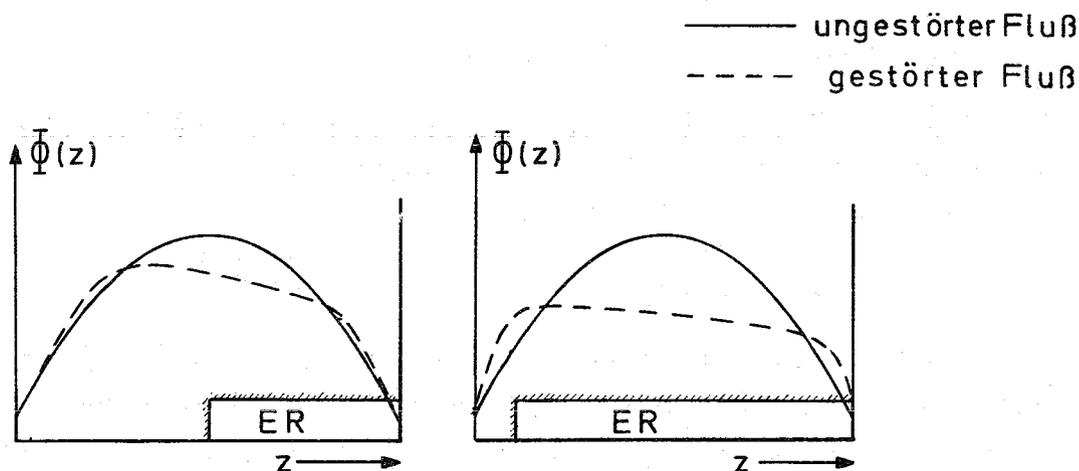


Abb. VIII.3 Flußstörungen bei unterschiedlicher Eindringtiefe des Extraktionsrohres (ER)

Eine im Vergleich zur größeren Empfindlichkeit der Neutronenspektren gute Übereinstimmung zeigten auch die gemessenen und gerechneten Spektren $F^+(E)$ der an der Kanalbasis extrahierten Neutronen, die in Abb.VIII.4 wiedergegeben sind. In dieser Darstellung sind die Messungen und Rechnungen bei hohen Energien aneinander angepaßt, weil dort im Vergleich zu thermischen Energien einerseits der Quotient aus Transportweglänge und Rohrdurchmesser erheblich größer und andererseits der Flußgradient wesentlich niedriger ist. Jede dieser Eigenschaften für sich sollte bereits die Kanalstörungen reduzieren, und daher ist es erlaubt, den epithermischen Fluß als ungestört und somit für Messung und Rechnung als identisch zu betrachten.

Der Vergleich mit den Experimenten wurde auch in einer anderen, noch empfindlicheren Darstellung gezogen, die die Neutronenspektren durch zwei Parameter charakterisierte: Einerseits durch die Temperatur der im thermischen Energiebereich einem Maxwell-Spektrum ähnlichen Neutronenverteilung und andererseits durch das Verhältnis des epithermischen zum thermischen Fluß. Die Daten hierfür sind aus den Neutronenspektren $F^+(E)$ gewonnen, die dazu als Funktionen von E in der Form $E \cdot F^+(E)$ beziehungsweise $\ln(F^+(E)/E)$ aufgetragen wurden. Die Abb. VI.5b und VI.5c (punktierte Spektren) zeigen die gemessenen Spektren in dieser Gestalt; die gerechneten Spektren wurden auf die gleiche Weise ausgewertet. Dabei ergibt sich die Temperatur im thermischen Bereich des Spektrums aus der Steigung der Geraden, in die in reines Maxwellspektrum $M(E)$ bei der zweiten der genannten Auftragungen übergeht:

$$\ln(M(E,T)/E) = -2 \cdot \ln(kT) - E/kT$$

Ähnlich setzt auch die Bestimmung der Anteile von thermischem und epithermischem Fluß die Zerlegbarkeit des Neutronenspektrums in einen Maxwell- und einen $1/E$ -Teil voraus:

$$\phi(E) = \phi_{th} \cdot \frac{E}{(kT)^2} \cdot \exp(-E/kT) + \phi_e \cdot \frac{\Delta(E)}{E}$$

wobei die Funktion $\Delta(E)$ für große Energien 1 ist und scharf gegen Null geht unterhalb des Energiebereichs, in dem die Moderatorkerne als ruhend betrachtet werden dürfen und in dem daher die reine Abbremsung der Neutronen bei den Stößen mit dem Moderator ein $1/E$ -Spektrum erzeugt [25,26]. Entsprechend dieser Definition von thermischem und epithermischem Fluß, ϕ_{th} und ϕ_e , läßt sich ihr Quotient leicht aus einer Auftragung in der Form $(E \cdot \phi(E))$ ermitteln, denn es gilt offenbar

$$\frac{\phi_e}{\phi_{th}} = \frac{e^2 \cdot \lim_{E \rightarrow \infty} (E \cdot \phi(E))}{4 \cdot (E \cdot \phi(E))_{max}}$$

Die so gewonnenen Parameter der Spektren der extrahierten Neutronen sind in der Abb. VIII.5 dargestellt. Eingetragen sind dort auch, zu einem Kurvenzug verbunden, die auf analoge Weise erhaltenen Parameter der ortsabhängigen Spektren des ungerichteten Flusses, wie sie sich aus den Rechnungen für den ungestörten Fall ergeben. Die eingezeichneten Fehler entsprechen den Unsicherheiten bei der graphischen Bestimmung der Spektrumsparameter, bedingt durch statistische Schwankungen der gemessenen Spektren.

Im Einklang mit den Aussagen, die sich nach den Rechnungen und Messungen des Neutronendichte-Verlaufs ergaben, traten auch hier die Störungen nur bei tiefem Eindringen des Kanals in die Zone des borierten Schwerwassers sehr deutlich hervor, während der lediglich bis zur Grenzfläche reichende Kanal nur geringfügig störte. Bemerkenswert ist die trotz der großen Störungen bei tief eindringendem Kanal auch hinsichtlich der Spektrumsparameter verhältnismäßig gute Übereinstimmung von Rechnung und Experiment, die eine derart umfangreiche Näherungsrechnung erst zu rechtfertigen vermag.

Man ersieht aus dieser Abbildung, daß im Einklang mit dem Mittelungseffekt des Rohrs die extrahierten Spektren - bei tief eindringendem Kanal - ihren Parametern nach dem ungestörten Fluß an einer von der Basis etwas entfernten Stelle entsprechen.

Wegen der guten Übereinstimmung zwischen der Störungsrechnung und der Messung nicht nur hinsichtlich der Neutronendichteverteilung, sondern auch bezüglich der extrahierten Spektren darf angenommen werden, daß die Abweichungen zwischen den ungestörten und den extrahierten, gerechneten Neutronenspektren dem Unterschied zwischen den gemessenen extrahierten und den nicht bekannten, ungestörten Spektren entsprechen. Die Abb. VIII.6 zeigt dieses Verhältnis der Spektren der extrahierten Neutronen $F^+(E)$ zum Spektrum des ungestörten, skalaren Flusses $\phi(E)$ in Abhängigkeit von der Energie und für die beiden Extraktionspositionen.

IX. Die Deutung der für die ebene Grenzfläche enthaltenen Ergebnisse

Nachdem sich anhand von Messungen der Spektren und der örtlichen Dichteverteilung der Neutronen die Verlässlichkeit der Transportrechnungen für die ebene Grenzfläche erwiesen hatte, war noch eine detaillierte Interpretation der gewonnenen Ergebnisse notwendig, um aus darauf gegründeten Verallgemeinerungen Hinweise auch auf das Verhalten des Neutronenflusses an komplizierteren Grenzflächen zu finden. Zu dieser Interpretation wurden die Ergebnisse der Transportrechnungen für die ebene Grenzfläche herangezogen, da auf Grund des extrem hohen Zeitaufwandes Spektrumsmessungen nicht in ausreichender Zahl zur Verfügung standen. Wegen der guten Übereinstimmung der Rechnungen mit den wenigen Messungen erschien dies jedoch zulässig.

In homogenen Medien, weit entfernt von Oberflächen und Neutronenquellen, stellt sich zwischen epithermischem und thermischem Neutronenfluß ein konstantes Verhältnis ein, das bei geringer Absorption zur Absorption selbst proportional ist $\sqrt{16}$:

$$\frac{\phi_e}{\phi_{th}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\Sigma_a(kT)}{\xi \cdot \Sigma_s} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\Sigma_a(kT)}{\xi \cdot \Sigma_s}} \quad (\text{IX.1})$$

Dabei ist mit ξ der mittlere logarithmische Energieverlust eines schnellen Neutrons beim Stoß mit dem Moderator bezeichnet:

$$\xi = \ln E - \overline{\ln(E - \Delta E)},$$

und es ist angenommen, daß die Absorption ihrer Energieabhängigkeit wegen nur auf die thermischen Neutronen wirkt. Die Beziehung (IX.1) ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen den pro Zeiteinheit absorbierten langsamen Neutronen und der Thermalisierung des epithermischen Flusses $\sqrt{16}$.

In ähnlicher Form besteht unter den genannten Bedingungen und bei geringer Absorption ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der Absorption und der Temperatur T des in seinem thermischen Bereich einer Maxwellverteilung ähnlichen Neutronenspektrums:

$$T = T_0 \cdot \left(1 + C \cdot A \cdot \frac{\Sigma_a(kT_0)}{\xi \cdot \Sigma_s} \right) \quad (\text{IX.2})$$

Hierbei ist A das Atomgewicht des in dem zugrundeliegenden Modell als gasförmig angenommenen Moderators, während für den Koeffizienten C unterschiedliche Werte angegeben werden mit $C = 0.73 \sqrt{16}$, $C = 0.6$

[27] und $C = 0.91$ [28]. In bestimmten Modellen treten jedoch schon bei Gasen, insbesondere aber in auf niedrige Temperaturen abgekühlten Kristallen Abweichungen von der linearen Relation zwischen T und Σ_a auf [29].

Faßt man formal nun die beiden Gleichungen unter Elimination von Σ_a/Σ_s zusammen, so ergibt sich ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen der Neutronentemperatur und dem Verhältnis vom epithermischen zum thermischen Fluß. Dieser Zusammenhang sollte aber nur dann gelten, wenn tatsächlich die epithermische Quelle lokal im Gleichgewicht mit dem thermischen Fluß steht.

Um die Erfüllung dieser Beziehung zu untersuchen, ist in der Abb. IX.1 der für das ungestörte Problem errechnete Zusammenhang zwischen der Temperatur der Neutronenspektren und dem Verhältnis des thermischen zum epithermischen Fluß eingetragen, mit dem Abstand vom äußeren Rand der borierten Zone als Laufparameter. Für den Vergleich enthält die Abbildung ebenfalls die von N.P. Baumann et al. [30] für eine unendlich ausgedehnte Schwerwasseranordnung berechnete und durch Messungen belegte Abhängigkeit der Neutronentemperatur von der Absorption sowie die - im völligen Gegensatz zum leichten Wasser - bestehende Abhängigkeit von der Energie der Quellneutronen. Die zugehörigen beiden Abszissenskalen sind entsprechend dem im Gleichgewichtsfall geltenden und durch die Gleichung IX.1 beschriebenen Zusammenhang zwischen ϕ_e/ϕ_{th} und Σ_a unterteilt. Aus dem Fehlen jeder Übereinstimmung beider Auftragungen ist jedoch zu erkennen, daß ein Gleichgewicht zwischen epithermischer Neutronenquelle und der thermischen Population hier offenbar nicht besteht.

Dies Ergebnis wird jedoch verständlich, weil es mehrere unabhängige Hinweise darauf gibt, daß die nahe der Grenzfläche beider Moderatorzonen im Bereich des borierten Schwerwassers vorgefundenen thermischen Neutronen nicht die dort thermalisierten Quellneutronen sind, sondern aus dem reinen Schwerwasser des Haupttanks hineindiffundierte thermische Neutronen:

Einerseits erzeugt selbst bei gleicher Thermalisierungswahrscheinlichkeit dieselbe Quelldichte im borierten Schwerwasser einen um den Faktor 20 geringeren Neutronenfluß als im reinen Schwerwasser des Haupttanks. Doch der Ausfluß über die nahe Tankoberfläche verkleinert dort nicht nur die Thermalisierungswahrscheinlichkeit der epithermischen Quellneutronen, sondern schwächt zusätzlich noch den thermischen

Fluß. Der hier angeführte Faktor 20 ist aus dem Verhältnis der Neutronen-Lebensdauer von 670 μ sec im gesamten Tanksystem und der Lebensdauer thermischer Neutronen abgeleitet, die sich in einer unendlich ausgedehnten Anordnung aus in gleichem Maße wie im kleinen Tank borierten Schwerwasser zu $(v_0 \cdot \Sigma_a(v_0))^{-1} = 30 \mu$ sec ergibt. Der Fluß unmittelbar an der Grenzfläche betrug im borierten Schwerwasser jedoch 30% des maximalen Flusses und übertraf damit beträchtlich den dort mit der epithermischen Quelle im Gleichgewicht stehenden Fluß.

Ferner zeigt die Neutronendichte den Messungen und Rechnungen nach einen Verlauf, der nahezu exponentiell mit der Entfernung von der Grenzfläche abfällt (Abb.VIII.1). Gerade das ist aber zu erwarten, wenn als Quelle der im kleinen Tank nachgewiesenen Neutronen die thermischen Neutronen im Haupttank wirken. Zudem besteht, im Widerspruch zur Annahme eines Gleichgewichts, keinerlei Proportionalität zwischen dem Verlauf des epithermischen Flusses und der Neutronendichte (Abb.V.3a und V.3b). Ein solches Verhalten darf jedoch auch nicht erwartet werden, weil die Ortsverteilung der thermischen Neutronen nur in sehr geringem Maße von der epithermischen Quellverteilung abhängt. Dies ergab sich aus einer Transportrechnung mit stark veränderter Quellverteilung in Übereinstimmung mit der Brems-
theorie, nach der im wesentlichen nur die Grundwelle der Quellverteilung die Produktion der thermischen Neutronen beeinflusst $\overline{16}$, während die höheren räumlichen Oberwellen zu schnell zerfallen und deswegen nur wenig zum thermischen Fluß beitragen.

Schließlich ergibt sich auch das Dominieren der aus dem Haupttank stammenden thermischen Neutronen im borierten Schwerwasser nahe der Grenzfläche aus der guten Übereinstimmung zwischen den errechneten und gemessenen Spektren; denn würden im borierten Schwerwasser die thermischen Neutronen im Gleichgewicht mit der epithermischen Quelle stehen, müßte konsequenterweise auch ihre Lebensdauer um den oben genannten Faktor kleiner sein, was aber wegen des Einflusses der mittleren Lebensgeschichte der Neutronen auf die gemessenen Spektren zu beobachten sein sollte.

Obwohl nun offenbar kein einfaches Gleichgewicht zwischen epithermischen Quellneutronen und der thermischen, der Borabsorption ausgesetzten Population in diesem Bereich der Moderatoranordnung besteht, so zeigte sich, daß trotzdem der von N.P. Baumann et al. $\overline{30}$

gefundene Zusammenhang zwischen Absorption und der effektiven Temperatur der von einer epithermischen Quelle gespeisten Neutronenverteilung auch hier gilt, wenn man die Absorption im unendlichen Medium als eine Verlustrate deutet, die sich im Fall einer endlichen Anordnung aus der Absorptions- und der Ausflußrate zusammensetzt.

Die in der Diffusionsnäherung geltende Beziehung zwischen der energiemittelten Flußkrümmung $B^2 = -\Delta \phi / \phi$ und der Leckage ist durch Messungen [31] bereits sehr genau bekannt. Danach ergibt sich im reinen Schwerwasser nach kurzzeitiger Anregung mit einer Neutronenquelle ein zeitlicher Zerfall der Neutronendichte mit der Abklingkonstanten α :

$$\alpha = \alpha_0 + D_0 \cdot B^2 - C \cdot B^4 \quad (\text{IX.3})$$

wobei

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 19,0 \text{ sec}^{-1} \\ D_0 &= 2,0 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec} \\ C &= 5,25 \cdot 10^5 \text{ cm}^4/\text{sec} \end{aligned}$$

Demgegenüber nimmt die Abklingkonstante α im unendlich ausgedehnten, verlustfreien Medium, dem ein $1/v$ -Absorber zugefügt ist, den energieunabhängigen Wert $\alpha = v \cdot \Sigma_a(v)$ an [16].

Dem naheliegenden Verfahren, die Gesamtverlustrate additiv aus Absorptions- und Ausflußeffect zusammensetzen, steht zunächst zwar die unterschiedliche tatsächliche Energieabhängigkeit der Terme $v \cdot \Sigma_a$ und $D \cdot B^2$ entgegen, denn die der Transportweglänge proportionale Größe D_0 wächst mit der Neutronengeschwindigkeit. Zwar sinkt in der Zone borierten Schwerwassers die Flußkrümmung mit der Energie, doch genügt das nicht, um den Term $D_0 \cdot B^2$ energieunabhängig zu machen. Dennoch sollte dieser spektrale Effekt nur zweitrangig sein gegenüber der Wirkung des energiemittelten Gesamtverlustes, der im wesentlichen für die unvollständige Thermalisierung verantwortlich ist.

Zur Untersuchung dieser Vermutung wird zunächst die Kenntnis der ortsabhängigen Flußkrümmung benötigt, die hier aus den Transportrechnungen entnommen ist (Abb.IX.2). In der Abb.IX.3 ist die für die verwendete Anordnung berechnete ortsabhängige Neutronentemperatur als Funktion der inversen Lebensdauer aufgetragen. Dazu wurde die Größe α_0 , die geringen Verunreinigungen des Schwerwassers in dem zitierten Experiment [31] entstammt, hier durch die tatsächliche Bor-Absorptionsrate ersetzt. Ferner ist D_0 der Transportweglänge proportional, die sich aber unter dem Einfluß der Absorption ver-

kürzt hat. Berücksichtigt man dies, so ergibt sich für die bei der Auftragung verwendete Größe α

$$\alpha = v_0 \cdot \sum_a(v_0) + D_1 \cdot B^2 - C \cdot B^4$$

mit $v_0 \cdot \sum_a(v_0) = 0,297 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$ (IX.4)

$$D_1 = 1,35 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$$

Die negative Flußkrümmung im Bereich des boriierten Schwerwassers, die die effektive Verlustrate im Vergleich zur reinen Absorptionsrate verkleinert, resultiert daraus, daß in diesem Bereich die thermischen Neutronen aus dem reinen Schwerwasser im Haupttank als eine äußere Quelle fungieren.

Es ergibt sich in dieser Darstellung eine bemerkenswert gute Übereinstimmung zwischen den hier errechneten, durch Quadrate markierten Neutronen-Temperaturen als Funktion der Gesamtverlust-Rate und dem von N.P. Baumann [30] im unendlichen Medium gefundenen Zusammenhang zwischen Temperatur und Absorption, wobei die Absorption in der Darstellung zum Vergleich in eine Verlustrate $v_0 \cdot \sum_a(v_0)$ umgerechnet ist. Dieselbe gute Übereinstimmung ergab sich auch bei zwei zur Kontrolle angestellten Rechnungen, die sich gemeinsam von der ersten Rechnung in der auf ein Drittel verringerten Absorption und in einem Fall durch die abgeänderte Ortsverteilung der Quelle unterschieden.

Das beschriebene Verhalten der Neutronenspektren und der Neutronendichte-Verteilung zeigt also, daß zwar im eigentlichen Sinn kein Gleichgewicht zwischen epithermischer Neutronenquelle und thermischer Population besteht in dem untersuchten Bereich. Dennoch wird die Form des Spektrums ebenso durch die Anregung mit einer epithermischen Quelle geprägt wie durch die lokalen Neutronenverluste bzw. -Gewinne, die sowohl durch die Absorption als auch durch das Fort- oder Zufließen thermischer Neutronen entstehen, obwohl die große Änderung der totalen Verlustrate in sehr geringer Entfernung eigentlich kaum eine Übereinstimmung mit dem Zustand in einem unendlich ausgedehnten Medium erwarten läßt.

Die Unmöglichkeit, an der materiellen Grenzfläche die einzelnen räumlichen Flußtransienten voneinander zu trennen, erlaubt nach Kapitel II keine Deutung der gewonnenen Resultate nach einem einfachen Rethermalisierungsmodell. Zwar zeigt der nahezu lineare

Verlauf der Neutronentemperatur (Abb. IX.2) dementsprechend auch keinerlei exponentielles Relaxationsverhalten, doch würde dies allein noch nicht dem Rethermalisierungsmodell widersprechen, da in einem Moderator der Masse 2 zumindest nach dem Schwergasmodell ohnehin komplizierte räumliche Temperatur-Transienten auftreten [34,35].

X. Untersuchung des Kanteneffekts

Während sich die integrale Neutronen-Transportgleichung im Fall ebener Geometrien auf numerischem Wege ohne größere Schwierigkeiten lösen läßt, gelingt dies für eine zweidimensionale Anordnung, wenn deren Fläche mehr als etwa $(5 \cdot \lambda_{tr})^2$ beträgt, nur noch mit einem unangemessen hohen Aufwand an Rechenzeit (vgl. Kapitel VII). Darum erscheint es zweckmäßig zu untersuchen, wieweit sich durch geeignete Näherungsverfahren die Berechnung des zweidimensionalen Problems vereinfachen läßt ohne einen wesentlichen Verlust an Genauigkeit.

Da sich weit entfernt von Grenzflächen der Neutronenfluß in zweidimensionalen Anordnungen bereits mit der Diffusionsnäherung bequem berechnen läßt, interessiert bei den hier zu untersuchenden Näherungen besonders auch die Wiedergabe der Flußtransienten. Deren Darstellung gelingt jedoch grundsätzlich nur mit einer Transportrechnung, so daß die Näherungs-Ansätze darauf abzielen mußten, in geeigneter Form das zweidimensionale Problem approximativ in ein eindimensionales umzuwandeln.

Experimentell wurden die Näherungen in der Umgebung einer rechtwinkligen Grenzfläche zwischen reinem und borvergiftetem Schwerwasser überprüft. Im Hinblick auf das reaktorphysikalische Problem des Neutronenflusses in einer Kante der vom Moderator umgebenen Zone nuklearen Brennstoffs war der wesentliche Zweck der Näherungen, eine möglichst gute Übereinstimmung mit den Messungen im Bereich des borierten Schwerwassers zu erzielen.

1. Die Näherungsverfahren

Betrachtet man die experimentelle Anordnung idealisiert als unendlich ausgedehnt in der positiven und negativen x-Richtung (Abb.X.1), so ist zu erkennen, daß sich bei genügend großen Werten von $|x|$ dieselben Flußverteilungen Φ_0^+ wie im ebenen Einzonen- bzw. Zweizonen-Fall einstellen. Dies ergibt sich, weil die bei $x=0$ gegenüber den beiden asymptotischen Flüssen vorhandene Flußstörung sich von dort aus nur beschränkt in der positiven oder negativen x-Richtung fortpflanzen kann, denn diese Ausbreitung wird durch den dabei auftretenden Ausfluß an der äußeren Berandung bei $z=a$ und $z=0$ für $x>0$ bzw. für $x<0$ an der Grenzfläche bei $z=z_0$ geschwächt; an den Ausbreitungsverlusten hat die Absorption im Vergleich zum Ausfluß nur einen geringen Anteil wegen der

gegenüber den geometrischen Abmessungen großen Diffusionslänge des reinen Schwerwassers. Die Diffusionsnäherung zeigt, daß beispielsweise für große positive x dieser Unterschied nach der Funktion

$$\exp -x/\sqrt{1/L^2 + \pi^2/a^2}$$

abklingt, wobei $1/L^2 = 3\Sigma_a(\Sigma_{tr} + \Sigma_a)$ die reziproke, quadrierte Diffusionslänge ist [16].

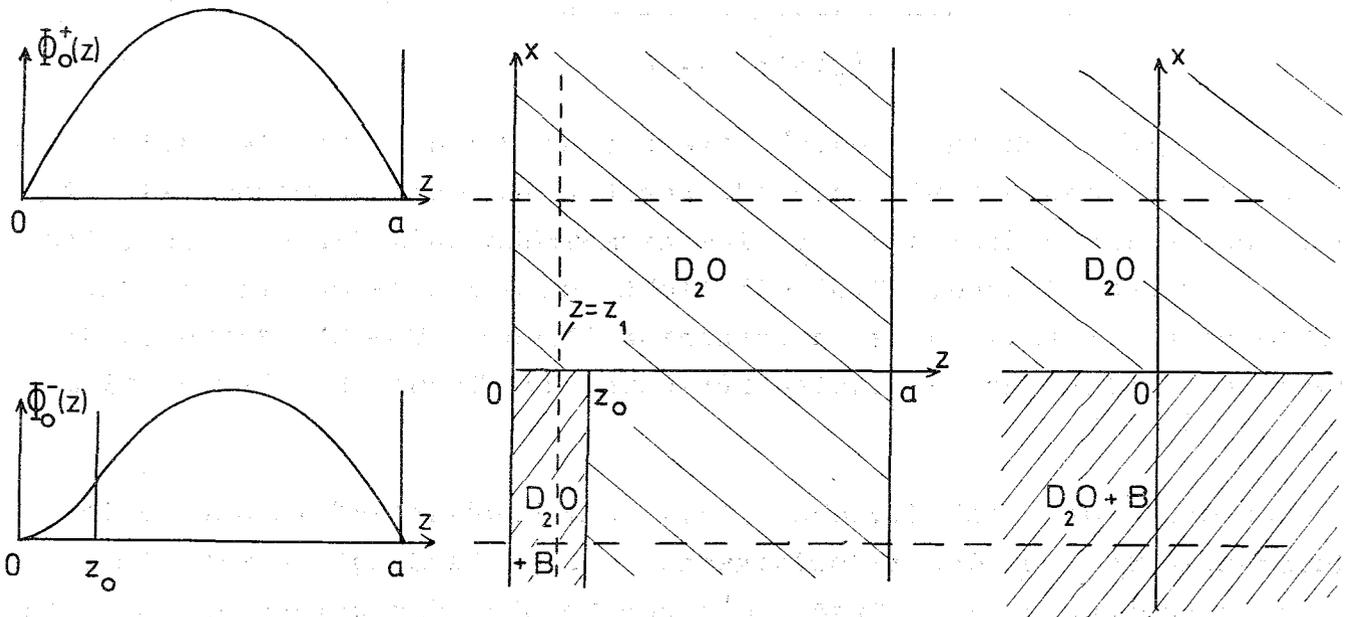


Abbildung X.1

Eine näherungsweise eindimensionale Darstellung des Neutronenflusses in der Anordnung läßt sich nun unter anderem dadurch gewinnen, daß man für einen festgehaltenen Wert $z=z_1$ die Ausbreitung in der x -Richtung verfolgt und dabei in geeigneter Weise die gleichzeitige Ausbreitung in der z -Richtung approximativ berücksichtigt. Das Bevorzugen der x -Richtung in der Näherungsrechnung hat hier den Vorteil, daß in dieser Richtung der Fluß zwischen - im Gegensatz zur z -Richtung - nicht verschwindenden Randwerten verläuft, den asymptotischen Flüssen Φ_0^\pm . Deren Wiedergabe, die in jedem Fall eine wesentliche Aufgabe des Näherungsverfahrens darstellt, läßt sich jedoch bereits durch eine geeignete Konstruktion der Näherung erreichen, wodurch Schwierigkeiten bei der Normierung der Rechenergebnisse von selbst ausgeschlossen sind. Die approximative Berücksichtigung der Ausbreitung in der z -Richtung betrifft dann vor allem die Ausflußverluste, aber auch den Zufluß in dieser Richtung, die unmittelbar mit dem Flußverlauf in der z -Richtung zusammenhängen, wie es schon die Diffusionsnäherung voraussagt:

Wäre der Flußverlauf in der folgenden einfachen Weise separierbar

$$\phi(x, z, E) = f(x, E) \cdot g(z), \quad (X.1)$$

so ließe sich die z-Abhängigkeit mit in die Transportwahrscheinlichkeit aufnehmen. Die Transportgleichung lautete damit

$$f(x, E) = \int dx' \cdot \underbrace{\left[\int dy' \int dz' \cdot \frac{g(z')}{g(z_1)} \cdot \frac{\exp[-|\underline{r}-\underline{r}'| \cdot \Sigma_t(E)]}{4\pi(\underline{r}-\underline{r}')^2} \right]}_{T_g(x' \rightarrow x, z_1)} \cdot \left[P \cdot f(x', E) + S \right] \quad (X.2)$$

Diese Umformung gelingt jedoch offenbar nur dann, wenn die Quelle dieselbe z-Abhängigkeit wie der Fluß besitzt und wenn außerdem, wie es hier bei Vernachlässigung der Aluminium-Trennwände der Fall ist, die Streuwahrscheinlichkeit $P(E' \rightarrow E)$ nicht vom Ort abhängt. Ein in verschiedenen Intervallen z_n unterschiedliches $P_n(E' \rightarrow E)$ erfordert dagegen auch eine intervallweise Zerlegung der Transportwahrscheinlichkeit.

Die Annahme, daß nach Gleichung (X.1) der Flußverlauf in der z-Richtung unabhängig ist von der x-Koordinate, steht allerdings bereits im Widerspruch zum sehr unterschiedlichen Verlauf der beiden asymptotischen Flüsse. Im allgemeinen wird sich jedoch eine Entwicklung von $\phi(x, z, E)$ nach einem Funktionensystem $g_n(z)$ ansetzen lassen, z.B. eine Taylor-Entwicklung um $z=z_1$ herum (wobei wegen der Symmetrie des Transports nur die Terme mit geradzahligem Exponenten auftreten), die sich bei geeignetem Flußverlauf auf wenige Glieder beschränkt. Hierdurch geht die Transportgleichung über in eine Summe von eindimensionalen Transporttermen analog dem in der Gleichung (X.2) angegebenen. Das damit gewonnene Gleichungssystem erhält dann letzten Endes die gleiche Form wie das im ebenen Fall zur Flußberechnung in der P_1 -Näherung für die winkelabhängige Streuung verwendete System.

Der Fall, daß eine einzige Funktion $g(z)$ zur Beschreibung der z-Abhängigkeit ausreicht, erfordert allerdings für die Berechnung des Transports nach Gleichung (X.2) wegen des dreifachen Integrals, das sich analytisch lediglich auf ein nur numerisch berechenbares Doppelintegral reduzieren läßt [13], bereits einen erheblichen Zeitaufwand. Verwendet man hier die gleichen numerischen Methoden wie zur Auflösung der Integralgleichung für den rein ebenen Fall [2], erhöht sich allerdings diese Zeit nur unwesentlich bei Mitnahme weiterer Terme der Entwicklung.

Mit einer etwas anders gearteten, noch weiter gehenden Näherung läßt sich jedoch die Transportwahrscheinlichkeit vereinfacht bestimmen. Dazu soll angenommen werden, daß z.B. im Bereich positiver x-Werte die Leckageverluste bei festem z annähernd von der x-Koordinate unabhängig sind und aus dem Ausfluß bei großen x-Werten ermittelt werden können. Behandelt man nun das vollständige Problem näherungsweise mit einer eindimensionalen Rechnung, die unmittelbar nur die x-Koordinate berücksichtigt und daher formal eine ebene Anordnung beschreibt, so muß in dieser Darstellung bei großen x-Werten der Fluß dem in einem unendlich ausgedehnten Medium entsprechen (Abb.X.1). Dort besteht zwischen Quelle und Fluß die einfache Gleichgewichtsrelation:

$$(P\phi + S) = \sum_t \cdot \phi \quad (X.3)$$

Da nun der asymptotische Fluß und die Quelle bekannt sind, läßt sich aus beiden ein effektiver totaler Wirkungsquerschnitt berechnen, der formal die Ausflußverluste im asymptotischen Bereich berücksichtigt, die im Vergleich zum realen, unendlich ausgedehnten Medium das Verhältnis $(P\phi+S)/\phi$ ebenso verändern wie eine tatsächliche Absorption. Dieser totale Wirkungsquerschnitt wird dann in gleicher Weise wie die für z_1 geltende lokale Quelle S in den Rechnungen für den gesamten Bereich $x > 0$ als eine Konstante gehandhabt.

Die jetzt noch erforderliche Berechnung des eindimensionalen, rein ebenen Transports ist gegenüber Gleichung (X.2) erheblich vereinfacht. Zusätzlich gewährleistet diese Näherung ihrer Konstruktion aus dem asymptotischen Fluß wegen auch dessen exakte Wiedergabe bei großen x-Werten.

Diese Vorteile werden allerdings durch die Näherung erkauft, einen im wesentlichen geometrischen Effekt pauschal auf den effektiven totalen Wirkungsquerschnitt zurückzuführen: Nimmt man einen in der Form (X.1) darstellbaren Fluß an, so ist zu erkennen, daß in Gleichung (X.2) bei kleinen Abständen $\Delta x = |x - x'|$ der Verlauf von $g(z)$ nur wenig die Transportwahrscheinlichkeit beeinflusst, da für geringe Entfernungen $|\underline{r} - \underline{r}'|$ lediglich eine kleine Umgebung um $z = z_1$ herum wesentlich zum Integral beiträgt, wo $g(z) \approx g(z_1)$. Mit wachsendem Abstand Δx dagegen werden immer größere Bereiche um $z = z_1$ erfaßt, allerdings mit schwindendem Exponentialfaktor versehen. Es gelingt daher im allgemeinen nicht, die z-Abhängigkeit des Flusses, die sich für unterschiedliche Abstände Δx verschiedenen bemerkbar macht, vollkommen in einem effektiven totalen Wirkungsquerschnitt zusammenzufassen. Möglich ist dies nur weit ent-

fernt von Grenzflächen, wo nach der Diffusionsnäherung die Ausflußverluste hinreichend genau durch die Flußkrümmung charakterisiert sind [16].

Die erwähnte Veränderung der Flußform in der z-Richtung nahe der Fläche $x=0$ macht sich besonders im Bereich $x<0$ in der Zone des borierten Schwerwassers bemerkbar, weil dort der Zustrom aus dem Bereich $x>0$ stärker den Neutronenfluß bestimmt als der dazu senkrechte Zustrom über die Fläche $z=z_0$ hinweg, - wenigstens solange z_1 nicht zu nahe bei z_0 liegt, - so daß der Fluß in der z-Richtung einen wesentlich anderen Verlauf als im asymptotischen Bereich nimmt. Dort aber überwiegt wegen der Nähe der Grenzfläche $z=z_0$ der Zufluß die Leckage, woraus sich nach Gleichung X.3 sogar ein kleinerer effektiver totaler Wirkungsquerschnitt errechnet als es dem realen Medium entspricht.

Um zu untersuchen, wie stark sich im borierten Schwerwasser der Zustrom über die Fläche $z=z_0$ in der Nähe der Fläche $x=0$ tatsächlich auswirkt, erscheint es zweckmäßig, für den Vergleich mit den Messungen den in der Näherungsrechnung benutzten effektiven totalen Wirkungsquerschnitt im Bereich $x<0$ auf zwei verschiedenen Wegen nach Gleichung (X.3) zu bestimmen:

- a) aus dem asymptotischen Fluß im Gebiet $x<0$,
- b) aus dem Neutronenfluß, der sich in der vollständig mit boriertem Schwerwasser gefüllten Anordnung und im gleichen Abstand von ihrem linken Rand ergeben würde, wenn also jeder Zustrom von Neutronen aus dem reinen Schwerwasser eliminiert wäre.

Auf Grund der Konstruktion des effektiven totalen Wirkungsquerschnitts in der Näherung (b) kann sich jedoch aus der ursprünglichen lokalen, epithermischen Quelle S nicht mehr der tatsächliche asymptotische Fluß ergeben. Weil seine richtige Wiedergabe aber ein wesentliches Ziel der Näherung sein muß, wird nach Gleichung (X.3) eine effektive Quelle so bestimmt, daß sie im asymptotischen Bereich den Fluß ϕ_0^- erzeugt:

$$S^{\text{eff}} = \phi_0^- \cdot \Sigma_t^{\text{eff}} - P \cdot \phi_0^- \quad (\text{X.4})$$

Die Darstellung der besonderen Quellverhältnisse in der Borzone erfordert hier im Gegensatz zum Bereich $x>0$ auch eine thermische Quellkomponente. Für die Berechnung der Flußausbreitung wird wiederum die so gewonnene Quelle, ebenso wie der effektive totale Wirkungsquerschnitt, im gesamten Bereich $x<0$ konstant gesetzt.

Ein drittes Verfahren, die Leckagerate zu bestimmen, mußte dagegen verworfen werden: nimmt man als Ausflußrate die Entkommwahrscheinlichkeit an, daß also ein Neutron von der Ebene $z=z_1$ aus bereits vor dem nächsten Stoß im Moderator die Anordnung verläßt, so erhält man offenbar eine zu niedrige Leckagerate, weil das Neutron auch noch nach mehreren Stößen entkommen kann. Dann aber führt die Konstruktion der Neutronenquelle nach Gleichung (X.4) aus dem asymptotischen Fluß wenigstens in einigen Energiebereichen auf negative Werte, um die zu niedrige Verlustrate zu kompensieren. Eine negative Quelle ist jedoch nicht nur physikalisch fragwürdig, sondern es scheitert auch das für die iterative Berechnung des Neutronenflusses erforderliche Renormierungsverfahren.

2. Vergleich der Messungen und Rechnungen

Die Abbildung X.2 zeigt den nach dem beschriebenen Näherungsverfahren errechneten Verlauf der Neutronendichte, wobei der effektive totale Wirkungsquerschnitt für $x < 0$ nach der Methode (a) bestimmt wurde. Aus der Diskrepanz zwischen der berechneten und gemessenen Neutronendichte bei $x = -3,6$ cm, dem Ort des Extraktionsrohres, ist zu ersehen, daß die berechnete Reichweite der Flußstörung viel zu groß ausfällt, offenbar als Folge des zu kleinen effektiven totalen Wirkungsquerschnitts, der sich aus dem Überwiegen des Zuflusses aus dem reinen Schwerwasser über die Leckage ergibt. Bestimmt man dagegen Σ_t^{eff} im Bereich $x < 0$ nach der Methode (b), so ergibt sich zwar eine geringere als die gemessene Reichweite (Abb.X.3), doch bleiben die Abweichungen zwischen Rechnung und Messung wesentlich kleiner. Die gemessenen Werte der Neutronendichte liegen dabei zwischen den von den beiden Näherungen vorausgesagten. Das entspricht auch den Erwartungen, da der Zufluß in der z -Richtung aus dem reinen Schwerwasser die Leckage zwar nahe bei $x=0$ nicht völlig überwiegt wie im asymptotischen Bereich, aber auch nicht ganz vernachlässigt werden darf, wie dies bei der Berechnung des effektiven totalen Wirkungsquerschnitts nach dem Verfahren (b) geschieht. Beide Näherungen zeigen jedoch ebenso wie die Messungen der Neutronendichte, daß im borierten Schwerwasser nahe der Oberfläche eine im Verhältnis zum asymptotischen Fluß besonders große Störung auftritt (Abb.V.3b).

Für die offenbar eher als realistisch anzusehende Näherung (b) sind in der Abbildung X.4 die Verschiebungen der errechneten Spektren im Vergleich zum ebenen Fall dargestellt. Die dort eingezeichneten Spektrumsparameter - das Verhältnis des epithermischen zum thermischen Fluß und

die Neutronentemperatur - beziehen sich ebenso wie die Neutronendichtemessungen auf die Ebene $x=-3,6$ cm, in der die Achse des Extraktionsrohrs liegt. Wie zu erwarten, geht aus der Darstellung hervor, daß im Vergleich zum ebenen Fall der Quotient ϕ_e/ϕ_{th} ebenso wie die Neutronentemperatur sinkt, bedingt durch den gegenüber dem asymptotischen Fluß zusätzlichen Zustrom thermischer Neutronen über die Fläche $x=0$. Davon weicht nur der für $z=6,5$ cm errechnete Punkt ab, offenbar weil in der Nähe der Grenzfläche $z_0=7,5$ cm das völlige Vernachlässigen des Zuflusses über diese Fläche bei der Ermittlung des effektiven Stoßquerschnitts nur noch eine schlechte Näherung ist. Mit Ausnahme dieses Punktes erfolgt jedoch offenbar die Verschiebung nahezu längs der für die ebene Grenzfläche geltenden Kurve.

Auch hinsichtlich des Energiebereichs, in dem das tatsächliche Neutronenspektrum von einer Maxwell- in eine $1/E$ -Verteilung übergeht und von beiden Verteilungen erheblich abweicht, verhalten sich die Spektren an der ebenen und der rechtwinkligen Grenzfläche ähnlich. In beiden Fällen erstreckt sich dieser Bereich von etwa 130 meV bis hinauf zu 150 oder 200 meV, wenn man Abweichungen bis zu 10% von den idealisierten Verteilungen zuläßt. Hierbei entspricht die niedrigere Obergrenze der Übergangszone erwartungsgemäß den härteren Spektren am Rand der Anordnung, während sich demgegenüber die untere Grenze trotz der Spektrumshärtung nicht verschiebt.

Es ergibt sich gleichfalls an der rechtwinkligen Grenzfläche eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung mit dem von N.P. Baumann [30] gefundenen Zusammenhang zwischen Neutronentemperatur und Absorption, wenn man analog wie im Kapitel IX die Absorption als eine Verlustrate bzw. als eine reziproke Neutronenlebensdauer deutet und die tatsächliche Absorptionsrate um die Ausflußrate korrigiert, die in einem von G. Kussmaul und H. Meister [31] experimentell gefundenen Zusammenhang mit der Flußkrümmung steht. Die vorhandenen geringen Abweichungen lassen sich aus der Beimischung der thermischen Quellkomponente im borierten Schwereiswasser erklären, die zur Darstellung des asymptotischen Flusses erforderlich ist, für die allein sich jedoch nach N.P. Baumann et al. [30] eine völlig andere Beziehung zwischen Temperatur und Absorption ergeben würde als für eine epithermische Quelle (Abb.X.5).

Ein unmittelbarer Vergleich der Rechnungen mit den Spektrumsmessungen ist hier im Gegensatz zum ebenen Problem kaum noch möglich, da die Behandlung der Extraktionsrohr-Störungen mit der Näherungsrechnung für das zweidimensionale Problem sehr langwierige Rechnungen erfordern würde. Daher sind die in den Abbildungen X.4 und X.5 eingetragenen Meßwerte so korrigiert, als sei die Extraktionsrohrstörung an der zweidimensionalen Grenzfläche genauso groß wie an der ebenen Grenzfläche. Das trifft jedoch nur näherungsweise zu, weil der Fluß etwas anders als an der ebenen Grenzfläche verläuft, woraus sich die Abweichungen in der gemessenen Temperatur von 4% bzw. 6% erklären.

Der spektrale Effekt der Kante tritt jedoch nicht erst in den durch Anpassung gewonnenen Spektrumsparametern, sondern bereits unmittelbar in dem Verhältnis der gemessenen Spektren deutlich hervor. Der Quotient der an der ebenen und an der zweidimensionalen Grenzfläche erhaltenen Spektren ist in der Abbildung X.6 aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß für die bei $z=z_0$ extrahierten Spektren der Kanteneffekt allein den thermischen gegenüber dem epithermischen Neutronenfluß vergrößert, ohne in der Nähe der mittleren thermischen Energie $kT_0=25,3$ meV die Spektrumsform bzw. die Neutronentemperatur zu beeinflussen. Tiefer im boriierten Schwerwasser wird dagegen auch die Spektrumsform im thermischen Energiebereich empfindlich verändert.

XI. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Neutronenfluß in der Nähe einer ebenen und einer zweidimensionalen, rechtwinkligen Grenzfläche zwischen reinem und mit Bor versetztem Schwerwasser untersucht.

Die Messungen an der ebenen Grenzfläche ergaben, daß die numerische Lösung der integralen Transportgleichung den Neutronenfluß auch im Bereich starker Flußtransienten noch gut beschreibt, wenn die Streuung der Neutronen im Schwerwasser näherungsweise als isotrop betrachtet wird. Eine Erweiterung der bekannten, die Streuung als isotrop behandelnden Form der integralen ebenen Transportgleichung brachte durch Berücksichtigung des P_1 -Gliedes der winkelabhängigen Streuung nur geringe Verbesserungen. Ferner zeigte es sich, daß die bei Messungen der Neutronenspektren nach der Flugzeitmethode durch das Extraktionsrohr entstehenden erheblichen energie- und ortsabhängigen Störungen mit einer dafür entwickelten Näherungsrechnung zu beherrschen sind.

Nach dieser Überprüfung der Zuverlässigkeit der Rechenverfahren ergab die Interpretation der an der ebenen Grenzfläche gewonnenen Resultate als wesentliches Ergebnis, daß ein in unendlich ausgedehnten Bereichen von borvergiftetem Schwerwasser bestehender Zusammenhang zwischen der Temperatur der Maxwell-Komponente des Neutronenspektrums einerseits und den Verlusten durch Absorption andererseits auch in Gebieten hoher Flußgradienten mit guter Genauigkeit gilt, wenn man die Absorptionsverluste mit dem Ausfluß zu einer verallgemeinerten totalen Verlustrate zusammensetzt. Dabei lassen sich die Ausflußverluste exakt aus der geometrischen Krümmung der Neutronendichte-Verteilung ermitteln, wie es die in den Transientenbereichen an sich nicht mehr gültige Diffusionsnäherung voraussagt. Ein weiteres Resultat der Diffusionsnäherung, wonach die ortsabhängige Neutronentemperatur, die zu beiden Seiten der Grenzfläche unterschiedlichen Gleichgewichtswerten zustrebt, ein exponentielles Relaxationsverhalten zeigen sollte, konnte jedoch nicht bestätigt werden.

Zur Darstellung des Neutronenflusses in unmittelbarer Nähe der rechtwinkligen, die beiden Moderatormedien trennenden Kante wurde ein Näherungsverfahren auf der Grundlage der ebenen Transportgleichung entwickelt, das den Flußverlauf in der zweiten Raumrichtung durch geeignet veränderte Transportwahrscheinlichkeiten approximiert und dessen Ergeb-

nisse nahe der Kante die Messungen gut annähern. Die Messungen und Näherungsrechnungen bestätigten auch an der zweidimensionalen Grenzfläche die für die ebene Mediengrenze als gültig erwiesene Relation zwischen der Neutronentemperatur und der totalen, aus Absorption und Leckage zusammengesetzten Verlustrate.

1. Untersuchung weiterer Näherungen für die Extraktionsrohr-Störungen

Außer dem im Kapitel VII geschilderten Ansatz zur Darstellung des Neutronentransports im Extraktionskanal wurden noch zwei andere Näherungen untersucht, die vollständig den von F. McGirt und M. Becker [15] verwendeten Darstellungen der Kanalstörungen äquivalent waren, jedoch auch die Energieabhängigkeiten berücksichtigten. Diese Autoren berechneten zunächst den Fluß, der von dem zylindrischen Teil der Kanalwand her auf die Mitte der Kanalbasis trifft unter Vernachlässigung der Störungen des Flusses auf der zylindrischen Wandung. Im zweiten Schritt der Rechnung wurde nun so verfahren, als sei der Kanaldurchmesser und damit auch die Basisfläche unendlich ausgedehnt. Das hat die beiden Konsequenzen, daß die Flußstörung jenseits der Kanalbasis zu einem eindimensionalen Phänomen wird und daß gleichzeitig der im 1. Schritt errechnete, auf die Mitte der Basis treffende Fluß nun für die gesamte, idealisiert als unendlich behandelte Basisfläche gilt. Zur Berechnung des Flusses lediglich im Bereich jenseits der Endfläche des Kanals benutzten die zitierten Autoren Näherungen für die Transportgleichung, die die Form von Differential-Gleichungen besaßen, und verwendeten dementsprechend den auf die Basisfläche treffenden Fluß als einen Randwert, d.h. als eine anisotrope Flächenquelle.

Für die Übertragung dieses Näherungsmodells in eine integrale Transportrechnung ist es notwendig, die Bahnen der zur Konstruktion der anisotropen Flächenquelle benutzten Neutronen zwischen zwei realen Streuereignissen auf den Ebenen $z=z'$ und $z=z''$ zu verfolgen (Abb.A.1a), da tatsächlich beim Durchtritt durch die Basis und die Rohrwand im allgemeinen keine Streuung stattfindet. Der Transport dieser Neutronen

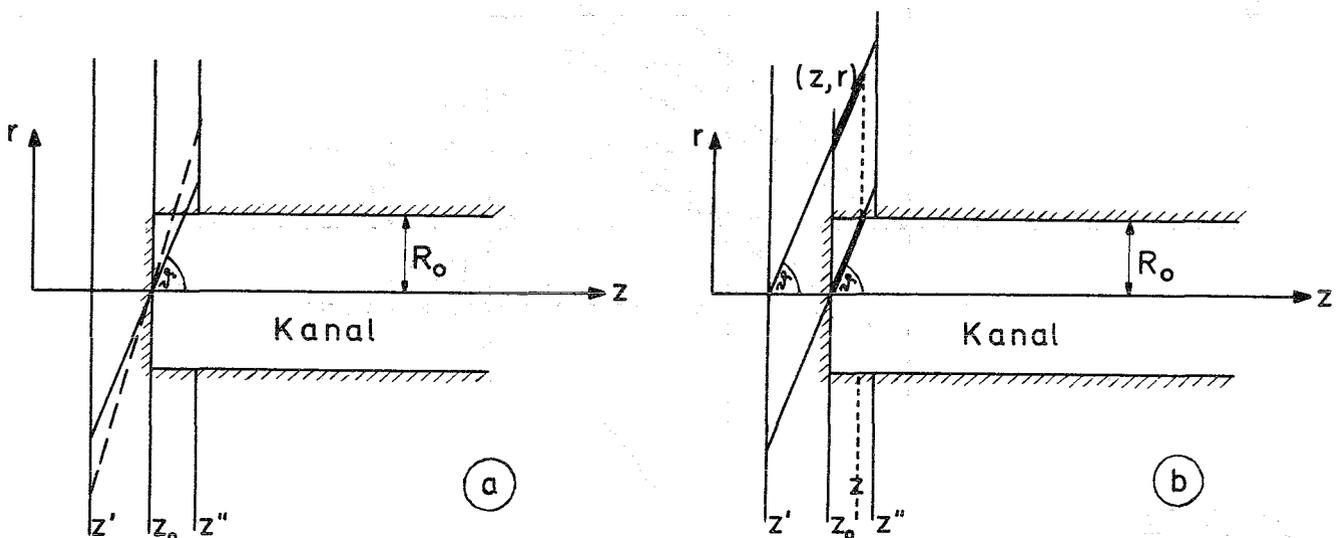


Abb. A.1a,b Darstellung der anisotropen Störquelle durch äquivalente Transportwahrscheinlichkeiten

Man ersieht daraus, daß die Näherung, den tatsächlich in der Basismitte auftreffenden Neutronenfluß auf die volle Ebene $z=z_0$ auszuweiten, sich deuten läßt als ein Ersetzen des Kanals durch einen hyperbolischen Hohlraum, der sich einerseits an den Kanal und andererseits in der zur z -Achse senkrechten Richtung an die ins unendliche ausgedehnte Kanalbasis anschmiegt. Die Annäherung der wirklichen geometrischen Verhältnisse ist jedoch nur gut, wenn z' sehr nahe an z_0 liegt. Mit wachsendem Abstand der Ebene $z=z'$ von der Kanalbasis steigt dann scheinbar auch das Hohlraumvolumen.

Eine weitere Vereinfachung erzielten F. McGirt und M. Becker [15], indem sie die so bestimmte, anisotrope Flächenquelle ersetzten durch eine isotrope Quelle, die insgesamt ebensoviele Neutronen in den Bereich l emittiert. Auch dafür läßt sich eine äquivalente Näherung der Transportwahrscheinlichkeit angeben, die lediglich darin besteht, getrennt den Neutronentransport von der Mitte der Kanalbasis aus sowohl nach z' als auch nach z'' über die zugehörigen Raumwinkelintervalle zu integrieren und die Ergebnisse anschließend miteinander zu multiplizieren. Das entspricht gerade der isotropen Streuung der im Mittelpunkt der Basis auftreffenden Neutronen.

2. Diskussion der Näherungsrechnungen

Im Vergleich zu den im Kapitel VII. benutzten exakten Transportwahrscheinlichkeiten führen die Transportoperatoren, die den von M. Becker und F. McGirt [15] angewandten Näherungsverfahren entsprechen, zu einer höheren Bewertung des von den Kanalwänden kommenden Flusses, indem zur Berechnung des Transports aus dem Kanal und durch die Basis hindurch nun Neutronenbahnen betrachtet werden, die von der Oberfläche des schon beschriebenen, den Kanal einhüllenden Hyperboloids ausgehen. Infolgedessen entstammen die Neutronen, da sie in diesem Hohlraum längere Wege zurücklegen, im Mittel wesentlich weiter entfernten Zonen, als es der Kanalgeometrie tatsächlich entspricht. Dies berücksichtigt jedoch in gewissem Umfang die Flußstörungen auf der Wand des Kanals nahe seiner Basis, denn die Wirkung des Hohlraums besteht vor allem in einer teilweisen Ausmitlelung der Flußunterschiede auf der Innenfläche, und bei monotonem Verlauf des Flusses ergibt sich daraus, daß auf der Kanalwand derselbe Fluß herrscht, den man im ungestörten Fall bzw. bei sehr engem Kanal in etwas größerem Abstand von der Kanalbasis vorfinden würde.

Qualitativ dasselbe ergibt sich, wenn man unmittelbar die von F. McGirt und M. Becker [15] benutzten Flächenquellen auf der als unendlich ausgedehnt behandelten Kanalbasis betrachtet. Es läßt sich dann argumentieren, daß die berechnete Störung des auf die Kanalbasis auftreffenden Flusses an sich zu klein ausfällt wegen der Vernachlässigung der Flußstörungen auf der Rohrwand und daß zur Kompensation in der Rechnung die störende Flächenquelle in vergrößerter Ausdehnung verwendet wird.

Ähnliches gilt auch für die Version der isotropen Quelle, doch die Umwandlung des anisotropen, aus dem Raumwinkelbereich $0 \leq \mu \leq 1$ kommenden Flusses in einen isotropen Fluß entspricht einer noch weiteren Veränderung der berechneten Wahrscheinlichkeit für den Neutronentransport im Rohr. Diese Änderung beruht darauf, daß sich in einer Transportrechnung die Anisotropie der Flächenquelle nur durch eine tatsächliche isotrope Streuung der Neutronen in einer dünnen Schicht am Ort der Basisfläche beseitigen läßt. Die notwendig vollständige Streuung in einer derartigen dünnen Schicht entspricht aber in ihrer Wirkung einer ebenen Flächenquelle, in deren Nachbarschaft unvermeidlich die Ortsabhängigkeit der Neutronendichte und des Spektrums durch Transienten [20-23] gestört wird. Vergleichsweise erzeugt die tatsächliche räumliche Neutronenquelle wesentlich schwächere Transienten. Dieser Effekt der isotropen Flächenquelle ergibt sich auch daraus, daß der Transport $T_0(z_1, z_2)$ zwischen den beiderseits der Kanalbasis $z=z_0$ liegenden Flächen $z=z_1$ und $z=z_2$

$$T_0(z_1, z_2) = E_1(\Sigma_{t1} \cdot /z_0 - z_1/ + \Sigma_{t2} \cdot /z_2 - z_0/)$$

in dieser Näherung ersetzt wird durch

$$T(z_1, z_2) \cong T_0(z_1, z_0) \cdot T_0(z_0, z_2)$$

Eine derartige Additionseigenschaft analog zum Additionstheorem der Exponentialfunktion existiert für die E_n -Funktionen jedoch nicht. Die Abweichungen von dieser Näherung sind gerade dann besonders groß, wenn $/z_1 - z_0/$ oder $/z_2 - z_0/$ gegenüber der Transportweglänge $1/\Sigma_t$ sehr klein sind, weil sich die E_1 -Funktion im Ursprung singular verhält. Dieser Fehler der Näherung wirkt sich besonders im Bereich der hohen Neutronenenergien aus wegen der dort sehr großen Transportweglänge; er tritt jedoch offensichtlich erst nach der separaten Raumwinkelintegration auf, so daß die Methode der anisotropen Flächenquelle von diesem Fehler nicht berührt wird.

Infolgedessen besitzt auch nur die erste Näherung die wichtige Eigenschaft des exakten Transportoperators, in einem räumlich konstanten Neutronenfeld die Störungen zu Null zu machen (vgl. Kapitel VI). Das läßt sich aus der anschaulichen Deutung dieser Näherung ablesen, denn sie verwandelt den tatsächlichen Hohlraum lediglich in einen anderen, wobei es hier ohne Bedeutung ist, daß die Form des Hohlraums noch vom Zielpunkt des Neutronentransports abhängt. Demgegenüber verhindern die Transienten, die in der zweiten Näherung durch die zusätzliche isotrope Streuung an der Kanalbasis erzeugt werden, ein völliges Verschwinden der Störungen.

Vergleicht man aber die aus diesen beiden Näherungen resultierende Ortsabhängigkeit der Neutronendichte bei gleicher Normierung mit der im Kapitel VII diskutierten Näherung und den damit gut übereinstimmenden Messungen (Abb. A.2), so zeigen sich dort Unterschiede. Durch eine zu hohe Dichte hebt sich hier besonders die Näherung ab, die eine isotrope Streuung an der Kanalbasis benutzt, weil dabei offenbar allzu starke Transienten auftreten. Doch auch die Verwendung des exakten Flusses aus der Basismitte liefert etwas zu hohe Werte, denn man überschätzt dabei offenbar die Störung auf der Kanalwand.

Wesentliche Unterschiede der Näherungen ergeben sich auch zwischen den errechneten Spektren der extrahierten Neutronen, die in Abb. A.3 dargestellt sind. Dabei erweist sich die Näherung, die den auf die Kanalsbasis treffenden Fluß durch eine isotrope Flächenquelle ersetzt, wiederum als eine zu starke Vereinfachung, die die Transienteneffekte übertreibt und deswegen auch die Spektren nicht mehr richtig wiedergibt. Das zeigt sich besonders deutlich darin, daß sogar im epithermischen Bereich Störungen vorausgesagt werden, die dort jedoch nicht möglich sind, da für diese Energien der Rohrdurchmesser verhältnismäßig klein gegenüber der Transportweglänge bleibt. Eine bessere Übereinstimmung mit den Experimenten stellt sich ein bei der Annäherung der Störungen durch eine anisotrope Flächenquelle, doch am geringsten bleiben die Differenzen, wenn der hier vorgeschlagene Transportoperator verwendet wird.

Abgesehen von den Abweichungen im epithermischen Energiebereich treten jedoch auch bei thermischen Energien Unterschiede der drei Näherungen auf, die nur in dem verwendeten, doppelt logarithmischen Maßstab klein erscheinen.

Das Ergebnis dieses Vergleichs der Messungen mit der zweiten und dritten der untersuchten Näherungen steht allerdings nur scheinbar im Widerspruch zu der verhältnismäßig guten Übereinstimmung, die F. McGirt und M. Becker [15] zwischen ihren Eingruppenrechnungen und den über das Spektrum gemittelten Flugzeitmessungen erzielten. Die unterschiedlichen Resultate sind vor allem eine Folge der Behandlung der Transienten und ihrer Auswirkung in unterschiedlichen Medien, denn da der wesentliche Rethermalisierungs-Transient in einer monoenergetischen Transportrechnung vollständig unterschlagen wird, treten auch die mit der Näherung der isotropen Streuung an der Kanalbasis verknüpften Transienten dort weniger stark hervor. Hinzu kommt, daß die von F. McGirt und M. Becker benutzten S_n -Transportrechnungen (DP_5 und DP_7) in der Form der Integrodifferentialgleichung die tatsächlich bei $\mu=0$ auftretende Singularität des gerichteten Flusses [15] etwas weniger stark betonen, als das in der reinen Integralgleichung der Fall ist, die bei vollständig isotropem Streuquerschnitt bereits den isotropen Fluß völlig exakt beschreibt. Infolgedessen reagiert die Integralgleichung auf Veränderungen gegenüber der physikalischen Wirklichkeit mit größerer Empfindlichkeit als die zitierten Näherungsverfahren.

Weiterhin ist im reinen leichten Wasser wegen der verhältnismäßig schwachen Absorption die Ausdehnung von räumlichen Transienten nur gering, während die hier gerade in der Nähe der Kanalbasis verwendete hohe Borvergiftung des schweren Wassers kräftige Transienten großer Reichweite entstehen läßt [16]. Einen erheblichen Einfluß auf die Wirksamkeit der Näherungen übt jedoch auch der Flußgradient längs des Kanals aus, denn ist an der Kanalbasis die Flußänderung über eine Transportweglänge außerordentlich groß, wie es hier der Fall ist, so führt möglicherweise der in den zitierten Näherungen benutzte vergrößerte, den Kanal nur asymptotisch darstellende Hohlraum zu einer Überschätzung des störenden, auf die Basis treffenden Flusses. Demnach stellte also dieses Experiment wesentlich andere Forderungen an die untersuchten Näherungen als die Experimente von F. McGirt und M. Becker [15].

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] B. Davison, Neutron Transport Theory, Oxford University Press (1957)
- [2] H. Honeck, THERMOS-Code for Reactor Lattice Calculation, BNL 5826 (1961)
- [3] W. Eyrich, A. Schmidt, Two Compact, High Intensity Pulsed Neutron Sources, KFK-Bericht Nr. 304 (1965)
- [4] J.U. Koppel, J.A. Young, Nukleonik 7 (1965), 408
- [5] W. Gläser, Nukleonik 11 (1968), 282
- [6] Gmelins Handbuch der anorg. Chemie, Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße und Berlin, 8.Auflage (1960)
- [7] F. Stummel, Proceedings of the 2nd United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf 1958, Vol.13, 105
- [8] M.A. Sarychev et al., Energie Atomique, 24 (1968), Nr.5,79
- [9] J.R. Beyster et al., Nucl.Sc.Eng.9 (1961), 168
- [10] R. Cerbone et al., Nucl.Sc.Eng.30 (1967), 75
- [11] G.D. Trimble et al., Transactions of the American Nuclear Society 11 (1968), S.609 u.S.611
- [12] S.C. Cohen, J.S. King, Nucl.Sc.Eng.21 (1965), 509
- [13] R.E. Slovacec et al., Nucl.Sc.Eng.21 (1965), 329
- [14] E.R. Gaerttner et al., IAEA-Symposium on Pulsed Neutron Research, Karlsruhe 1965
- [15] F. McGirt, M. Becker, Nucl.Sc.Eng.39 (1970), 56
- [16] K.H. Beckurts, K. Wirtz, Neutron Physics, Berlin-Göttingen-Heidelberg-New York, Springer Verlag 1964
- [17] R.C. Kryter et al., IAEA-Symposium on Pulsed Neutron Research, Karlsruhe 1965
- [18] L.M. Caspers, A.J. Janssen, Neutron Thermalization and Reactor Spectra, IAEA-Conference, Ann Arbor 1967
- [19] G. Placzek, NRC-1547 (Canada)
- [20] W. Bothe, Zeitschrift für Physik 118 (1941), 401
- [21] W. Bothe, Zeitschrift für Physik 119 (1942), 413
- [22] M.M.R. Williams, The Slowing Down and Thermalization of Neutrons, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1966

- [23] E. Amaldi, Handbuch der Physik, Band 38/2, Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer 1959
- [24] L. Collatz, Funktionalanalysis und numerische Mathematik, Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer 1964
- [25] C.H. Westcott, Effective Cross-Section Values for Well-Moderated Thermal Reactor-Spectra, AECL 1101 (1960)
- [26] E. Johansson et al., Arkiv Fysik 18 (1960), 513
- [27] E.R. Cohen, Proceedings of the 2nd United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf 1958, Vol.5, 531
- [28] R.F. Coveyou et al., ORNL-1958 (1955)
- [29] S.N. Purohit, Nucl.Sc.Eng. 9 (1961), 157
- [30] N.P. Baumann et al., Neutron Thermalization and Reactor Spectra. IAEA-Conference, Ann Arbor 1967
- [31] G. Kussmaul, H. Meister, Journal of Nucl.Energy 17 (1963), 111
- [32] D.A. Kottwitz, Nucl.Sc.Eng. 7 (1960), 345
- [33] M. Knoche, Dissertation Universität Lyon (1967)
- [34] M.M.R. Williams, Nucl.Sc.Eng. 26 (1966), 262
- [35] J. Saastamoinen, Neutron Thermalization and Reactor Spectra, IAEA-Conference, Ann Arbor 1967
- [36] B.C. Haywood, AERE-R-4582
- [37] K.H. Beckurts, Habilitationsschrift, Technische Hochschule Karlsruhe (1967)
- [38] H. Würz, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1967)
- [38a] H. Würz, Programm zur Entfaltung von Flugzeitspektren (unveröffentlicht)
- [39] E.D.A. Wattekamps, Dissertation Universität Gent (1967)
- [40] F. Widder, J. Brunner, EIR-134 (1968)
- [41] J.M. Neill et al., Neutron Thermalization and Reactor Spectra, IAEA-Conference, Ann Arbor 1967
- [42] K. Burkart, Dissertation Universität Karlsruhe (1970)
- [43] W. Reichardt, Neutron Thermalization and Reactor Spectra, IAEA-Conference, Ann Arbor 1967
- [44] J.R. Beyster et al., General Atomics Report G.A.2544 (1961)

- 45 J.C. Young et al., J.Nucl.Sci.&Eng.19 (1964), 230
- 46 R.N. Sinclair, P.J. Williams, IAEA-Symposium on Pulsed Neutron Research, Karlsruhe 1965
- 47 J.M. Kallfelz, Nukleonik 9 (1967), 273
- 48 M.J. Poole et al., Exponential and Critical Experiments 3, IAEA-Conference Amsterdam 1967

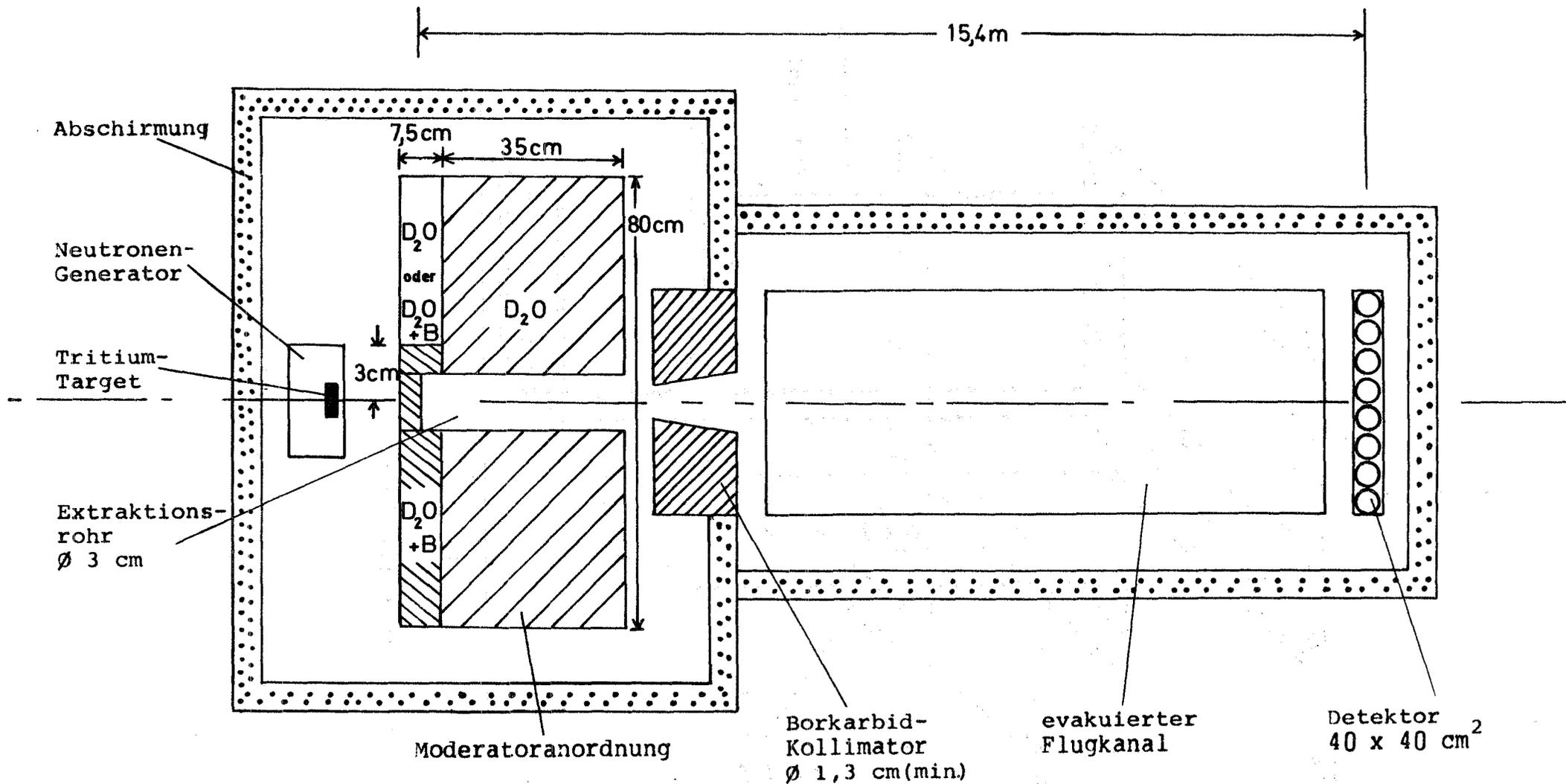


Abb. III.1: Anordnung zur Messung der Neutronenspektren an einer ebenen und einer rechtwinkligen Moderatorgrenze (nicht maßstäblich)

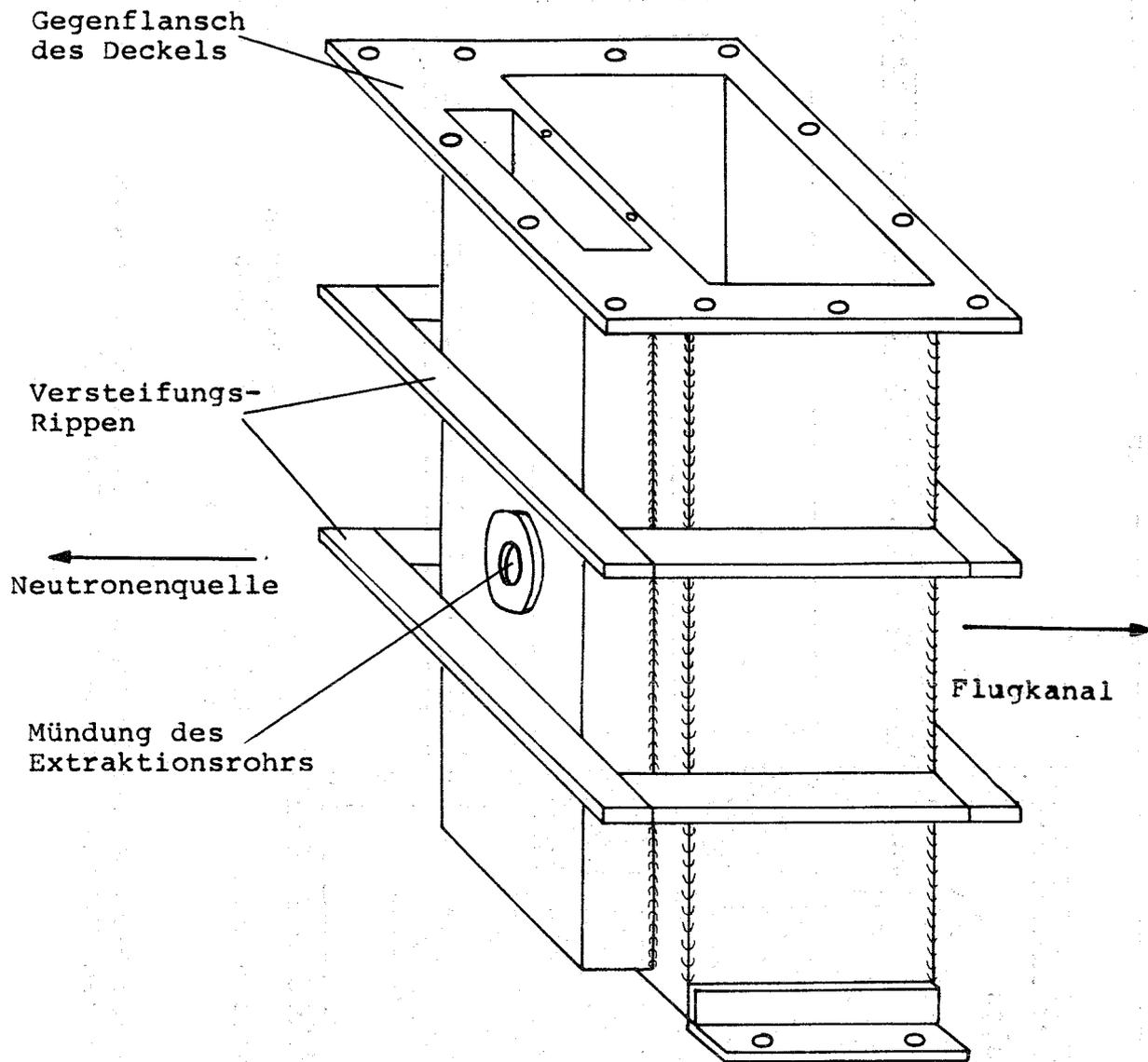


Abb. IV.1: Skizze des Tanksystems

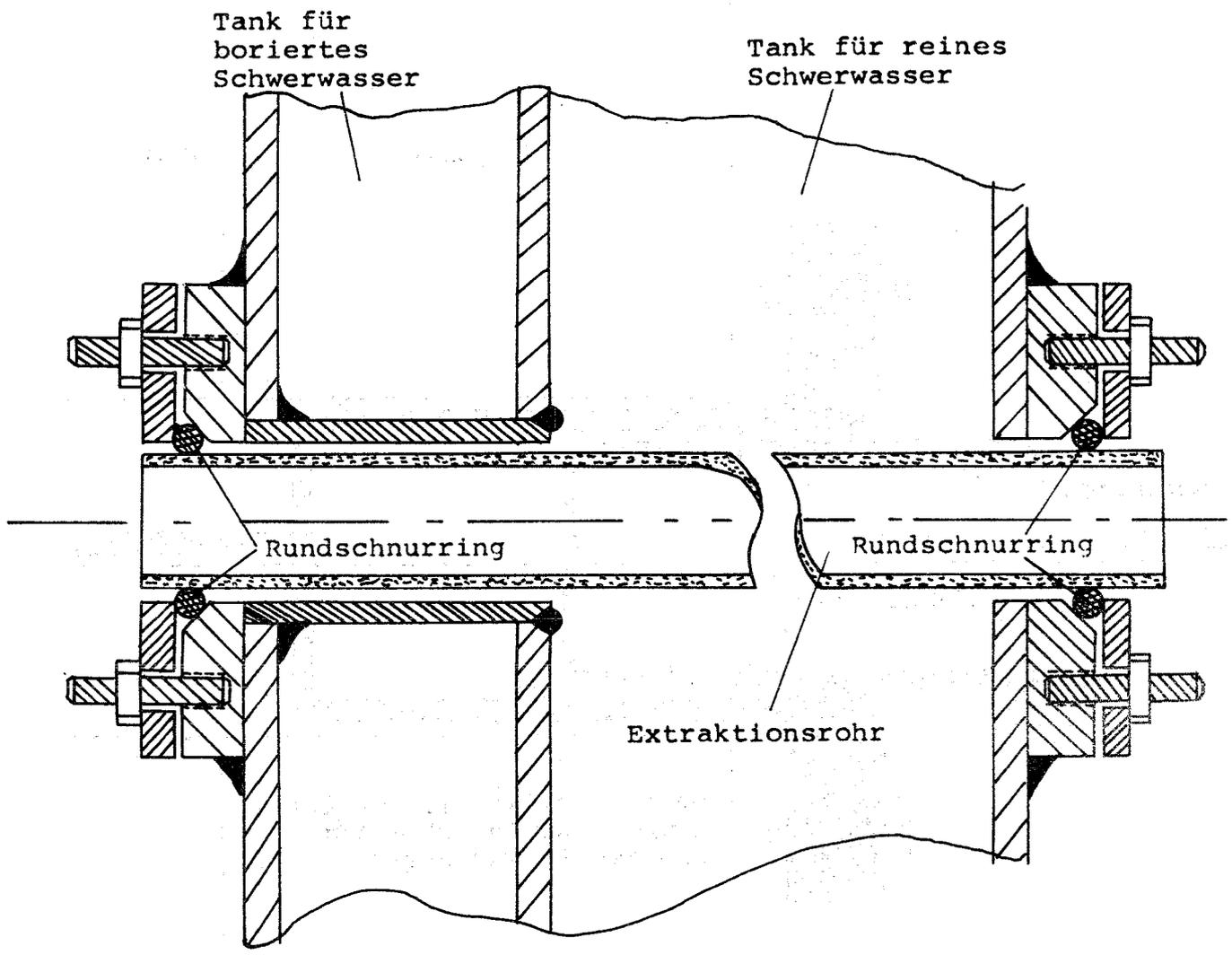


Abb. IV.2a: Durchführung des Extraktionsrohrs durch das Tanksystem (nicht maßstäblich)

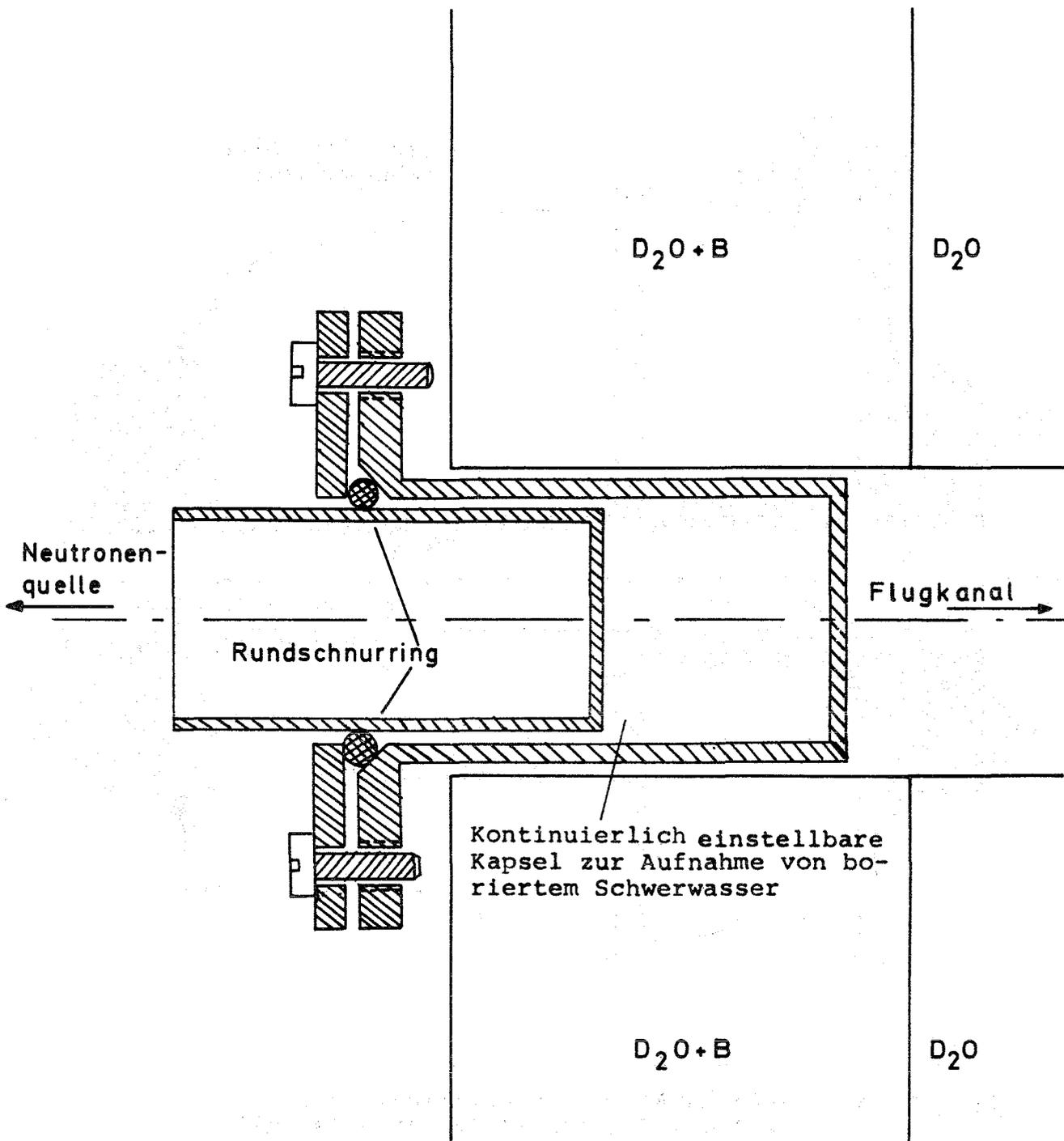


Abb. IV.2b: Zylindrischer Einsatz für das Extraktionsrohr
(nicht maßstäblich)

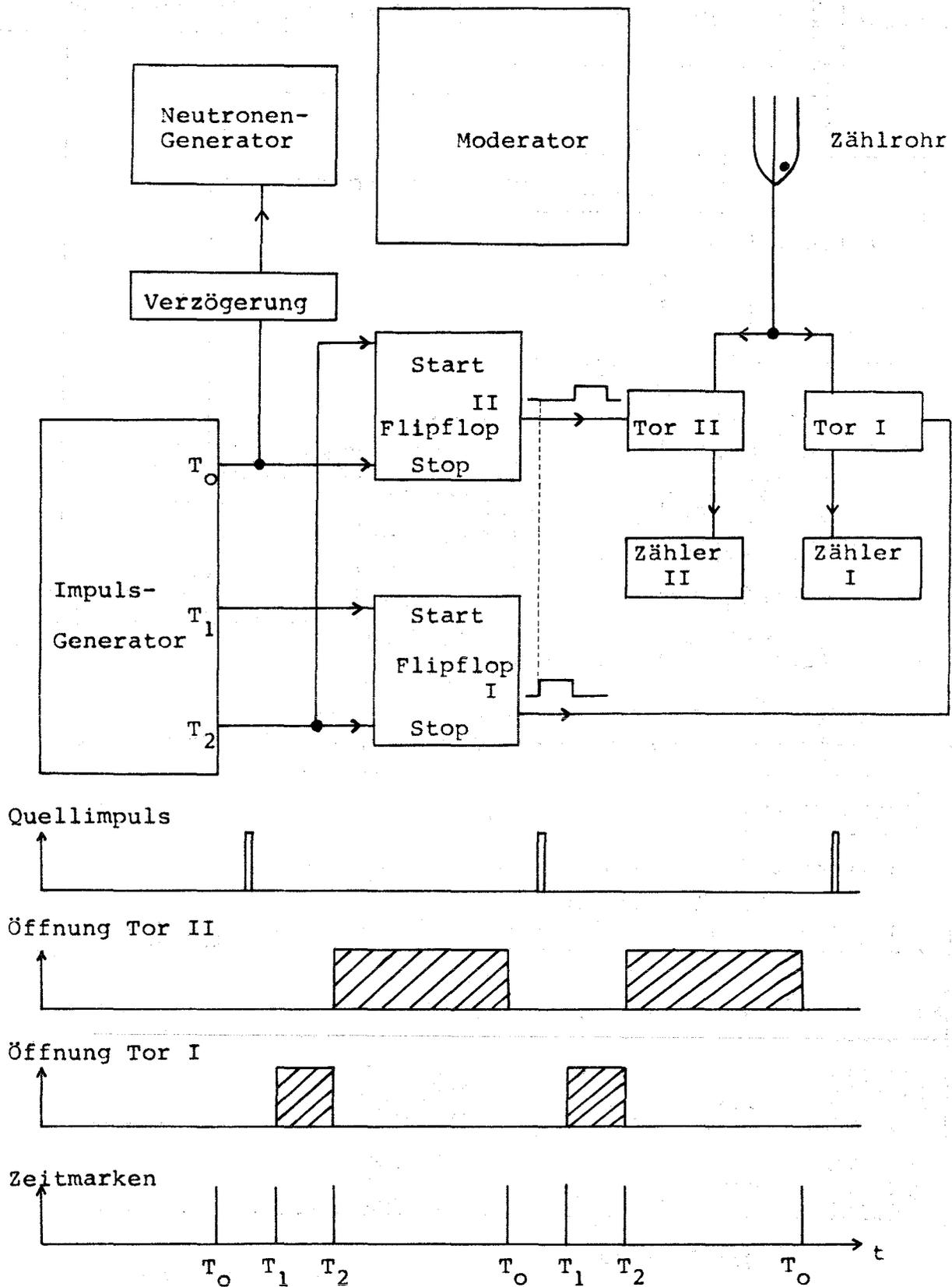
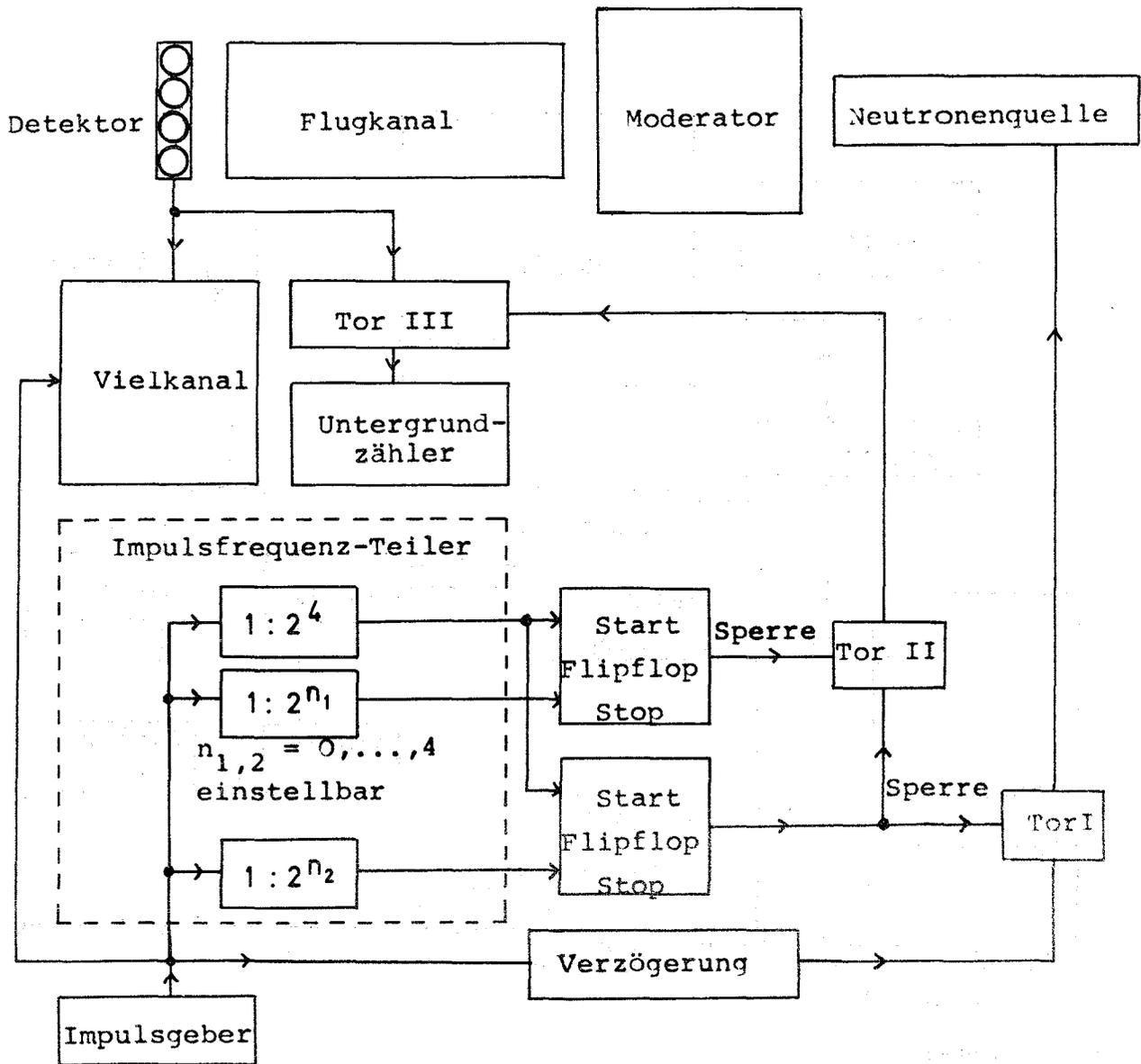


Abb. IV.4: Blockschaltbild und Impulsschema der Anordnung zur kontinuierlichen Lebensdauer-Überwachung



Impulsschema für Einstellung $n_1 = 0, n_2 = 2$

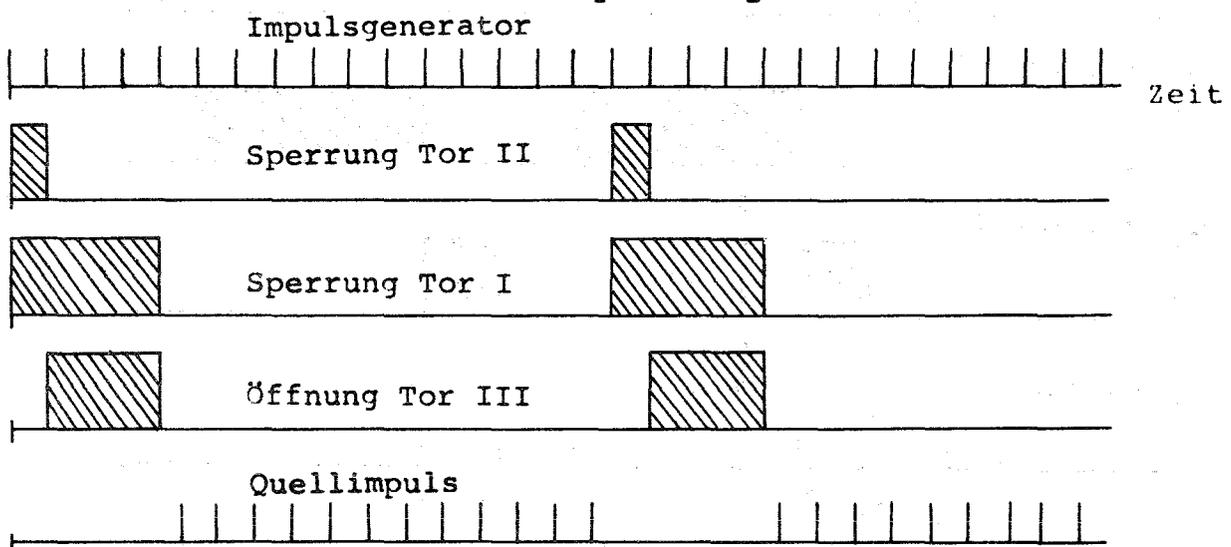


Abb. IV.5: Blockschaltbild und Impulsschema der Anlage zur kontinuierlichen Untergrund-Kontrolle.

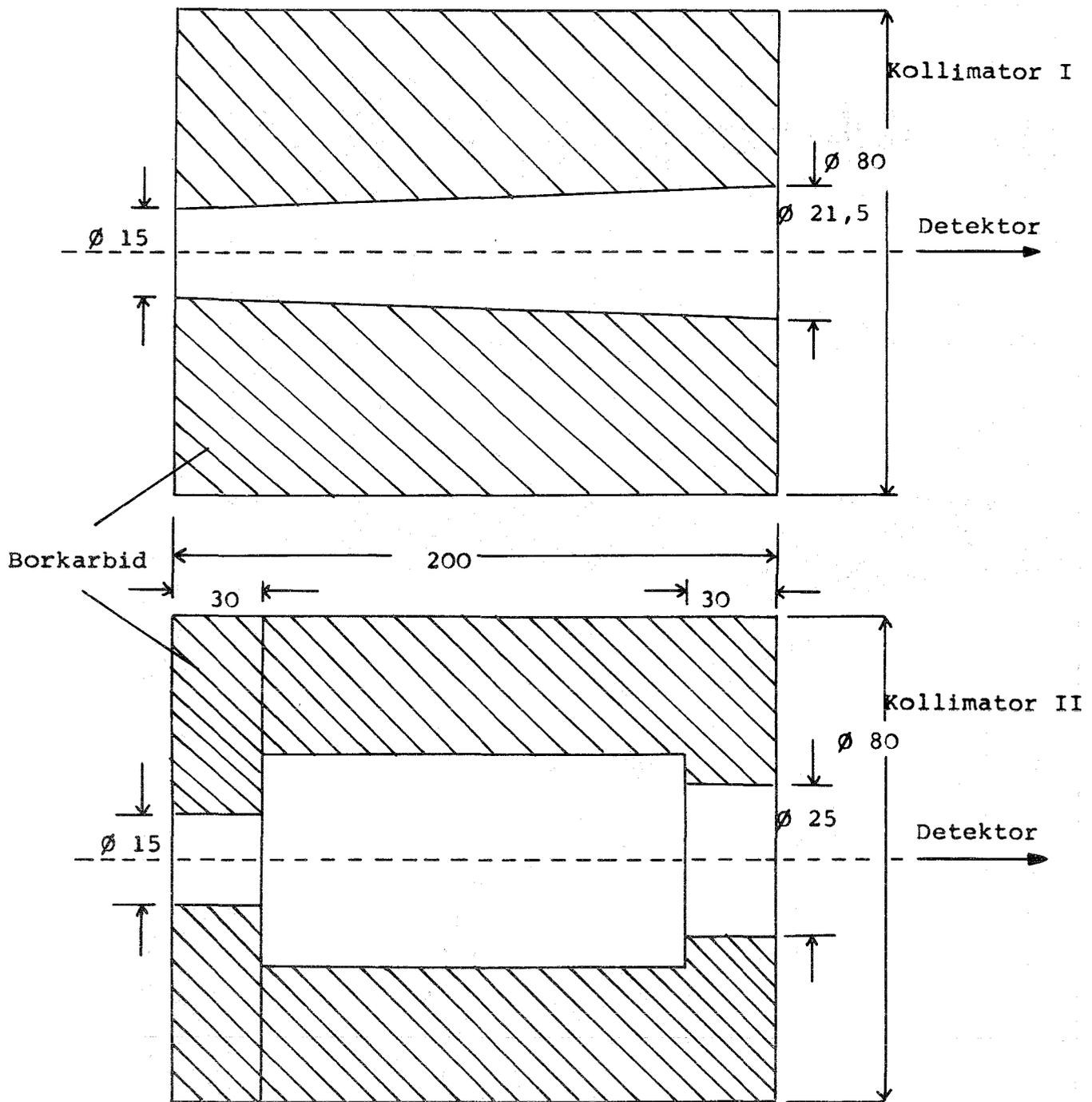
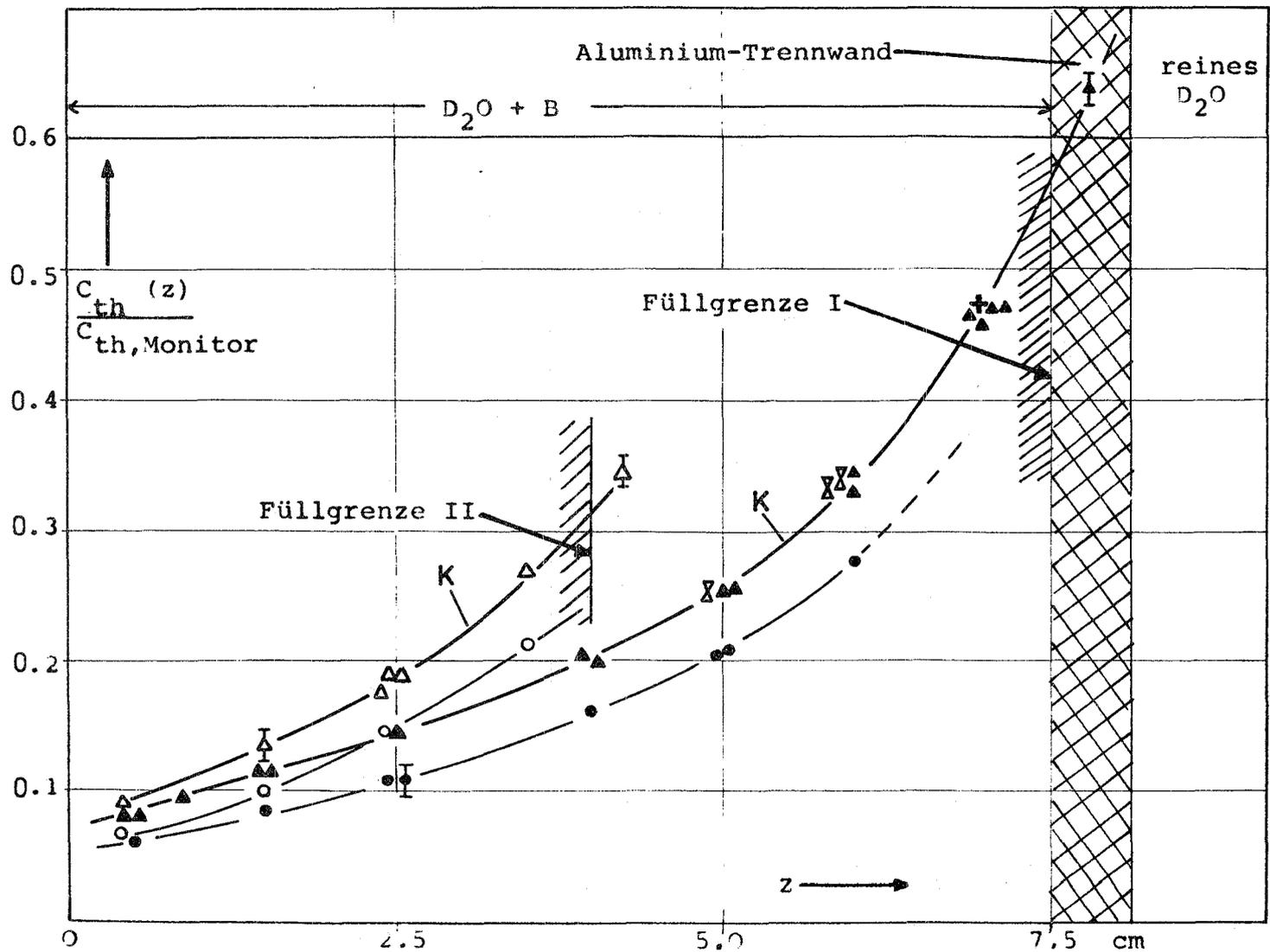


Abb. V.1: Ursprünglich verwendeter (I) und verbesserter, streuarmer Neutronenkollimator (II)



Fülllänge	Position der Kapsel im Kanal	Form der Grenzfläche	
		Ebene	Kante
42 cm			+
7,8 cm I		•	▲
4 cm I			⊗
4 cm II		○	△

Abb. V.3b: Ortsabhängige thermische Aktivierung der Dysprosium-Sonden im Extraktions-Kanal bei unterschiedlicher Geometrie der Kanalfüllung.

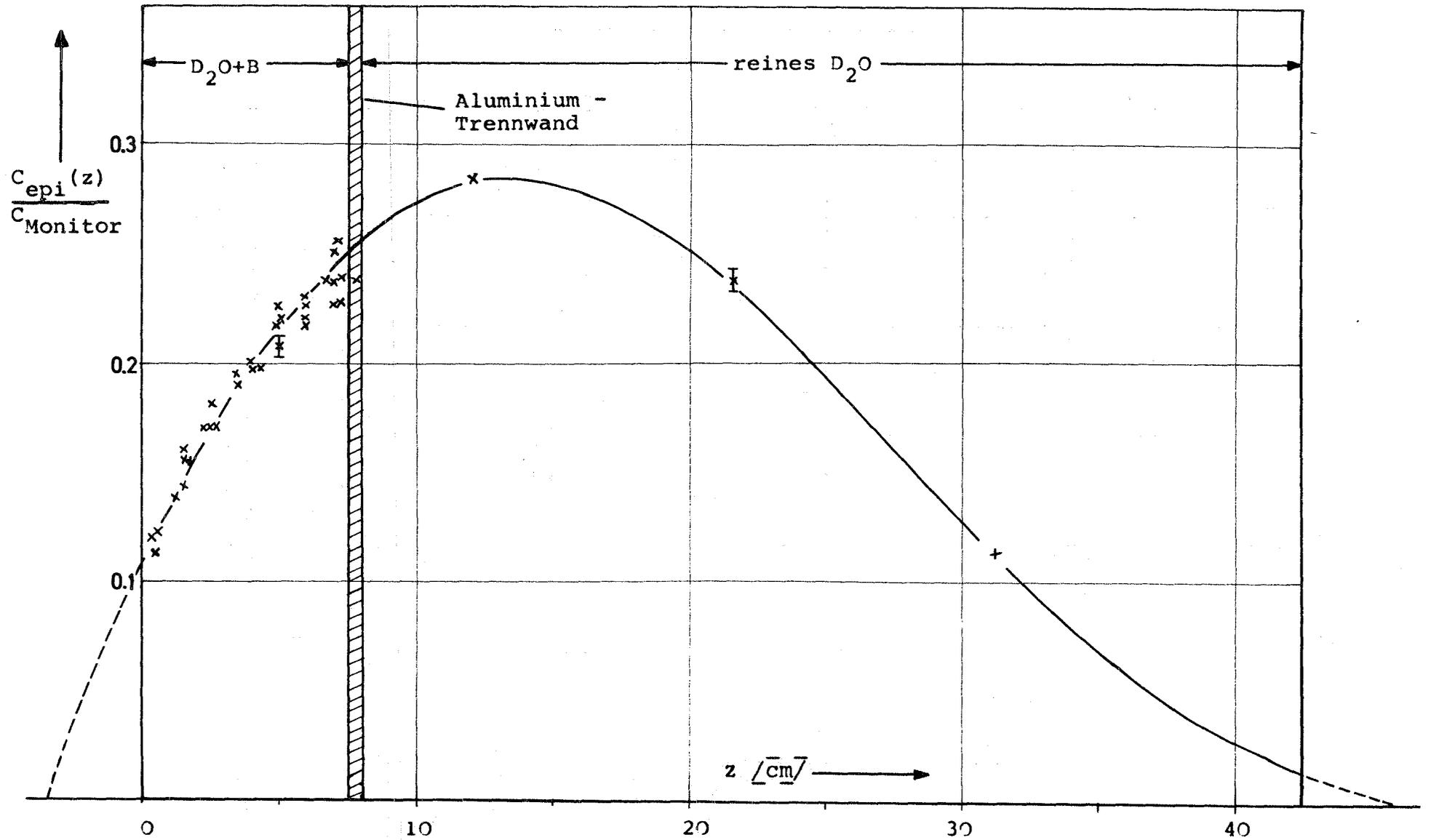


Abb. V.3a: Ortsabhängige epithermische Aktivierung von Indium-Sonden unter einem 1 mm starken Cadmium-Filter

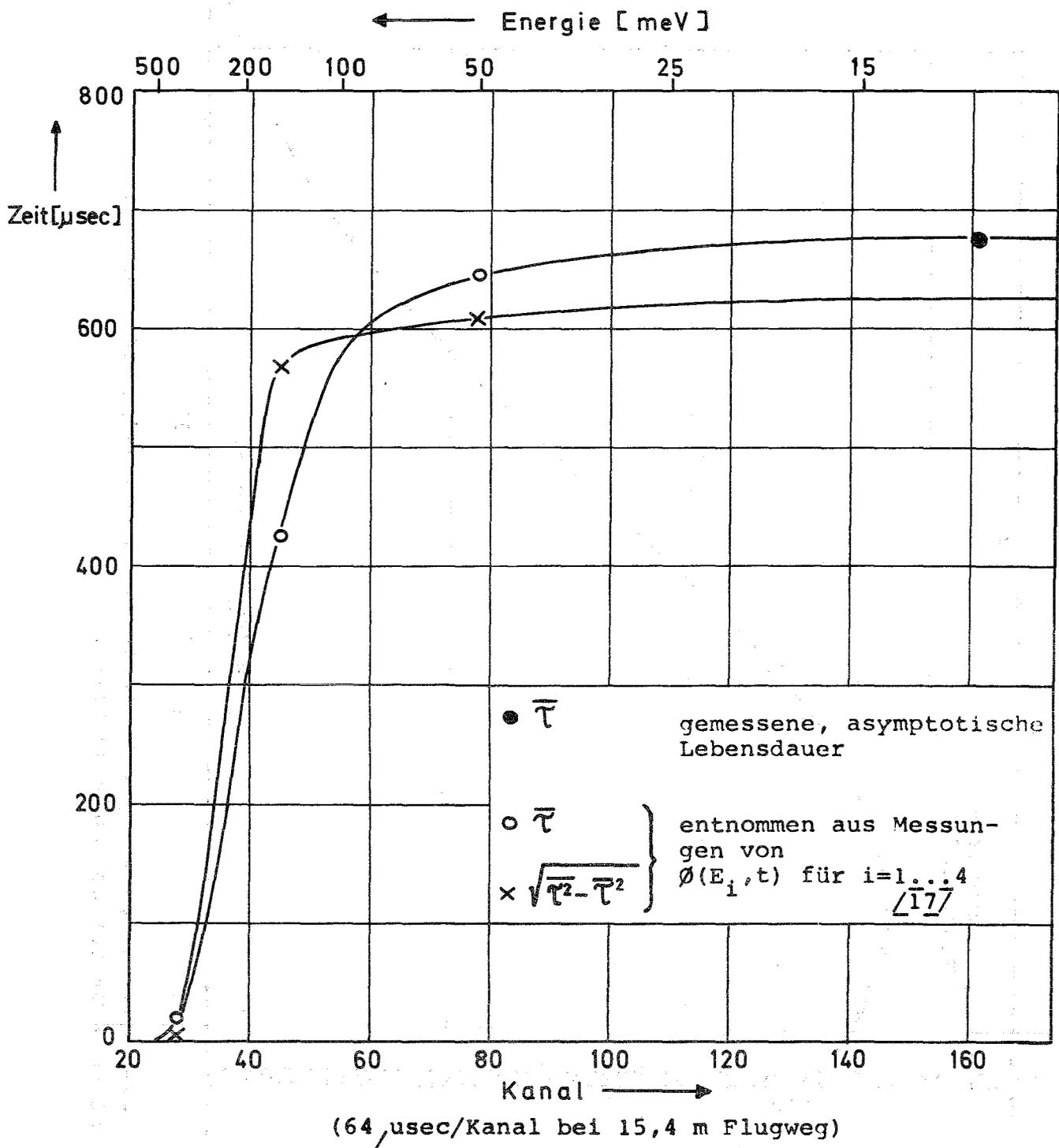


Abb. VI.1: Lebensdauer der Neutronen im Tanksystem als Funktion der Flugzeit bzw. der Energie.

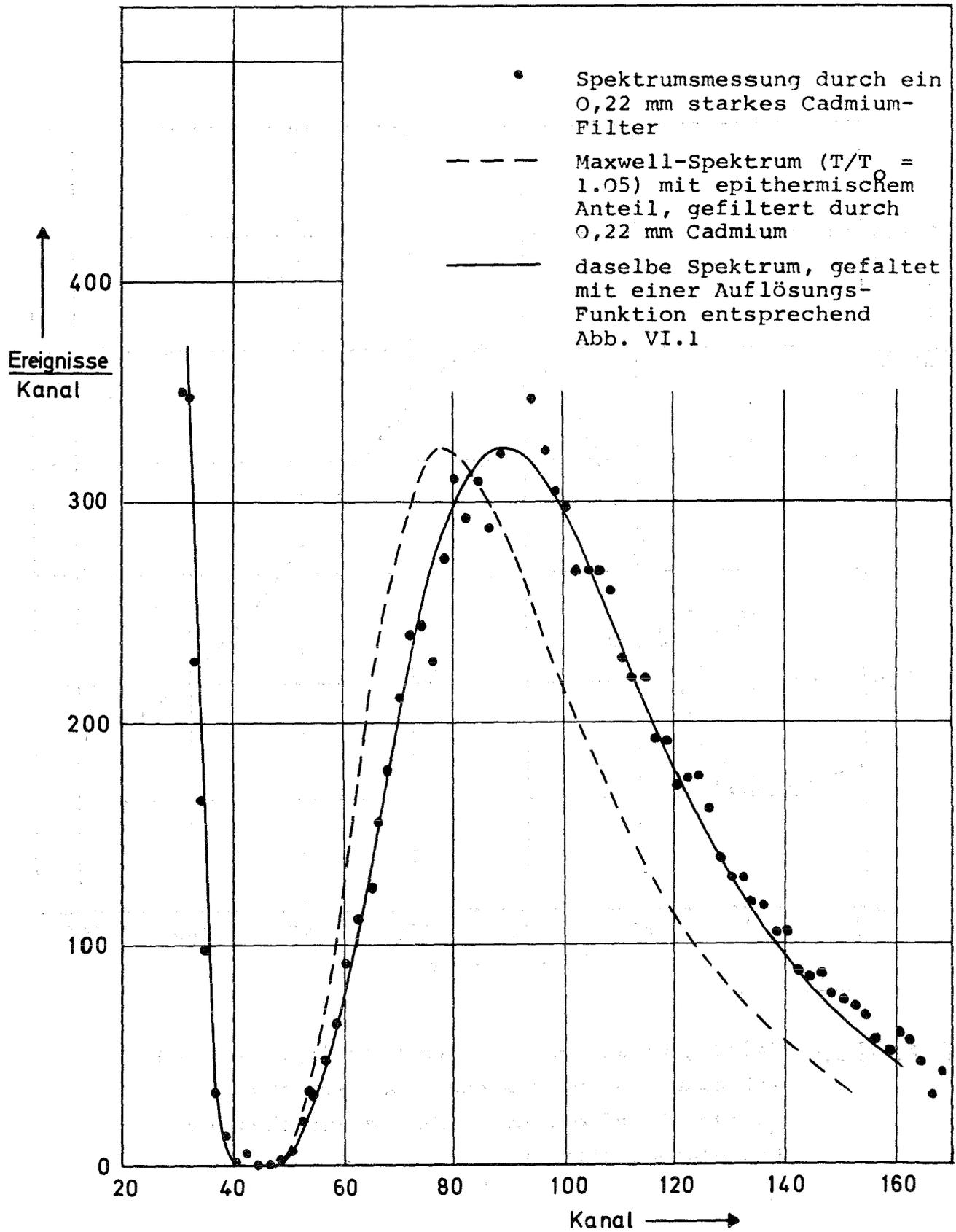


Abb. VI.2: Test der Lebensdauerfunktion aus Abb. VI.1 mit einem bekannten Flugzeitspektrum.

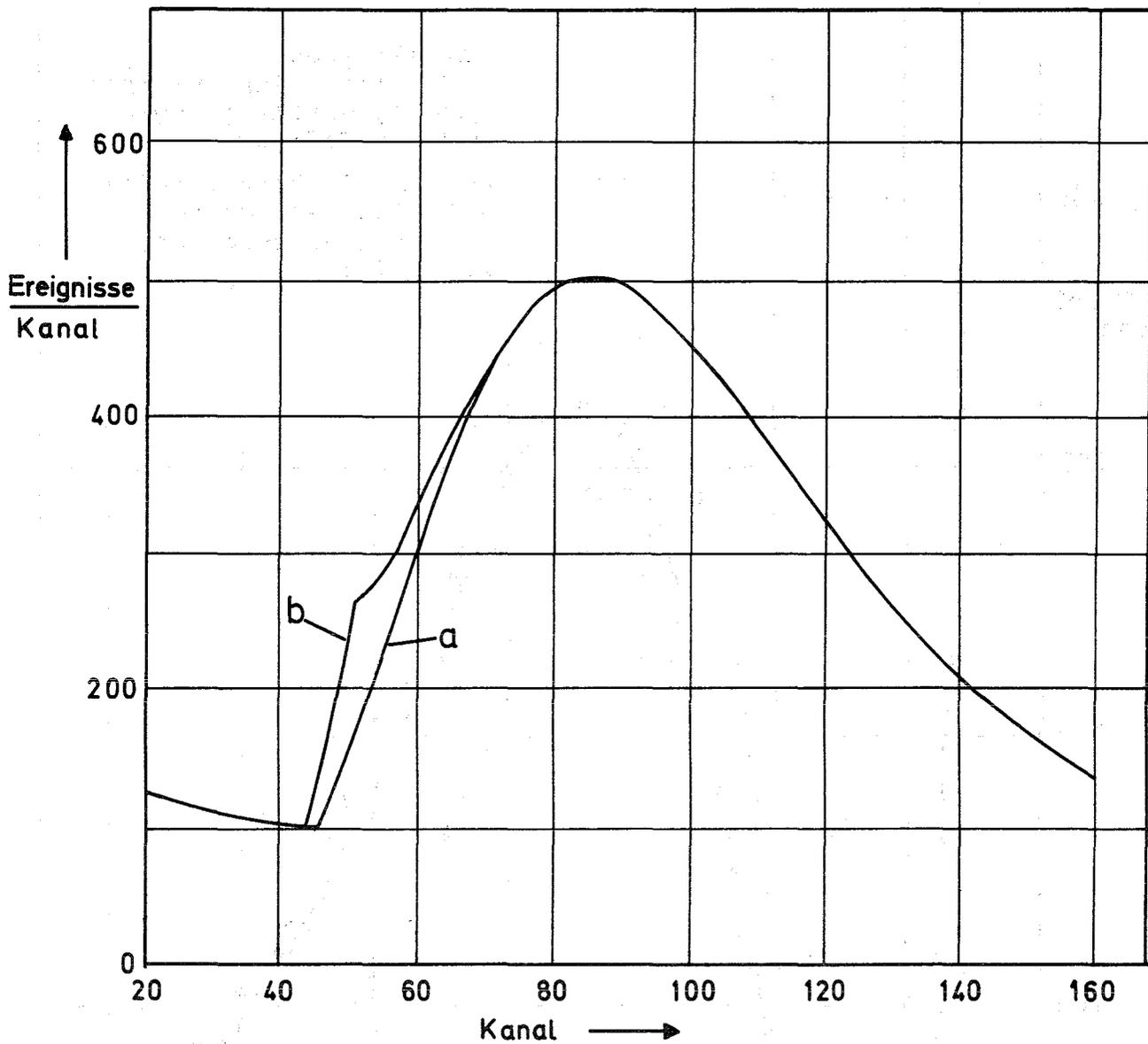


Abb. VI.3: Faltung eines Maxwell-Spektrums ($T/T_0 = 1,05$) mit einer Auflösungs-Funktion nach Abb. VI.1 (Kurve a) und mit um 10 Kanäle verschobener Lebensdauerkurve (b).

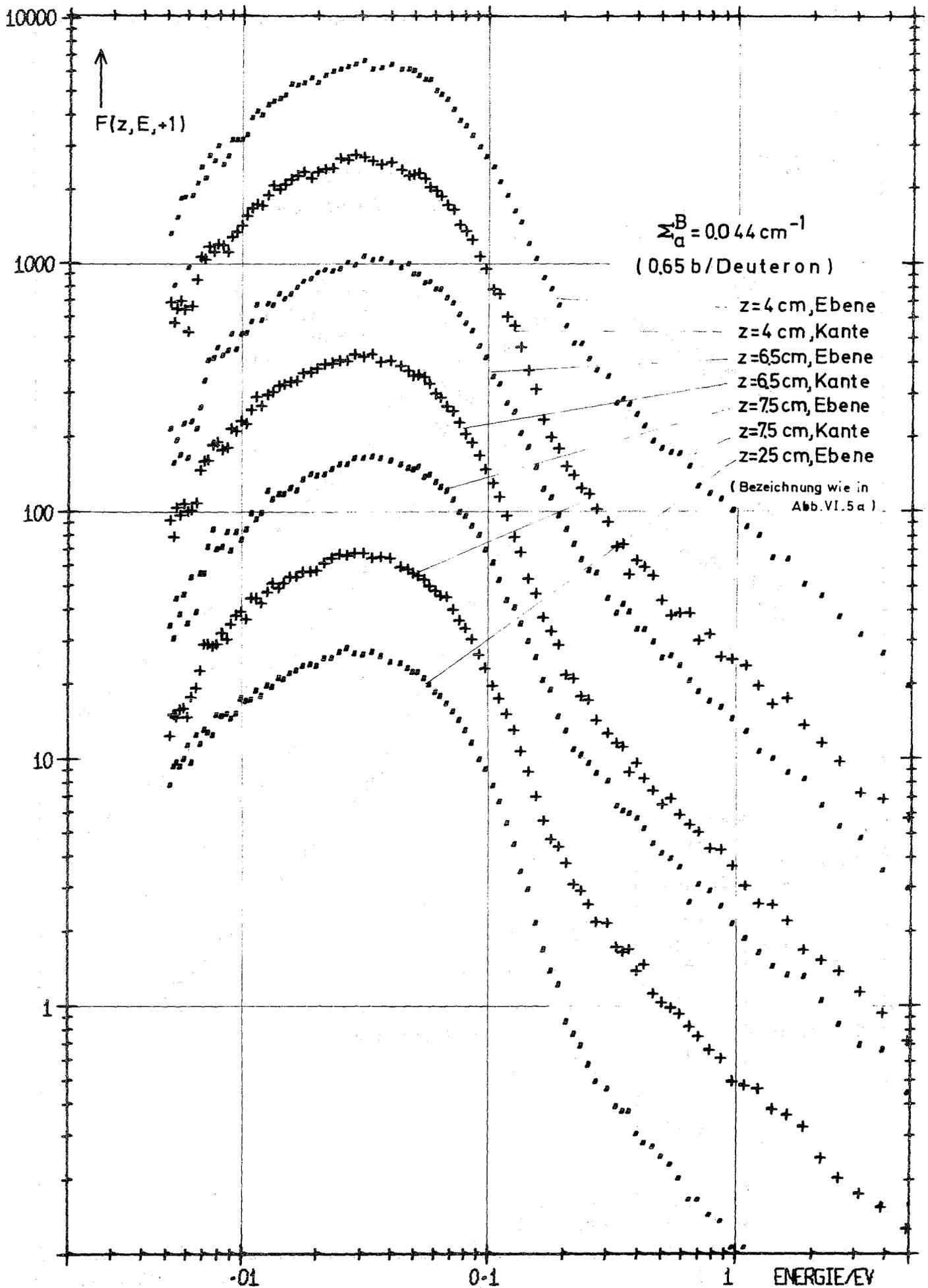


Abb. VI.4: Gemessene Neutronenspektren, korrigiert bezüglich Untergrund und Zeitauflösung.

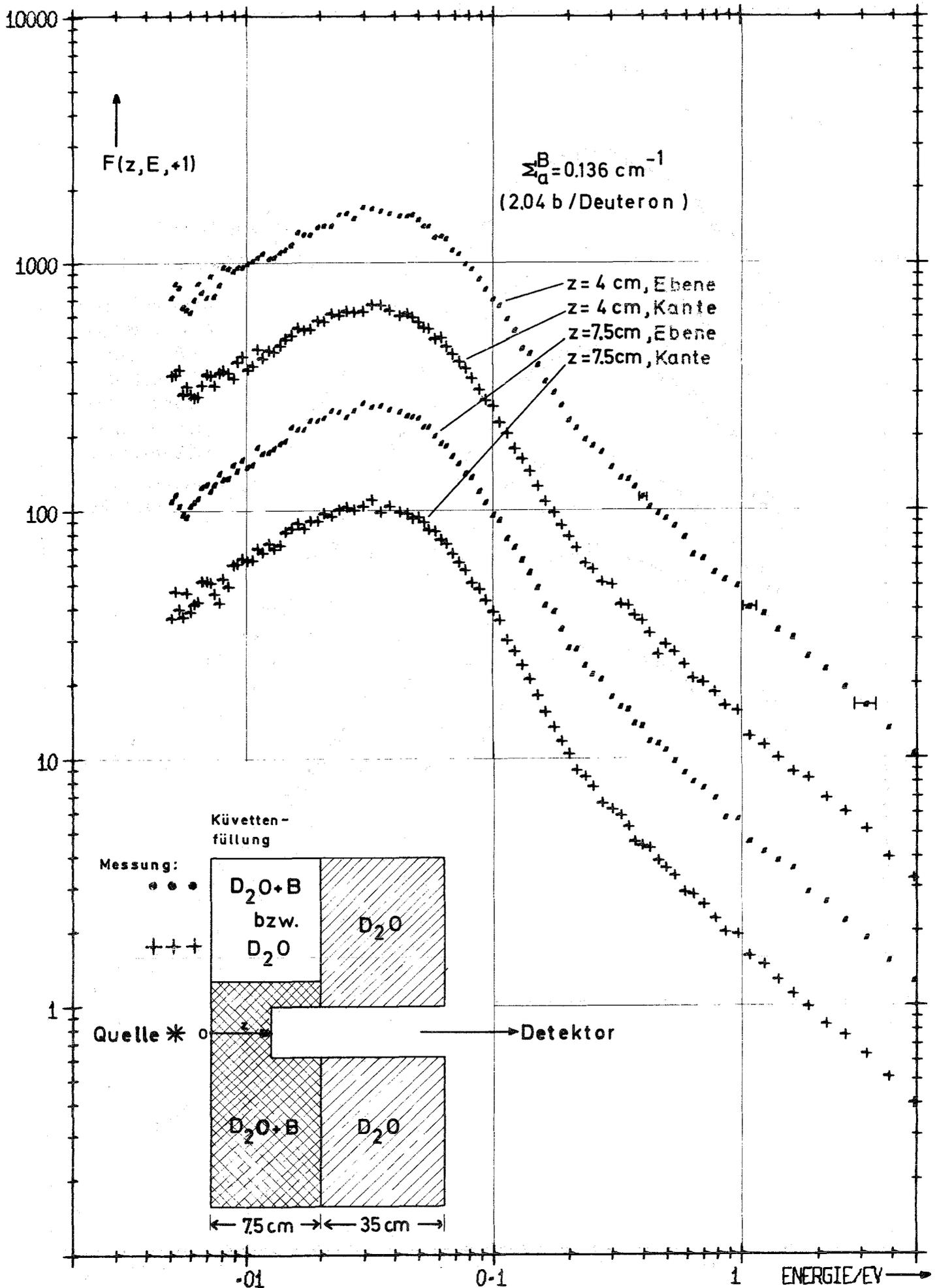


Abb. VI.5a: Gemessene Neutronenspektren, korrigiert bezüglich Untergrund und Zeitauflösung.

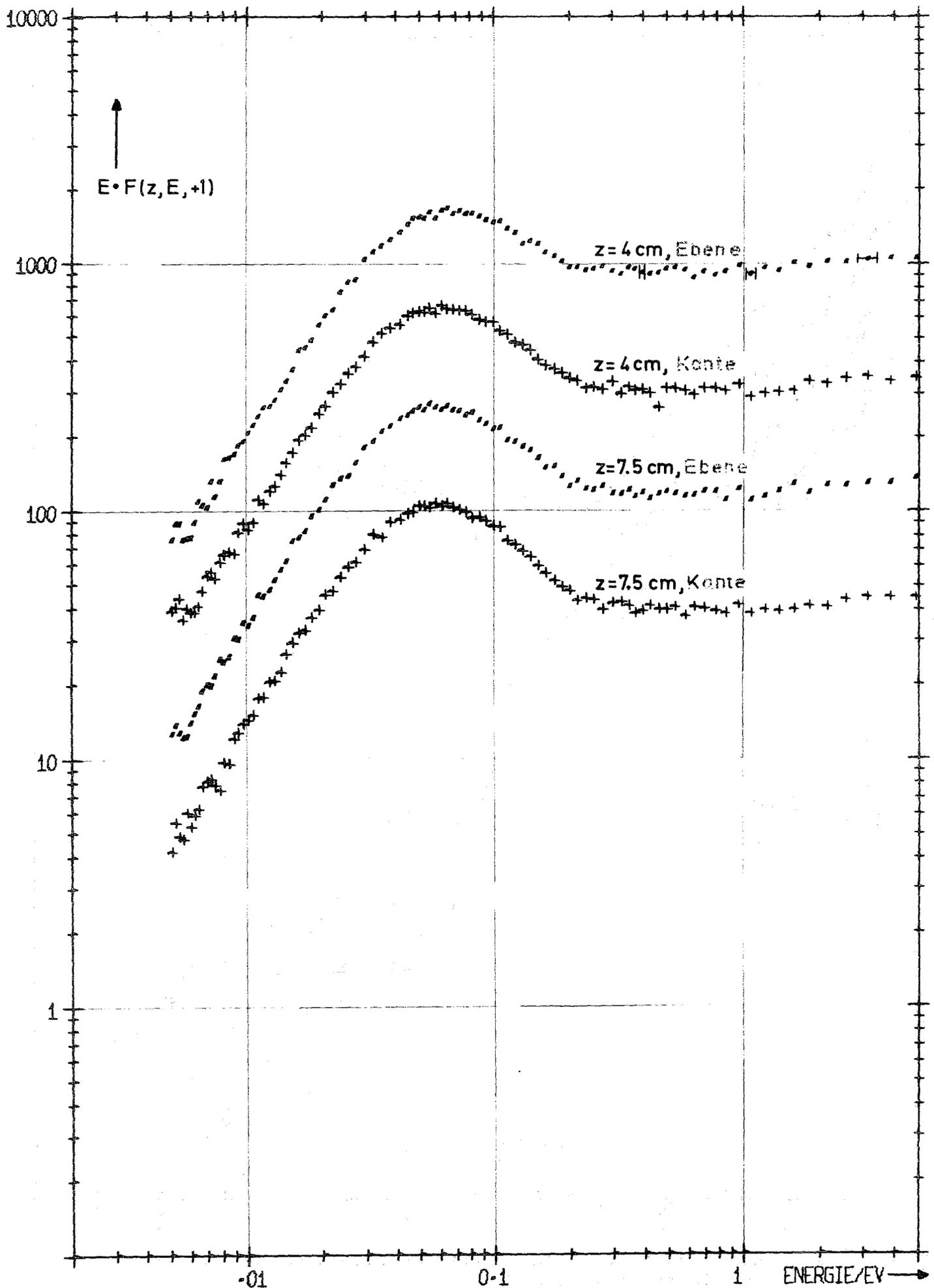


Abb. VI.5b: Auftragung der gemessenen Neutronenspektren zur Bestimmung des Verhältnisses des epithermischen zum thermischen Fluß

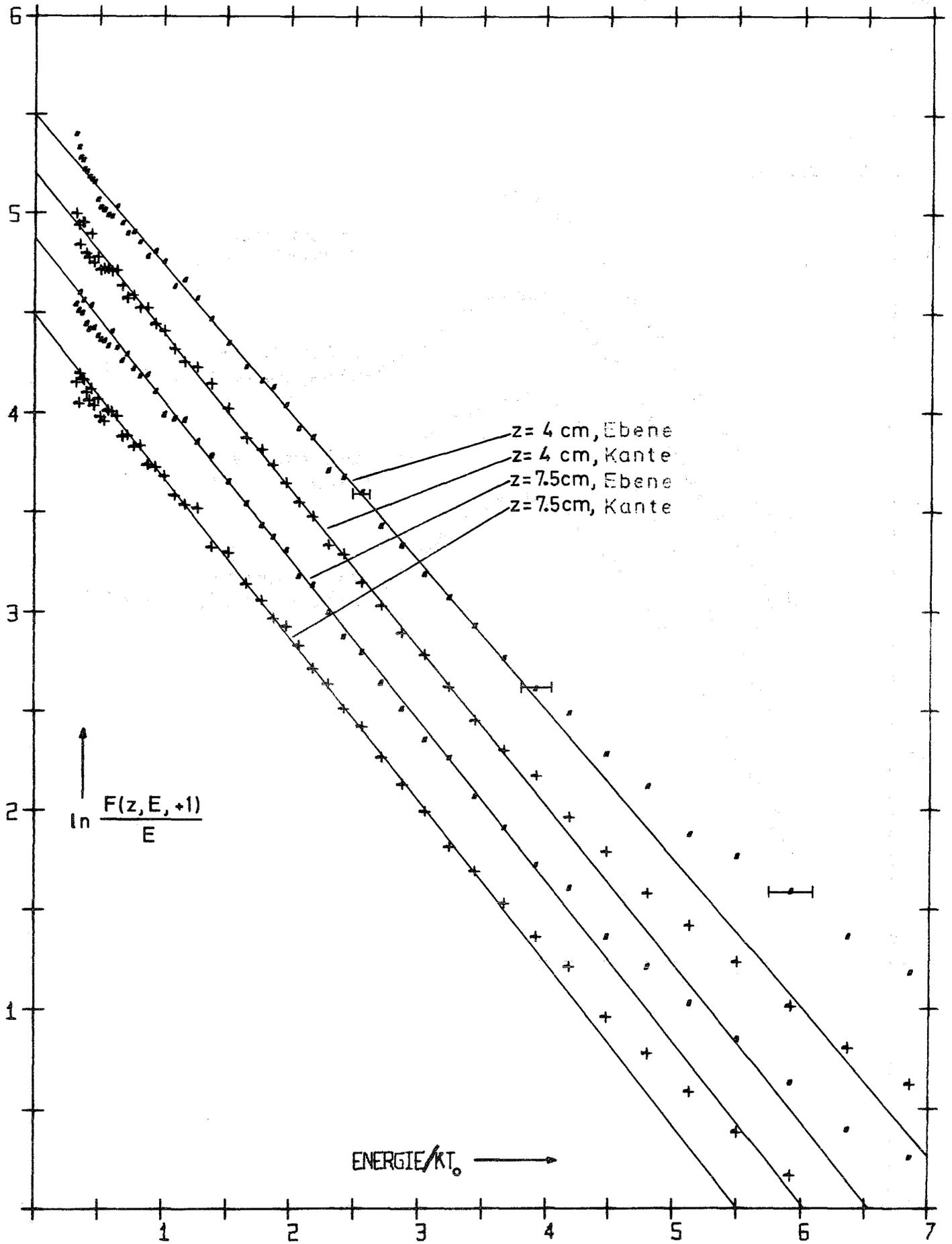


Abb. VI.5c: Auftragung der gemessenen Spektren zur Ermittlung der Neutronentemperatur

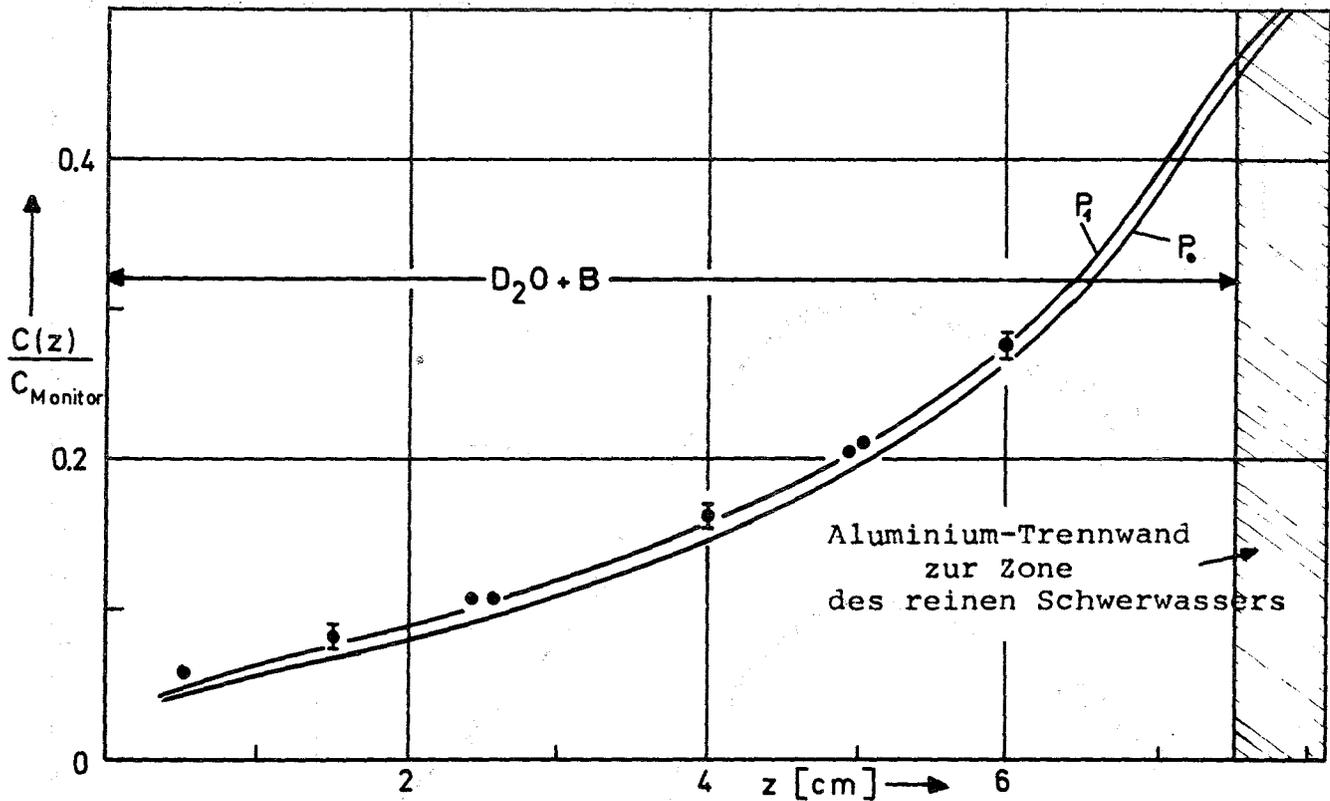


Abb. VIII.1: Vergleich der mit Dy-Sonden gemessenen Neutronendichte mit Rechnungen nach der integralen Transportgleichung in P_0 - und P_1 -Näherung der Streuung

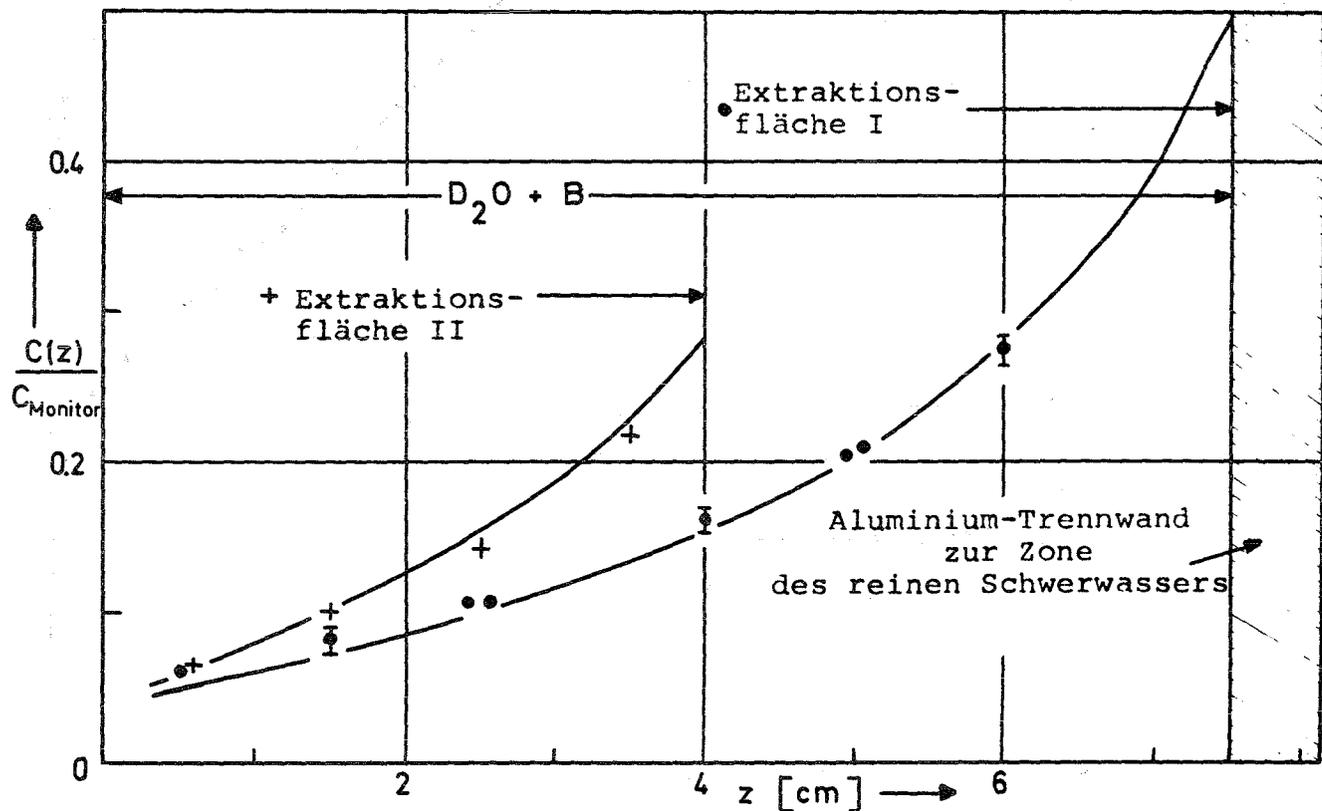


Abb. VIII.2: Vergleich der mit Dy-Sonden gemessenen Neutronendichte mit einer Näherungsrechnung für die Störungen durch den Extraktionskanals jenseits der Extraktionsfläche.

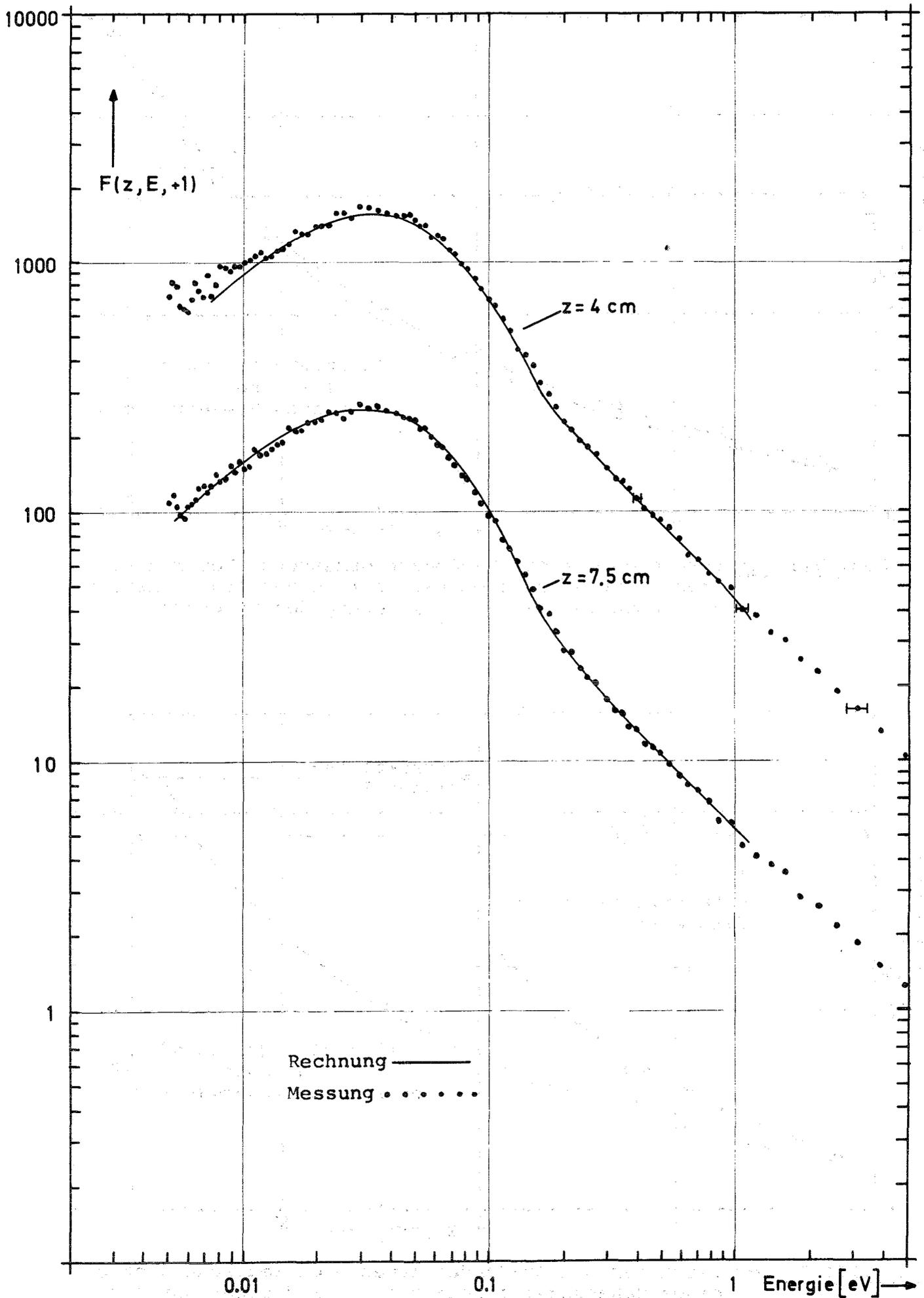


Abb. VIII.4: Vergleich der unter Berücksichtigung der Extraktionsrohr-Störungen errechneten Spektren mit den Messungen im Fall der ebenen Grenzfläche

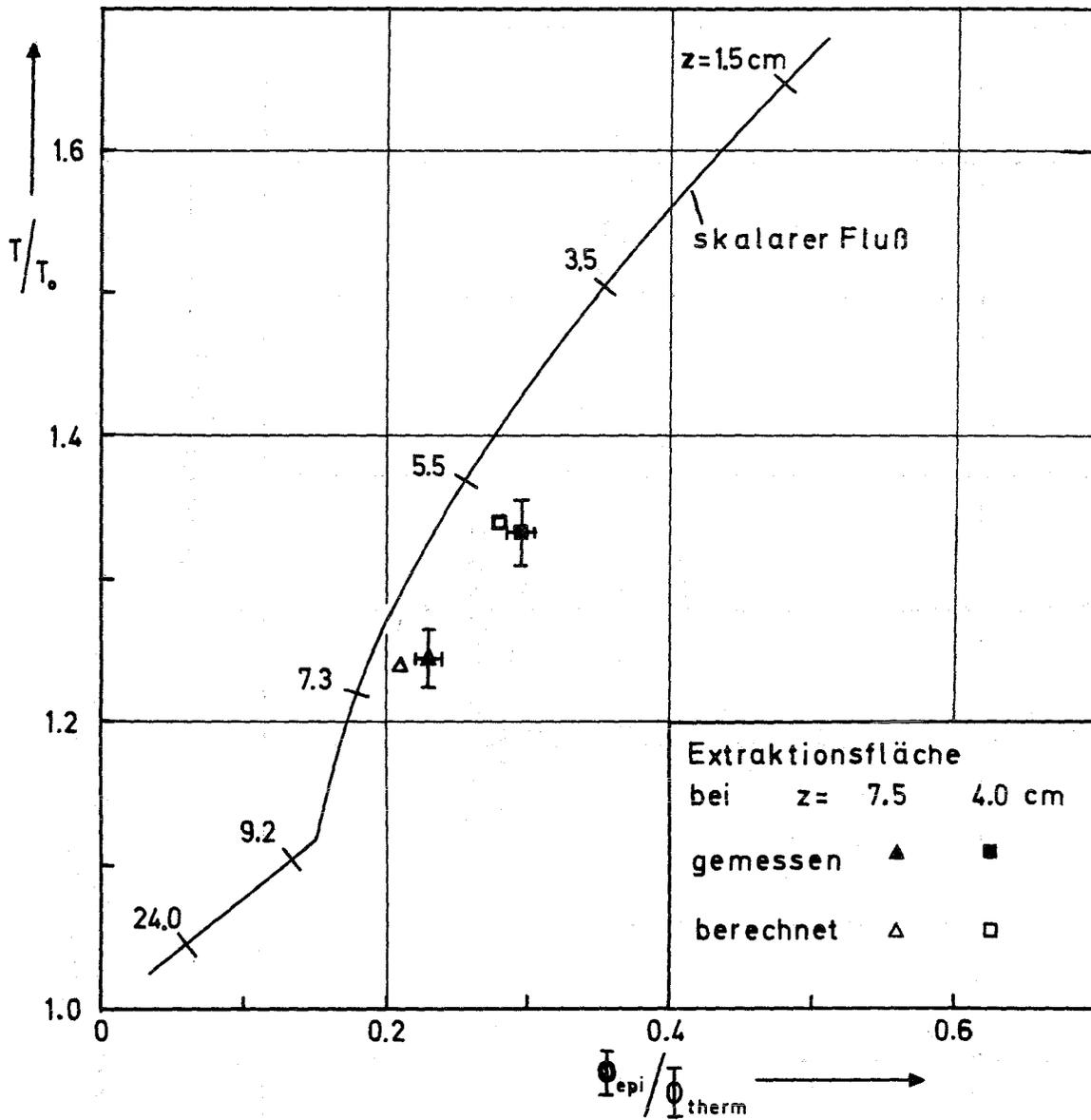


Abb. VIII.5: Vergleich der Spektrumparameter des gemessenen und berechneten extrahierten Flusses mit denen des skalaren Neutronenflusses für verschiedene Abstände z von der äußeren Oberfläche (vgl. Abb. VI.5a)

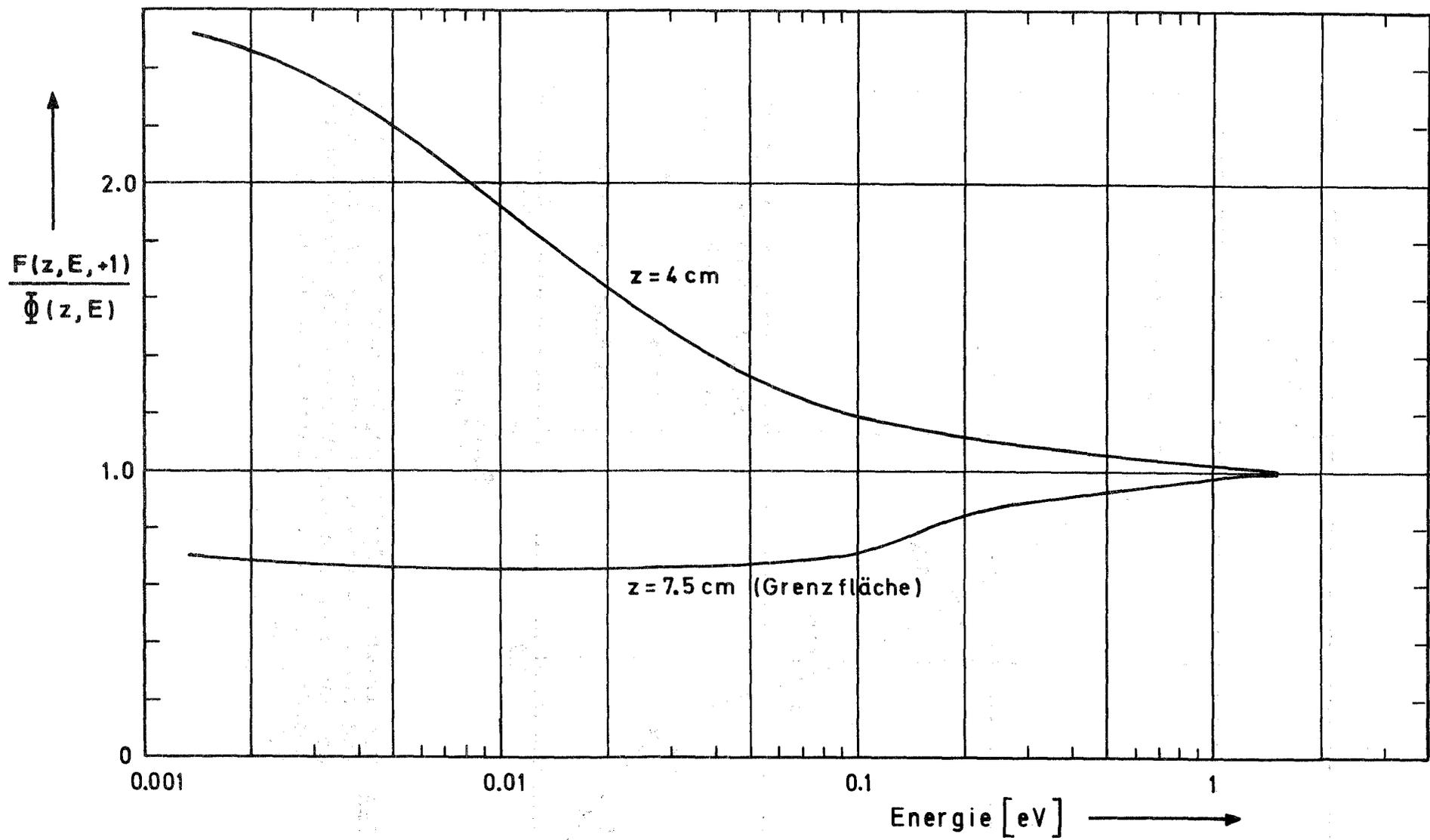


Abb. VIII.6: Berechnetes Verhältnis des extrahierten Neutronenflusses (Kanaldurchmesser 3 cm) zum ungestörten skalaren Fluß

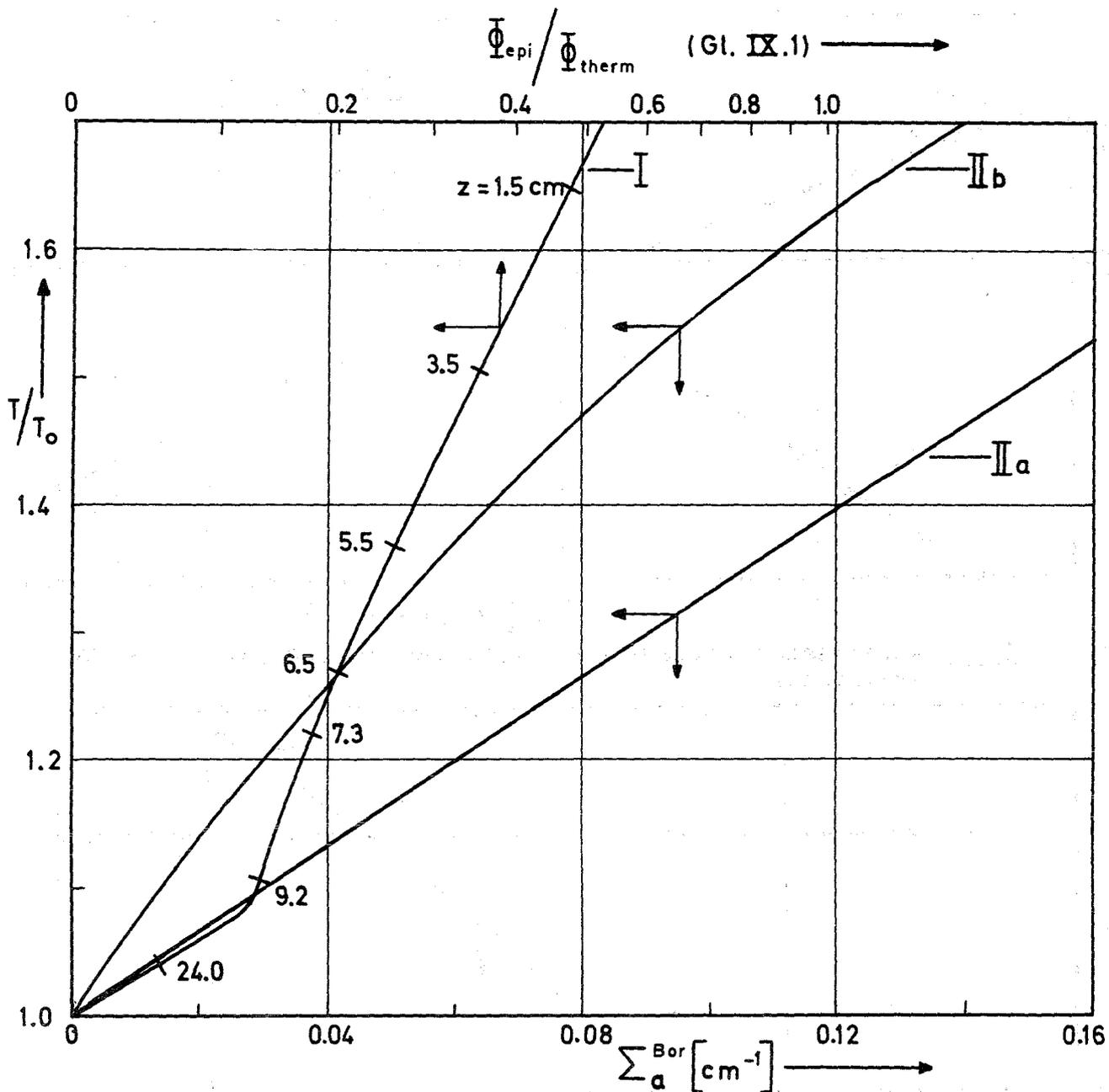


Abb. IX.1: Neutronentemperaturen

(I) Berechnete Spektrumparameter des skalaren Neutronenflusses im boriierten Schwerwasser an verschiedenen Positionen z (vgl. Abb. VI.5a)

(II) Neutronentemperatur in unendlich ausgedehnten, borvergifteten Schwerwasseranordnungen nach N.P. Baumann et al. [30] bei Anregung (a) mit einer thermischen Quelle, (b) mit einer epithermischen Quelle

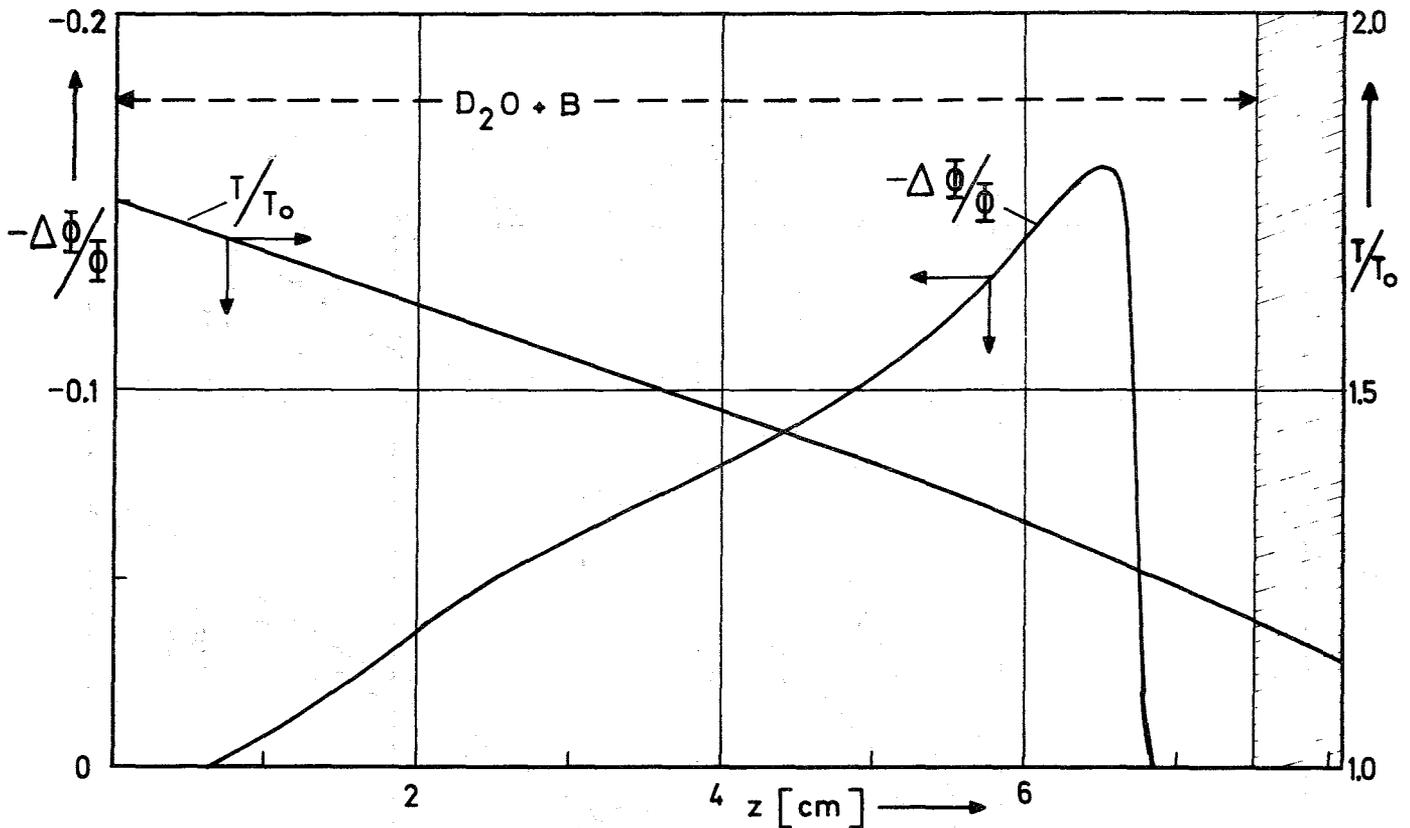


Abb. IX.2: Berechneter Verlauf der Flußkrümmung und der Neutronentemperatur

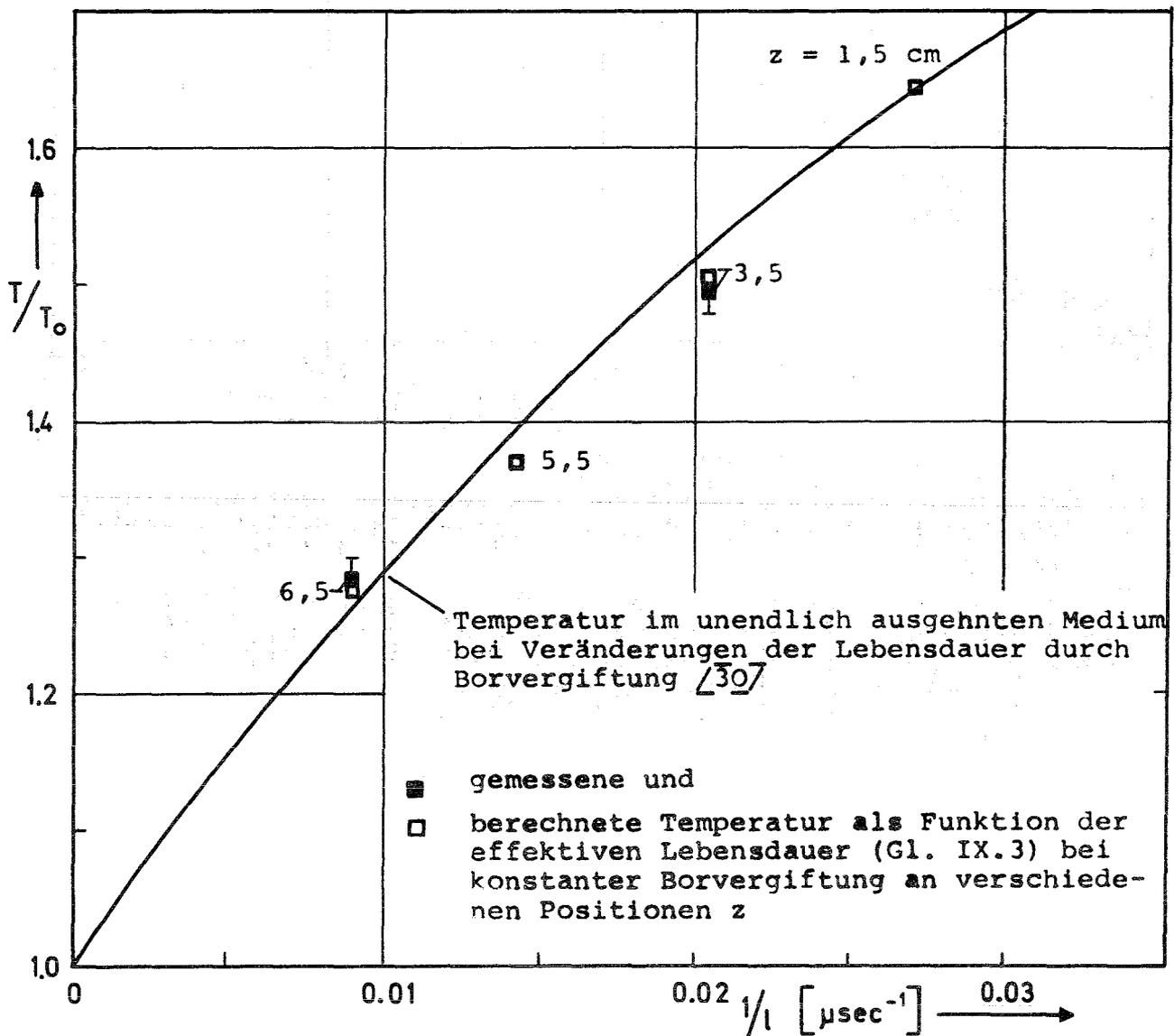


Abb. IX.3: Neutronentemperatur als Funktion der Lebensdauer l

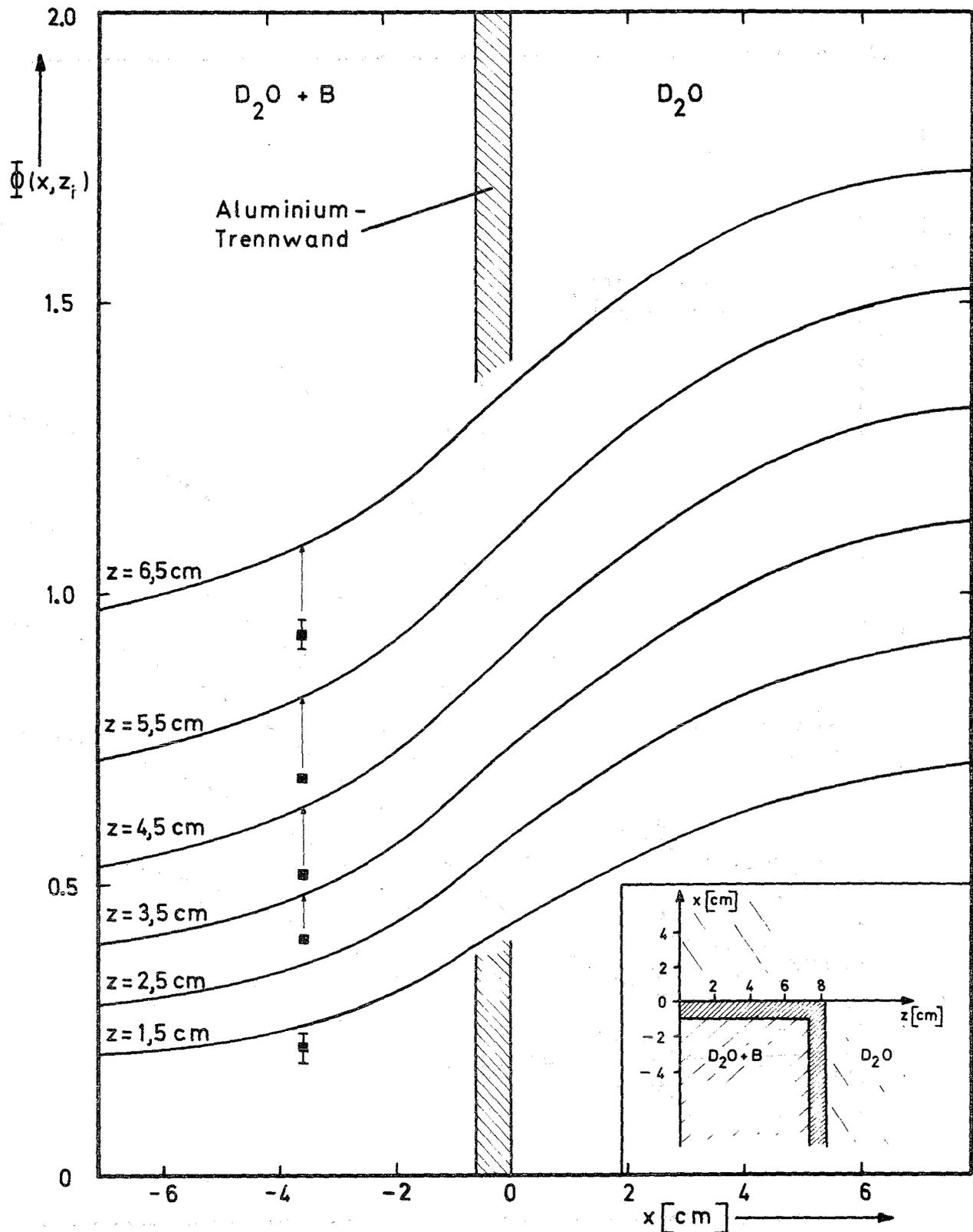


Abb. X.2: Gemessene (■) und mit einer eindimensionalen Transportrechnung bestimmte Neutronendichte $\bar{\Phi}(x, z_i)$ auf Ebenen $z_i = \text{const.}$ (Zufluß und Leakage in z -Richtung sind für $x \geq 10$ gleich den jeweiligen asymptotischen Werten gesetzt).

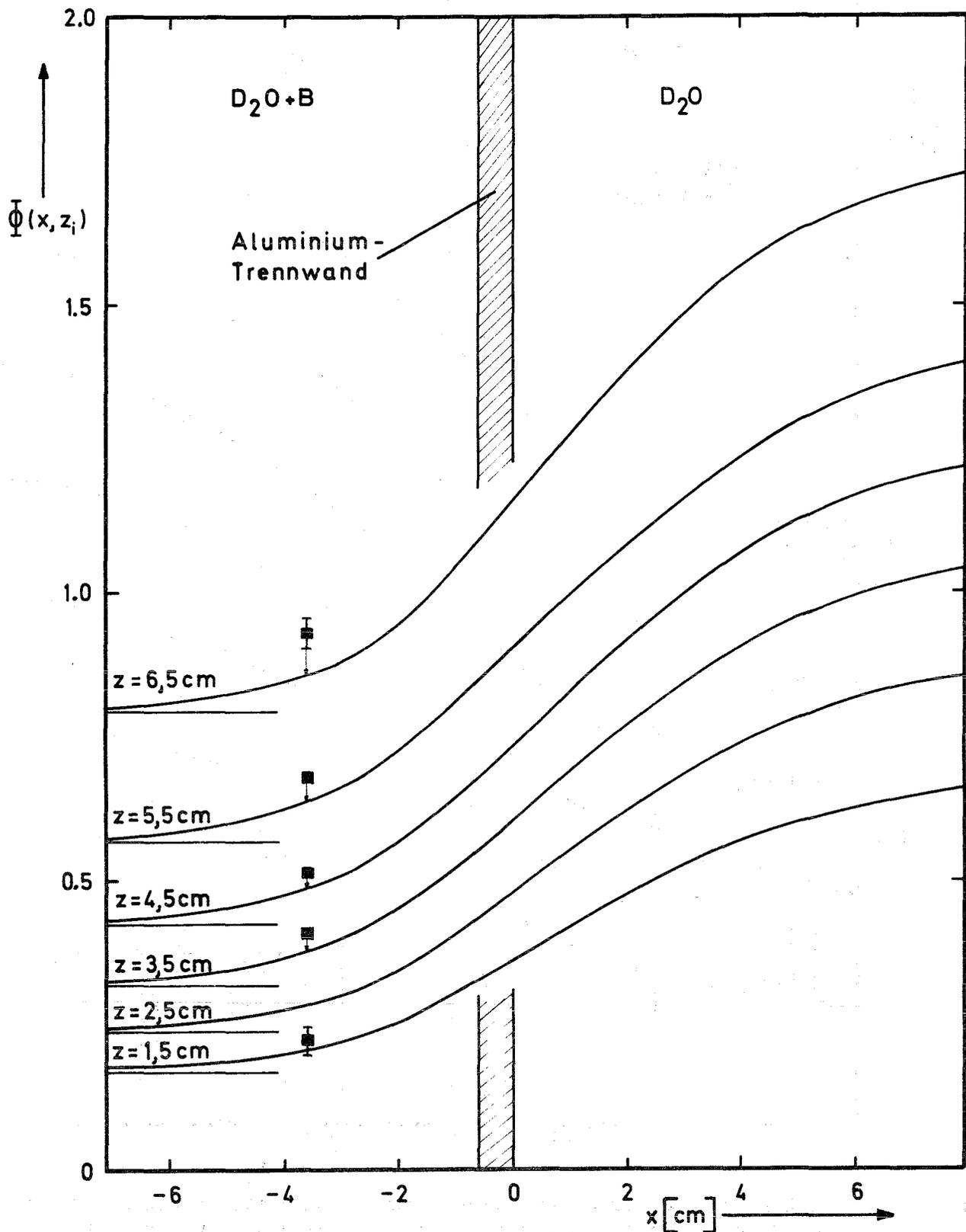


Abb. X.3: Gemessene (■) und wie für Abb.X.2 berechnete Neutronendichte $\bar{\Phi}(x, z_i)$; für $x < 0$ ist jedoch allein die Leakage in z -Richtung berücksichtigt.

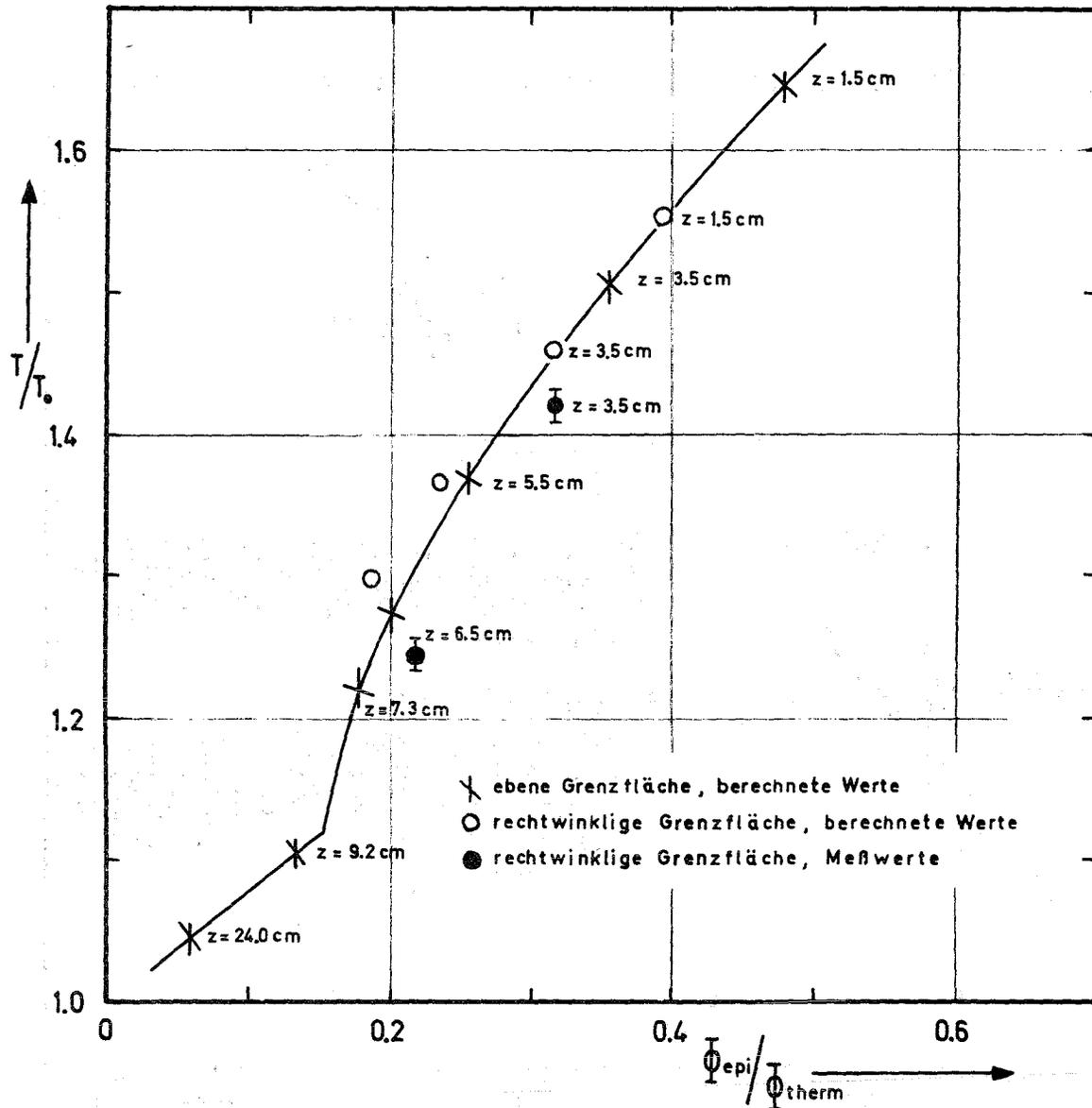


Abb. X.4: Spektrumparameter nahe der Kante an der Stelle $(x=3,6 \text{ cm}, z)$ [vgl. Abb. X.2] und an der ebene Grenzfläche

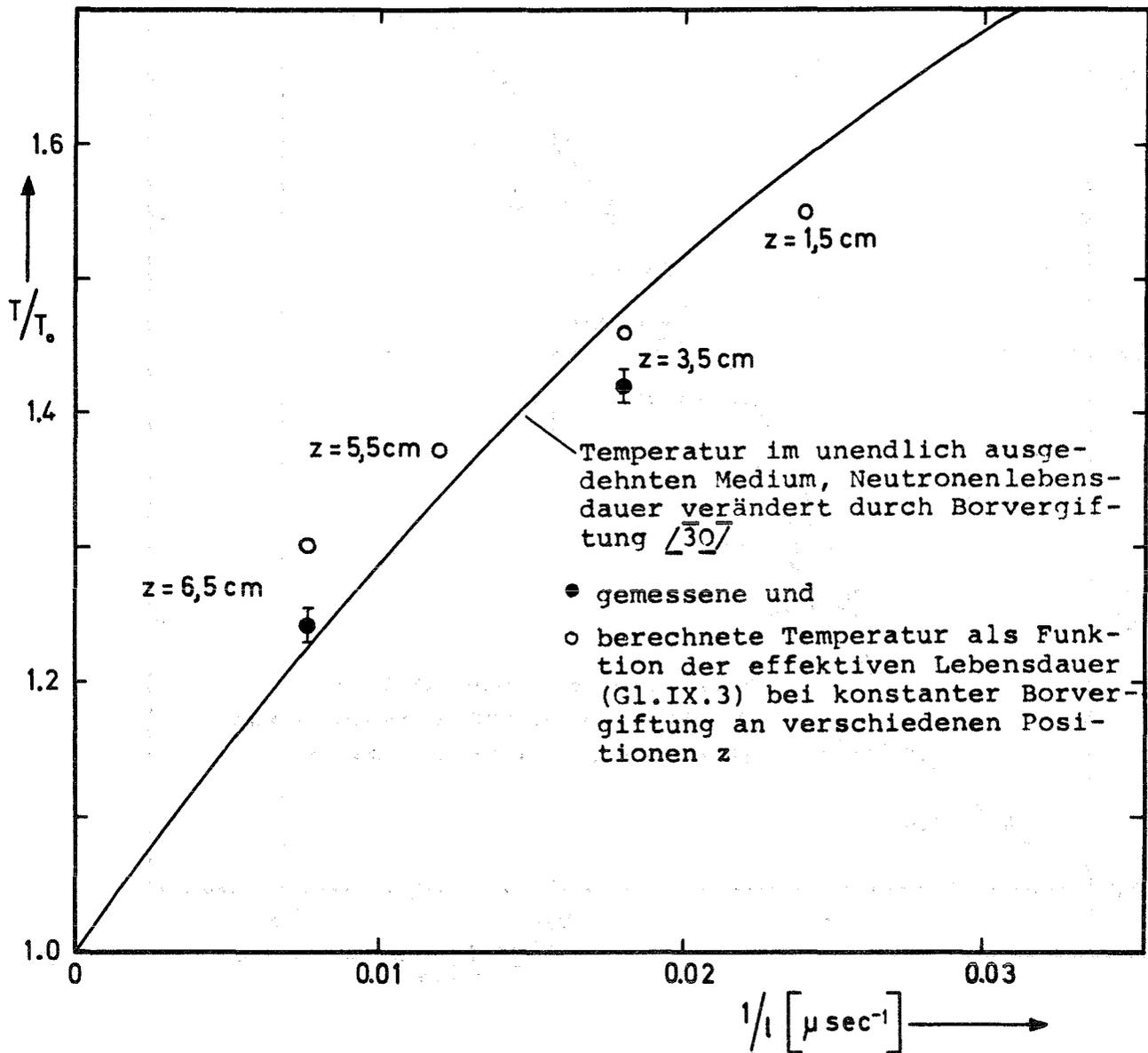


Abb. X.5: Neutronentemperatur als Funktion der Lebensdauer l an der zweidimensionalen Grenzfläche.

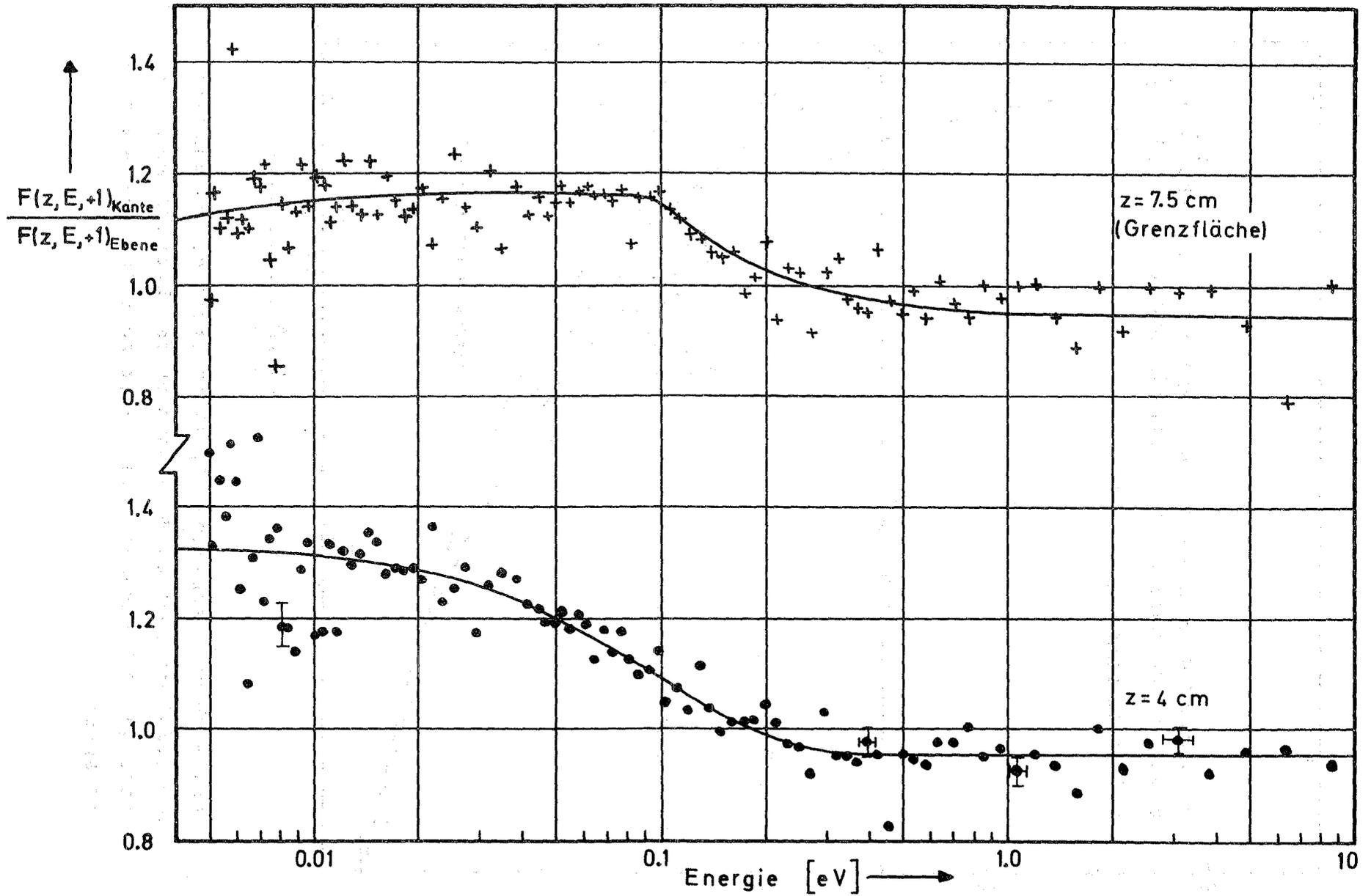


Abb. X.6: Verhältnis der an der ebenen und der rechtwinkligen Grenzfläche gemessenen Spektren der extrahierten Neutronen.

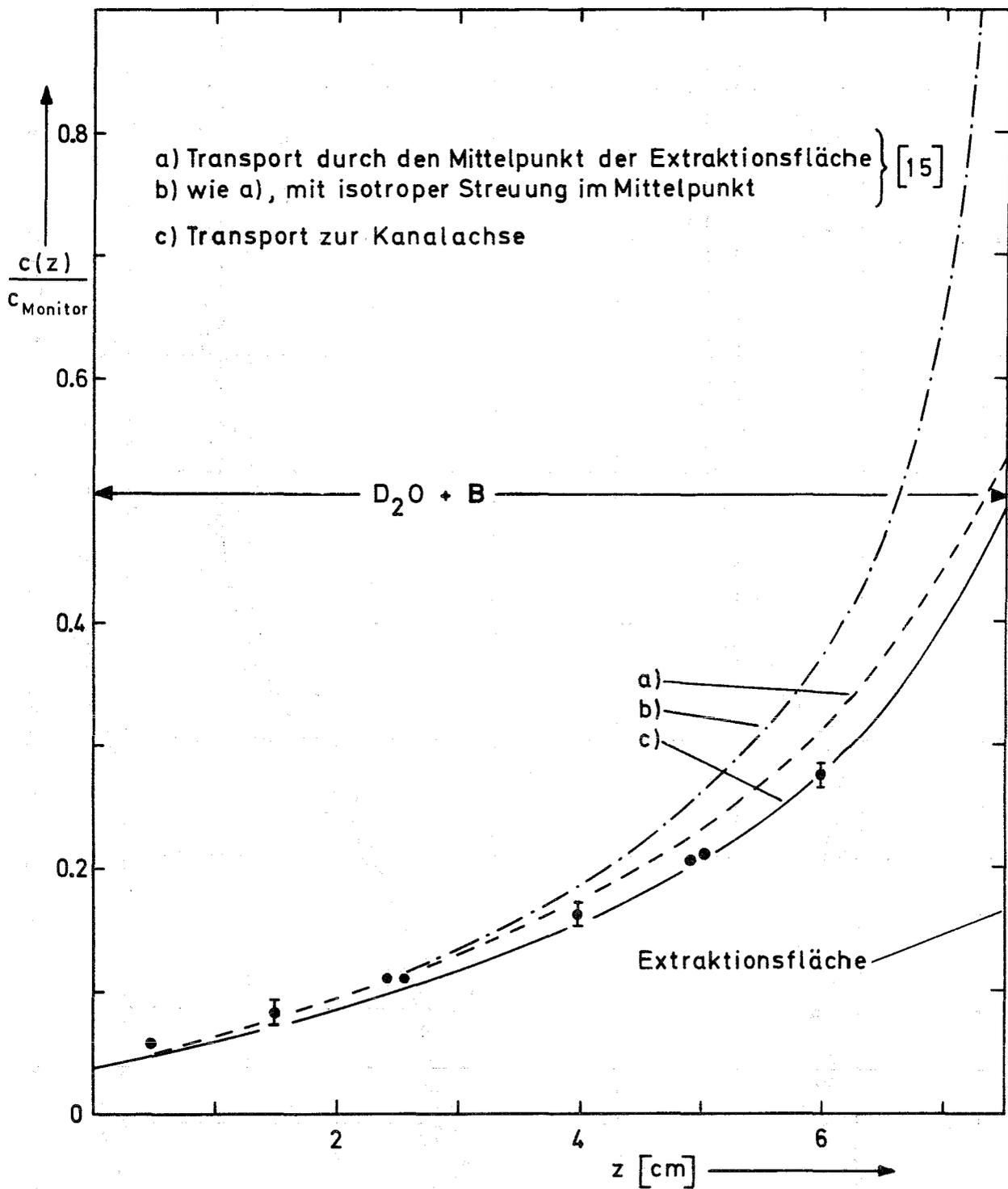


Abb. A.2: Vergleich der gemessenen Dy-Aktivierung mit Ergebnissen von eindimensionalen Berechnungen der Extraktionsrohrstörungen mit verschiedenen Näherungen für den Neutronentransport.

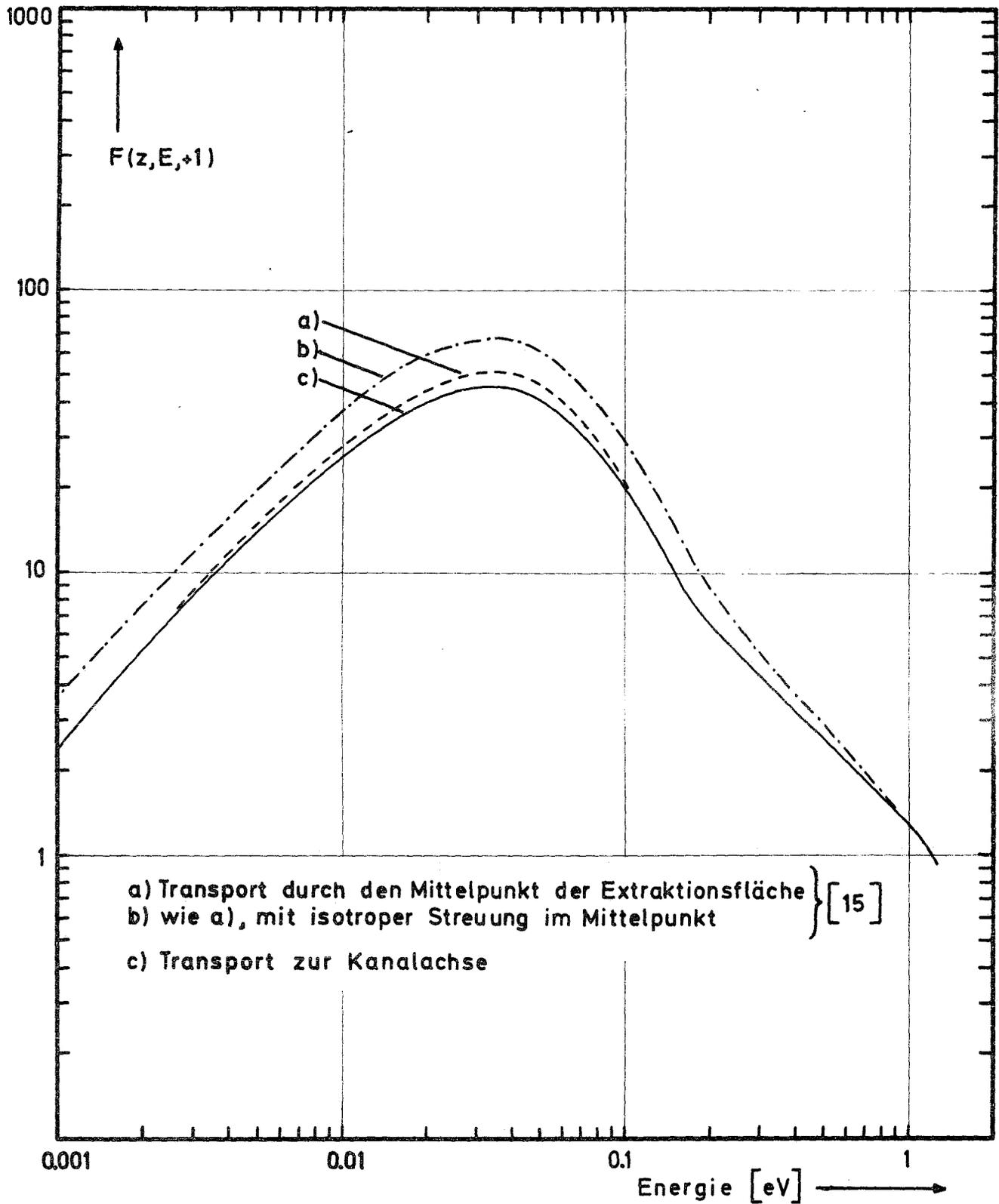


Abb. A.3: Spektrum der bei $z = 4$ cm (s. Abb. VI.5a) extrahierten Neutronen, berechnet mit verschiedenartigen Näherungen für den Transport im Extraktionsrohr - Fall c) wie in Abb. VIII.4 -.

