

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

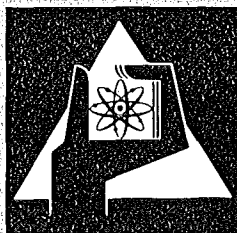
April 1974

KFK 1959

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

**Messung und Berechnung von Neutronenspektren in der
Umgebung einer Natrium-Eisen-Grenzfläche**

F. Kappler



**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

KFK 1959

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Messung und Berechnung von Neutronenspektren in
der Umgebung einer Natrium-Eisen-Grenzfläche

F. Kappler

Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Zusammenfassung

Das Problem der stark ortsabhängigen Neutronenspektren in Grenzschichten wird in einer Natrium-Eisen-Grenzschicht untersucht. In einer in Plattengeometrie aufgebauten Natrium-Eisen-Grenzschicht wurden die durch eine 14 MeV-Neutronenquelle erzeugten Neutronenspektren im Energiebereich von 100 eV bis 4,5 MeV ortsabhängig gemessen. Für Energien $E < 200$ keV wurde die Flugzeit-Methode und für $E > 200$ keV wurden Rückstoßprotonen-Zählrohre verwendet. Dazu wurden Rechnungen mit den Karlsruher Transportprogrammen DTK und SNOW durchgeführt. Der Vergleich von gemessenen und gerechneten Spektren betrifft sowohl die Orts- als auch die Energieabhängigkeit und ergibt, daß mit 208 Energiegruppen das Spektrum in der Umgebung der Natrium-Resonanz gut wiedergegeben wird. Zur Abschätzung der Eindringtiefe der Flußabsenkung an einer Resonanzstelle in ein benachbartes Material wird eine Beziehung aus den Resonanzparametern und den Materialeigenschaften angegeben.

Measurement and Calculation of Neutron Spectra at a Sodium-Iron-Interface

Abstract

The problem of the strong space dependent neutron spectra at boundaries is studied at a Sodium-Iron-interface. At a Sodium-Iron-interface in slab geometry spatial neutron spectra from a 14 MeV neutron source were measured in the energy range from 100 eV to 4.5 MeV. For the energy, $E < 200$ keV, the time-of-flight method was utilized and for $E > 200$ keV proton recoil detectors were used. In addition, calculations with the Karlsruhe transport codes DTK and SNOW were performed. The comparison of measured and calculated spectra, both a function of space and energy, showed that the spectrum around the Sodium resonance is well described in 208 energy groups. To estimate the depth to which the flux depression at a resonance energy propagates into an adjacent material, a relation is given as a function of the resonance parameters and the properties of the material concerned.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einführung	1
2. Aufbau der Versuchsanordnung und Durchführung der Messungen	7
2.1 Allgemeines zur Flugzeit-Methode	7
2.2 Versuchsaufbau	9
2.2.1 Anordnung UHNaFe	9
2.2.2 Neutronenquelle	16
2.2.3 Flugkanal	17
2.3 Neutronendetektoren	19
2.3.1 Elektronik zur Aufnahme von Flugzeit-Verteilungen	26
2.4 Aufnahme und Auswertung von Flugzeit-Verteilungen	29
2.4.1 Bestimmung des Untergrunds	29
2.4.2 Auswerteprogramm	33
2.5 Spektrumsmessungen mit Rückstoßprotonen-Zählrohren	34
3. Meßergebnisse	37
3.1 Normierung der Teilspektren	37
3.2 Konverter-Spektrum	39
3.3 Fehlerdiskussion	39
4. Berechnung von Neutronenspektren	44
4.1 Allgemeines zu den Rechenmethoden	44
4.2 Gruppenkonstanten	47
4.3 Zweidimensionale Rechnungen, SNOW, S_8	49
4.3.1 Einfluß des Extraktionskanals	51
4.4 Eindimensionale Rechnungen, DTK, S_8	53
4.5 Vergleich von Neutronenspektren aus DTK- und SNOW-Rechnungen	55

	Seite
5. Vergleich von gemessenen und gerechneten Neutronenspektren	60
6. Bestimmung von Relaxationslängen für die Fortpflanzung von Flußabsenkungen an Resonanzstellen in der Umgebung von Grenzflächen	65
6.1 Natrium-Resonanz in der Natrium-Eisen-Grenzschicht	65
6.2 Natrium- und Eisen-Resonanz in der Natrium-Blei- bzw. Eisen-Blei-Grenzschicht	67
6.3 Entstehung von Flußabsenkungen in Neutronenspektren in Materialien mit Streuresonanzen	69
7. Zusammenfassung	74
8. Literaturverzeichnis	78
Anhang	83

1. Einführung

Die Energieverteilung von Neutronen in einem Reaktor hängt stark von der Zusammensetzung ab. Da es in einem Reaktor Bereiche unterschiedlicher Zusammensetzung gibt, treten örtliche Änderungen in der Energieverteilung - genannt Spektrum - auf. Solche Bereiche stellen z.B. die Grenzschichten Core-Blanket, Core-Abschaltstab oder Core-Test-loop im Reaktor FR3 (Abb.1) dar.

Das Spektrum ändert sich schnell an der Grenzfläche. Die Berechnung stellt ein Problem dar und soll untersucht werden. Neutronenspektren werden üblicherweise nach der Vielgruppenmethode /1,2/ berechnet. Man zerlegt dabei den Bereich von thermischen Energien bis zu etwa 10 MeV in eine endliche Anzahl von Intervallen oder Energiegruppen und sucht als Lösung der Neutronentransportgleichung die Integrale des Neutronenflusses über die einzelnen Energiegruppen. Als Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Neutronenreaktionen werden gewichtete Gruppenmittelwerte $\sigma_{y,g}$ - auch Gruppenkonstanten genannt - verwendet, die aus den mikroskopischen Wirkungsquerschnitten σ_y für die Reaktion y unter Verwendung eines Wichtungsspektrums $\psi(x,E)$ berechnet werden.

$$\sigma_{y,g} = g \frac{\int \sigma_y(E) \cdot \psi(x,E) dE}{\int \psi(x,E) dE}$$

Gewöhnlich werden die Gruppenkonstanten in einer 26-Gruppen-einteilung nach /3/ benutzt. In Karlsruhe stehen mehrere Gruppenkonstantensätze zur Verfügung, die sich im wesentlichen durch das verwendete Wichtungsspektrum unterscheiden /4/. Für die Berechnung des Neutronenspektrums in einem Reaktor wird man den Gruppenkonstantensatz wählen, dessen

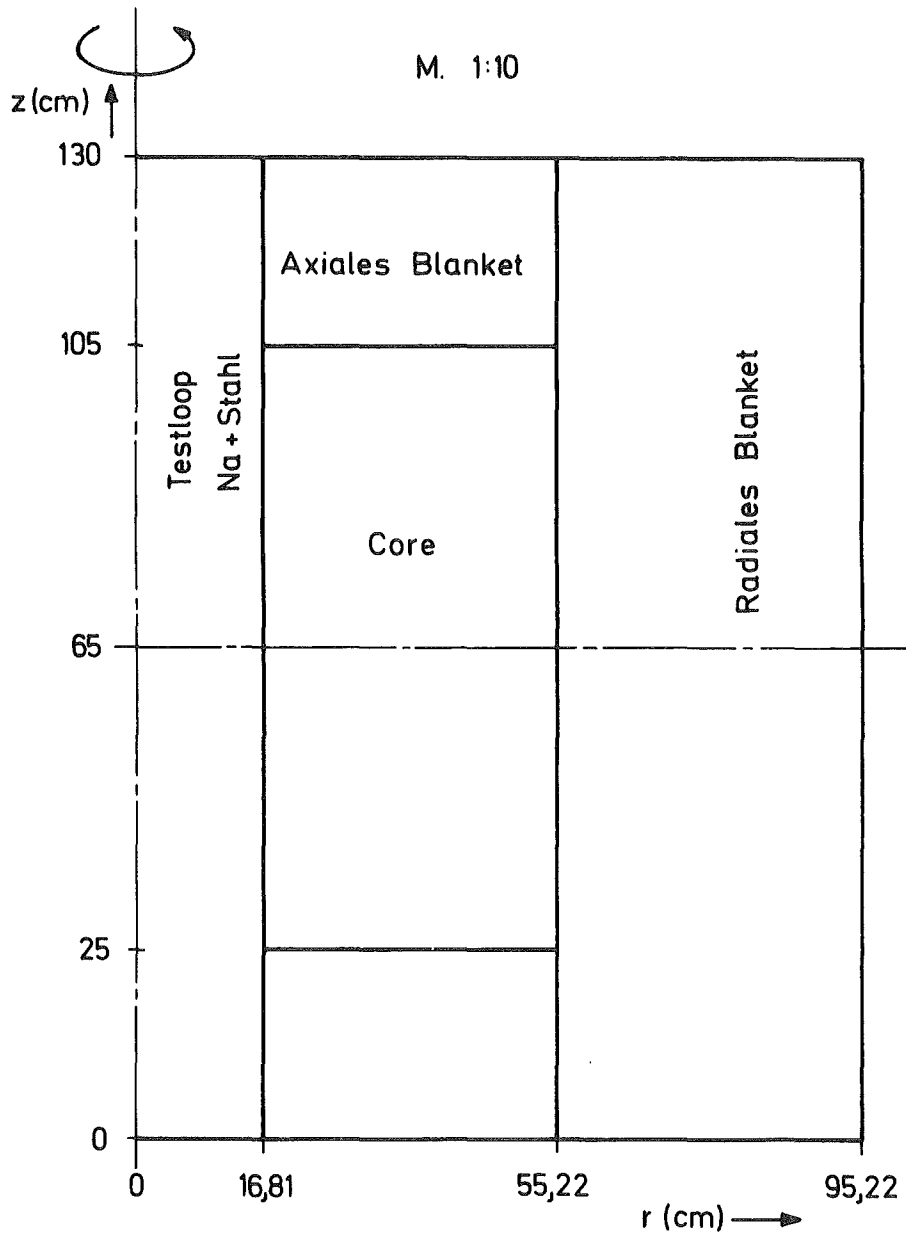


Abb. 1 Geometrische Anordnung von Zonen im Reaktor FR3

Wichtungsspektrum dem Spektrum des betreffenden Reaktors am ähnlichsten sein wird. Die Gruppenstruktur ist jedoch grob, und man kann durch Resonanzen verursachte Strukturen im Spektrumsverlauf nicht auflösen. Insbesondere werden auch örtliche Unterschiede im Spektrum nicht deutlich genug wiedergegeben.

Streu- und Absorptionsresonanzen verursachen Flußabsenkungen. Diese Erscheinung wird Resonanzselbstabschirmung genannt. In den Rechnungen wird dies durch "selbst abgeschirmte" Wirkungsquerschnitte mit einem sich nur schwach ändernden Spektrum berücksichtigt. Das ist möglich, da es nur auf die Reaktionsraten $N \sigma \phi$ ankommt. Betrachten wir zwei aneinandergrenzende Zonen mit unterschiedlicher Materialzusammensetzung oder gleicher Materialzusammensetzung, jedoch unterschiedlicher Konzentration. In der Umgebung der Grenzfläche ist in der einen Zone die Flußabsenkung wirksam, die sich in der anderen Zone ausgebildet hat. Wenn sie auf den Wirkungsquerschnitt übertragen wird, wird dieser ortsabhängig. Dies wird jedoch in den üblichen Rechenprogrammen nicht behandelt. Eine Untersuchung und Berechnung dieser Ortsabhängigkeit ist nur für den Fall schmaler Resonanzen durchgeführt worden /5/.

Mit einer Verfeinerung der Energiegruppenstruktur lassen sich viele Resonanzen in ihrem energetischen Verlauf beschreiben, und der Formalismus der Resonanzselbstabschirmung kann entfallen. Damit kann auch die Ortsabhängigkeit der Spektren genauer berechnet werden. Der Karlsruher Gruppenkonstantensatz für 208 Energiegruppen weist eine Feineinteilung im Energiebereich zwischen 1 keV und 10,5 MeV auf. Rechnungen mit diesen vielen Energiegruppen sind für Reaktorzusammensetzungen und -geometrien sehr aufwendig und teuer.

Das Problem, wie schnell sich das Spektrum in der Umgebung einer Grenzfläche ändert, soll daher an einer einfachen Grenzschicht in Plattengeometrie untersucht werden.

Es läßt sich am einfachsten untersuchen, wenn eine Materialmischung der Grenzschicht Resonanzen aufweist. Man kann dann die Fortpflanzung der durch die Resonanzen hervorgerufenen Absenkungen im Spektrum in die angrenzende Schicht hinein verfolgen. Natrium und Eisen wurden ausgewählt aus folgenden Gründen:

1. Sie sind in schnellen Brutreaktoren vertreten und daher von Interesse.
2. Ihre Wirkungsquerschnitte weisen starke Streuresonanzen auf (Abb.2), von denen sich die Natrium-Resonanz bei 2,85 keV für die Untersuchungen gut eignet, da sie einzeln und groß ist.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag in der experimentellen Bestimmung der Neutronenspektren in der Umgebung der Grenzfläche im Energiebereich 100 eV bis 4,5 MeV. Als Meßmethode mit guter Energieauflösung über den gesamten Bereich kommt nur die Flugzeit-Methode in Frage. Dabei ist jedoch ein Extraktionskanal erforderlich, um die Spektren in verschiedenen Tiefen der Grenzschicht messen zu können. Die Flugzeitmessungen wurden in der "Schnellen Unterkritischen Anordnung Karlsruhe, SUAK" durchgeführt. Experimentelle Arbeiten über Messungen in Grenzschichten lagen zu Beginn dieser Arbeit nicht vor. Bisher wurden hauptsächlich Spektromessungen durchgeführt an multiplizierenden kritischen und unterkritischen Anordnungen /6,7,8/ oder an nichtmultiplizierenden Anordnungen in sogenannten Ein-Material-Experimenten /9,10,11/.

Im zweiten Teil dieser Arbeit werden in Kapitel 4 die Ergebnisse der Spektrumsberechnungen mit den ein- und zweidimensionalen Transportprogrammen DTK /13/ und SNOW /14/ diskutiert. Insbesondere wird in zweidimensionalen Rechnungen der Einfluß des Extraktionskanals auf das Spektrum untersucht.

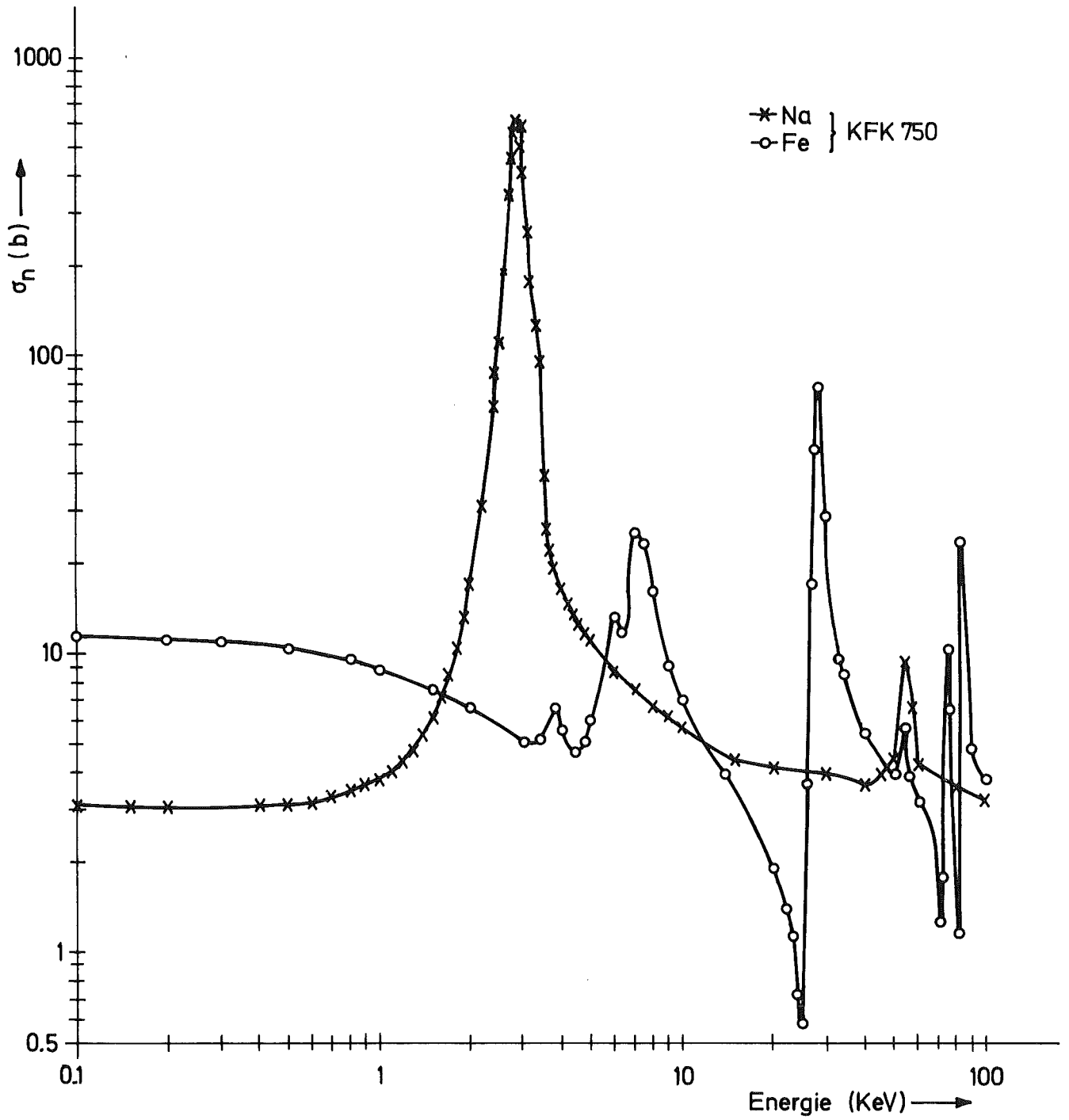


Abb.2 Elastische Streuwirkungsquerschnitte von Natrium und Eisen /12/

In Kapitel 5 werden die gemessenen und die gerechneten Spektren miteinander verglichen. Der Vergleich erstreckt sich sowohl auf den Verlauf der Spektren von einer bestimmten Stelle in der Grenzschicht als Funktion der Energie als auch auf die Schwächung des Neutronenflusses mit zunehmendem Abstand von der Neutronenquelle.

Schließlich werden Relaxationslängen angegeben für die Ausbreitung der Absenkung des Neutronenflusses an einer Resonanzstelle in ein angrenzendes Medium hinein. Die Relaxationslängen wurden experimentell bestimmt für die Natrium-Resonanz (2,85 keV) in der Natrium-Eisen-Grenzschicht, außerdem theoretisch in einer Natrium-"Blei"- und Eisen-"Blei"-Grenzschicht für die Natrium- bzw. Eisen-Resonanz (27,9 keV), um den Einfluß der Resonanzparameter und des Bremsvermögens des Materials zu untersuchen.

2. Aufbau der Versuchsanordnung und Durchführung der Messungen

2.1 Allgemeines zur Flugzeit-Methode

Die Natrium-Eisen-Grenzschicht wurde in der "Schnellen Unterkritischen Anordnung Karlsruhe, SUAK" aufgebaut. Im Energiebereich 100 eV bis 300 keV wurden Spektrumsmessungen nach der Flugzeit-Methode durchgeführt, da diese die einzige Meßmethode ist, mit der in diesem Energiebereich differentielle Neutronenspektren gemessen werden können. Sie beruht auf folgendem Prinzip /15,16/: Mit einer gepulsten Neutronenquelle, die Neutronen mit der Energie 14 MeV aussendet, wird in der Anordnung eine breite Energieverteilung erzeugt. Befindet sich der Detektor in einer Entfernung ℓ von der Anordnung, so gilt für die Flugzeit t der mit der Energie E emittierten Neutronen

$$t = \frac{\ell}{\sqrt{2E/m}} , \quad (2.1.1)$$

wobei m die Neutronenmasse ist.

Die Beziehung zwischen der Neutronenenergie und der Ankunftszeit am Detektor ist eindeutig unter der Voraussetzung, daß die Breite Δt_p der Neutronenpulse aus der Anordnung sehr viel kleiner ist als die Flugzeit t

$$\Delta t_p \ll t$$

Wird die Anordnung mit einem sehr kurzen Puls von Fremdquellneutronen angeregt, so stellt das Abklingen des Neutronenfeldes im System die untere Grenze von Δt_p dar. Δt_p wird für einen Puls von Fremdquellneutronen mit endlicher Breite durch die Faltung des Abklingens mit der Pulsform der Fremdquellneutronen zunehmen. In der hier untersuchten Anordnung wurde die Pulsbreite der Fremdquellneutronen so gewählt, daß in dem hier untersuchten Energiebereich das Abklingen vernachlässigt werden kann.

Der Detektor wird mit einem Vielkanal-Flugzeitanalysator verbunden, in welchem die Anzahl der Ereignisse Z_i in den Zeitintervallen $(t_i - \frac{\Delta t_A}{2}) - (t_i + \frac{\Delta t_A}{2})$ (Δt_A = Kanalbreite des Analysators, i = Kanalnummer) registriert wird. Man erhält in einer Messung eine Häufigkeitsverteilung der Flugzeiten der emittierten Neutronen.

Der relative Fehler $\frac{\Delta l}{l}$ in der Länge der Flugstrecke ist in unserem Fall sehr viel kleiner als der relative Fehler $\frac{\Delta t}{t}$ in der Flugzeit

$$\frac{\Delta l}{l} \ll \frac{\Delta t}{t}$$

und kann deshalb vernachlässigt werden. Für die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ gilt dann

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \cdot \frac{\Delta t}{t} \quad (2.1.2)$$

Δt setzt sich zusammen aus der Breite Δt_p der Neutronenpulse und der Breite Δt_A der Analysatorkanäle.

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_p^2 + \Delta t_A^2}$$

Ist Δt gegeben, so kann eine geforderte Energieauflösung im Meßbereich durch die Länge l der Flugstrecke erreicht werden. Die Flugstrecke darf nicht übermäßig lang gewählt werden. Die Flugzeit der langsamsten Neutronen, die noch vom Detektor registriert werden, bestimmt nämlich die Wiederholungsfrequenz, mit der die Anordnung gepulst werden darf. Die Zählrate, die ohnehin mit dem Quadrat der Flugstrecke abnimmt, wird daher um eine weitere Potenz erniedrigt, da die Wiederholungsfrequenz umgekehrt proportional zur Flugstrecke ist. Die Länge der Flugstrecke wird begrenzt durch die Intensität der verfügbaren Neutronenquelle, mit der die Flugzeit-Messungen in einer vernünftigen Meßzeit und mit einem ausreichend großen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis durchgeführt werden können.

Um den Untergrund klein zu halten, sollten die Anordnung und der Detektor nach außen gut abgeschirmt werden.

Der Untergrund ist bei Messungen in der SUAK groß, da die Anordnung in einem für die Neutronen offenen Gebäude aufgebaut ist und mehr als die Hälfte der Beschleuniger-Neutronen direkt in die Luft emittiert werden. Besondere Aufmerksamkeit wird daher der Abschirmung des Detektors gewidmet. Die Messung des Untergrunds erfolgt im Prinzip durch Blockieren der Neutronen im Strahl.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors wird prinzipiell berechnet. Je nach der Art der Nachweisreaktion ergeben sich aus den Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte und aus Unsicherheiten in der Rechnung Fehler in der Ansprechwahrscheinlichkeit. Eine Arbeit, die speziell darauf ausgerichtet war, systematische Fehler in der berechneten Ansprechwahrscheinlichkeit zu erkennen und zu beseitigen, wurde vor den eigentlichen Messungen zum Grenzschnittproblem durchgeführt. Durch die Verwendung von Detektoren unterschiedlicher Bauart und eine Vielfalt von parametrischen Variationen wurde dabei auch eine gezielte Fehleranalyse möglich. Details folgen in Abschnitt 2.3.

2.2 Versuchsaufbau

2.2.1 Anordnung UHNaFe

Die Natrium-Eisen-Grenzschnitt wurde in Plattengeometrie aufgebaut. Die Natriumschicht hat eine Schichtdicke von 10,8 cm und besteht aus metallischem Natrium, das in 3 Behälter aus Edelstahlblech (1mm dick) eingefüllt wurde. Die Behälter mit den Abmessungen $28 \times 84 \times 10,8 \text{ cm}^3$ wurden aufeinandergesetzt (siehe Abb.3 und 5). Der mittlere Behälter enthält in der Mitte eine Durchführung von 12,5 cm \varnothing für den Extraktionskanal.

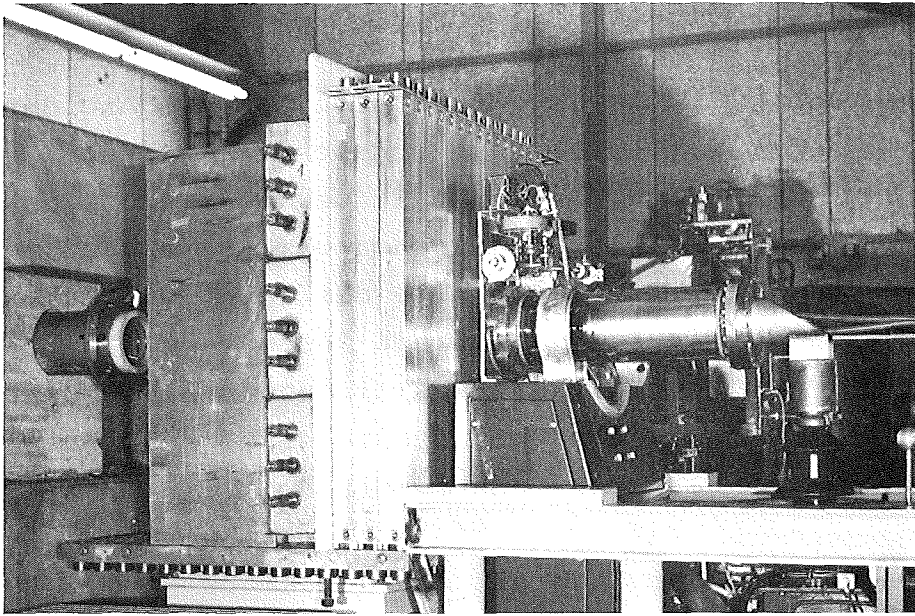


Abb.3 UHNaFe-Anordnung mit Blitzröhre und Flugkanal-Anfang

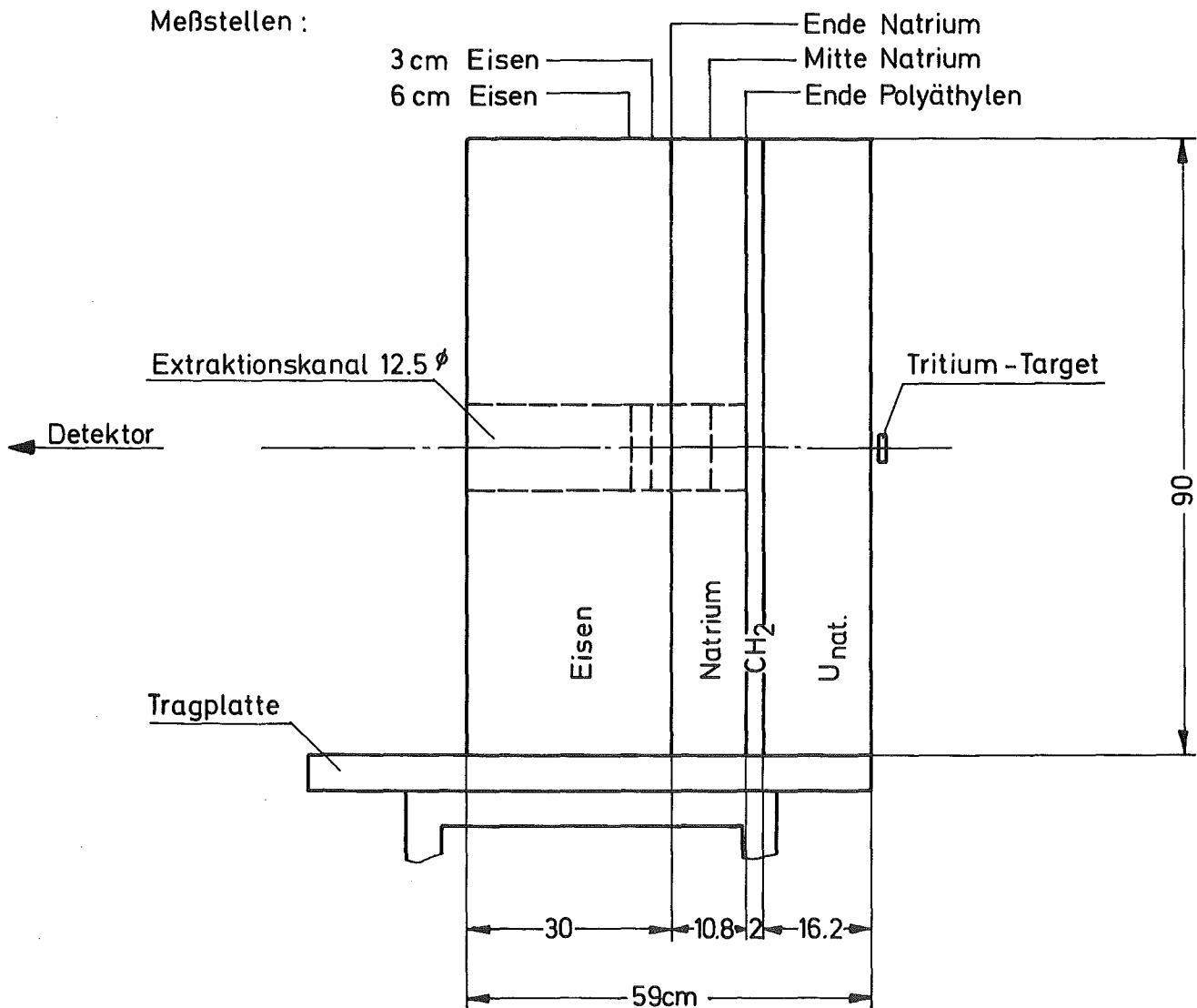


Abb.4 UHNaFe-Anordnung, geometrischer Aufbau

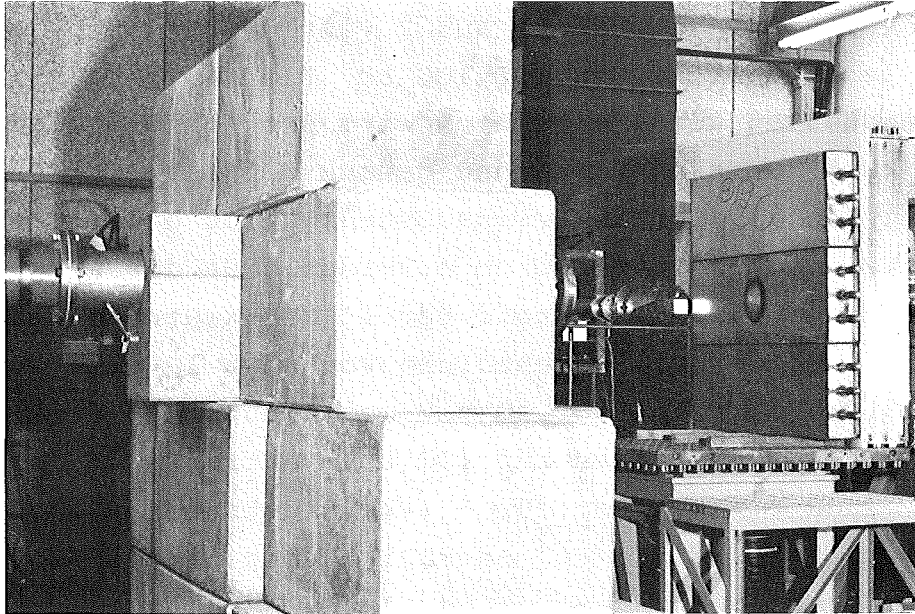


Abb.5 Betonabschirmung am Anfang des Flugkanals in der SUAK-Halle, UHNaFe-Anordnung ohne Eisenschicht

Die Eisenschicht ist 30 cm dick und hat eine Fläche von $90 \times 100 \text{ cm}^2$. Sie wurde zum größten Teil aufgebaut aus Stahlstäben mit den Abmessungen $5 \times 10 \times 100 \text{ cm}^3$. In der Mitte der Eisenschicht wurden jedoch 4 Platten aus Stahl St52 mit den Abmessungen $20 \times 20 \times 7,5 \text{ cm}^3$ und zentrischen Bohrungen von $12,5 \text{ cm } \varnothing$ für den Extraktionskanal eingesetzt. Die Achse des Extraktionskanals in der Natrium-Eisen-Grenzschicht wurde auf die Achse des Flugkanals ausgerichtet.

Die Anordnung wurde mit 14 MeV-Neutronen der Blitzröhre /17/ angeregt. Um die Intensität der Neutronen im keV-Bereich zu erhöhen, ohne jedoch die Quellpulse stark zu verlängern, wurde zwischen der Blitzröhre und der Natriumschicht ein Konverter aus Natururan und Polyäthylen aufgebaut (siehe Abb.3,4). Die Natururanschicht ist 16,2 cm dick. Sie wurde aufgebaut aus 3 Reihen mit je 15 Elementrohren aus Edelstahl mit quadratischem Querschnitt ($5,4 \times 5,4 \text{ cm}^2$) und etwa 90 cm Länge. In die Elementrohre war Natururan mit einer Füllhöhe von 81 cm eingefüllt worden.

Die Polyäthylenschicht besteht aus 2 Platten "Polyäthylen hart" von je 1 cm Dicke und 100x100 cm² Fläche. Nach den Hauptbestandteilen der 4 Schichten wird die Anordnung im folgenden kurz "UHNaFe"-Anordnung genannt. Die Verwendung von Polyäthylen allein als Bremssubstanz würde eine große Schichtdicke, nämlich etwa 10 cm erfordern, da der Wirkungsquerschnitt für Wasserstoff für 14 MeV-Neutronen klein ist (ca. 1b). Bei einer Schichtdicke von etwa 10 cm ergeben sich nach Michaudon /18/ für 10 MeV-Quellneutronen mittlere Emissionszeiten $\bar{t} = 10$ nsec für 100 keV-Neutronen

und $\bar{t} = 80$ nsec für 1 keV-Neutronen.

Die Zeitvariation $\sigma = \sqrt{\overline{t^2} - \bar{t}^2}$ beträgt 7 nsec bzw. 30 nsec. Die Mittelwerte \bar{t} und $\overline{t^2}$ werden berechnet nach folgenden Beziehungen

$$\bar{t}(E) = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot N(E, t) dt}{\int_0^{\infty} N(E, t) dt} \quad (2.2.1)$$

und

$$\overline{t^2}(E) = \frac{\int_0^{\infty} t^2 \cdot N(E, t) dt}{\int_0^{\infty} N(E, t) dt} \quad (2.2.2)$$

$N(E, t)$ gibt die zeitliche Verteilung der Neutronen an, die mit der Energie E aus dem Moderator austreten. t und σ sind ausreichend klein für Flugzeitmessungen, jedoch hat die Größe "figure of merit" F , die von Michaudon zur Beurteilung der Qualität eines Moderators eingeführt wurde, nicht den optimalen Wert. Sie wird definiert durch

$$F = \frac{\eta_m}{\sigma^2} \quad (2.2.3)$$

mit $\sigma^2 = \overline{t^2} - \bar{t}^2$ Varianz der Zeitverteilung der Neutronen, die den Moderator verlassen;

und η_m Effektivität des Moderators, d.h. von den schnellen Neutronen, die mit der Intensität I in den Moderator eintreten, werden

$I \cdot \eta_m \cdot dE$ in den Energiebereich zwischen E und $E+dE$ abgebremst und verlassen den Moderator in Richtung des Flugkanals.

Aus den Ergebnissen von Michaudon kann man ablesen, daß sich die Größe F bei einer Polyäthylenschicht von etwa 2 cm stark ändert, wenn die Energie der Quellneutronen geändert wird. Wird z.B. die Quellenergie von 10 MeV auf 1 MeV erniedrigt, so erhöht sich der Wert von F für Austrittsenergien von 100 keV von 4×10^3 auf etwa 10^5 und für 1 keV von 400 auf 4000.

Nach diesen Ergebnissen erschien es günstig, vor der Polyäthylenschicht eine Schicht aus Natururan aufzubauen, in welcher die 14 MeV-Neutronen durch inelastische Streuung abgebremst werden. Diese Schicht besitzt außerdem eine multiplizierende Wirkung. Berechnungen von mittleren Emissionszeiten \bar{t} für den Konverter erfolgten unter Benutzung des Monte-Carlo-Programms KAMCCO /19/. Bei der Energie $E = 200$ keV beträgt \bar{t} 50 nsec, bei $E = 10$ keV 85 nsec und bei $E = 400$ eV 175 nsec. Die Flugzeiten von der Anordnung zum Detektor betragen für Neutronen mit diesen Energien 8,45 μ sec, 37,8 μ sec und 189 μ sec.

Der Aufbau der Anordnung ist in den Abbildungen 3 und 4 zu sehen. Die Blitzröhre ist an die Uranschicht geschoben. Das Target befindet sich in der Mittelachse der Anordnung. In Abb.3 ist links neben der Anordnung der Anfang des Flugkanals zu erkennen.

Die Meßstellen sind in Abb.4 angegeben: Ende Polyäthylen, Mitte Natrium, Ende Natrium, 3 cm Eisen und 6 cm Eisen. Der Extraktionskanal wurde für die vier letztgenannten Meßstellen jeweils mit entsprechenden zylindrischen Einsätzen teilweise aufgefüllt. Diese konnten durch die Öffnung zum Flugrohr hin eingeführt werden. Gemessen wurde jeweils das Emissionsspektrum von der Endfläche des Extraktionskanals. Die Störung des Neutronenspektrums durch das Einbringen eines Extraktionskanals ist i.a. klein,

wenn der Durchmesser klein ist gegenüber der mittleren freien Weglänge. Bei kleinem Durchmesser ist das Verhältnis der Austrittsfläche zur Gesamtfläche klein, worunter die Intensität leidet. Der Durchmesser 12,5 cm wurde aus Intensitätsgründen gewählt. Er ist etwas größer als die mittlere freie Weglänge von Neutronen in Natrium, die, abgesehen von Resonanzbereichen, etwa 10 cm beträgt. Messungen mit verschiedenen Durchmessern wurden nicht durchgeführt. In Abschnitt 4.3.1 folgt eine Untersuchung von gerechneten Spektren in der Anordnung mit und ohne Extraktionskanal.

Die Teilchendichten für die einzelnen Schichten sind in Tabelle 1 angegeben. Eine Schicht stellt hier den Bereich einer einheitlichen Materialzusammensetzung dar. Die Teilchendichten wurden homogenisiert. In der Natururschicht wurden Kopf- und Fußstücke der Elementrohre nicht berücksichtigt. In der Natriumschicht wurden die an die Polyäthylen- bzw. an die Eisenschicht angrenzenden Behälterwände, die Berührflächen der aufeinandergestapelten Behälter sowie die Wand des Extraktionskanals im mittleren Behälter und die Hülle des zylindrischen Einsatzes berücksichtigt.

Tabelle 1 Teilchendichten in den 4 Schichten der UHNaFe-Anordnung

Schicht	Element/Isotop	Teilchendichte [10^{22} cm^{-3}]
Natururan	Kohlenstoff	0,00138
	Chrom	0,11245
	Eisen	0,40137
	Molybdän	0,001012
	Mangan	0,00887
	Niob	0,00087
	Nickel	0,08960
	Silizium	0,00460
	Uran 235	0,03011
	Uran 238	4,14800
Polyäthylen	Kohlenstoff	4,256
	Wasserstoff	8,512
Natrium	Kohlenstoff	0,000102
	Chrom	0,03670
	Eisen	0,14069
	Molybdän	0,000612
	Mangan	0,00306
	Natrium	2,38300
	Niob	0,00051
	Nickel	0,02141
	Silizium	0,000816
Eisen	Kohlenstoff	0,16530
	Mangan	0,06329
	Eisen	8,36539
	Silizium	0,02020

2.2.2 Neutronenquelle

Bei den Flugzeitmessungen wurde als gepulste Neutronenquelle die Blitzröhre /17/ verwendet. Sie liefert 14 MeV-Neutronen nach der Reaktion



mit einer Quellstärke von etwa 10^{14} n/sec. Bei der eingestellten kleinsten Pulsbreite von etwa 0,5 μ sec Halbwertsbreite werden somit etwa 5×10^7 n/Puls erzeugt. Diese hohe Quellstärke ist erforderlich für eine ausreichende Intensität bei den Flugzeitmessungen.

Für diese gegebene Breite der Quellpulse wurde der Detektor in der 50 m-Station der SUAK-Anlage aufgebaut. Dies ergab eine Flugstrecke von 52,2 m Länge. Die Energieauflösung $\Delta E/E$ beträgt 20% bei der Energie $E = 300$ keV,

4%	"	$E = 10$ keV und
1,5%	"	$E = 1$ keV.

Die Wiederholungsfrequenz wird allgemein so eingestellt, daß sich aufeinanderfolgende Neutronenfelder nicht überlagern. Dadurch würde nämlich ein zusätzlicher zeitabhängiger Untergrund aufgebaut. Die in schnellen Systemen nicht interessierenden langsamen Neutronen kann man mit Filtern aus Materialien, die große Absorptionswirkungsquerschnitte aufweisen, absorbieren. Dadurch kann die Wiederholungsfrequenz der Quellpulse erhöht werden. In dieser Arbeit wurde ein Kadmium-Blech von 0,5 mm Stärke am Ende des Flugkanals angebracht. Das bedeutet, daß Neutronen mit Energien $< 0,25$ eV vollständig absorbiert werden. Damit konnte bei dem Flugweg von 52,2 m eine Wiederholungsfrequenz von 133 Hz eingestellt werden.

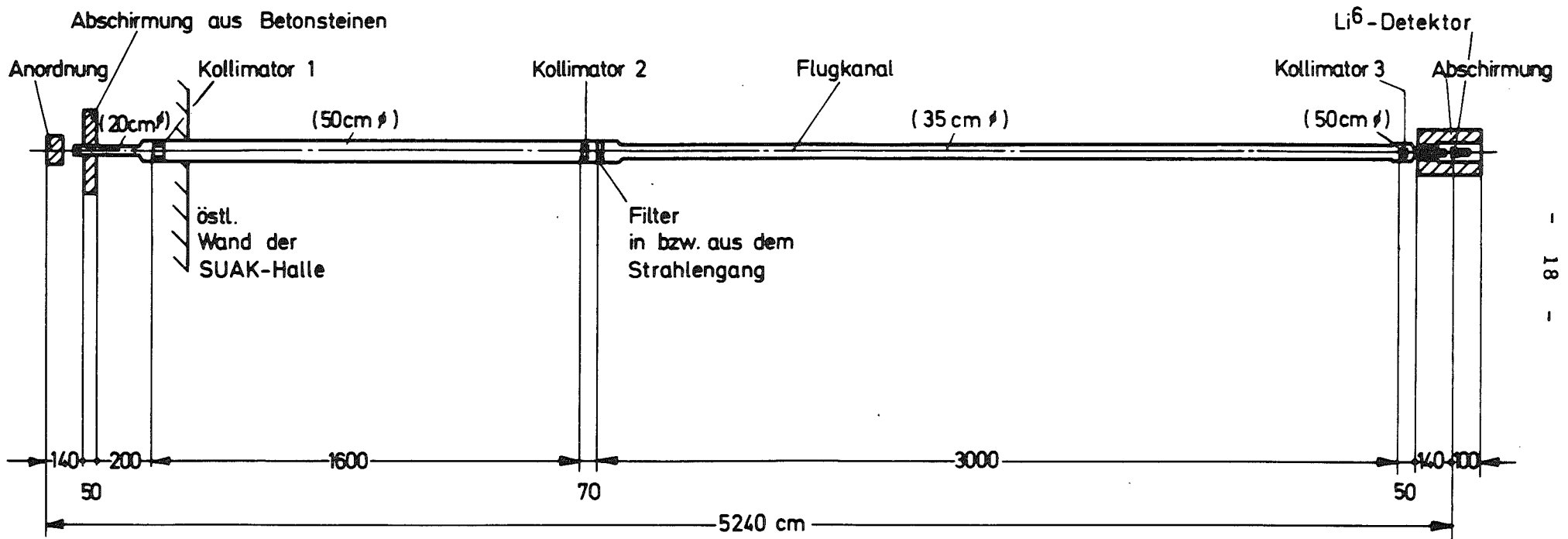
2.2.3 Flugkanal

Um den Verlust von Neutronen durch Streuung an Luftmolekülen klein zu halten, wird in Flugzeit-Messungen ein evakuierter Flugkanal zwischen Anordnung und Detektor aufgebaut. Abb.6 gibt einen Überblick: Die Flugstrecke betrug max. 52,2 m, die Länge des evakuierten Flugkanals etwa 51 m. Es blieb eine Luftstrecke von max. 1,21 m übrig.

Der Flugkanal besteht im wesentlichen aus Edelstahl- und Aluminium-Rohren mit Durchmessern von 35 cm bzw. 50 cm. Anfang und Ende der Flugrohrstrecke bilden Stahlrohre NW 150 von je etwa 2 m Länge, die an ihren freien Enden mit je einer 0,13 mm dicken Polyesterfolie verschlossen sind. In dem Flugkanal sind 3 Kollimatoren angeordnet. Mit diesen wird ein kleiner Raumwinkelbereich bestimmt, in dem die Neutronen direkt von der Meßstelle der Anordnung zum Detektor gelangen können. Die Justierung der Kollimatoren erfolgte mit Hilfe eines He-Ne-Gaslasers. Jeder Kollimator setzt sich zusammen aus 4 Stahl-Ringscheiben von je 5 cm Dicke und 40 cm Außendurchmesser. Ihr innerer Teil besteht aus austauschbaren, ebenfalls 5 cm dicken Ringscheiben aus CUNIFER 30, deren Innendurchmesser den Durchmesser des Strahls definiert. Für den am nächsten bei der Anordnung befindlichen Kollimator 1 wurde der Innendurchmesser 10 cm gewählt, bei den beiden anderen je 12,5 cm. Damit ergibt sich eine Kollimation bezüglich der Endfläche des Extraktionskanals. Unmittelbar hinter dem Kollimator 1 befindet sich ferner eine 10 cm dicke Scheibe aus PVC mit gleichem Außendurchmesser und einer zentralen Bohrung von 15 cm Durchmesser.

Hinter dem Kollimator 2 kann ein kleiner Wagen horizontal auf Schienen senkrecht zur Flugrichtung bewegt werden. Auf dem Wagen wird z.B. ein Stopfen befestigt, mit dem der Strahlengang für die Untergrundmessung verschlossen wird. Der Transport des Stopfens in den Strahlengang bzw. aus dem Strahlengang wird fernbedient im Kontrollraum der SUAK aus-

Kollimator 1 10,0 cm ϕ
 Kollimator 2 12,5 cm ϕ
 Kollimator 3 12,5 cm ϕ



M. 1 : 200

Abb.6 Übersicht über den Aufbau von Anordnung, Flugkanal mit Kollimatoren und Detektor

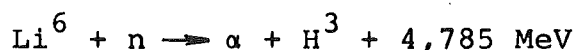
gelöst. Die Steuerung des Wagens in eine der beiden möglichen Positionen erfolgt in einem Meßzyklus automatisch nach dem Erreichen einer einstellbaren Anzahl von Monitorereignissen.

In einem Abstand von ca. 50 cm von der Eisenschicht wurde eine Wand aus Betonsteinen errichtet (Abb.5) als Abschirmung gegen Neutronen, die von der Oberfläche der Anordnung in Richtung Detektor fliegen. Der Detektor selbst steckt in einer dicken Abschirmung (Abb.7). Sie besteht aus einer 50 cm dicken Schicht von Paraffin-Lithiumcarbonat-Quadern, die um das Flugrohrende und um den Detektor herum aufgebaut wurde. Der Detektor befindet sich in einem zylindrischen doppelwandigen Behälter aus Edelstahl mit 21 cm Innendurchmesser und 70 cm Länge. Der Behälter ist mit Borcarbid gefüllt (Schichtdicke ca. 5 cm, siehe Abb.7). Die dem Flugrohrende zugekehrte Öffnung ist mit dem erwähnten 0,5 mm dicken Kadmium-Blech verschlossen.

Am Fußboden der Experimentierhalle, ca. 3,5 m unterhalb der Anordnung, befindet sich ein BF_3 -Zählrohr in einem Graphitblock von etwa 1 m^3 . Der Graphitblock dient dazu, Neutronenpulse hoher Intensität zeitlich zu verschmieren, um Totzeitverluste zu vermeiden. Dieses Zählrohr wird als Monitor bei den Spektrumsmessungen benutzt. Ein zweiter Monitor wurde hinter der Betonabschirmung aufgestellt. Es handelte sich hierbei um einen "long-counter", ein BF_3 -Zählrohr, das in einem Paraffinzylinder steckt.

2.3 Neutronendetektoren

Die Flugzeit-Messungen wurden mit einem Li^6 -Glas-Szintillationszähler durchgeführt. Die Nachweisreaktion für Neutronen ist



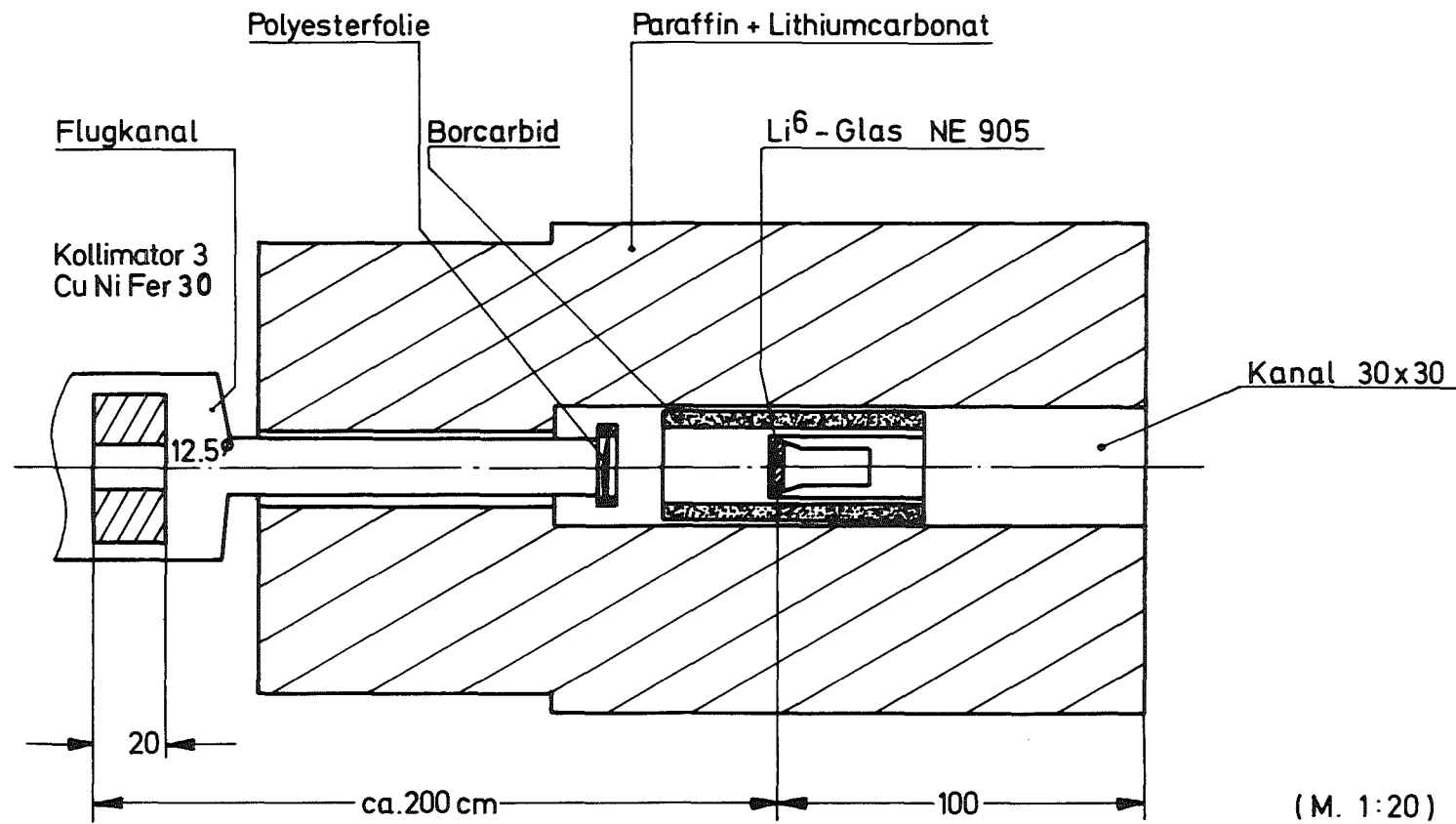


Abb.7 Abschirmung des Li⁶-Glas-Detektors, horizontaler Längsschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für diese (n,α) -Reaktion zeigt einen $1/v$ -Verlauf von thermischen Energien bis zu 10 keV und weist bei 250 keV eine Resonanz auf /20/. Der Nachteil des Gradienten im Verlauf des $\text{Li}^6(n,\alpha)$ -Wirkungsquerschnitts wird durch die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronen mit Energien <10 keV, geringe γ -Empfindlichkeit und einfache Handhabung wettgemacht.

Der Li^6 -Glas-Szintillationszähler besteht aus 2 Li^6 -Gläsern NE 905 (Nuclear Enterprises) von je $\frac{1}{2}$ " Dicke und $4\frac{3}{8}$ " \varnothing , die auf einen Photomultiplier VALVO XP1040 gesetzt sind. Zur Erzielung eines guten optischen Übergangs wurde zwischen den Li^6 -Gläsern und zwischen Li^6 -Glas und Photomultiplier Silikonpaste verwendet. Der Detektor steckt in einem Aluminiumzylinder mit 1 mm Wandstärke, der durch eine 0,1 mm dicke Aluminiumfolie lichtdicht abgeschlossen ist. Im Energiebereich <10 keV kann die Ansprechwahrscheinlichkeit des Li^6 -Glas-Detektors mit ausreichender Genauigkeit gerechnet werden, und zwar mit dem Monte-Carlo-Programm KAMCCO /19/, da die $\text{Li}^6(n,\alpha)$ -Reaktion einen $\frac{1}{v}$ -Verlauf zeigt und der Wert des thermischen Wirkungsquerschnitts genau bekannt ist. Es wurden die neuesten Wirkungsquerschnitte für Li^6 und Li^7 nach /20/ bzw. /21/ verwendet. Sie befinden sich auf dem Datensatz ENDF/B/III. Für die $\text{Li}^6(n,\alpha)$ -Werte werden folgende Genauigkeitsangaben gemacht: $\pm 1\%$ von thermischen Energien bis zu 10 keV, $\pm 2\%$ bei 100 keV, $\pm 5\%$ von 150 keV und $\pm 10\%$ bei 500 keV. In dem Monte-Carlo-Programm werden nicht die differentiellen Wirkungsquerschnitte unmittelbar verwendet, sondern eine Darstellung des Verlaufs durch Geraden in geeignet wählbaren Energieintervallen. Die Erstellung eines Datensatzes für KAMCCO wurde mit dem Programm DASU /19/ durchgeführt für die Li^6 - und Li^7 -Werte von ENDF/B/III, die in Karlsruhe verfügbar waren. Für die übrigen Bestandteile (siehe Tab.2) konnte ein bereits vorhandener KAMCCO-gerechter Datensatz verwendet werden, der aus den Daten der KEDAK-Bibliothek /12/ entstanden ist.

Tabelle 2 Zusammensetzung des Li⁶-Glas-Detektors

	Isotop	Teilchendichte [$10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$]	Isotop (Materialname)	Teilchendichte [$10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$]
Li ⁶ -Glas NE 905	Mg	0,154		
	Si	1,723		
	Al	0,657	'A127'	3,800
	Li ⁶	1,745	'LI 6'	1,745
	Li ⁷	0,073	'LI 7'	0,073
	O	5,56	'O 16'	5,56
	Ce	0,048	'PB '	0,017
Hartglas B40	Si	2,406	'A127'	3,866
	O	4,812	'O 16'	4,812

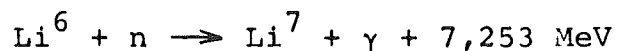
Tabelle 3 Gerechnete und gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit des Li⁶-Glas-Detektors (1", NE 905)
(endgültige Werte sind eingerahmt)

Energie	Ansprechwahrscheinlichkeit		Genauigkeit (gemessen) [%]
	gerechnet [%]	gemessen [%]	
10 eV	89,42%		4,6
30 eV	76,76%		
100 eV	58,54%		
300 eV	42,24%		
1 keV	27,12%		
3 keV	17,06%		
10 keV	9,95%	9,95%	
30 keV	5,91%	7,00%	
45 keV	5,68%	5,70%	
60 keV	5,07%	5,20%	
80 keV	4,94%	5,12%	
100 keV	5,30%	5,20%	
120 keV	5,05%	5,40%	
140 keV	5,80%	5,95%	
170 keV	7,52%	8,10%	
192 keV	9,65%	10,60%	
220 keV	14,05%	13,60%	
250 keV	16,53%	14,90%	
288 keV		12,10%	5,5
336 keV		8,75%	
388 keV		7,70%	
440 keV		6,30%	
510 keV		3,52%	
596 keV		2,62%	
684 keV		2,18%	
790 keV		1,99%	
910 keV		1,98%	
1,06 MeV		1,91%	

Für die Geometrie wurde eine Li^6 -Glas-Scheibe eingegeben mit den genannten Abmessungen und mit einer anliegenden Scheibe aus "Hartglas B40" von 1,35 cm Dicke und demselben Durchmesser. Aus "Hartglas B40" besteht nach Angaben des Herstellers das Glas vor der Photokathode des Photomultipliers. Die Teilchendichten in den beiden Glas-Scheiben wurden nach Angaben der Hersteller berechnet und sind in Tabelle 2, Spalte 3 angegeben. Mg und Si wurden durch Al, Ce durch Pb ersetzt, da die betreffenden Kerndaten nicht vorhanden waren. Die Ersetzung erfolgte über gleiche makroskopische totale Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Elemente im Energiebereich zwischen 100 eV und 1 keV. Die Eingabedaten für die KAMCCO-Rechnungen sind in Tabelle 2, Spalten 4 und 5 angegeben.

Man erhält die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Neutronen einer bestimmten Energie E aus der Reaktionsrate für den Einfang in Li^6 . Die Quellneutronen wurden jeweils mit Energien $E \pm 5\%$ am linken Rand der Li^6 -Glas-Scheibe ($x=0$) gestartet mit der Flugrichtung in Richtung der x-Achse. Die Reaktionsraten sind auf ein Quellneutron bezogen.

Im Energiebereich unterhalb 1,719 MeV ist zwar noch eine weitere Neutronen-Einfangreaktion möglich

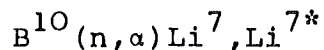


Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist jedoch klein, so daß die Wirkungsquerschnitte für Absorption und für die (n, α)-Reaktion effektiv identisch sind /20/.

Oberhalb 10 keV wird die Unsicherheit in den Wirkungsquerschnitten größer, und die berechnete Ansprechwahrscheinlichkeit ist mit einem Fehler unbekannter Größe behaftet. In diesem Bereich wird die Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt durch ein Verfahren, bei dem die Zählraten zweier Detektoren in einem beliebigen, jedoch für beide Detektoren gleichen

Neutronenfeld miteinander verglichen werden. Dieses Verfahren ist dann vorteilhaft, wenn die Ansprechwahrscheinlichkeit des Referenzdetektors sich genauer berechnen läßt und bei der Übertragung ein erträglicher Fehler entsteht.

Ein im Energiebereich 1 keV bis 1 MeV geeigneter Referenzdetektor ist der B^{10} -Vaseline-NaJ(Tl)-Detektor /22/ (Abb.8). Dieser Detektor besteht aus einer dünnwandigen Büchse aus Aluminium von 12,9 cm Durchmesser und 12 cm Höhe. Er ist gefüllt mit einer Mischung aus B^{10} -Pulver und Vaseline. Die Büchse wird radial von 4 NaJ(Tl)-Szintillatoren umgeben. Es werden die 478 keV- γ -Quanten der Reaktion



nachgewiesen. Der Detektor besitzt eine einfache Geometrie und enthält nur wenige Isotope mit wohlbekanntem Wirkungsquerschnitt. Es besteht berechtigte Hoffnung, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit genau berechnet werden kann. Die Berechnung erfolgte mit einem speziellen Monte-Carlo-Programm /23/. Mit diesem wurden auch parametrische Untersuchungen durchgeführt. Die anzunehmenden Unsicherheiten in den Daten für die Nachweisreaktion $B^{10}(n,\alpha)Li^7,Li^{7*}$, die γ -Absorption und die elastische Streuung an B^{10} ergeben einen Fehler von $\pm 1\%$ über den gesamten Energiebereich. Der maßgebliche Fehler für die Ansprechwahrscheinlichkeit ist der statistische Fehler der Monte-Carlo-Rechnung, der etwas über 1% liegt. Die gesuchte Ansprechwahrscheinlichkeit des Li^6 -Glas-Detektors ergibt sich aus dem Verhältnis der gemessenen Zählraten und der Ansprechwahrscheinlichkeit des B^{10} -Vaseline-NaJ(Tl)-Detektors:

$$\frac{Z(Li^6)}{Z(B^{10})} = \frac{\eta(Li^6)}{\eta(B^{10})} \quad (2.3.1)$$

Trotz des Übertragungsfehlers wird der Li^6 -Detektor für Serienmessungen vorgezogen. Er ist handlich gegenüber dem

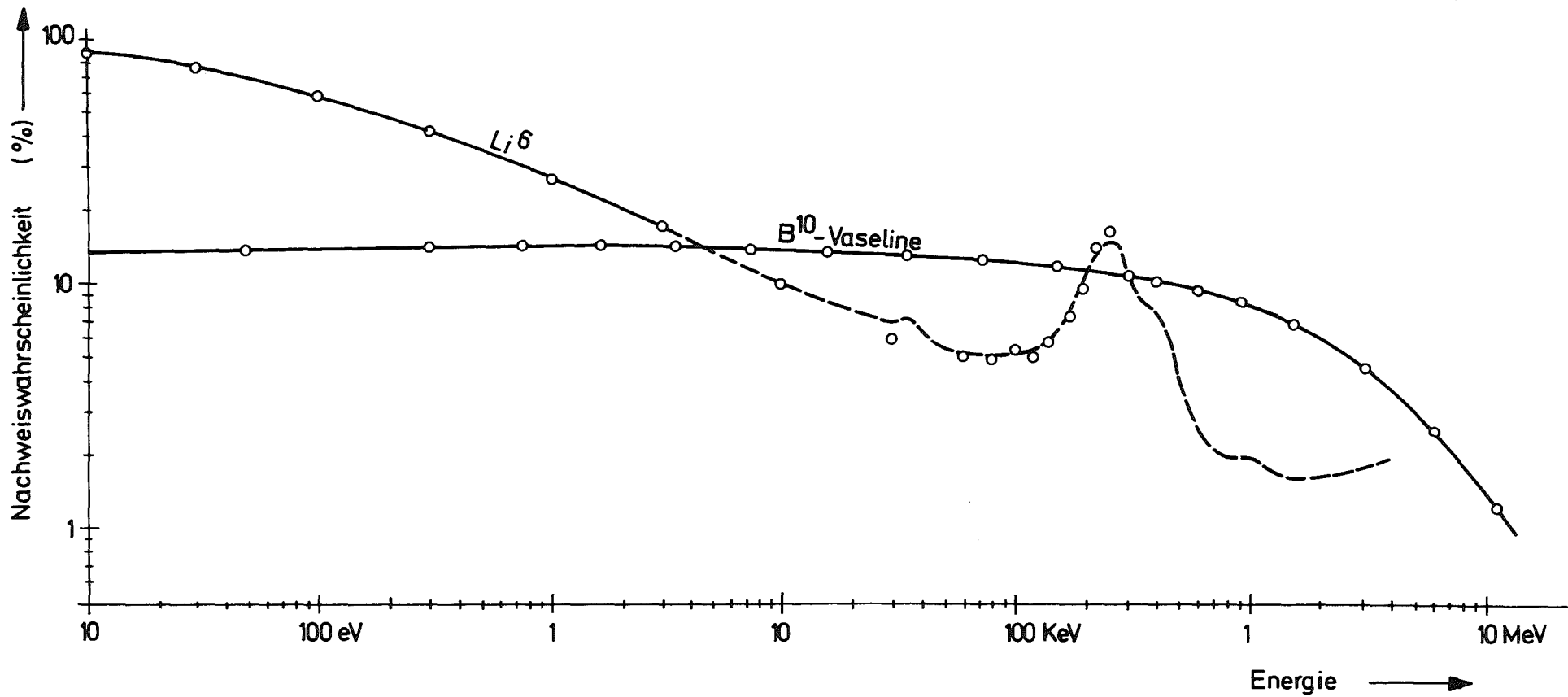


Abb. 8 Neutronen-Nachweiswahrscheinlichkeit für den Li^6 -Glas- und den B^{10} -Vaseline-NaJ(Tl)-Detektor
 (-o- gerechnete Werte, --- Werte aus Eichverfahren)

B^{10} -Vaseline-Detektor und ist weniger störepfindlich. Außerdem ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des B^{10} -Vaseline-Detektors durch den kleinen Raumwinkel der Szintillatoren gegenüber dem B^{10} -Behälter auf 10 bis 14% beschränkt (Abb.8).

Für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Li^6 -Glas-Detektors werden die eingerahmten Werte in den Spalten 2 und 3 der Tabelle 3 verwendet. Bei Energien < 10 keV stammen diese aus Monte-Carlo-Rechnungen, die aufgrund des dort genauen Verlaufes des $Li^6(n,\alpha)$ -Wirkungsquerschnitts zuverlässig sind und bei Energien > 10 keV aus der Eichung bzgl. des B^{10} -Vaseline-NaJ(Tl)-Detektors.

2.3.1 Elektronik zur Aufnahme von Flugzeit-Verteilungen

Das elektronische Blockschaltbild für den Li^6 -Glas-Detektor ist in Abb.9 dargestellt. Es ist ein System zur Diskriminierung der Detektorsignale nach Pulshöhe und Anstiegszeit /24/. Man erhält damit eine hohe Zeitauflösung, Störsicherheit und eine Verminderung der Rauschsignale. Das Meßprinzip ist folgendes:

Die Zeitmarke für ein Detektorereignis wird aus dem niederohmig von der Anode des Photomultipliers (VALVO XP1040) abgenommenen Signal erzeugt. Das Signal gelangt jedoch nur dann zum Flugzeitanalysator, wenn die Koinzidenzbedingung mit einem Signal von der 10. Dynode des Multipliers erfüllt ist. Dieses Dynodensignal wird im Vorverstärker integriert, anschließend verstärkt und nach Pulshöhe und Anstiegszeit diskriminiert.

Das Verfahren beruht darauf, daß die Szintillationen eine Abklingzeit von 100 nsec besitzen und gegenüber den Rauschsignalen, die von einzelnen Elektronen aus der Kathode ausgelöst werden, eine größere Anstiegszeit aufweisen. Da die

Anodenzeitmarke zum Beginn eines Signals von der 10. Dynode gehört, ist der zeitliche Abstand zwischen den beiden Signalen ein Maß für die Anstiegszeit des integrierten Signals. Die Zeitmarken für die Signale von der 10. Dynode werden beim Nulldurchgang nach doppeltem Differenzieren im Verstärkersystem (ORTEC 220) erzeugt. Die Zeitmarke des Dynodensignals erscheint nur für Pulse aus einem gewählten Pulshöhenbereich. Die Grenzen für diesen Bereich liegen bei 50% bzw. bei 430% der Pulshöhe für die Spitze in der Pulshöhenverteilung. Diese Spitze ergibt sich für thermalisierte Neutronen infolge des hohen Q-Wertes der $\text{Li}^6(n,\alpha)$ -Reaktion. Bei höheren Neutronenenergien verschiebt sich die Spitze zu größeren Pulshöhen, da sich die Energie der α -Teilchen aus Q-Wert und kinetischer Energie zusammensetzt. Die Pulshöhenauflösung beträgt $\leq 46\%$ FWHM.

In einer weiteren Stufe - in Abb.9 als "Pulsform-Diskriminierung" bezeichnet - wird in einem Zeit-zu-Pulshöhen-Konverter - nach geeigneter Verzögerung der Anodenzeitmarke - der zeitliche Abstand der beiden Detektorsignale gemessen und umgewandelt. Man erhält ein Spektrum der Anstiegszeiten von Signalen aus dem eingestellten Pulshöhenbereich und verwendet nach Diskriminierung weiterhin nur Signale, deren Anstiegszeit groß ist. Diese Signale werden als Gate-Pulse einer dualen Koinzidenzstufe zugeführt. Die Anodenzeitmarke wird - nach geeigneter Verzögerung - ebenfalls der Koinzidenzstufe zugeleitet und nur dann durchgelassen, wenn ein Gate-Puls anliegt.

Als Flugzeit-Analysator stand ein 4096-Kanal-Analysator (LABEN Mod. 8000) in Verbindung mit einer Flugzeit-Einheit (Mod. TV 60) zur Verfügung. Die Flugzeit-Verteilungen wurden mit der Kanalbreite 0,5 μsec und 1024 Kanälen gemessen. Das niederenergetische Ende des Meßbereichs lag bei 50 eV.

Der Analysator wurde durch Pulse von der Blitzröhre gestartet, die diskriminiert und zu Rechteckpulsen geformt wurden. Die Totzeit des Analysators zur Analyse und Speicherung eines Ereignisses beträgt 3 μsec .

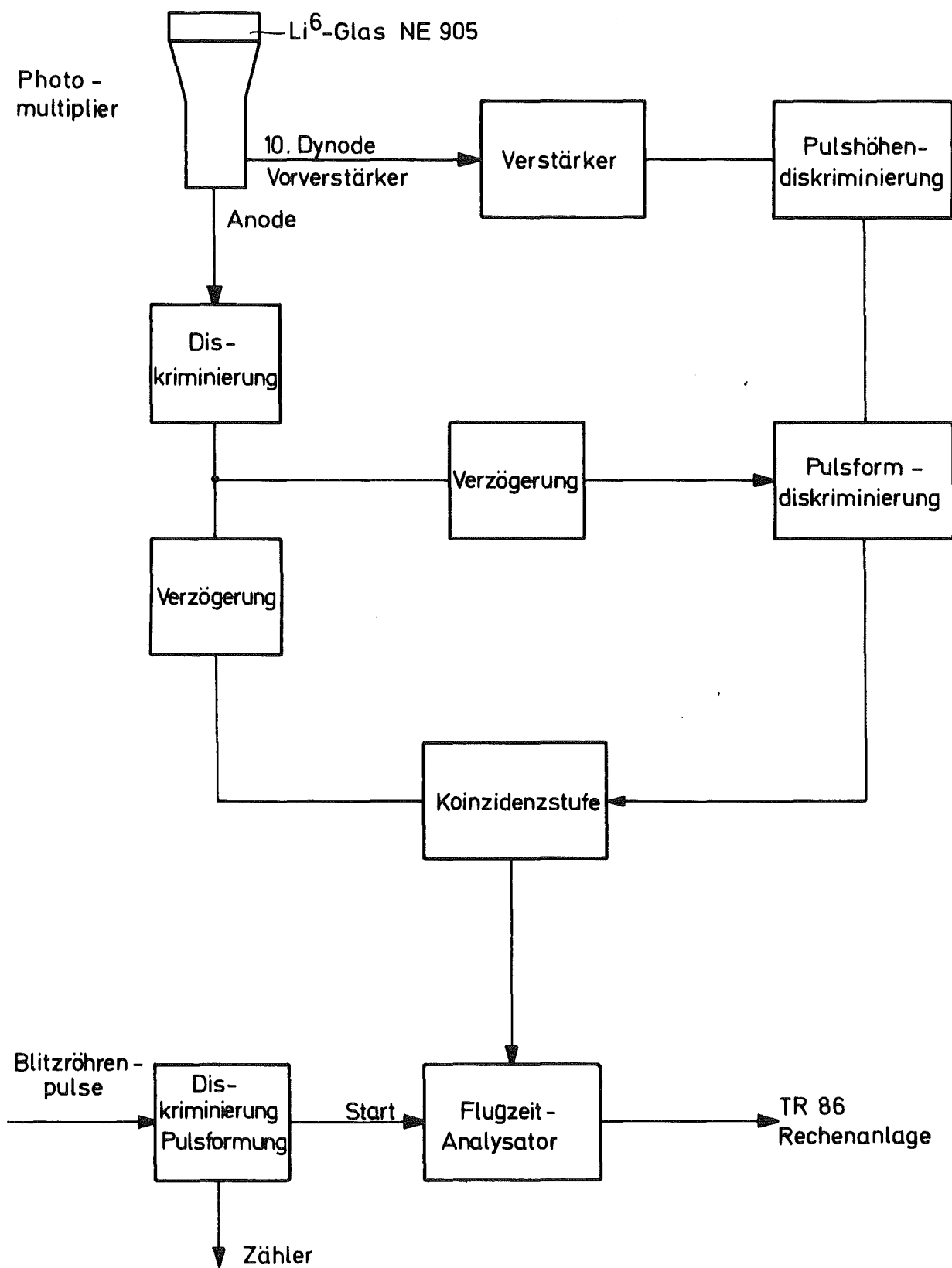


Abb.9 Blockschaltbild für den Li^6 -Glas-Detektor

2.4 Aufnahme und Auswertung von Flugzeit-Verteilungen

2.4.1 Bestimmung des Untergrunds

Bei den Flugzeit-Messungen wurden abwechselnd die Signal + Untergrund (S+U)- und die Untergrund-Verteilung gemessen. Dieses Verfahren bringt Vorteile gegenüber den Messungen, in denen die Verteilungen nacheinander, etwa an verschiedenen Tagen aufgenommen werden. Die beiden Verteilungen wurden in zwei Speicherbereichen des Flugzeitanalysators aufgenommen. Die Umschaltung erfolgte automatisch, wenn eine eingestellte Anzahl von Ereignissen im Monitor erreicht war.

Der Untergrund kann bestimmt werden, indem der Strahlengang durch einen dicken Stopfen blockiert wird. Dadurch werden aber auch solche Neutronen von der Registrierung ausgeschlossen, die an Kollimatoren gestreut werden und bei der Messung mit offenem Strahlengang ebenfalls den Detektor erreichen. Man stellt deshalb dünne Filter in den Strahlengang aus Materialien mit Resonanzwirkungsquerschnitten, durch die Neutronen mit Resonanzenergien gestreut bzw. absorbiert werden, während die Neutronen mit anderen Energien wenig oder gar nicht gestört werden. Bei geeigneter Dicke wird ein Filter für Neutronen mit Resonanzenergien nahezu vollständig undurchlässig, man spricht dann von "schwarzen Resonanzen". In der vorliegenden Arbeit wurden folgende Filtermaterialien gewählt:

Aluminium Al,	E_R	=	35	keV
Mangan Mn,	E_R	=	2,37 keV; 1,098 keV und 337 eV	
Kobalt Co,	E_R	=	130	eV

E_R bezeichnet die Energie der "schwarzen Resonanz".

In Abb.10 sind eine (Signal + Untergrund)-Flugzeit-Verteilung und Teile der zugehörigen Transmissionsmessungen durch diese Filter zu sehen. Alle Messungen sind auf dieselbe Anzahl von Monitorereignissen bezogen. Man erkennt, daß in den Messungen mit dem Mangan- und mit dem Kobalt-Filter nur an den Resonanzstellen Vertiefungen auftreten, während im übrigen Bereich nur eine geringe Schwächung des Neutronenflusses gegenüber der (S+U)-Verteilung zu beobachten ist. In den Vertiefungen an den Stellen der "schwarzen Resonanzen" werden durch Mittelung über mehrere Kanäle Punkte bestimmt, die die Höhe des Untergrunds angeben. Bei Energien unterhalb 1 keV können weitere Punkte aus der Messung mit einem dicken Stopfen (15 cm CUNIFER 30 + 5 cm Polyäthylen) gewonnen werden. Durch diese Untergrundpunkte wird eine stetige Kurve gelegt. Für jede Meßstelle wurden Transmissionsmessungen mit den 3 Filtern und eine Messung mit dem dicken Stopfen durchgeführt. Ein Meßzyklus von S+U- und Transmissionsmessung mit einem Filter dauerte etwa 8 bis 9 Stunden. Ein Drittel der Meßzeit entfiel auf die S+U-Messung, und zwei Drittel entfielen auf die Transmissionsmessung. Die Meßdauer ergab sich aus der Zählrate des Detektors und aus der Forderung einer statistischen Genauigkeit von etwa 10% pro Kanal. Die Zählrate des Detektors betrug in einer Signal+Untergrund-Messung etwa 120 c/sec an der Meßstelle "Ende Polyäthylen" und verringerte sich auf etwa 60 c/sec an der Meßstelle "6 cm Fe". Das Verhältnis Signal/Untergrund verschlechterte sich ebenfalls von der Meßstelle "Ende Polyäthylen" zu der Meßstelle "6 cm Fe" von etwa 5 auf 1,3 bei Flugzeiten, die Energien um 100 eV entsprechen und in diesem Verhältnis in der gesamten Flugzeitskala mit Ausnahme von Resonanzstellen. Die relative statistische Schwankung betrug für eine Signal+Untergrund-Messung in einem Meßzyklus max. 12% pro Kanal.

Zwischen der SUAK- und der Telefunken-Rechenanlage TR86 besteht ein Datenübertragungssystem. Von der SUAK aus können über ein Ein- und Ausgabegerät (Datensichtgerät) verschiedene Programme aufgerufen werden. Die Ergebnisse werden auf einem Bildschirm dargestellt und können auch durch einen Drucker,

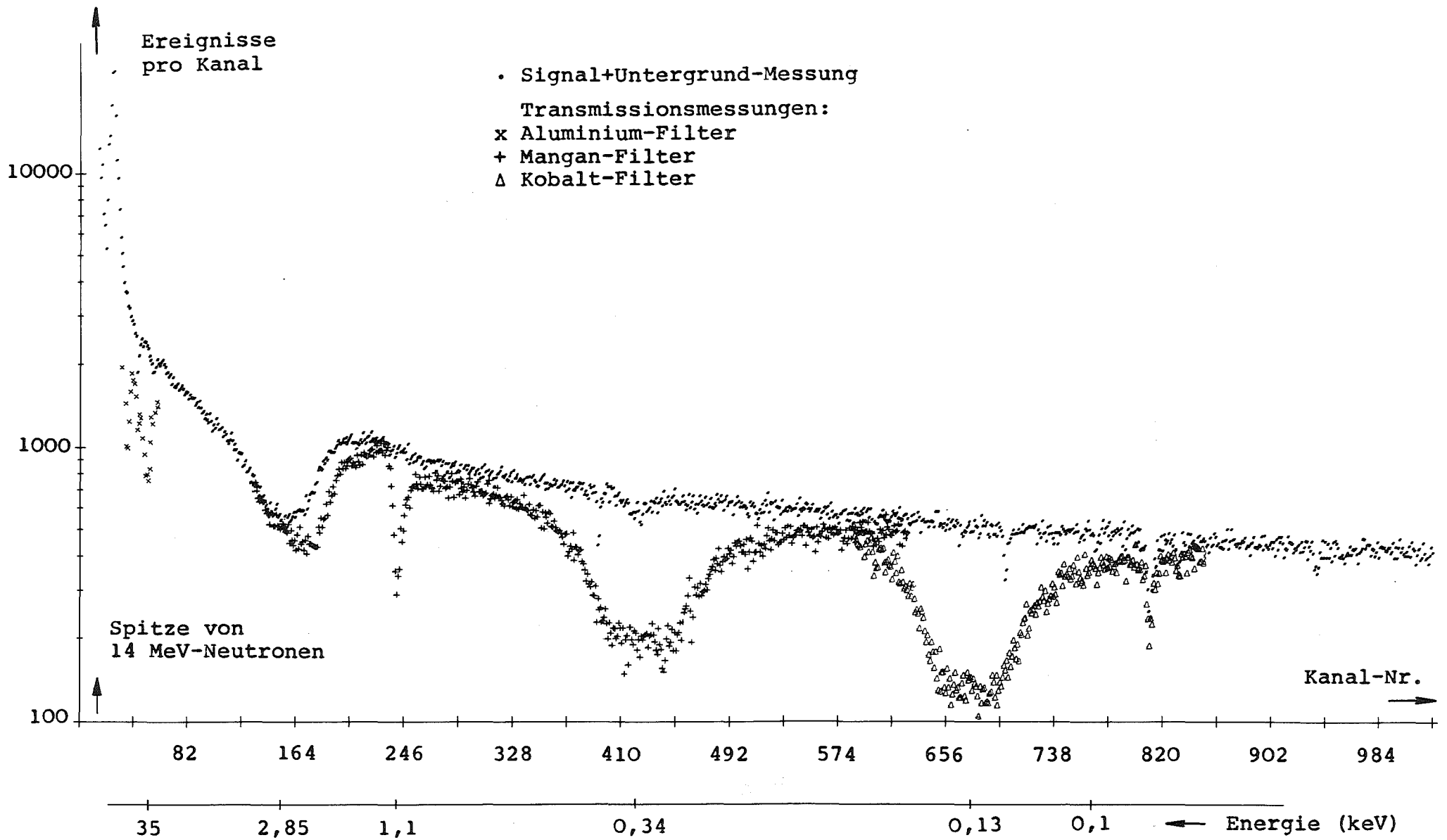


Abb.10 Flugzeit-Verteilung von UHNaFe-"Ende Natrium" (bezogen auf gleiche Anzahl von Monitor-Ereignissen)

der sich allerdings in der Rechenanlage befindet, ausgegeben werden. Im folgenden werden einige Programme kurz beschrieben:

Zunächst werden die im Flugzeit-Analysator gespeicherten Daten zu der TR86 übertragen und dort auf einer Magnetplatte und auf einem Magnetband gespeichert. Es können Flugzeit-Verteilungen miteinander verglichen werden. Jeweils zwei Verteilungen werden dabei auf gleiche Anzahl von Monitorereignissen bezogen und können auf dem Bildschirm nebeneinander und in Überlappung dargestellt werden. Durch den Vergleich von S+U-Messungen von gleichen Meßstellen soll festgestellt werden,

- 1) ob diese zueinander addiert werden können, wenn sie sich im Kurvenverlauf nicht unterscheiden und
- 2) ob an den verschiedenen Meßtagen unterschiedliche Quellstärken vorhanden waren.

Der zweite Punkt ist für die Bestimmung einer Untergrundkurve aus den 3 Transmissionsmessungen von Bedeutung. In einem weiteren Programm werden in den Flugzeit-Verteilungen der Transmissionsmessungen an den Stellen der "schwarzen Resonanzen" die Punkte für den Untergrund bestimmt, die ebenfalls auf eine gleiche Anzahl von Monitorereignissen bezogen werden.

Bei dieser Bestimmung können mehrere Kanäle zusammengefaßt werden, um einen Mittelwert zu bilden. In den Transmissionsmessungen mit dem Aluminium-Filter konnte ein Mittelwert aus nur 2 Kanälen gebildet werden. In den Transmissionsmessungen mit dem Mangan- und dem Kobalt-Filter konnten dagegen mit Ausnahme der Mangan-Resonanz bei 1,1 keV (4 Kanäle) 20 Kanäle zur Mittelung verwendet werden (siehe Abb.10). Eine Fehlerdiskussion erfolgt in Abschnitt 3.3. Diese Untergrundpunkte sind gespeichert und werden aufgerufen als Eingabe für ein Programm, das nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Koeffizienten für ein Polynom sucht, das diese Punkte verbindet. Der Untergrund ließ sich in den beschriebenen Messungen durch Polynome 5. Grades darstellen.

2.4.2 Auswerteprogramm

Die endgültige Auswertung der auf Band gespeicherten Flugzeit-Verteilungen erfolgte an der Rechananlage IBM 360/65 und 370/165 mit dem Auswerteprogramm TOFTE /25,26/. Mit diesem Programm können mehrere Flugzeit-Verteilungen kanalweise addiert und bzgl. der Totzeit des Analysators korrigiert werden. Diese Korrektur für den Zählratenverlust im Analysator betrug max. 5% bei Flugzeiten, die Neutronenenergien von etwa 200 keV entsprechen. Die Untergrundkurve wird von der S+U-Verteilung - bezogen auf die gleiche Anzahl von Monitorereignissen - abgezogen. Diese Verteilung wird bzgl. der Transmission der Neutronen durch die Luftschicht der Flugstrecke, durch Polyesterfolien am Anfang und Ende des Flugkanals und durch das Kadmium-Blech (0,5 mm) korrigiert und ergibt dann die Signal-Flugzeit-Verteilung. Zuvor müssen jedoch erst für jeden Kanal die wirkliche Flugzeit und die entsprechenden Energie- bzw. Lethargiewerte berechnet werden. Die Lage des Nullpunkts der Flugzeit-Verteilung bzgl. des Nullpunkts des Analysators wird aus der Lage der Spitze für 14 MeV-Neutronen bestimmt. Die Transmissionskorrektur erfolgt nach der Beziehung

$$S(t) = S_g(t) e^{\sum_i N_i \cdot d_i \cdot \sigma_{tot,i}}$$

$S_g(t)$ ist die gemessene Flugzeit-Verteilung. Die totalen Wirkungsquerschnitte σ_{tot} für verschiedene Isotope bzw. Elemente wurden von dem KEDAK-Datensatz /12/ auf einen Plattenspeicher übertragen. Die Anzahl der Teilchen pro cm^2 , $N \cdot x \cdot d$, für jedes vorkommende Isotop wird über Karten eingegeben. Die Korrektur betrug max. 15%.

Die Signal-Flugzeit-Verteilung $S(t)$ wird nun in die Lethargie-Verteilung $\phi(u)$ umgewandelt: Aus

$$\phi(u) \Delta u = \mathcal{Y}(t) \Delta t$$

erhält man mit $S(t) = \mathcal{Y}(t) \cdot \eta(E(t))$ und

$$\Delta u = 2 \cdot \frac{\Delta t}{t}$$

$$\phi(u) = \frac{1}{2} \frac{S(t)}{\eta(E(t))} \cdot t$$

Hierin sind $\mathcal{Y}(t)$ die wahre Flugzeit-Verteilung am Detektor, $\eta(E)$ die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors, die als Tabelle eingegeben wird, und $E(t)$ die der wirklichen Flugzeit t entsprechende Energie. Die Meßergebnisse, die als Flußwerte $\phi(u)$ pro Kanal gerechnet werden, werden zu Gruppen in wählbaren Energiegrenzen zusammengefaßt und können zu weiteren Verwendungszwecken auf ein Magnetband geschrieben werden.

2.5 Spektrumsmessungen mit Rückstoßprotonen-Zählrohren

Die Neutronenspektren von den 5 Meßstellen der UHNaFe-Anordnung wurden im Energiebereich zwischen etwa 100 keV und 4,5 MeV mit Rückstoßprotonen-Zählrohren gemessen. Die Messungen wurden von H. Werle /27/ durchgeführt. Als Neutronenquelle wurde der Cockroft-Walton-Beschleuniger /17/ im kontinuierlichen Betrieb verwendet. Das Tritiumtarget befand sich an derselben Stelle wie bei den Flugzeit-Messungen. Die Zählrohre wurden in etwa 3 m Abstand von der Anordnung in einer Abschirmung aus Lithiumcarbonat-Paraffin-Quadern untergebracht (Abb.11). Der extrahierte Neutronenstrahl wurde durch drei zylindrische Kollimatoren begrenzt. Zur Messung des Untergrunds wurde der mittlere Kollimator mit einem 30 cm langen Polyäthylen-Stopfen verschlossen. Es wurden zwei Zählrohre verwendet, deren Abmessungen und Gasfüllungen der Tabelle 4 zu entnehmen sind.

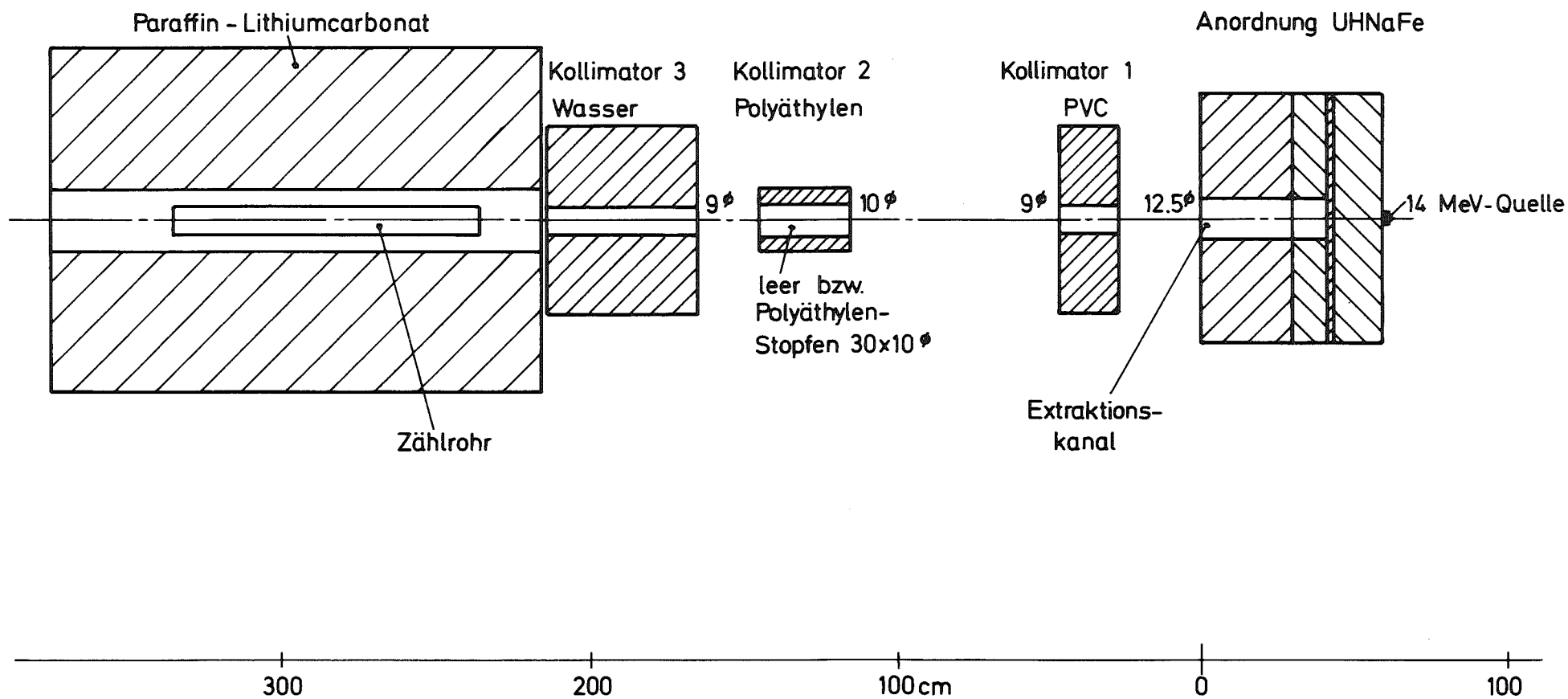


Abb.11 Aufbau für die Messungen mit Protonenrückstoß-Zählrohren, horizontaler Längsschnitt (M. 1:20)

Tabelle 4 Angaben über Rückstoßprotonen-Zählrohre

Abmessungen [$\bar{\text{cm}}$] Länge x Durchmesser	Füllung	Meßbereich [$\bar{\text{MeV}}$]
105 x 4,8	3 atm H ₂ (+1 T He ³)	0,1 - 1,2
83,5 x 8,9	3 atm CH ₄ (+1 T He ³)	0,8 - 4,5

Die Messungen wurden ohne γ -n-Diskrimination durchgeführt. Für jede Meßstelle wurden zwei Spektren gemessen: ohne und mit Polyäthylen-Stopfen. Der Anteil des Untergrunds betrug nur etwa 3% und wurde von dem ohne Polyäthylen-Stopfen gemessenen Spektrum bzgl. gleicher Anzahl von Ereignissen im Graphit-Monitor abgezogen. Die Auswertung der Protonenspektren erfolgte mit Hilfe der in /28/ beschriebenen Methode. Die aus diesen Messungen gewonnenen Teilspektren wurden auf gleiche Anzahl von Monitorereignissen bezogen. Sie sind in Energieintervallen von 10% Breite dargestellt (siehe Abb.12), für die ein mittlerer statistischer Fehler von $\pm 5\%$ angegeben wird.

3. Meßergebnisse

3.1 Normierung der Teilspektren

Die mit den beiden Meßmethoden bestimmten Teilspektren von den 5 Meßstellen sind unabhängig voneinander auf gleiche Quellstärke bezogen. Eine absolute Normierung der Teilspektren war wegen des unterschiedlichen Neutronenflusses an den beiden Detektoren nicht möglich. In einem gemeinsamen Energiebereich, in welchem die Detektoreichungen zuverlässig sind, müssen die Teilspektren gleiche Ortsabhängigkeit zeigen. Unterhalb 150 keV weichen die Rückstoßprotonen-Ergebnisse infolge systematischer Fehler an der Meßbereichsgrenze stark von den Flugzeit-Ergebnissen ab. Diese wiederum weisen oberhalb 300 keV eine Energieauflösung von mehr als 20% auf. In dem gemeinsamen Energiebereich 150 bis 300 keV wurden zunächst die Teilspektren von jeder Meßstelle auf gleichen Fluß normiert. Erwartungsgemäß ergab sich in den 5 Fällen fast der gleiche Normierungsfaktor. Für die endgültige Darstellung der gemessenen Spektren im Energiebereich von 100 eV bis 4,5 MeV wurden alle Spektren mit dem Mittelwert der einzelnen Faktoren zueinander normiert. Die gemessenen Spektren sind in Abb.12 zu sehen: Von 100 eV bis 200 keV wurden die Flugzeit-Ergebnisse und im höheren Energiebereich die Rückstoßprotonen-Ergebnisse verwendet.

Die Neutronenflüsse $\phi(u)$ der gemessenen Spektren sind in Tabelle 7 im Anhang angegeben.

Die Spektren in Natrium und Eisen zeigen jeweils einen den Wirkungsquerschnitten der Materialien (siehe Abb.2) entsprechenden Verlauf. In den beiden Spektren in Eisen sind auch Resonanzen von Mangan zu erkennen. Trotz der störenden Überlagerung der Resonanzen von Natrium und Mangan im Energiebereich zwischen 2 und 3 keV ist zu erkennen, daß die Tiefe der Na-Resonanz mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche abnimmt. Eine genauere Untersuchung erfolgt in Abschnitt 6.

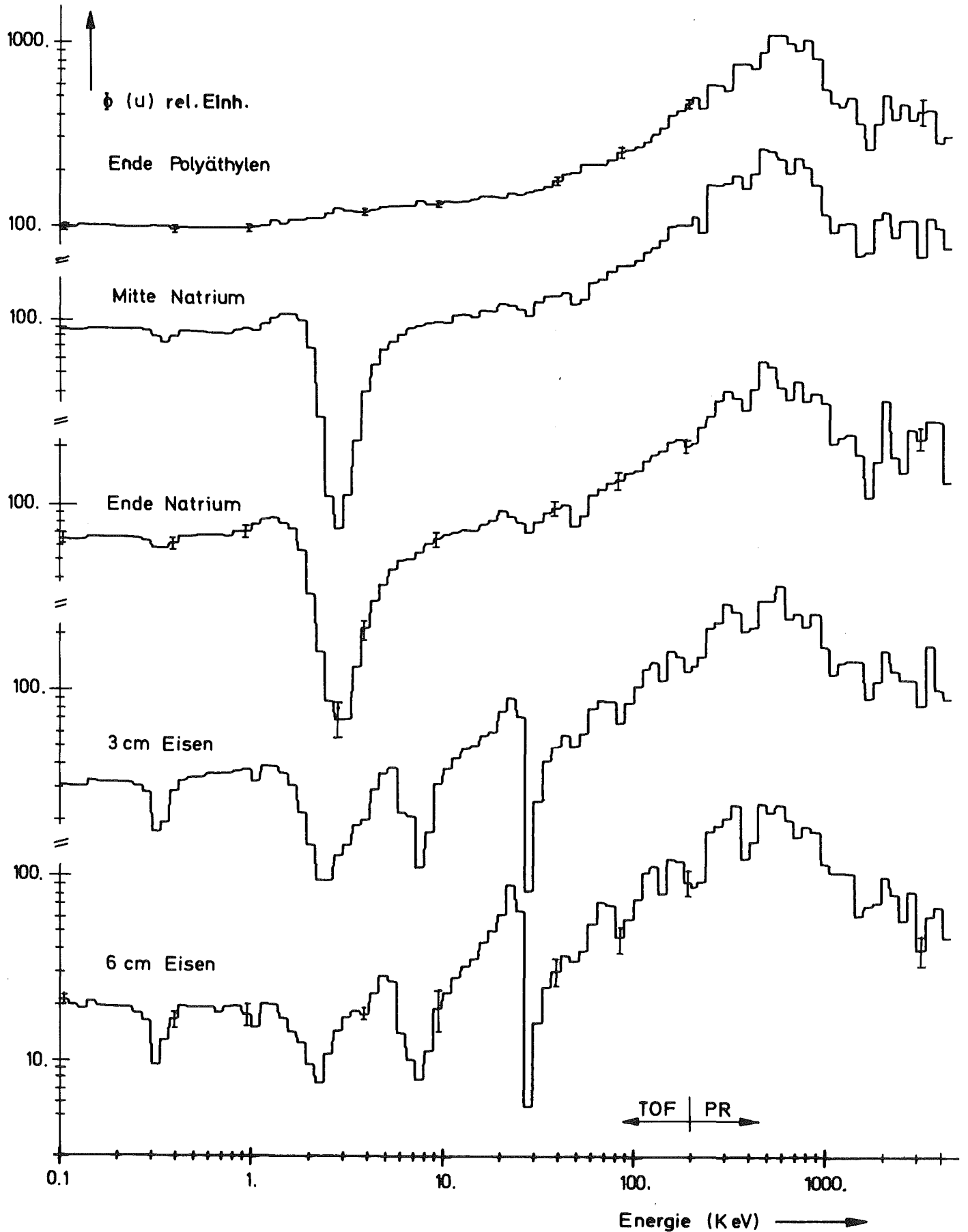


Abb.12 Neutronenspektren der UHNaFe-Anordnung aus Flugzeit-Messungen und Messungen mit Rückstoßprotonen-Zählrohren (200 keV - 4,5 MeV) (bezogen auf gleiche Quellstärke) (TOF: Flugzeit-, PR: Rückstoßprotonen-Messung)

3.2 Konverter-Spektrum

Das Spektrum des Konverters ohne Natrium- und Eisenschicht wurde nur nach der Flugzeit-Methode gemessen. Es ist in der Abb.13 dargestellt zusammen mit dem Spektrum von der entsprechenden Meßstelle "Ende Polyäthylen" der UHNaFe-Anordnung. Die beiden Spektren sind auf gleiche Anzahl von Monitorereignissen bezogen. Die beiden Spektren weisen - wie zu erwarten ist - keine Resonanz-Vertiefungen auf. Das Spektrum des nackten Konverters ist härter als das des eingebauten. Dies ist zu erklären durch erhöhten Ausfluß von schnellen Neutronen und folglich geringerer Anzahl von gebremsten Neutronen < 10 keV. Der Fluß ist im Fall der UHNaFe-Meßstelle im Energiebereich zwischen 40 und 300 keV etwa 30% höher.

3.3 Fehlerdiskussion

Die Fehlerdiskussion wird zunächst für das ganze, aus Flugzeit- und Protonenrückstoß-Messungen erhaltene Spektrum von der Meßstelle "Ende Polyäthylen" der UHNaFe-Anordnung durchgeführt. Dieses Spektrum kann als Quellspektrum für die Natrium-Eisen-Grenzschicht angesehen werden und enthält damit schon die für die Beurteilung der Genauigkeit der Spektren notwendige Information.

Es ist zweckmäßig, bei der Fehlerdiskussion zwischen einem Fehler in der durch die Energiegruppeneinteilung festgelegten Feinstruktur und einem Fehler in dem Verlauf des Spektrums über einen großen Energiebereich zu unterscheiden. Der erste Fehler ist der statistische Fehler für eine Gruppe der Lethargie-Breite $\Delta u = 0,11$. In dieser schmalen Gruppe haben alle anderen Fehlerquellen mit Ausnahme der Ansprechwahrscheinlichkeit des Li^6 -Detektors bei 250 keV eine geringe Energieabhängigkeit. Der Fehler für die Feinstruktur des Spektrums "Ende Polyäthylen" beträgt etwas mehr als 1%

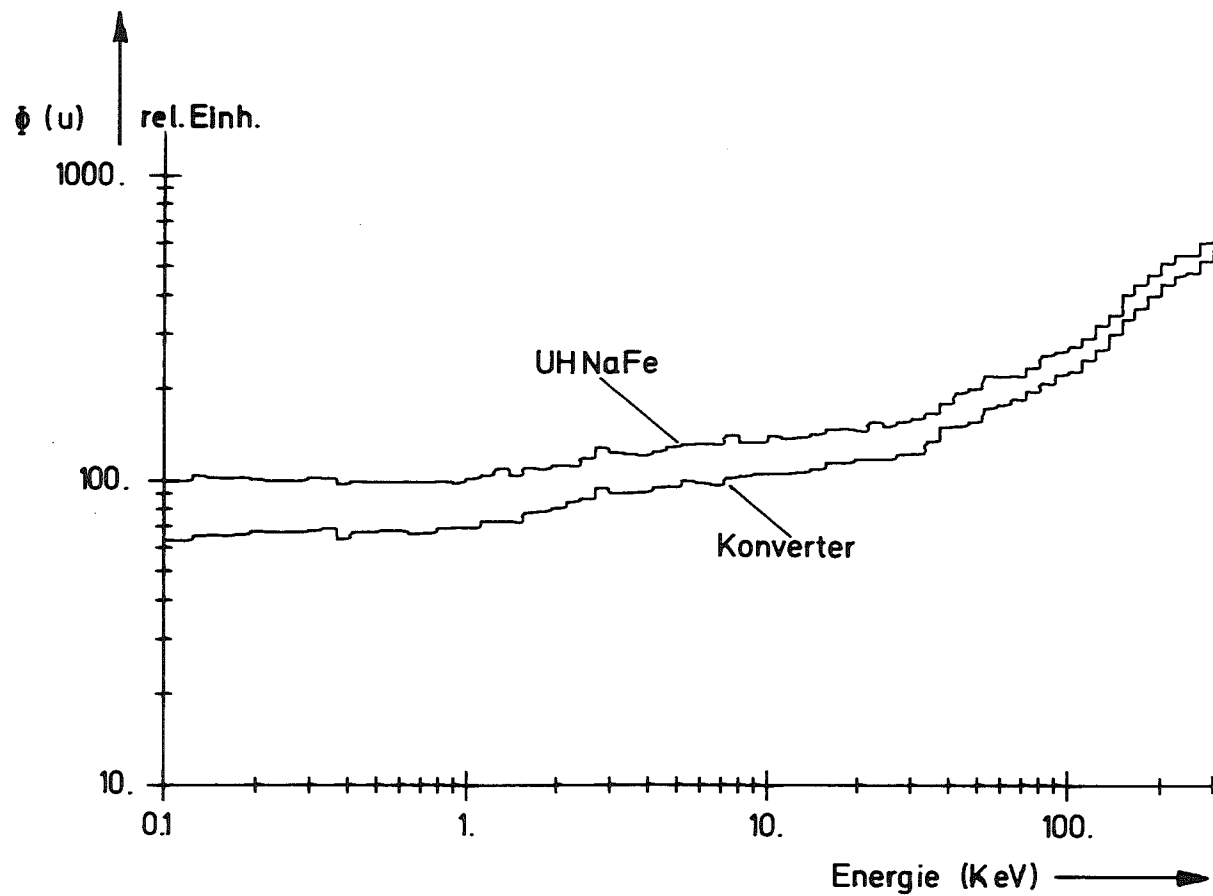


Abb.13 Neutronenspektren von den Meßstellen "Ende Polyäthylen" der UHNaFe-Anordnung und des Konverters (bezogen auf gleiche Quellstärke)

bei der Flugzeit-Messung zwischen 100 eV und 300 keV und 5% bei der Rückstoßprotonen-Messung zwischen 200 keV und 4,5 MeV.

Der Fehler im Verlauf des gemessenen Spektrums über einen großen Energiebereich hinweg setzt sich zusammen aus dem Fehler für den Verlauf der mit den beiden Verfahren gemessenen Teilspektren und aus dem Fehler für die Normierung. Bei der Bestimmung des Fehlers im Verlauf des Spektrums werden breite Energiegruppen betrachtet, die so breit sind, daß der statistische Fehler des Gruppenflusses vernachlässigt werden kann. Dieser Fehler ist daher unabhängig von der Feinstruktur des Spektrums. Er hat verschiedene Ursachen:

- 1) Fehler in der Bestimmung des Untergrunds
- 2) Energie- oder Zeitauflösung
- 3) Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors
- 4) Normierung der Teilspektren

Die einzelnen Punkte sollen nun diskutiert werden:

Die Stützpunkte für die Untergrund-Kurve wurden aus mehreren Kanälen an den Stellen der "schwarzen Resonanzen" in den Transmissions-Flugzeit-Verteilungen ermittelt. Der statistische Fehler beträgt bei der Mangan-Resonanz bei 1,1 keV 4%, bei der Aluminium-Resonanz 3% und an den übrigen Stellen etwa 2%.

Ein zusätzlicher Fehler entsteht dadurch, daß durch ein Filter auch Neutronen aus dem Strahlengang gestreut werden, deren Energie oberhalb des Bereichs der schwarzen Resonanzen liegt. Diese Neutronen können durch Streuung und Abbremsung an Kollimatoren zum Untergrund an den Resonanzstellen in den Signal + Untergrund-Messungen beitragen. Da deren Anzahl durch das Filter verringert wird, ist der durch die Transmission gemessene Untergrund zu klein. Bei den Filtern aus Mangan- und Kobalt-Pulver ist die Schwächung des Neutronenflusses außerhalb der Resonanzstellen gering, wie es z.B. in Abb.10 zu erkennen ist. Die Streuresonanzen von Mangan und Kobalt sind

sehr groß, so daß die Dicke des Filters klein gemacht werden kann (je 2 mm), was eine geringe Potentialstreuung ergibt. Das Aluminium-Filter dagegen war 5 cm dick und die Streuung für Neutronen oberhalb der Resonanz bei 35 keV groß. Der gemessene Untergrund ist eine Näherung. Diese kann verbessert werden, wenn über einen größeren Energiebereich hinweg die Transmission der Probe richtig wiedergegeben wird. Dabei zeigte sich, daß der gemessene Untergrund an der Resonanzstelle um etwa 50% angehoben werden muß. Der Fehler des zusätzlichen Untergrunds beträgt für das Mangan- und das Kobalt-Filter 2% bzw. 1% und für das Aluminium-Filter 5%.

Der sich aus den beiden Fehlerquellen für den Untergrund in der Flugzeit-Messung ergebende Fehler wirkt sich entsprechend dem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis auf den Fehler bei der Bestimmung des Signals aus. Der Untergrund wird dabei von einem durch Mittelung über eine breite Energiegruppe genau bekannten Gruppenfluß abgezogen. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis beträgt zwischen 1 und 100 keV etwa 2, bei 200 keV 13,5 und bei 100 eV 5,0.

Der Fehler für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Li^6 -Detektors wird bei 3 keV Null gesetzt. Oberhalb und unterhalb dieser Energie ergab sich bei der Detektoreichung ein Fehler von 2,5% pro Energiedekade /22/.

Die für den Normierungsbereich getroffene Wahl ist mit einem Fehler von 3% behaftet. In diesem Bereich wurde für den Mittelwert des Neutronenflusses ein Fehler von 5% bestimmt. Bei der Normierung des Teilspektrums aus der Rückstoßprotonen-Messung in diesem Energiebereich ist der Verlauf des Spektrums bei 4,5 MeV auf 10% genau.

Die Wurzel aus der Summe der Quadrate der einzelnen Fehler ergibt den Fehler im Verlauf des gemessenen Spektrums. Bezogen auf den Energiebereich 1-10 keV, in dem der Fehler Null gesetzt wird, ist der Fehler bei 100 eV 4,4%, bei

100 keV 6% und bei 3 MeV 12,5%. Die in Abb.12 eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich aus diesen Fehlern für den Verlauf des Spektrums und aus den statistischen Fehlern für die Feinstruktur.

Alle Spektren sind über den Monitor auf gleiche Quellstärke bezogen. Der Fehler im Verlauf der Spektren vergrößert sich gegenüber demjenigen von der Meßstelle "Ende Polyäthylen" infolge des Fehlers in der Monitorzählrate (2%) und eines kleineren Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses. Bei "Ende Natrium" ergeben sich 4,6% bei 100 eV; 7,6% bei 100 keV und 14,0% bei 3 MeV. Bei "6 cm Eisen" sind die Fehler an denselben Energiestellen 5,0%, 14% und 20%. Diese Spektren weisen Vertiefungen an Resonanzstellen (Natrium bzw. Eisen) auf. An diesen Stellen sind die Signale klein und mit einem großen Fehler behaftet. Im Fall "Ende Natrium" ergibt sich bei der Natrium-Resonanz (2,85 keV) für eine Gruppe der Letzhargie-Breite $\Delta u = 0,11$ ein Fehler von 20% und im Fall "6 cm Eisen" bei der Eisen-Resonanz (27,9 keV) ein Fehler von 61%.

Da das metallische Natrium in Behältern aus Edelstahl eingefüllt ist, mißt man die Transmission des Neutronenflusses in der Natriumschicht durch die Behälterwand. Die Spektren "Mitte Natrium" und "Ende Natrium" wurden hierfür nicht korrigiert. Eine Abschätzung für die Größe dieser Korrektur ergibt bei der Eisenresonanz von 27,9 keV eine Flußabsenkung von 18%, die mit der in Abb.12 in den betreffenden Spektren erkennbaren übereinstimmt. Im übrigen Energiebereich ist diese Korrektur kleiner als 5%.

4. Berechnung von Neutronenspektren

4.1 Allgemeines zu den Rechenmethoden

Die Berechnung von Neutronenspektren in Anordnungen mit Fremdquelle kann im Prinzip mit 3 Rechenmethoden durchgeführt werden (siehe Abb.14):

- 1) Diffusions-Rechnung
- 2) Transport-Rechnung
- 3) Monte-Carlo-Methode

Computer-Programme für diese Rechenmethoden stehen in Karlsruhe zur Verfügung.

Die großen Dimensionen der UHNaFe-Anordnung sind jedoch für die Anwendung der Monte-Carlo-Methode nicht günstig. Die Rechenzeiten zur Erzielung einer ausreichenden statistischen Genauigkeit von $< 10\%$ sind groß.

Das Vorhandensein eines starken Flußgradienten in der UHNaFe-Anordnung mit 14 MeV-Neutronenquelle in Richtung der Symmetrieachse empfiehlt die Durchführung von Transport-Rechnungen. In diesen Rechnungen wird die Neutronen-Transportgleichung nach der Vielgruppen-Methode /1,2/ in der S_n -Näherung /29/ gelöst. In Karlsruhe stehen hierfür das eindimensionale Programm DTK /13/ und das zweidimensionale Programm SNOW /14/ zur Verfügung. Beide Programme sind Weiterentwicklungen des in Los Alamos entstandenen Programms DTF-IV /30/.

In der S_n -Näherung werden Winkel Flüsse $\psi(x, \mu_m)$ für diskrete Richtungen berechnet. Zu jeder diskreten Richtung gehört noch ein Gewicht w_m . Daraus berechnet man den Skalarfluß $\Phi(x)$ nach

$$\Phi(x) = \sum_{m=1}^M w_m \cdot \psi(x, \mu_m) \quad (4.1.1)$$

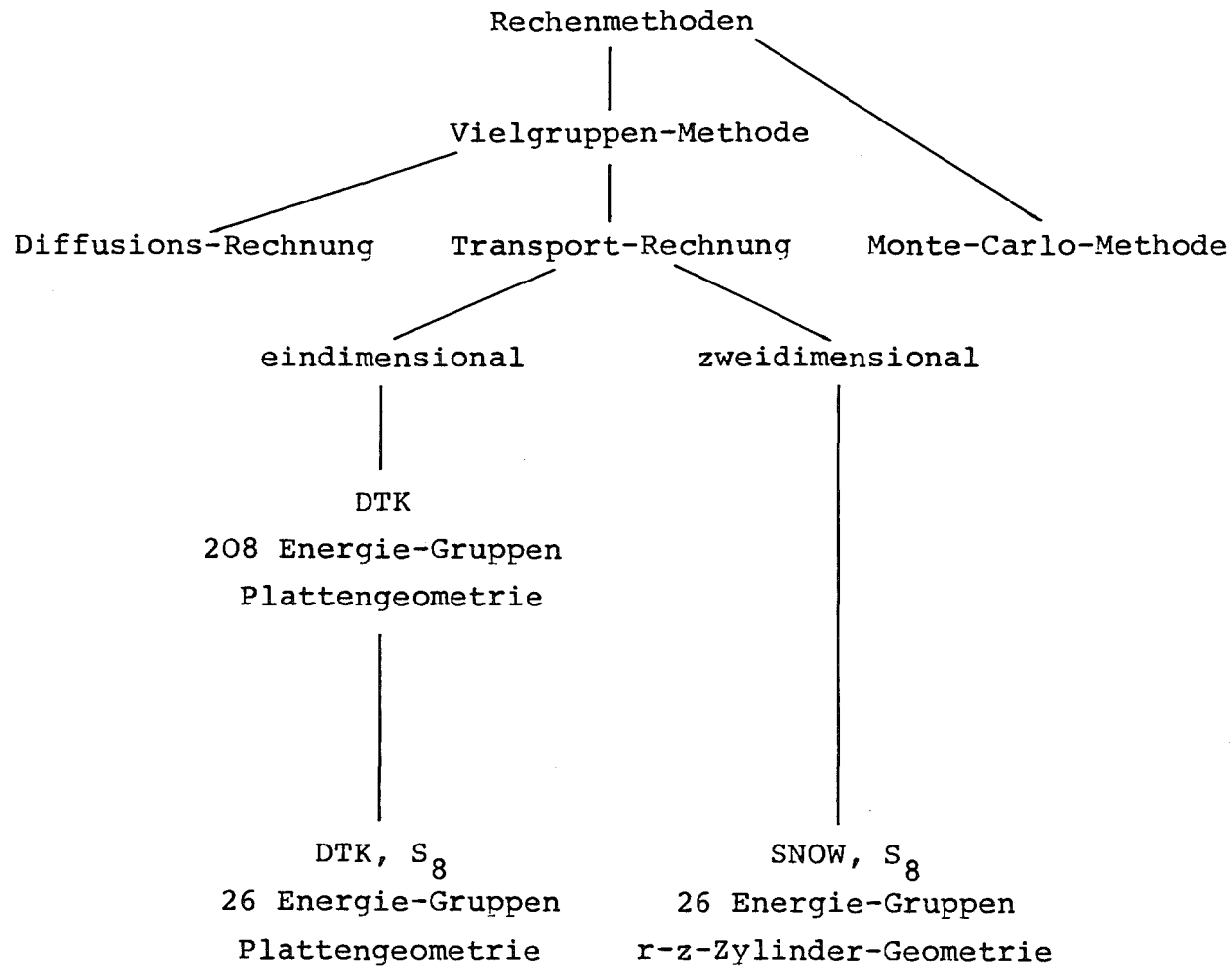


Abb.14 Methoden zur Berechnung von Neutronenspektren in der UHNaFe-Anordnung

Bei Platten- und Kugelgeometrie gibt es $M = n+1$, d.h. S_n -Ordnung + 1 diskrete Richtungen. Die diskreten Richtungen und zugehörigen Gewichte stammen bei DTK aus /31/ und bei SNOW aus /32/.

Die Transport-Rechnungen wurden in S_8 -Näherung durchgeführt. Für den Vergleich mit den gemessenen Neutronenspektren werden die Winkel-Gruppenflüsse verwendet für die Richtung, die am wenigsten von der Symmetrieachse der Anordnung abweicht.

Für die Berechnung der Neutronenflüsse wurde eine Genauigkeit von 10^{-4} gefordert.

Die Fremdquelle wird als Volumenquelle und isotrop behandelt. Anisotrope Streuung wurde durch die übliche Transportnäherung berücksichtigt.

In einer eindimensionalen Rechnung können der Extraktionskanal der experimentellen Anordnung sowie eine Punktquelle nicht berücksichtigt werden. Aus diesen Gründen wurden die aufwendigeren und kostspieligeren zweidimensionalen SNOW-Rechnungen durchgeführt, mit denen diese Einflüsse untersucht wurden (siehe 4.3.1 und 4.5 und Abb.16,18,19). Das Programm SNOW /14/ ist jedoch auf 26 Energiegruppen beschränkt. Zur Lösung des dieser Arbeit zugrunde liegenden Problems ist eine Einteilung des Energiebereichs in schmale Intervalle Voraussetzung, um die Resonanzen von Natrium (2,85 keV) und Eisen (27,9 keV) darstellen zu können. Die Karlsruher 208-Energiegruppenstruktur /33/ erfüllt diese Bedingung, während die Struktur der verfügbaren 26-Gruppensätze /3,4/ zu grob ist. Die 26-Gruppensätze sind zudem entstanden unter Verwendung von sogenannten Wichtungsspektren, deren Verlauf nicht mit dem der UHNaFe-Anordnung übereinstimmt. Daher wird - ausgehend von den Gruppenkonstanten für 208-Energiegruppen - ein neuer Gruppensatz erzeugt mit einer Anzahl von 26 Gruppen, deren Einteilung nach dem genannten Gesichtspunkt einer ausreichen-

den Darstellung der beiden Resonanzen vorgenommen wurde (siehe 4.2 und Abb.20). Mit den kondensierten Gruppenkonstanten wurden die in den folgenden Abschnitten näher beschriebenen ein- und zweidimensionalen Rechnungen an der Rechenanlage IBM 360/65 und 370/165 durchgeführt.

4.2 Gruppenkonstanten

Die makroskopischen Gruppenkonstanten wurden mit dem Programm GRUCAL /33/ aus den Daten der GRUBA-Bibliothek /34/ (Stand 19.11.71) für 208-Energiegruppen berechnet. Die Teilchendichten sind in Tabelle 1 angegeben. Mangan war in den Kerndatensätzen nicht enthalten und wurde durch Chrom ersetzt. Die Kondensation von 208 auf 26 Gruppen erfolgte in einem weiteren Rechenprogramm (KARCOS 06). Die Energiegrenzen der neuen Gruppen sind im wesentlichen die der ABN-Einteilung /3/. Zwischen 46,5 und 2,15 keV wurde jedoch eine feinere Einteilung gewählt. Dafür wurden die Energiegruppen unterhalb 100 eV zu einer Gruppe zusammengefaßt. Die erste Gruppe der 208-Energiegruppenstruktur - 10,5-10,15 MeV - wurde beibehalten als bestmöglicher Wert für die Energie der Quellneutronen (14 MeV im Experiment) in den nachfolgenden Transportrechnungen. Bei der Kondensation werden für jede Schicht der Anordnung (Bereich einheitlicher Materialzusammensetzung) oder deren örtliche Unterteilungen, als Zonen bezeichnet, die makroskopischen Gruppenkonstanten $\Sigma_{Y,j}$ für die Reaktion y in den neuen Energieintervallen j gebildet aus den makroskopischen Gruppenkonstanten $\Sigma_{Y,i}$ der ursprünglichen Gruppenstruktur nach der Beziehung

$$\Sigma_{Y,j}(u) = \frac{\sum_i \Sigma_{Y,i}(u) \cdot \bar{\phi}_i(u) \Delta u_i}{\sum_i \bar{\phi}_i(u) \Delta u_i} \quad (4.2.1)$$

Die Summation erstreckt sich über die Anzahl der Gruppen der ursprünglichen Struktur, die zwischen den Energiegrenzen für eine neue Gruppe j liegen. u ist die Lethargie und Δu die Gruppenbreite. $\bar{\phi}_i(u)$ ist ein über die betreffende Zone gemittelter Wert für den Skalarfluß in der Gruppe i der ursprünglichen Gruppenstruktur.

Die Gesamtheit der $\bar{\phi}_i(u)$ -Werte wird Wichtungsspektrum genannt. Als Wichtungsspektren wurden in der vorliegenden Arbeit die skalaren Neutronenflüsse in Zonen der UHNaFe-Anordnung (in x -Richtung) gewählt. Diese wurden mit dem Programm DTK /13/ in 208-Energiegruppen berechnet für die Anordnung mit einer quer zur x -Achse unendlichen Ausdehnung.

Durch die Unterteilung von Schichten in Zonen kann die Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses an Grenzflächen und Randbereichen besser berücksichtigt werden. Die Natrium- und die Eisenschicht wurden deshalb in je 4 Zonen unterschiedlicher Breite unterteilt. Diese wurden in einer vorläufigen Rechnung als die Ortsbereiche bestimmt, in denen sich die Neutronenspektren nicht stark unterscheiden. Die Zonenbreiten sind - in x -Richtung gesehen - in Natrium 1,4; 2,4; 5,0 und 2,0 cm und in Eisen 3; 6; 18 und 3 cm. Infolge der Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses erhält man in jeder Schicht 4 verschiedene Wichtungsspektren und aufgrund der Kondensation auch verschiedene "Mischungen" trotz gleicher Isotopenzusammensetzung. Es ergaben sich jedoch nur im Bereich von Resonanzen große Unterschiede (max. 10%) für die kondensierten Gruppenkonstanten in den 4 Zonen einer Schicht. Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich in diesen Bereichen der Verlauf der Wichtungsspektren innerhalb einer neuen Energiegruppe stark ändert.

Die Natururanschicht wurde in 2 Zonen unterteilt. In der schmaleren Zone am linken Rand der Anordnung wurde die Fremdquelle eingegeben.

4.3 Zweidimensionale Rechnungen SNOW, S₈

Die zweidimensionalen Rechnungen wurden mit dem Programm SNOW /14/ in r-z-Zylindergeometrie und S₈-Näherung durchgeführt. Die Anordnung wurde als Zylinder mit dem Radius 51,5 cm angenommen. Die Einteilung der Anordnung in Zonen sowie die Anzahl der Ortsintervalle sind in Abb.15 angegeben. In radialer Richtung wurde der Zylinder in 4 Zonen unterschiedlicher Breite und mit verschiedenen Intervalllängen geteilt. Der kleinste Zonenradius ($r = 2$ cm) entspricht dem Radius des Tritium-Targets der Blitzröhre. Der zweite Zonenradius ($r = 6,25$ cm) ist gleich dem Radius des Extraktionskanals.

Die Randbedingungen waren "Reflektor" für $r=0$ und "Vakuum" sonst.

Die Fremdquelle wurde in der Zone 1 in der Natururschicht ($r=0.-2$ cm, $z=0.-5,4$ cm) eingegeben.

Die Neutronenspektren wurden an den in Tabelle 5 angegebenen Stellen bestimmt:

Tabelle 5 Positionen für die Berechnung von Winkelflüssen in SNOW-Rechnungen

Position	Ortsintervall in z-Richtung	
	Nr.	z /cm/
Ende Polyäthylen	16	17,95
Mitte Na	36	23,47
Ende Na	55	28,86
3 cm Fe	59	31,625
6 cm Fe	63	34,625

Zum Vergleich mit den gemessenen Spektren werden die Spektren verwendet, die sich aus den Winkel-Gruppenflüssen für die

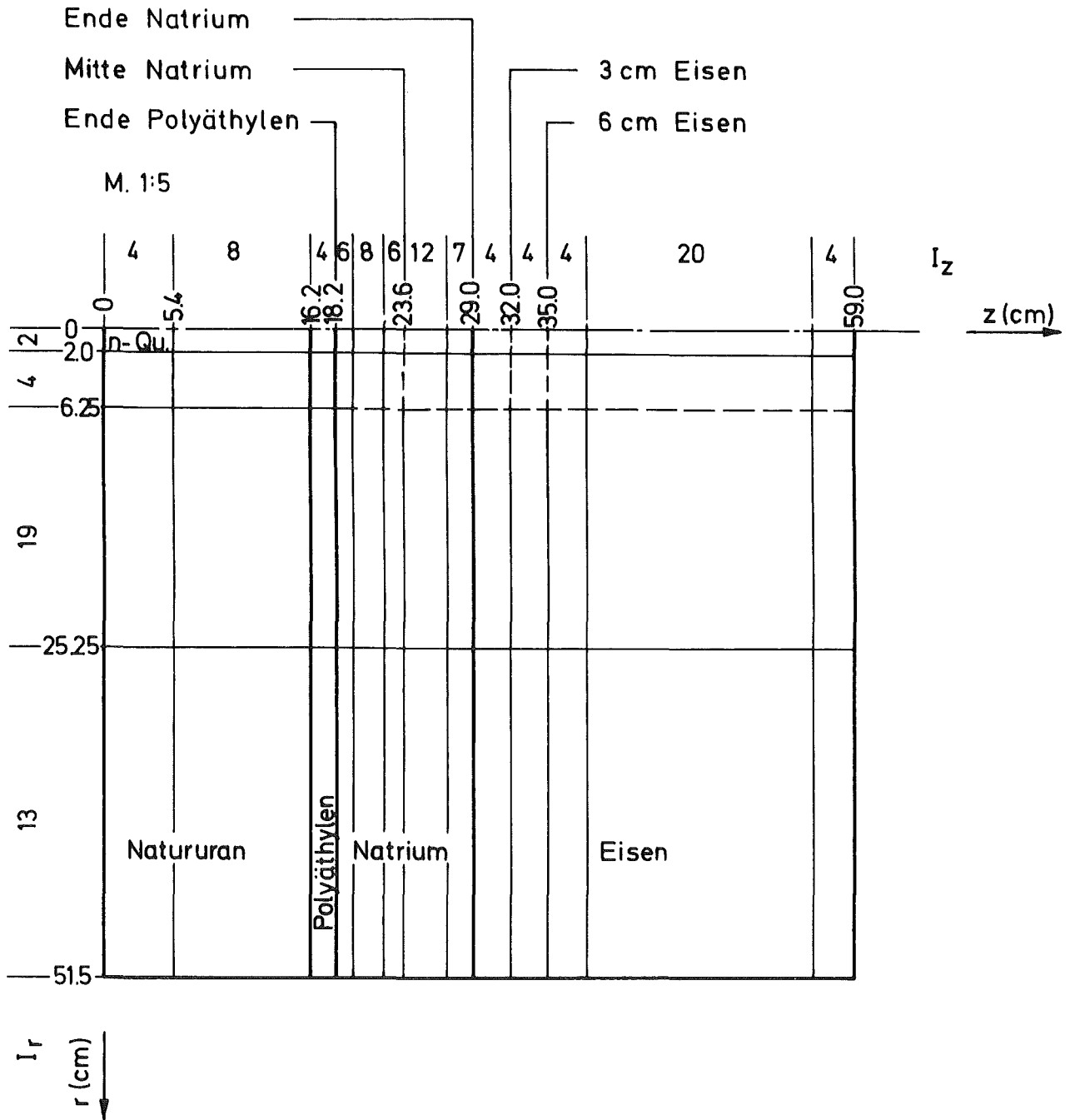


Abb.15 Einteilung der UHNaFe-Anordnung in Zonen für zwei-dimensionale Rechnungen (I_r, I_z Anzahl der Ortsintervalle pro Zone in r- bzw. z-Richtung)

Richtung $\mu = -0.218$ und $\eta = 0.951$ ergeben. μ und η sind die Kosinuswerte der Winkel um die radiale Richtung bzw. um die z-Achse. Diese Winkel-Gruppenflüsse wurden berechnet in den Mitten der an die z-Achse angrenzenden Ortsintervalle, deren Lage in z-Richtung in der Tabelle 5 angegeben ist.

4.3.1 Einfluß des Extraktionskanals

Mit den zweidimensionalen Rechnungen kann der Einfluß des Extraktionskanals auf das Neutronenspektrum untersucht werden. Für den Extraktionskanal wurde eine fiktive Eisen-Mischung mit extrem kleiner Teilchendichte (9 Zehnerpotenzen kleiner als in der Eisenschicht) in den ersten beiden radialen Zonen entlang der z-Achse eingegeben. Für jede Tiefe des Extraktionskanals mußte eine SNOW-Rechnung durchgeführt werden. Die Skalarflüsse einer Rechnung wurden gespeichert und als Anfangsflußschätzung für eine folgende Rechnung verwendet.

Die Verhältnisse von Gruppenflüssen in der genannten Richtung aus SNOW, S_g -Rechnungen mit bzw. ohne Extraktionskanal sind in Abb.16 dargestellt und in Tabelle 8 im Anhang angegeben. In allen 5 Positionen ist das Spektrum der Anordnung mit Extraktionskanal härter als das der Anordnung ohne Extraktionskanal. Zwischen 10 und 1 MeV sind die Werte der Verhältnisse eins, zu tieferen Energien hin nehmen sie bei den einzelnen Positionen verschieden stark ab. Dies wird damit erklärt, daß im Extraktionskanal kein Material vorhanden ist, durch das schnelle Neutronen abgebremst und zurückgestreut werden. Der Einfluß von Neutronen, die von den Wänden des Extraktionskanals zu dem Boden des Extraktionskanals fliegen, ist gering, da der Neutronentransport eine bevorzugte Vorwärtsrichtung aufweist. Im Bereich der Resonanzen von Natrium und Eisen (2,85 keV bzw. 27,9 keV) zeigen sich Abweichungen von dem sonst monotonen Verlauf der Verhältniskurven:

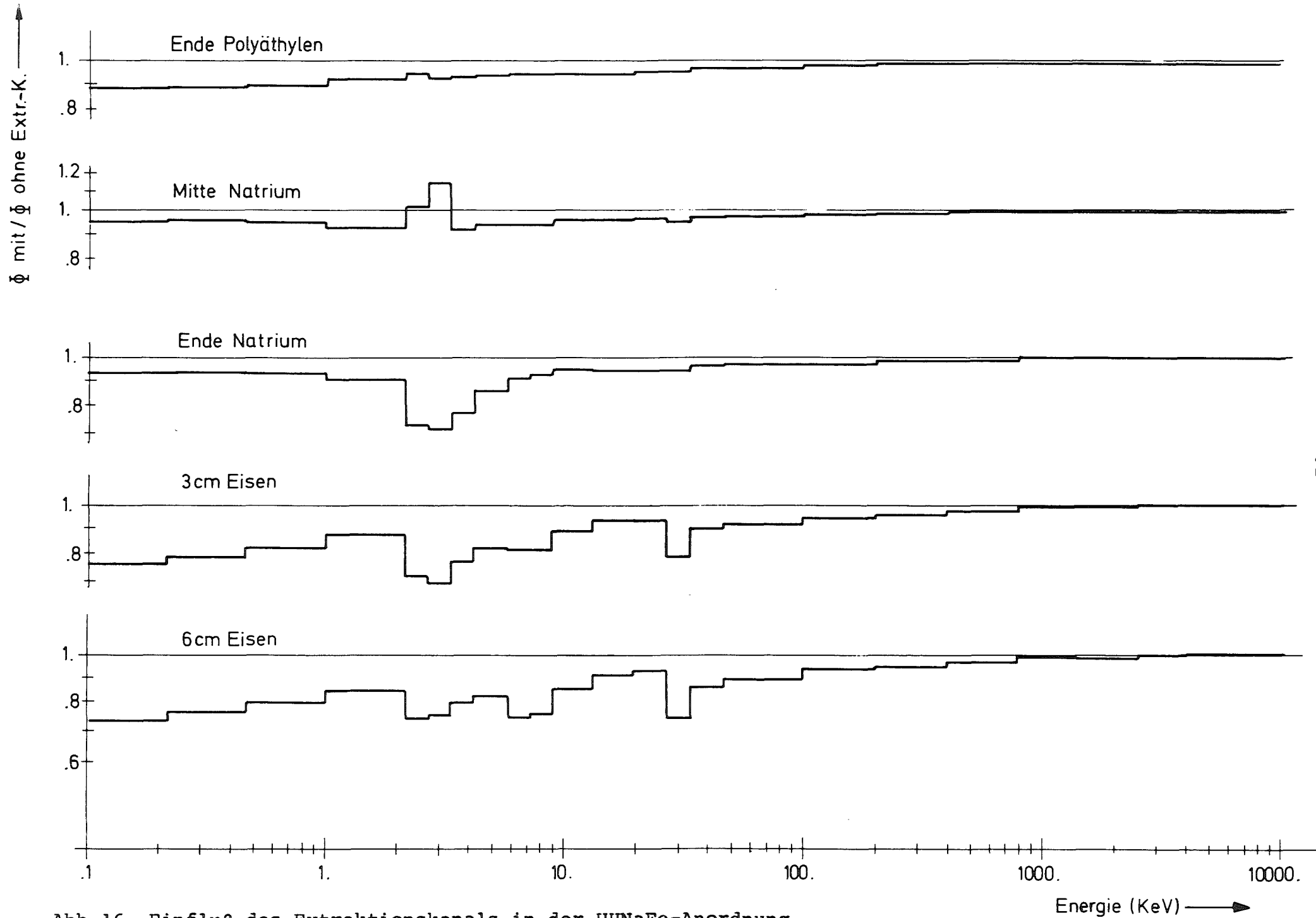


Abb.16 Einfluß des Extraktionskanals in der UHNaFe-Anordnung
Verhältnisse von Winkel-Gruppenflüssen aus SNOW, S_8 -Rechnungen

Energie (KeV) →

Im Fall "Mitte Natrium" ist der Wert des Verhältnisses bei der Natrium-Resonanz größer als eins. Eine Erklärung dafür ist, daß in der Anordnung ohne Extraktionskanal die Flußabsenkung zustandekommt, wenn Neutronen die halbe Natriumschicht durchqueren. Zurückgestreute Neutronen werden in dem diese Position umgebenden Natrium infolge des großen Resonanz-Streuwirkungsquerschnitts aus dem Resonanzbereich gestreut werden und die Flußabsenkung nur sehr wenig ändern. In der Anordnung mit Extraktionskanal fliegen dagegen Neutronen mit höheren Energien von der Wand des Extraktionskanals in die Na-Schicht zurück, werden in den Resonanzbereich abgebremst und verringern dadurch die Tiefe der Flußabsenkung.

Im Fall "Ende Natrium" überwiegen im Bereich der Natrium-Resonanz die zurückgestreuten Neutronen aus der Eisen-schicht in der Anordnung ohne Extraktionskanal. Der Wert des Verhältnisses wird daher kleiner als eins. Als Ergebnis dieser Untersuchung kann festgestellt werden, daß der Einfluß des Extraktionskanals nicht klein ist. Er zeigt sich jedoch in zu erwartender Weise. In den SNOW-Rechnungen mit Extraktionskanal entspricht dessen Größe der des experimentellen Extraktionskanals. Diese gerechneten Spektren sind also direkt mit den gemessenen zu vergleichen.

4.4 Eindimensionale Rechnungen

Die eindimensionalen Rechnungen erfolgten mit dem Programm DTK /13/ in Plattengeometrie und S_8 -Näherung. Die Anzahl der Intervalle wurde so gewählt, daß die Schrittweiten in den 4 verschiedenen Schichten etwa gleich den entsprechenden kleinsten Transportweglängen ($\lambda_{tr} = \frac{1}{\Sigma_{tr}}$; Σ_{tr} ist der makroskopische Transportwirkungsquerschnitt) war. Die Anordnung war in 11 Zonen eingeteilt wie in der DTK-Rechnung zur Berechnung des Wichtungsspektrums für die Kondensation. Die Randbedingungen am linken und rechten Rand der Anordnung waren "Vakuum".

Die Fremdquelle wurde in der 1. Zone in der Natururschicht ($x = 0-5,4$ cm) eingegeben.

Es wurden Neutronenspektren untersucht, die sich aus den Winkel-Gruppenflüssen für die Richtung ϑ um die x-Achse mit $\cos \vartheta = 0,951$ ergeben. Sie werden von dem Programm an den Grenzen der Ortsintervalle berechnet. Die Abmessungen der Anordnung senkrecht zur Mittelachse (x-Achse) wurden im Hinblick auf die Berechnung der Spektren mit dem ein-dimensionalen Programm groß gewählt. Der Ausfluß von Neutronen in diese Richtungen sollte klein sein und damit auch der Unterschied zwischen endlicher und unendlicher Ausdehnung der Platten. Um zu prüfen, wie gut diese Annahme erfüllt ist, wurden DTK-Rechnungen mit und ohne Bucklingkorrektur durchgeführt. In dieser Korrektur wird der Ausfluß der Neutronen in den genannten Richtungen als zusätzliche Absorption behandelt und als Produkt aus den Diffusionskoeffizienten D_i und Bucklingwerten B_i^2 für eine Zone in jeder Energiegruppe i berechnet nach der Beziehung

$$D_i B_i^2 = \frac{1}{3\Sigma_{tr,i}} \cdot B_i^2 \quad (4.4.1)$$

$\Sigma_{tr,i}$ ist der makroskopische Transportquerschnitt in der i -ten Gruppe.

Als Bucklingwert wurde ein Mittelwert für alle Energiegruppen und alle Zonen der Anordnung eingegeben. Eine genauere Bucklingkorrektur mit energie- und zonenabhängigen Bucklingwerten wurde nicht durchgeführt. Die sich daraus ergebenden Änderungen im Verlauf der Spektren werden jedoch im Vergleich mit den mit dem mittleren Bucklingwert erhaltenen Spektren kleiner sein als im Vergleich mit den im Fall der unendlich ausge-dehten Anordnung gewonnenen Spektren.

Die Verhältnisse der Winkel-Gruppenflüsse (für $\cos \vartheta = 0,951$) aus den beiden DTK-Rechnungen mit Bucklingkorrektur bzw. An-

ordnung mit unendlicher Ausdehnung sind in Abb.17 dargestellt. Die Spektren von jeder Position wurden dabei im Energiebereich zwischen 100 eV und 100 keV auf gleichen Fluß normiert. Der Verlauf der Verhältniskurven ist für alle 5 Positionen im wesentlichen derselbe: Unterhalb von 400 keV werden die Werte der Verhältnisse mit abnehmender Energie immer kleiner. Die Abweichung von den Werten bei 400 keV beträgt bei 100 eV etwa 25%. In dem unendlich ausgedehnten System verbleiben mehr Neutronen, daher ist das Spektrum weniger hart.

4.5 Vergleich von Neutronenspektren aus DTK- und SNOW-Rechnungen

Die Neutronenspektren aus der DTK-Rechnung mit Bucklingkorrektur wurden mit den Spektren aus der SNOW-Rechnung ohne Extraktionskanal verglichen. Dies ist in Abb.18 dargestellt. In der Abbildung sind zwei Maßstäbe angegeben. Der rechte gibt die Skalen für die Verhältnisse der Gruppenflüsse an. Einander entsprechende Spektren aus der DTK- und der SNOW-Rechnung sind dabei jeweils im Energiebereich zwischen 100 eV und 100 keV auf gleichen Fluß normiert. Die linke Skala gibt die Verhältniswerte an, die sich ergeben, wenn nur die beiden Spektren von der Position "Ende Polyäthylen" zueinander normiert werden und die übrigen Spektren mit demselben Normierungsfaktor multipliziert werden. Dadurch wird die unterschiedliche Schwächung der Neutronenflüsse aus den beiden Rechnungen mit zunehmendem Abstand von der Neutronenquelle deutlich. Die Spektren aus der DTK-Rechnung sind auch in allen 5 Positionen weicher als die SNOW-Spektren. Das läßt darauf schließen, daß sich in der DTK-Rechnung mehr Neutronen im System befinden und daß dies mit der Fremdquelle zusammenhängt. In der SNOW-Rechnung wurde nämlich die radiale Ausdehnung der Quelle auf den Radius des Tritium-Targets begrenzt. In der DTK-Rechnung ist die Quelle dagegen als Flächenquelle über die Querschnittsfläche der Anordnung

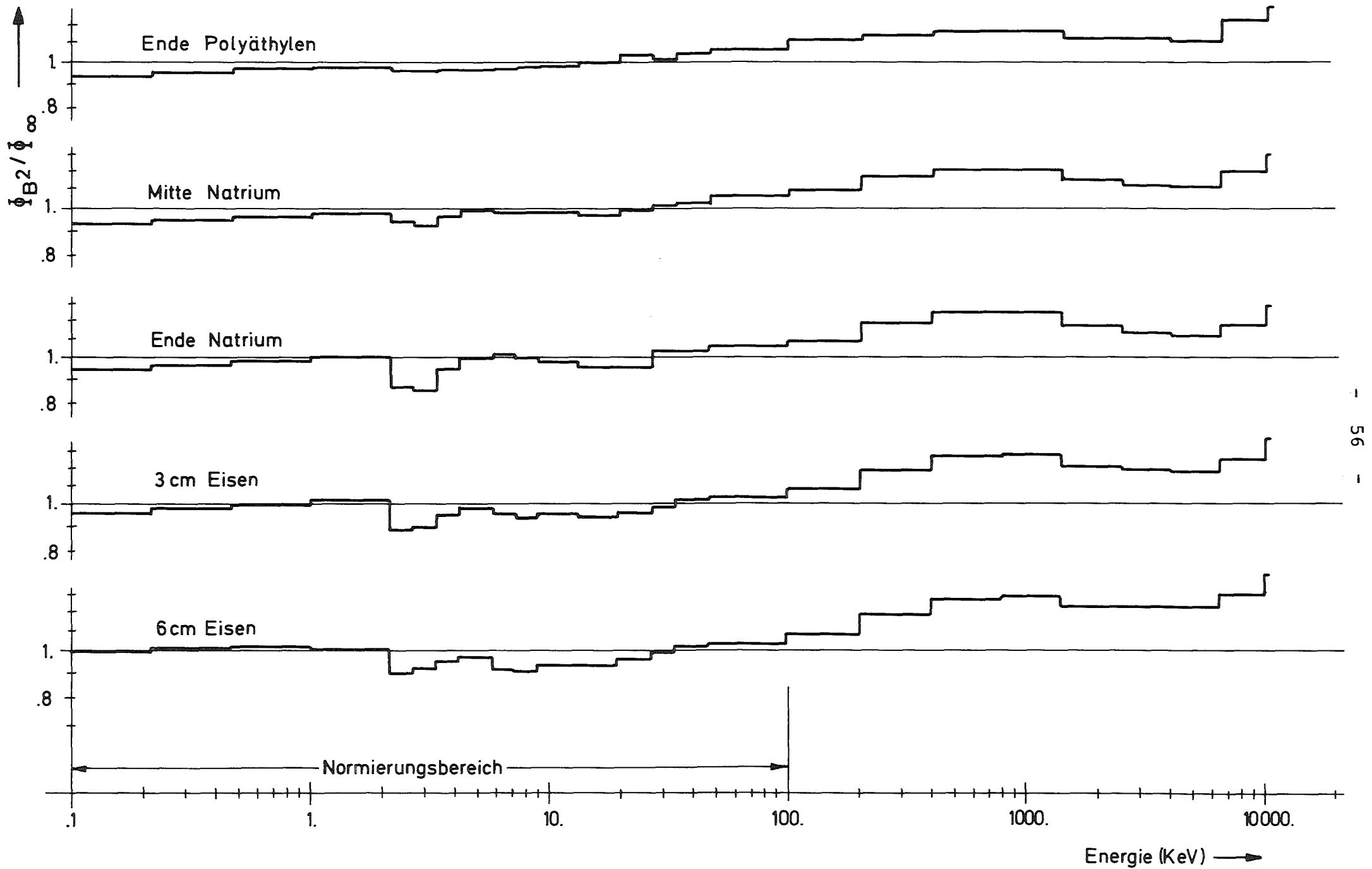


Abb.17 UHNaFe-Anordnung; Verhältnisse von Winkel-Gruppenflüssen ($\mu=0,951$) aus DTK, Sg-Rechnungen: ϕ (Buckling-Korrektur)/ ϕ (Anordnung mit unendlicher Ausdehnung)

ausgedehnt. Um diesen Unterschied in den Fremdquellen zu beseitigen, wurde eine weitere SNOW-Rechnung gestartet, bei der die Quelle über die ganze Zylinderfläche ausgedehnt war. Den Vergleich der neuen Ergebnisse mit den DTK-Ergebnissen zeigt Abb.19.

Die Unterschiede im Verlauf von einander entsprechenden Spektren sind jetzt im Energiebereich zwischen 10 MeV und 100 eV gering (etwa 10%). Die Unterschiede in der Schwächung des Neutronenflusses mit zunehmendem Abstand von der Quelle sind ebenfalls kleiner geworden (linke Skala in Abb.19). Der Unterschied zwischen den Spektren aus der DTK-Rechnung und denjenigen aus der ursprünglichen SNOW-Rechnung kann also durch die unterschiedliche Ausdehnung der Fremdquelle als Flächen- bzw. Punktquelle erklärt werden.

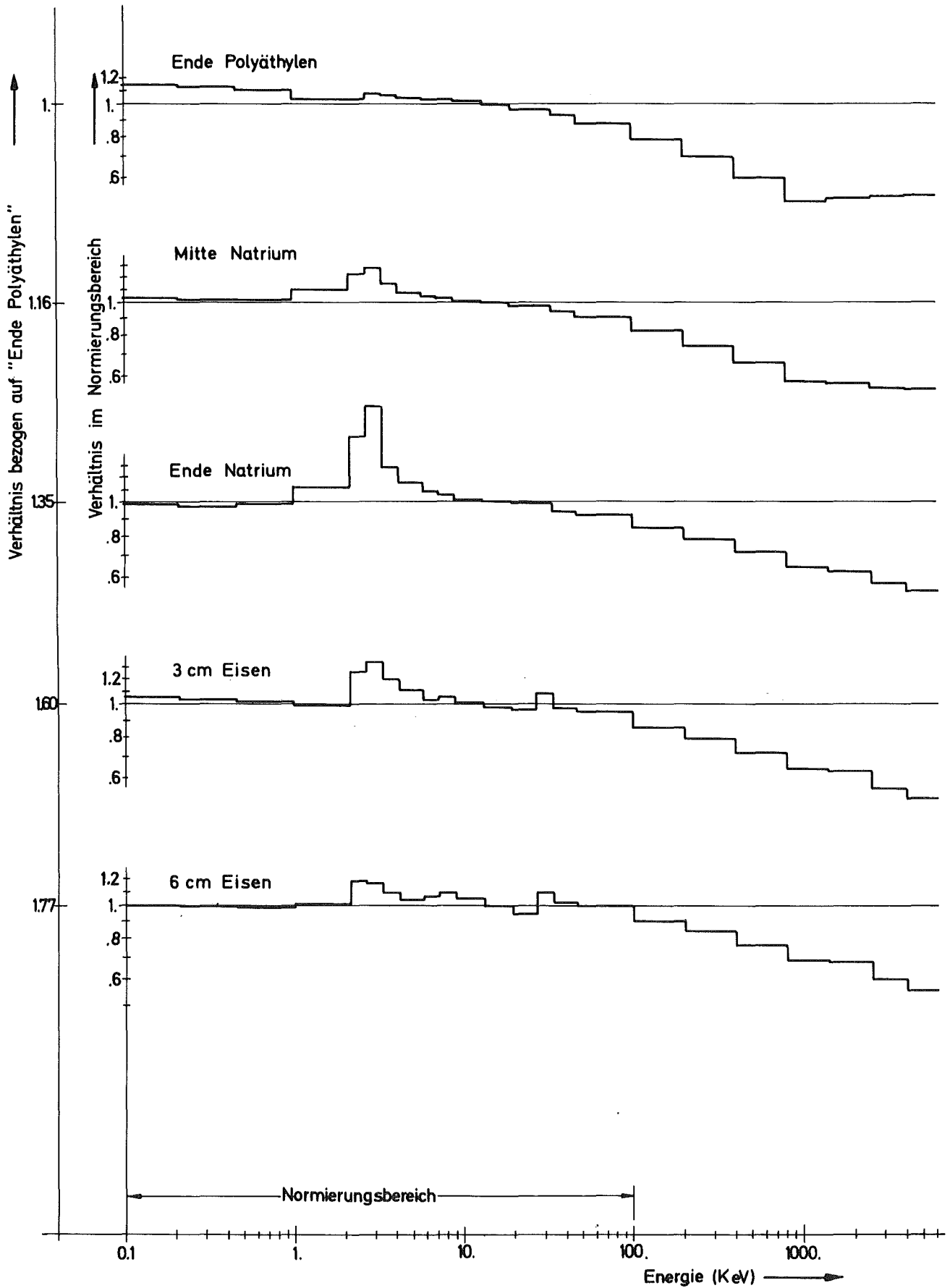


Abb.18 Einfluß der Fremdquelle in der UHNaFe-Anordnung
Verhältnisse von Winkel-Gruppenflüssen:
 ϕ (DTK, S₈) / ϕ (SNOW, S₈, Punktquelle)

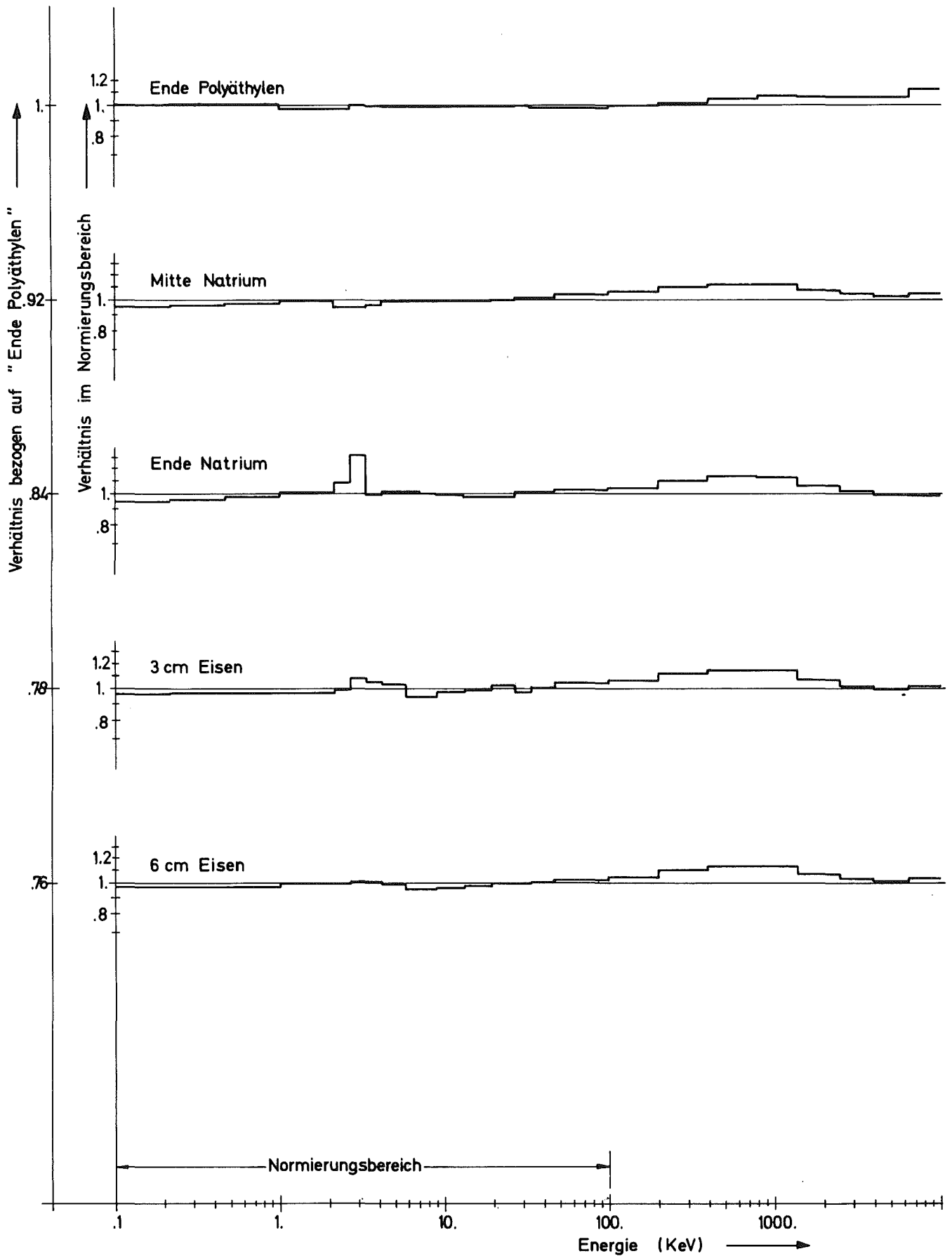


Abb.19 Einfluß der Fremdquelle in der UHNaFe-Anordnung
Verhältnisse von Winkel-Gruppenflüssen:
 \varnothing (DTK, S_8) / \varnothing (SNOW, S_8 , Flächenquelle)

5. Vergleich von gemessenen und gerechneten Neutronenspektren

Die gemessenen, aus Flugzeit- und Rückstoßprotonen-Messungen zusammengesetzten Neutronenspektren werden mit den Spektren aus den SNOW-Rechnungen mit Extraktionskanal verglichen. Sowohl die gemessenen als auch die gerechneten Spektren von den 5 Stellen in der Anordnung sind jeweils auf die gleiche Anzahl von Quellneutronen bezogen, so daß der Vergleich die Orts- und Energieabhängigkeit betrifft /36/.

Alle gerechneten Spektren haben einen anderen Normierungsfaktor bezüglich der Quelle als die gemessenen Spektren. Sie werden jedoch mit einem einzigen Faktor multipliziert. Dieser wird - wegen des hier untersuchten Problems - im Energiebereich zwischen 1 und 10 keV für die Übereinstimmung der Spektren von der Stelle "Ende Polyäthylen" bestimmt. Die so normierten Spektren sind in Abb.20 dargestellt.

Der Vergleich zeigt im Energiebereich unterhalb 100 keV gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und gerechneten Spektren. Oberhalb 100 keV wird unterschiedliches Transportverhalten der Neutronen beobachtet: Bei der Stelle "Ende Polyäthylen" ergibt die Rechnung einen höheren Neutronenfluß. Mit zunehmendem Abstand von der Quelle wird der Unterschied zwischen gemessenen und gerechneten Spektren geringer. Bei den beiden Spektren in Eisen ist der gerechnete Neutronenfluß oberhalb 300 keV dann kleiner als der gemessene. Der Grund für dieses Transportverhalten ist darin zu suchen, daß die inelastische Streuung nicht richtig behandelt wird und/oder die übliche Transportnäherung nicht ausreicht, die Anisotropie der elastischen Streuung, die bei hohen Energien besonders ausgeprägt ist, genau genug zu beschreiben.

Die Schwächung des Neutronenflusses mit zunehmendem Abstand von der Neutronenquelle ist in Abb.21 für die Energiebereiche 200-46,5 keV und 1-0,465 keV dargestellt. Sie ist in den beiden Fällen verschieden stark. In dem höheren Energiebereich ist die Schwächung des gerechneten Neutronenflusses - bezogen

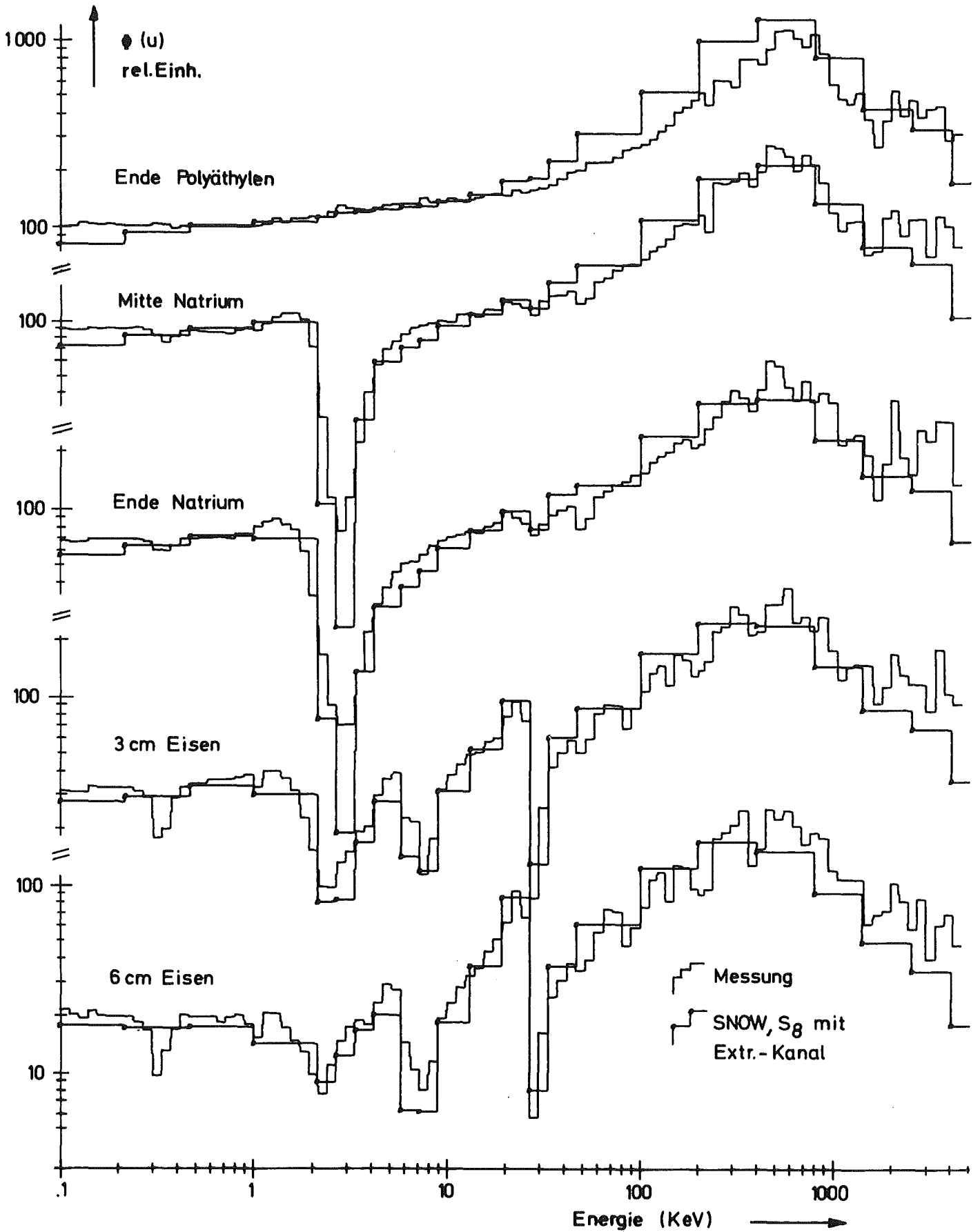


Abb. 20 Gemessene und gerechnete Neutronenspektren der UHNaFe-Anordnung. Die Spektren sind auf jeweils gleiche Quellstärke bezogen. Die gerechneten Spektren wurden zu den gemessenen normiert über gleichen Fluß im Energiebereich zwischen 1,0 keV und 10 keV im Fall "Ende Polyäthylen"

auf den Fluß bei "Ende Polyäthylen" - größer als in den gemessenen Spektren. In Eisen ist jedoch aus dem parallelen Verlauf der Kurven gleiches Schwächungsverhalten zu erkennen.

Die Flußabsenkung im Bereich der Natrium-Resonanz (2,85 keV) ist in den gerechneten Spektren stärker ausgeprägt als in den gemessenen. Dieser Eindruck wird durch den logarithmischen Maßstab betont. Bei der Resonanz-Energie sind die Flüsse jedoch klein. Für eine nähere Untersuchung wurden deshalb die zueinander normierten gemessenen und gerechneten Spektren von den Stellen "Mitte Natrium" und "Ende Natrium" mit linearem Ordinatenmaßstab gezeichnet. In diesen Darstellungen wurde die integrale Flußabsenkung im Energiebereich 1,8 - 9 keV in den einzelnen Spektren planimetrisch bestimmt. Die Werte sind bei den gerechneten Spektren größer, und zwar bei "Mitte Natrium" um 14,5% und bei "Ende Natrium" um 13%.

Nach einer neuen Bestimmung von Resonanzparametern /35/ ergibt sich jedoch u.a. für die Spitze der Natrium-Resonanz ein Wert, der etwa 60% des alten Werts beträgt. Mit diesen neuen Wirkungsquerschnitten für Natrium wurde eine DTK-Rechnung in S_0 -Näherung mit Bucklingkorrektur durchgeführt. Die neuen Spektren wurden mit den Spektren aus der entsprechenden DTK-Rechnung mit den alten Natrium-Daten verglichen. Dabei wurde auch, wie oben beschrieben, die integrale Flußabsenkung im Energiebereich 1,8 - 9 keV in den einzelnen Spektren planimetrisch bestimmt. Die Flußabsenkung in der Resonanzspitze ist mit den neuen Natrium-Daten im Fall "Mitte Natrium" 50% weniger tief, im Fall "Ende Natrium" nur 27,5%. Die integralen Flußabsenkungen sind dagegen in beiden Fällen bei den unterschiedlichen Natrium-Daten jeweils gleich geblieben.

In den beiden in der Eisenschicht gemessenen Spektren machen sich bei den Energien 337 eV, 1,098 keV und 2,37 keV die Resonanzen von Mangan bemerkbar, das mit

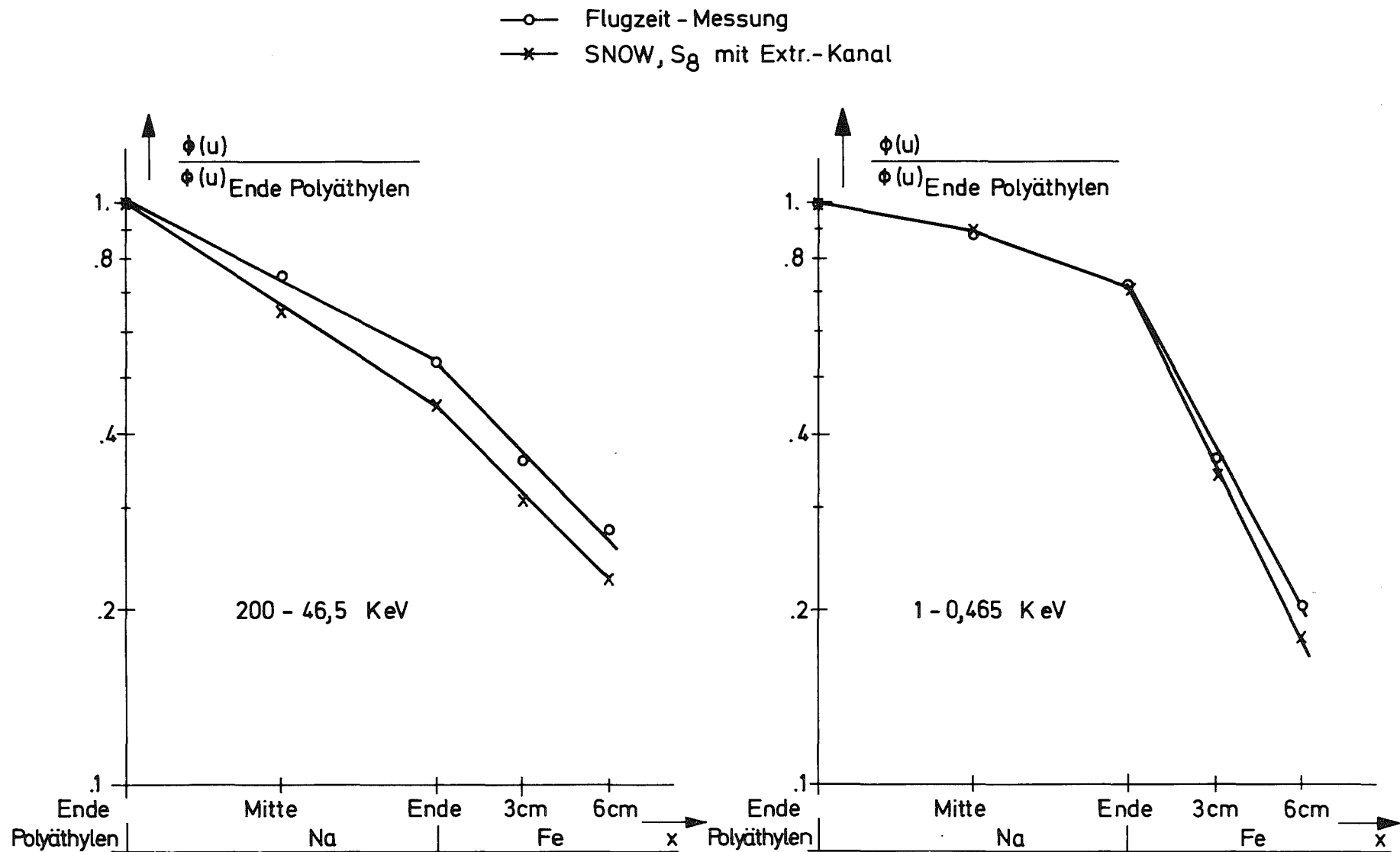


Abb.21 Schwächung des Neutronenflusses in der Natrium-Eisen-Grenzschicht mit zunehmendem Abstand von der Neutronenquelle, bezogen auf "Ende Polyäthylen"

einem Anteil von etwa 1% in Stahl enthalten ist. Die Kerndaten für Mangan fehlen in dem verfügbaren Kerndatensatz KEDAK /12/. In den Rechnungen wurde deshalb Mangan durch Chrom ersetzt. Dies ist jedoch vor allem im Bereich der erwähnten starken Mangan-Resonanzen unterhalb von 5 keV unbefriedigend.

6. Bestimmung von Relaxationslängen für die Fortpflanzung von Flußabsenkungen an Resonanzstellen in der Umgebung von Grenzflächen

6.1 Natrium-Resonanz in der Natrium-Eisen-Grenzschicht

In der Natriumschicht ergibt sich eine starke Flußabsenkung bei der Natrium-Resonanz von 2,85 keV (siehe Abb.20). Diese Flußabsenkung pflanzt sich in die angrenzende Eisenschicht hinein fort. Sie wird mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche kleiner. Untersuchungen an den gemessenen und an gerechneten ortsabhängigen Neutronenspektren sollen die Frage beantworten, durch welche Gesetzmäßigkeit die Abnahme der Flußabsenkung mit dem Ort beschrieben werden kann. Zu diesem Zweck wurde die relative Flußabsenkung $\frac{\phi_0 - \phi_r}{\phi_0}$ an der Resonanzstelle logarithmisch über dem Ort x in der Grenzschicht aufgetragen. ϕ_0 ist dabei der Neutronenfluß, der sich bei fehlender Resonanz ergeben würde und wurde durch Interpolation aus dem Kurvenverlauf eines jeden Spektrums oberhalb und unterhalb des Resonanzbereichs gewonnen. In Abb.22, oben, sind die aus den gemessenen Spektren und aus gerechneten Spektren (SNOW, S_g , Winkel- bzw. Skalarflüsse) bestimmten Werte eingetragen. Durch die Werte für die einzelnen Fälle lassen sich jeweils Geraden legen, was einem exponentiellen Verhalten entspricht:

$$\frac{\phi_0 - \phi_r}{\phi_0} \sim e^{-\frac{\Delta x}{\lambda}} \quad (6.1.1)$$

Δx ist hier der Abstand von der Grenzfläche.

Für die Relaxationslängen λ ergeben sich die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{Messung}} &= (3,9 \pm 0,6) \text{ cm} \\ \lambda_{\text{SNOW, Winkel fl.}} &= (4,8 \pm 0,5) \text{ cm} \\ \lambda_{\text{SNOW, Skalar fl.}} &= (4,1 \pm 0,5) \text{ cm} \end{aligned}$$

Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

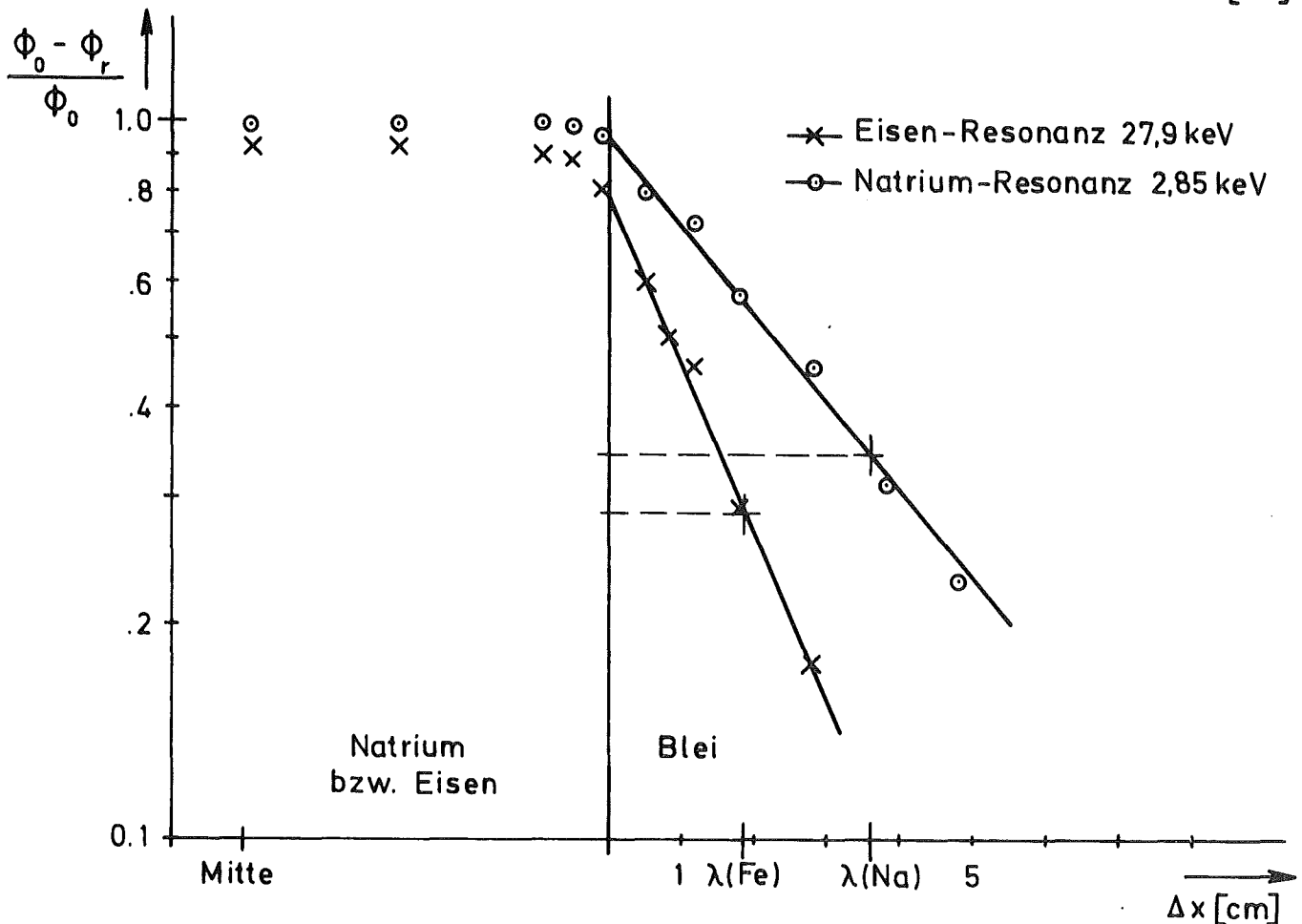
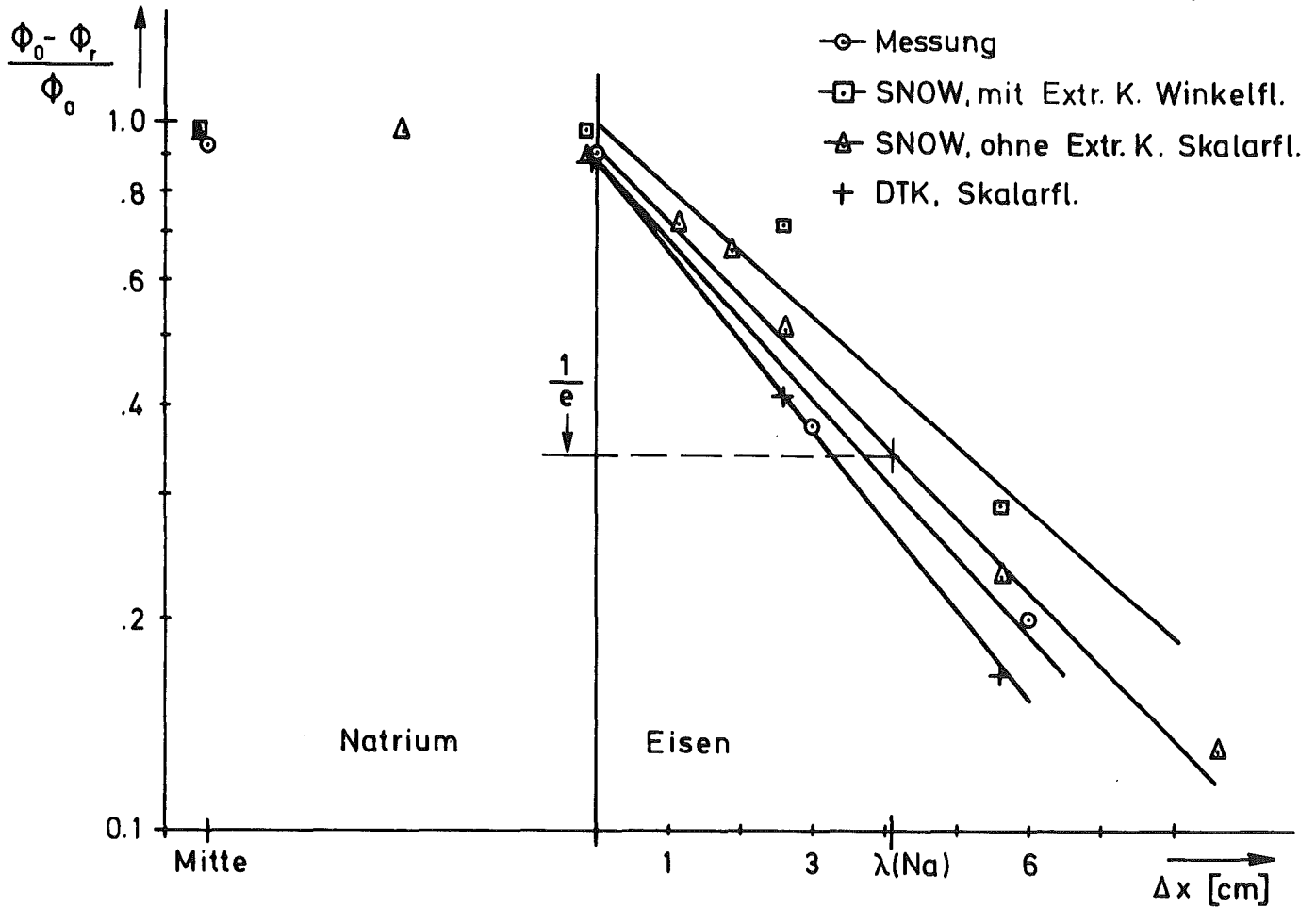


Abb.22 Relative Flußabsenkung an Resonanzstellen in Neutronenspektren von verschiedenen Grenzsichten

Die betrachtete Ausbreitung der Flußabsenkung an einer Resonanzstelle ist ein eindimensionaler Vorgang und sollte auch in den Spektren aus einer eindimensionalen Rechnung beobachtbar sein. Werte aus einer DTK-Rechnung sind ebenfalls in Abb.22, oben, eingezeichnet. Man findet $\lambda_{DTK} = (3,6 \pm 0,5)$ cm. Die kürzere Relaxationslänge läßt sich mit der größeren Ausdehnung der Quelle (quer zur x-Achse) erklären.

Die physikalische Ursache für die Abnahme der Resonanztiefe mit dem Ort ist die Einstreuung von Neutronen mit Energien oberhalb der Resonanz in die Resonanz.

Mit ξ , dem mittleren logarithmischen Energiedekrement pro Stoß gibt das Verhältnis $\frac{\Delta u_{\text{Resonanz}}}{\Delta u_{\text{Stoß}}} = \frac{\Gamma_n/E_R}{\xi}$ die Zahl n der Stöße an, die benötigt werden, um ein Energieintervall der Halbwertsbreite Γ_n der Resonanz (E_R) zu durchqueren. $\frac{1}{\Sigma_s}$ ist die mittlere freie Weglänge für einen Stoß. Nach n Stößen sind die Neutronen eine Strecke proportional zu n/Σ_s in das Material eingedrungen. Daher sollte $K = \frac{n}{\Sigma_s} = \frac{\Gamma_n}{E_R \cdot \xi \cdot \Sigma_s}$ ein Maß für die Eindringtiefe einer Resonanzstruktur im anderen Material sein. Die Daten für die Natrium-Resonanz und Eisen als benachbartes Material sind in der Tabelle 6 angegeben. Damit wird $K = 8,0$ cm = $2,22 \lambda$.

Um festzustellen, ob es sich hierbei um einen universellen Zusammenhang handelt, wurden noch weitere Beispiele berechnet, in denen ξ und Σ_s andere Werte hatten und auch eine andere Resonanz untersucht wurde.

6.2 Natrium- und Eisen-Resonanz in Natrium-"Blei"- bzw. Eisen-"Blei"-Grenzschicht

Als weitere Beispiele wurden eine Natrium-"Blei"- und eine Eisen-"Blei"-Grenzschicht in Plattengeometrie gewählt. Das "Blei" wurde mit der fünffachen theoretischen Dichte von gewöhnlichem Blei angenommen, um für eine Dicke von mehreren freien Weglängen die Zahl der Ortspunkte und damit auch den

rechnerischen Aufwand klein zu halten. Neutronenflüsse wurden mit dem Programm DTK in S_4 -Näherung mit 208 Energiegruppen berechnet. Am linken Rand der Natrium- bzw. Eisenschicht wurde eine Fremdquelle mit dem Spektrum $\phi(u) = \text{konstant}$ eingegeben. Die Natrium- und die Eisenschicht waren je 10 cm dick, die "Blei"-Schicht 20 cm. In mehreren aus den Skalarflüssen gebildeten Spektren von verschiedenen Stellen in den beiden Grenzschichten wurde - wie im Fall der UHNaFe-Anordnung beschrieben - die relative Flußabsenkung $\frac{\phi_0 - \phi_r}{\phi_0}$ bei der Natrium-Resonanz (2,85 keV) bzw. bei der Eisen-Resonanz (27,9 keV) bestimmt. Die Werte sind in Abb.22, unten, logarithmisch über dem Ort in der Grenzschicht aufgetragen. In beiden Fällen nimmt die relative Flußabsenkung in der "Blei"-Schicht mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche exponentiell ab. Es ergeben sich die Relaxationslängen

$$\lambda(\text{Na}) = (3,6 \pm 0,3) \text{ cm für die Natrium-Resonanz}$$

$$\text{und } \lambda(\text{Fe}) = (1,85 \pm 0,2) \text{ cm für die Eisen-Resonanz.}$$

Für gewöhnliches Blei sind diese Werte fünfmal größer.

In Tabelle 6, Spalte 7, sind die in den 3 untersuchten Fällen bestimmten Relaxationslängen λ angegeben und in Spalte 8 die nach der Beziehung $K = \frac{\Gamma_n}{\xi E_R \Sigma_s}$ berechneten Werte. In Spalte 9 stehen die Verhältnisse K/λ , die ungefähr den Wert 2 haben.

Tabelle 6 Angaben über Na- und Eisen-Resonanz sowie für die Streumaterialien Eisen und "Blei"

Fall	E_R /keV/	Γ_n /keV/	Γ_n/E_R	Σ_s /cm ⁻¹ /	ξ	λ /cm/	$K = \frac{\Gamma_n}{E_R \xi \Sigma_s}$ /cm/	$\frac{K}{\lambda}$	$\lambda_{\phi_{\min}}$ /cm/
Na-R.in Eisen	2,85	0,41	0,144	0,5	0,036	3,6	8,0	2,22	8,8
Na-R.in "Blei"	2,85	0,41	0,144	1,8	0,0097	3,6	8,24	2,29	4,7
Fe-R.in "Blei"	27,9	1,67	0,060	1,7	0,0097	1,85	3,64	1,97	2,15

Als Ergebnis dieser Untersuchungen kann festgestellt werden, daß die Relaxationslängen nach der Beziehung

$$\lambda \approx \frac{K}{2} = \frac{\Gamma_n}{2E_R \xi \Sigma_s} \quad (6.2.1)$$

berechnet werden können. Diese Gesetzmäßigkeit gilt jedoch nur für einen schmalen Energiebereich um die Resonanzenergie E_R herum. Wie in Abb.23 zu sehen ist, verschiebt sich das Minimum des Flusses im Resonanzbereich mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche zu tieferen Energien hin. Das ergibt sich dadurch, daß die Flußabsenkung durch Streuung von Neutronen mit Energien oberhalb der Resonanz aufgefüllt wird. Bestimmt man in den ortsabhängigen Spektren der drei Grenzschichten die relative Flußabsenkung jeweils an den Stellen des minimalen Flusses, so ergeben sich andere Relaxationslängen. Diese sind in der letzten Spalte der Tabelle 6 als $\lambda_{\phi_{\min}}$ angegeben. Sie sind im Vergleich zu den bei der Resonanzenergie bestimmten λ -Werten (Tabelle 6, Spalte 7) größer. In "Blei" beträgt der Unterschied 30% bzw. 16% für die Natrium- bzw. Eisen-Resonanz; für die Natrium-Resonanz in Eisen ist der Unterschied noch größer (Faktor 2,45).

6.3 Entstehung von Flußabsenkungen in Neutronenspektren in Materialien mit Streuresonanzen

Die Neutronenspektren der Eisenschicht in der Natrium-Eisen-Grenzschicht sind durch Flußabsenkungen an mehreren Resonanzstellen geprägt. In diesen Spektren wurde die Entstehung der Flußabsenkung im Bereich der Eisen-Resonanz bei 28 keV untersucht. Diese Erscheinung wird Resonanzselbstabschirmung genannt. Wie im vorangehenden Abschnitt wurde die relative Flußabsenkung $\frac{\phi_0 - \phi_r}{\phi_0}$ bestimmt und in Abb.24 über dem Ort in der Grenzschicht aufgetragen.

Aus den gemessenen Spektren und den SNOW-Rechnungen für die Anordnung mit Extraktionskanal liegen zu wenige Punkte vor, um in der Nähe der Grenzfläche eine Kurve zeichnen zu können.

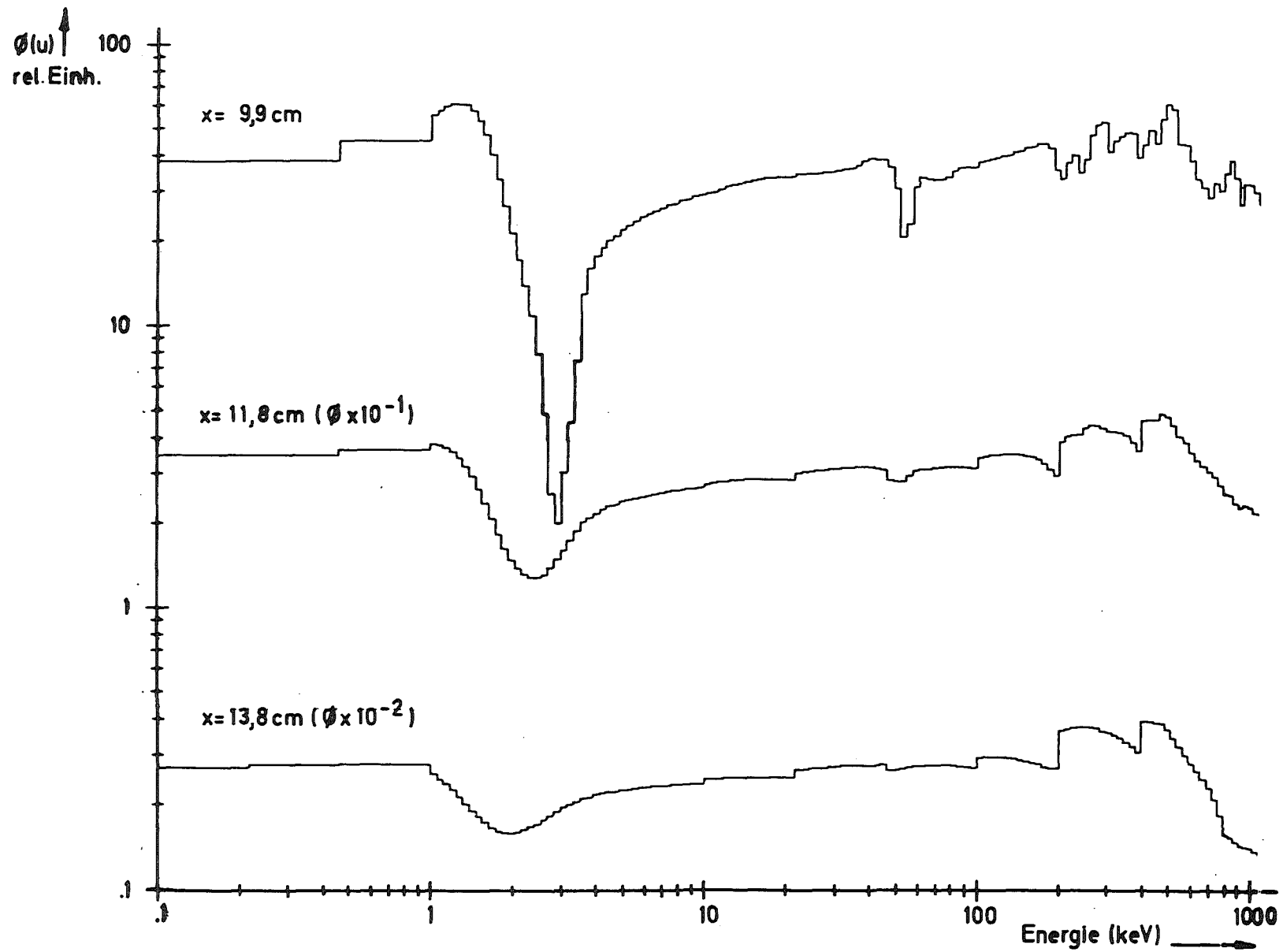


Abb.23 Neutronenspektren in der Natrium-Blei-Grenzschicht

Deshalb wurden die Spektren aus den Skalarflüssen der SNOW-Rechnung für die Anordnung ohne Extraktionskanal ausgewertet. Die erhaltenen Werte können in ihrem Verlauf durch eine Kurve mit der Gleichung

$$\frac{\phi_o - \phi_r}{\phi_o} = 0,75 \left[1 - 0,626 e^{-\frac{\Delta x}{1,25}} \right] \quad (6.3.1)$$

dargestellt werden, die in Abb.24 gestrichelt gezeichnet ist. Δx wird als Abstand von der Grenzfläche in cm eingesetzt. In großem Abstand von der Grenzfläche ergibt sich der asymptotische Wert 0,75. Das Erreichen dieses Wertes erfolgt exponentiell mit der Relaxationslänge $\lambda' = (1,25 \pm 0,2)$ cm. Nach zwei Relaxationslängen werden etwa 90% des asymptotischen Wertes erreicht. Die Werte aus den gemessenen Spektren und aus den SNOW-Rechnungen für die Anordnung mit Extraktionskanal, die ebenfalls in der Abb.24 eingetragen sind, können als die asymptotischen Werte angesehen werden. Die höheren Werte lassen sich wieder dadurch erklären, daß hier Winkelflüsse betrachtet werden und ein Extraktionskanal vorhanden ist. Eine kleine Flußabsenkung bei der Eisenresonanz ergibt sich schon in der Natriumschicht. Hier ist Eisen in geringer Konzentration homogenisiert enthalten, da Natrium in Behältern aus Edelstahl abgefüllt ist. Wie sich in Abb.24 erkennen läßt, nimmt die Flußabsenkung zur Grenzfläche hin zu. In den Skalarflüssen macht sich nämlich die geringere Rückstreuung von Neutronen dieser Energie aus der Eisenschicht bemerkbar.

In gleicher Weise wurde die Entstehung der Flußabsenkung bei der Natrium-Resonanz von 2,85 keV in der Natriumschicht an der Grenzfläche Polyäthylen-Natrium der UHNaFe-Anordnung untersucht. Für das Erreichen des asymptotischen Wertes der relativen Flußabsenkung $\frac{\phi_o - \phi_r}{\phi_o}$ gilt eine Beziehung wie (6.3.1) mit einer Relaxationslänge $\lambda' \approx 0,15$ cm. Dieser Wert ist sehr klein und mit einer großen Ungenauigkeit behaftet.

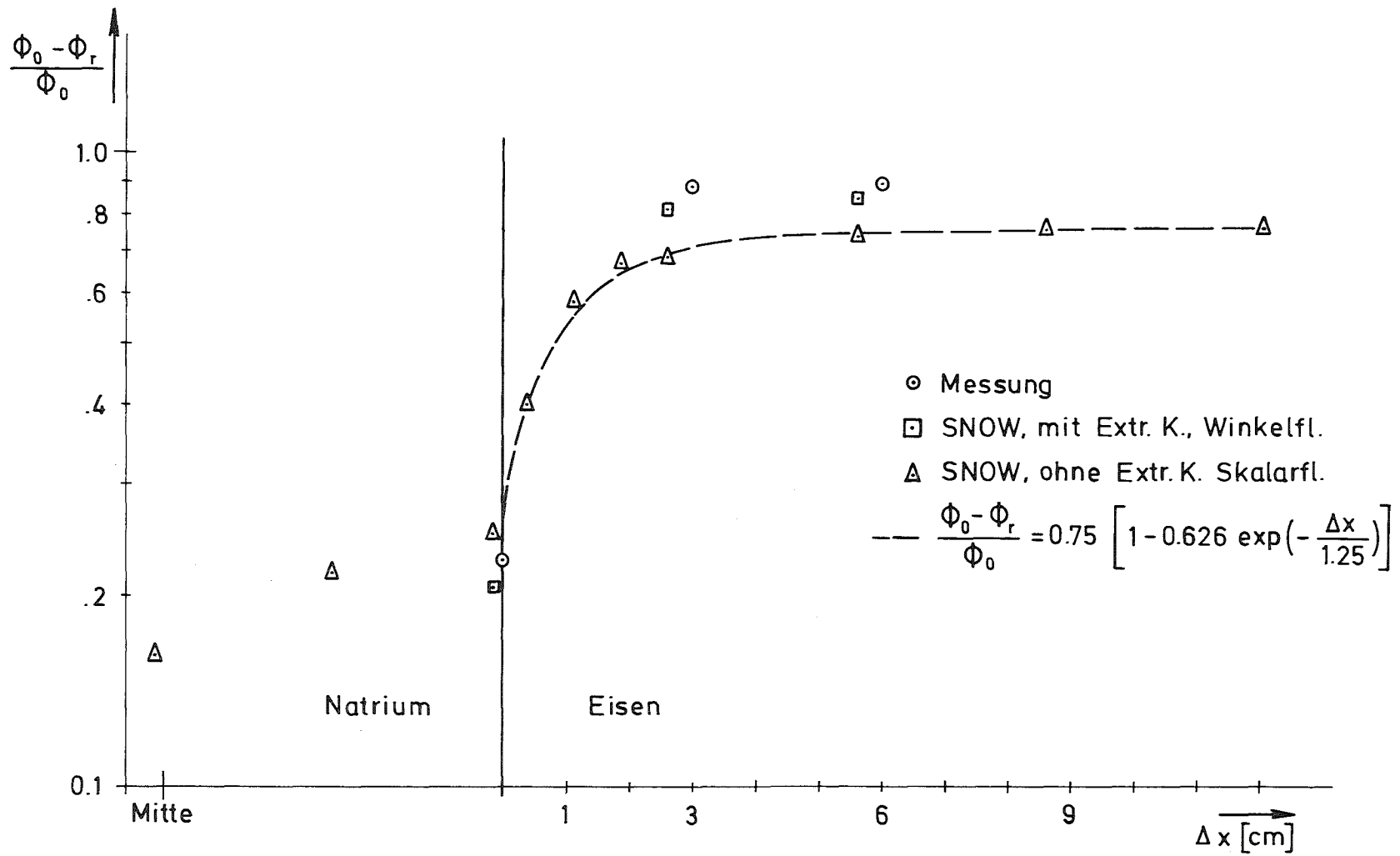


Abb.24 Relative Flußabsenkung im Bereich der Eisen-Resonanz (27,9 keV) in Neutronenspektren der Natrium-Eisen-Grenzschicht

Die Resonanzselbstabschirmung ist im Fall der Natrium-Resonanz stärker als im Fall der Eisen-Resonanz entsprechend den Verhältnissen von Wirkungsquerschnitt in der Resonanzspitze zu Potentialquerschnitt σ_r/σ_p mit den Werten 150 bzw. 20.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde das Problem der stark ortsabhängigen Neutronenspektren in einer Natrium-Eisen-Grenzschicht untersucht. Diese Materialien werden in den schnellen Brutreaktoren verwendet und sind daher von Interesse. Außerdem läßt sich die Änderung eines Spektrums in der Umgebung einer Grenzfläche am einfachsten untersuchen, wenn die durch eine große und isolierte Resonanz hervorgerufene Flußabsenkung verfolgt wird. Diese Eigenschaften weist die Natrium-Resonanz bei 2,85 keV auf.

Zur experimentellen Bestimmung der Neutronenspektren mußte eine Grenzschicht aus metallischem Natrium und Stahl in Plattengeometrie aufgebaut werden. Das Natrium wurde in Behälter aus Edelstahlblech gefüllt. Die ortsabhängigen Spektren wurden nach der Flugzeitmethode in der "Schnellen Unterkritischen Anordnung Karlsruhe, SUAK" mit einer Flugstrecke von 52 m gemessen.

Als Neutronenquelle wurde die Blitzröhre verwendet, da sie eine hohe Quellstärke von ca. 10^8 Neutronen pro Puls von 0,5 μ sec Breite hat. Die Energie der Quellneutronen beträgt 14 MeV. Daher mußte zwischen der Natrium-Eisen-Grenzschicht und der Quelle ein Konverter aus Natururan und Polyäthylen aufgebaut werden, um die Quellneutronen abzubremesen und einen großen Neutronenfluß im Meßbereich zwischen 300 keV und 100 eV zu erzeugen. Die Konversion erfolgt so schnell, daß ihr Einfluß auf die Flugzeit-Messung vernachlässigt werden kann.

Als Neutronendetektor wurde ein Li^6 -Glas-Szintillationszähler verwendet. Der Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{H}^3$ mit seinem $\frac{1}{v}$ -Verlauf erlaubt eine Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit bis 10 keV mit genügender Genauigkeit. Im darüber liegenden Energiebereich wird die Unsicherheit in den Wirkungsquerschnitten größer und daher wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit durch Vergleich mit dem Referenz-

detektor B^{10} -Vaseline-NaJ(Tl), dessen Ansprechwahrscheinlichkeit sich genauer berechnen läßt, experimentell bestimmt. Daneben resultierte aus dem Vergleich der Detektoren durch systematische Variation von Parametern der Rechnungen und Messungen eine ausführliche Fehleranalyse.

Für die Messung des Neutronenspektrums in der Natrium-Eisen-Grenzschicht als Funktion des Ortes und der Energie für 6 Ortspunkte war ein umfangreiches Meßprogramm erforderlich: Um an jeder Meßstelle das Spektrum als Funktion der Energie zu erhalten, mußten je 8 Teilmessungen durchgeführt werden. In Anbetracht einer ausreichenden statistischen Genauigkeit konnten davon 2 Teilmessungen pro Tag durchgeführt werden. Hierbei handelt es sich um eine Messung mit freiem Strahlengang und einer Transmissionsmessung zur Bestimmung der Untergrundkurve. Über den ganzen Meßzeitraum hinweg muß die Meßapparatur stabil arbeiten, damit die Spektren als Funktion des Ortes und der Energie angebar sind.

Während die Flugzeit-Messung in dem hier interessierenden Energiebereich die einzige Methode zur Messung von Spektren mit ausreichender Genauigkeit darstellt, ist es sinnvoller, oberhalb 200 keV mit Rückstoßprotonen-Zählrohren zu messen. Diese Spektren wurden zwischen 100 keV und 4,5 MeV gemessen und sind wie die Flugzeit-Spektren als Funktion des Ortes und der Energie zu betrachten. Im gemeinsamen Energiebereich zeigen beide Ergebnisse die gleiche Energie- und Ortsabhängigkeit.

Ziel dieser Arbeit war es, die gemessenen Spektren mit gerechneten zu vergleichen und festzustellen, mit welchem rechnerischen Aufwand eine befriedigende Übereinstimmung erzielt werden kann. Zu einer möglichst genauen Beschreibung der Resonanzen in Natrium und Eisen ist eine Einteilung des Energiebereichs in schmale Energieintervalle (Energiegruppen) erforderlich. Da die Speicherkapazität der verfügbaren Rechner beschränkt ist, ist eine Rechnung in vielen Energiegruppen nur in einfacher geometrischer

Darstellung mit einer einzigen Ortskoordinate möglich. Es wurde gezeigt, daß dies zur Interpretation der experimentellen Ergebnisse nicht ausreicht.

Eine genauere geometrische Darstellung geht auf Kosten der Anzahl der verwendbaren Energiegruppen. Diese werden so gewählt, daß die Resonanzen trotzdem noch befriedigend beschrieben werden können. Für die Rechnungen müssen die Kerndaten als Mittelwerte in den Energiegruppen zur Verfügung gestellt werden. Beim Übergang von feinen zu gröberen Energiegruppen werden die Mittelwerte gewichtet gebildet. Für diese Wichtung wird das Spektrum der Anordnung verwendet, das in einer eindimensionalen Rechnung mit Feineinteilung der Energiegruppen berechnet wird. Wegen der starken Ortsabhängigkeit des Spektrums in der Grenzschicht muß auch die Ortsabhängigkeit der Wichtung berücksichtigt werden. Dies erfolgte durch die Einteilung der Grenzschicht in je 4 geometrische Zonen in Natrium und Eisen, in denen die Feinstruktur des Spektrums als konstant angenommen wurde. Die mit dem Karlsruher zweidimensionalen Programm SNOW berechneten Spektren geben in dem hier interessierenden Energiebereich befriedigende Übereinstimmung mit den Messungen. Oberhalb 100 keV wird eine falsche Ortsabhängigkeit gerechnet. Der Vergleich gibt einen Hinweis zur Verwendung der verbesserten Natrium-Daten.

An den Resonanzstellen in den gemessenen und gerechneten Spektren wurde die relative Flußabsenkung als Funktion des Ortes untersucht. Sie wird durch eine Exponentialfunktion gut dargestellt, deren charakteristische Größe, Relaxationslänge genannt, aus den Kerndaten abgeschätzt werden kann. Damit läßt sich in einer Grenzschicht die Dicke einer Zone an der Grenzfläche abschätzen, in der sich Störungen im Flußverlauf aufgrund von Resonanzen in der davorliegenden Schicht stark bemerkbar machen.

Eine weitere Untersuchung befaßte sich mit der Entstehung der Flußabsenkung (Resonanzselbstabschirmung) bei der Eisen-Resonanz in der Eisenschicht und der Natrium-Reso-

nanz in der Natriumschicht der Anordnung. Die Resonanzselbstabschirmung ist erwartungsgemäß im Fall der Natrium-Resonanz stärker als im Fall der Eisen-Resonanz entsprechend einem größeren Wert des Verhältnisses von Wirkungsquerschnitt in der Resonanzspitze zu Potentialquerschnitt.

Herrn Dipl.-Phys. M. Kühle und Herrn Dr. E.D. Wattecamps möchte ich an dieser Stelle für die Anregung und ihr förderndes Interesse an dieser Arbeit danken.

Herrn Prof. Dr. K. Wirtz danke ich, daß er mir die Durchführung am Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe ermöglichte.

Zu Dank verpflichtet bin ich Herrn Dr. D. Rusch und Herrn Ing. H. Bachmann für anregende Diskussionen und hilfreiche Unterstützung.

Weiterhin danke ich Herrn Dipl.-Phys. A. Schmidt für seine Hilfe bei der Inbetriebnahme der Blitzröhre, Herrn Dr. H. Werle für die Durchführung der Rückstoßprotonen-Messungen und Herrn Dr. C. Günther für wertvolle Hinweise bei der Durchführung der Transport-Rechnungen.

8. Literaturverzeichnis

- /1/ A.M. Weinberg, E.P. Wigner:
"The Physical Theory of Neutron Chain Reactors",
The University of Chicago Press (1958)
- /2/ B. Davison:
"Neutron Transport Theory", Clarendon Press Oxford
(1958)
- /3/ L.P. Abagjan, N.O. Bazazjanc, I.I. Bondarenko,
M.N. Nikolaev:
"Gruppenkonstanten schneller und intermediärer
Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren",
KFK-tr-144 (Übersetzung)
- /4/ H. Huschke:
"Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte
schnelle Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung",
KFK-770, EUR 3953 d (1968)
- /5/ H. Huschke:
Die Behandlung der Ortsabhängigkeit der energetischen
Resonanzselbstabschirmung an Grenzflächen homogener
Zonen in Reaktoren,
KFK-1353 (1971)
- /6/ E. Wattecamps:
"On Neutron Spectra Measurements by the Time-of-
Flight Method and Neutron Spectrum Calculation
of the Fast Subcritical Assembly "SUAK",
Dr. Thesis, Universität Gent, Belgien (1967)
- /7/ H. Bluhm, G. Fieg, F. Kappler, M. Küchle, M. Müller,
H. Werle, E. Wattecamps:
Neutron Spectrum Measurements in Various SUAK

Assemblies, BNES Int. Conf. Fast Reactors, June 1969

- /8/ M.S. Coates, D.B. Gayther, P.D. Goode, and D.J. Tripp:
Time-of-Flight Measurements of the Neutron Spectrum
in a Subcritical Fast Reactor Assembly,
J. Nucl. Energy 22, 547 (1968)
- /9/ M.S. Coates, D.B. Gayther, and P.D. Goode:
Measurements of Fast Neutron Spectra in Reactor
Materials, AERE - R 5364 (1968)
- /10/ B.K. Malaviya, N.N. Kaushal, R. George, A. Mallen,
W. Bryant, and E.R. Gaerttner:
Fast Neutron Spectrum Studies in an Iron Assembly,
RPI-328-142, p.87-97 (1968)
- /11/ K. Kanda, Y. Nakagome, I. Kimura u.a.:
Measurement of Neutron Spectrum in an Anhydrous
Sodium Carbonate Pile, Annual Reports of the
Research Reactor Institute Kyoto University,
Vol.4, p.25 (1971)
- /12/ I. Langner, J.J. Schmidt, D. Woll:
Tables of Evaluated Neutron Cross Sections for
Fast Reactor Materials, KFK-750, EUR 3715 e
(EANDC(E)-88"U") (1968)
- /13/ C. Günther, W. Kinnebrock:
Das eindimensionale Transportprogramm DTK,
KFK-1381 (1971)
- /14/ C. Günther, W. Kinnebrock:
SNOW, ein zweidimensionales S_n -Programm zur Lösung
der Neutronen-Transportgleichung in Platten- und
Zylindergeometrie,
KFK-1826 (1973)

- /15/ K.H. Beckurts, and K. Wirtz:
Neutron Physics, Springer-Verlag, Berlin (1964)
- /16/ K.H. Beckurts:
Reactor Physics Research with Pulsed Neutron Sources,
Nuclear Instruments and Methods 11 (1961), 144-168
- /17/ W. Eyrich, A. Schmidt:
Two Compact, High Intensity Pulsed Neutron Sources,
IAEA Proc. Symp. Karlsruhe, May 1965, KFK-304 (1965),
SM 62/4
- /18/ A. Michaudon:
The Production of Moderated Neutron Beams from
Pulsed Accelerators,
J. Nuclear Energy (A/B) 17, 165-186 (1963)
- /19/ H. Küsters, H. Borgwaldt et al.:
Progress in Fast Reactor Physics in the Federal
Republic of Germany, KFK-1632 (1973) 3.11
- /20/ C.A. Uttley, M.G. Sowerby, B.H. Patrick, and
E.R. Rae:
A Review of the Data on the ^6Li Cross Sections
Below 1.7 MeV, USAEC Proc. Symp. on Neutron
Standards and Flux Normalization, Conf. 701002,
80-106 (1970)
- /21/ E.D. Pendlebury:
Neutron Cross Sections of Li-7 in the Energy
Range 0.001 eV - 15 MeV, AWRE-Report No. O-61/64
(1964)
- /22/ F.W. Kappler, D. Rusch, E.D. Wattecamps:
Detection Efficiency of Fast Neutron Time-of-Flight
Detectors and Reliability Check by Measuring Tailored
Source Spectra, Nucl. Instr. Meth. 111 (1973), 83-92

- /23/ V. Brandl:
Ein Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Bor-NaJ-Zählers,
KFK-1182 Karlsruhe (1970)
- /24/ D. Rusch:
Ein neues Timing- und Diskriminier-System für
den Flugzeit-Detektor Li⁶-Glas an der SUAK,
Interner Bericht, unveröffentlicht
- /25/ M.P. Ferranti, F. Kappler:
Programme zur Auswertung von Neutronenspektrums-
messungen nach der Flugzeit-Methode,
Programmbeschreibung, unveröffentlicht
- /26/ M.P. Ferranti, D. Rusch:
Änderungen des Flugzeitprogramms durch technische
Verbesserungen der Datenreduktion an der SUAK,
Interne Notiz, unveröffentlicht
- /27/ G. Fieg, M. Stancu, H. Werle:
Neutronenspektrumsmessungen an SUAK UHNaFe mit
Protonenrückstoß-Zählrohren,
Interner Bericht, unveröffentlicht
- /28/ H. Werle:
Spektrumsmessungen radioaktiver Neutronenquellen
im Energiebereich von 10 keV bis 10 MeV mit Pro-
tonenrückstoß-Proportionalzählrohren,
KFK Externer Bericht, INR-4/70-25 (1970)
- /29/ B.G. Carlson, K.D. Lathrop:
Computing Methods in Reactor Physics,
in H. Greenspan, G. Kelber, D. Okrent, Eds.,
Gordon and Breach, New York (1968), chap.3,
p. 171-266

- /30/ K.D. Lathrop:
DTF-IV, A FORTRAN-IV Program for Solving the
Multigroup Transport Equation with Anisotropic
Scattering,
USAEC Report LA-3373, Los Alamos Scientific
Laboratory (Nov. 1965)
- /31/ B.G. Carlson, W.J. Worlton, W. Guber, M. Shapiro:
DTF Users Manual, UNC Phys./Math. 3321 (1963)
- /32/ B. G. Carlson, C.E. Lee:
Mechanical Quadrature and the Transport Equation,
LA-2573, Los Alamos Scientific Laboratory (1961)
- /33/ H. Huschke, D. Woll:
GROUCAL - Ein Verfahren zur Berechnung von makro-
skopischen Gruppenkonstanten,
Teil I: Methoden für ein Vielgruppenkonzept (208
Energiegruppen)
Interner Bericht, unveröffentlicht
- /34/ H. Huschke:
Die Beschreibung der Datei GRUBA für 208 Energie-
gruppen, Teil I,
Interner Bericht, unveröffentlicht
- /35/ R. Meyer:
Private Mitteilung
- /36/ F. Kappler, N. Pieroni, D. Rusch, A. Schmidt,
E. Wattecamps and H. Werle:
Measurements of Fast Neutron Spectra in Iron,
Uranium and Sodium-Iron Assemblies.
Proc. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors,
Tokio, Oct. 1973 - im Druck -

A N H A N G

Tabelle 7 Neutronenspektren der UHNaFe-Anordnung; Ergebnisse aus Flugzeit-Messungen (100 eV - 200 keV) und Messungen mit Rückstoßprotonen-Zählrohren (siehe Abb. 12)
(Neutronenflüsse in willkürlichen Einheiten. Die Spektren sind jedoch untereinander normiert auf gleiche Quellstärke.)

Energie-Gruppe	Obere Energiegrenze [keV/]	Ende Polyäthylen φ (u)	Mitte Natrium φ (u)	Ende Natrium φ (u)	3 cm Eisen φ (u)	6 cm Eisen φ (u)
1	4500	311,4	248,7	135,2	94,0	48,9
2	4035	289,9	318,6	287,9	105,5	70,8
3	3640	436,6	358,3	295,5	180,8	62,6
4	3278	420,7	220,8	231,2	84,9	41,3
5	2951	384,4	350,2	263,4	118,5	85,6
6	2659	468,4	340,8	152,1	118,4	59,5
7	2383	387,3	284,7	186,5	132,0	83,5
8	2142	528,6	385,9	378,1	169,8	103,8
9	1936	365,2	352,5	173,1	113,8	74,1
10	1747	263,3	234,9	112,3	93,4	70,9
11	1575	370,2	225,4	191,6	148,8	63,7
12	1403	508,5	336,5	246,5	151,5	108,4
13	1265	448,8	333,9	236,5	143,8	110,7
14	1147	472,0	302,6	219,4	124,6	111,1
15	1034	569,1	373,1	364,7	178,5	121,5
16	931	824,6	540,6	409,8	266,4	182,4
17	838	1051,8	676,4	369,7	227,4	192,0
18	754	899,3	758,6	477,5	267,7	167,8
19	678	1000,1	628,4	377,2	253,4	211,6
20	611	1112,3	743,7	444,5	377,4	253,9
21	550	1087,4	829,2	580,2	314,0	228,2
22	496	881,5	847,5	615,6	307,6	257,7
23	444	722,9	611,6	429,1	224,2	158,3
24	400	770,8	518,6	331,1	216,1	129,0
25	360	775,2	605,4	386,8	274,9	255,8
26	323	551,4	544,0	426,7	304,0	213,7
27	291	593,6	530,3	370,5	238,4	195,5
28	262	601,5	540,4	307,1	225,1	181,2
29	237	442,9	295,2	266,2	156,2	97,0
30	213	512,7	364,0	221,1	137,9	91,4
31	200	466,8	324,8	210,5	131,0	96,6
32	181	432,0	328,6	232,7	158,3	126,7
33	164	403,1	317,0	222,3	168,1	130,6
34	149	346,2	269,9	199,3	116,6	84,1
35	135	318,2	247,1	188,6	146,2	119,3
36	122	290,8	233,0	175,4	134,2	109,5
37	110	271,7	213,4	154,9	108,0	77,7
38	100	260,5	201,0	150,9	88,3	60,6
39	89,6	253,7	196,4	139,5	68,8	48,4
40	80,3	232,1	186,1	132,7	90,2	73,3
41	72,0	217,7	166,8	123,7	91,8	75,6
42	64,5	214,9	161,3	115,3	81,9	56,9
43	57,8	217,3	131,1	88,9	60,3	40,6
44	51,8	197,3	122,7	77,4	50,9	35,8
45	46,4	191,7	143,1	102,8	59,0	39,1

Fortsetzung S. 85

Energie-Gruppe	Obere Energiegrenze /keV/	Ende Polyäthylen ϕ (u)	Mitte Natrium ϕ (u)	Ende Natrium ϕ (u)	3 cm Eisen ϕ (u)	6 cm Eisen ϕ (u)
46	41,6	178,3	137,6	98,8	51,1	31,9
47	37,3	165,2	134,2	92,8	43,2	26,0
48	33,4	158,1	126,9	82,5	26,0	16,8
49	29,9	153,6	106,3	71,8	8,6	6,0
50	26,8	150,6	116,3	82,4	74,9	68,0
51	24,0	154,2	120,7	89,1	94,5	94,4
52	21,5	146,0	124,5	94,9	79,9	64,0
53	19,3	147,9	113,5	84,0	61,4	52,0
54	17,3	144,5	114,3	80,0	58,8	45,5
55	15,5	141,5	104,6	74,0	51,6	37,0
56	13,9	137,0	108,9	75,5	49,6	33,8
57	12,5	135,3	106,8	72,8	44,1	29,3
58	11,2	138,6	97,9	70,5	39,0	24,0
59	10,0	133,9	99,4	67,3	32,5	19,8
60	8,96	132,6	96,3	63,1	17,9	11,7
61	8,03	138,6	94,0	56,4	11,5	8,3
62	7,20	131,9	90,4	52,3	21,9	10,7
63	6,45	132,1	84,0	50,7	22,8	15,0
64	5,78	129,1	77,1	45,8	40,0	28,5
65	5,18	126,9	69,7	38,1	37,2	29,9
66	4,64	123,8	57,4	30,8	30,4	24,3
67	4,16	120,2	41,2	22,1	20,6	18,7
68	3,73	121,8	22,4	13,7	19,6	19,3
69	3,34	123,0	11,3	7,2	15,3	18,1
70	2,99	126,9	7,6	7,0	13,3	15,1
71	2,68	118,8	11,4	9,0	9,8	11,3
72	2,40	111,9	30,2	16,9	10,0	7,9
73	2,15	111,1	71,8	34,3	15,6	10,0
74	1,93	109,1	101,0	59,0	23,0	13,3
75	1,73	109,3	108,0	76,5	32,0	15,0
76	1,55	103,5	107,4	81,4	37,0	17,8
77	1,39	107,8	103,0	87,3	40,7	21,0
78	1,25	103,1	96,5	84,4	40,8	21,6
79	1,12	100,0	88,6	80,2	33,6	15,8
80	1,00	97,8	90,4	73,5	38,9	18,6
81	0,896	98,6	88,3	73,3	37,6	20,9
82	0,803	97,6	84,7	69,6	36,7	20,4
83	0,720	98,4	85,9	70,6	36,7	19,0
84	0,645	97,8	85,7	68,8	36,8	20,3
85	0,578	98,2	87,1	69,1	35,2	20,3
86	0,518	98,4	88,2	68,5	34,4	20,4
87	0,464	99,8	86,6	67,8	33,3	21,0
88	0,416	95,9	82,5	63,5	29,4	17,5
89	0,373	101,1	76,3	60,2	20,0	13,5
90	0,334	102,7	82,1	60,2	17,9	9,9
91	0,299	100,0	87,8	66,1	29,6	17,2
92	0,268	99,7	90,3	68,4	31,5	19,0
93	0,240	99,7	89,0	68,8	32,9	20,2
94	0,215	101,0	89,3	69,1	33,3	20,7
95	0,193	101,9	90,1	68,4	33,7	20,7
96	0,173	100,7	89,2	68,8	33,7	20,9
97	0,155	102,4	90,5	69,4	34,1	21,9
98	0,139	103,3	88,6	66,2	31,4	20,1
99	0,124	99,2	88,0	65,2	31,7	20,8
100	0,112	98,3	89,2	67,1	32,3	22,2
	0,100					

Tabelle 8 Verhältnisse von Winkel-Gruppenflüssen ($u = -0,218$, $\eta = 0,951$) aus SNOW, S_8 -
Rechnungen für die Anordnung UHNaFe: \emptyset (mit Extraktionskanal)/ \emptyset (ohne Ex-
traktionskanal)

Energie- Gruppe	Obere Energiegrenze /keV/	Ende Polyäthylen	Mitte Natrium	Ende Natrium	3 cm Eisen	6 cm Eisen
1	10500.	1.011	1.004	1.001	1.004	1.008
2	10150.	1.003	1.004	1.003	1.000	1.002
3	6500.	0.997	0.998	0.998	1.000	0.999
4	4000.	0.995	0.996	0.998	0.995	0.993
5	2500.	0.995	0.996	0.994	0.988	0.987
6	1400.	1.001	0.997	0.994	0.987	0.988
7	800.	1.002	0.995	0.986	0.973	0.966
8	400.	0.999	0.990	0.978	0.956	0.944
9	200.	0.991	0.983	0.969	0.946	0.933
10	100.	0.980	0.976	0.959	0.916	0.891
11	46.5	0.971	0.971	0.959	0.901	0.861
12	33.4	0.963	0.954	0.937	0.789	0.746
13	26.8	0.960	0.967	0.937	0.933	0.929
14	19.3	0.953	0.962	0.940	0.932	0.911
15	13.1	0.950	0.960	0.943	0.891	0.858
16	8.96	0.945	0.946	0.925	0.817	0.763
17	7.20	0.944	0.941	0.905	0.809	0.749
18	5.79	0.940	0.940	0.855	0.822	0.828
19	4.16	0.936	0.923	0.770	0.775	0.802
20	3.34	0.929	1.144	0.714	0.697	0.758
21	2.68	0.953	1.024	0.727	0.720	0.743
22	2.15	0.930	0.929	0.902	0.876	0.846
23	1.00	0.900	0.953	0.934	0.824	0.803
24	0.465	0.891	0.959	0.937	0.788	0.764
25	0.215	0.886	0.955	0.935	0.763	0.736
	0.100					