

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

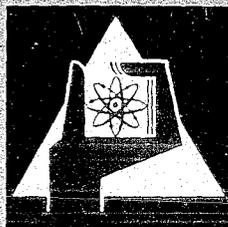
Juli 1970

KFK 1233

Institut für Angewandte Reaktorphysik
Projekt Schneller Brüter

Messung von Neutronenspektren im Energiebereich von 1 eV
bis 10 keV mit Hilfe der Sandwichtechnik

M. Müller



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1970

KFK 1233

Institut für Angewandte Reaktorphysik
Projekt Schneller Brüter

Messung von Neutronenspektren im Energiebereich von 1 eV
bis 10 keV mit Hilfe der Sandwichtechnik

Manfred Müller

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität (TH) Karlsruhe.

KURZFASSUNG

Zur Bestimmung des Neutronenspektrums in schnellen Reaktoren unterhalb einer Energie von 10 keV wurden 21 verschiedene Resonanzabsorber auf ihre Verwendbarkeit als Sandwichdetektoren theoretisch und experimentell untersucht. Es zeigte sich, daß die Härte des zu messenden Neutronenspektrums die mit den einzelnen Detektoren erreichbare Meßgenauigkeit stark beeinflußt. Mit Hilfe der zwei Resonanzabsorber Gold (Au) und Mangan (Mn) konnten die ermittelten Meßergebnisse absolut angegeben werden. Die erzielte Meßgenauigkeit lag für Spektren ähnlich denen in schnellen dampfgekühlten Brutreaktoren bei 10-20 %, für Spektren ähnlich denen in schnellen natriumgekühlten Brutreaktoren bei 20 - 40 %.

ABSTRACT

21 different resonance absorbers were investigated theoretically and experimentally in order to check their suitability as sandwich detectors for the determination of neutron spectra in fast reactors below the energy of 10 keV. The obtainable accuracy of the measured results of all detectors was found to be influenced strongly by the hardness of the neutron spectrum. By means of the absolute cross sections of gold (Au) and manganese (Mn) the results could be given absolutely. The accuracy of the measurements was 10-20 % for spectra similar to those in a fast steam-cooled breeder reactor and 20-40 % for spectra similar to those in a fast sodium-cooled breeder reactor.

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
1. Zusammenfassung	1
2. Einführung	2
3. Theoretische Untersuchungen zum Meßverfahren	6
3.1 Aktivierung einer dünnen Einzelfolie	6
3.2 Aktivierung eines Pakets (Sandwich) dicker Folien	7
3.3 Auswahl geeigneter Resonanzabsorber	12
3.4 Definition einiger Grundgrößen	13
3.5 Ermittlung des Flußwertes an der Stelle der Hauptresonanz	15
3.6 Der Fehler des Flußwertes $\phi(u_H)$	19
3.6.1 Systematische Fehler	20
3.6.2 Unabhängige Fehler	22
3.7 Fehlerminimalisierung	23
3.7.1 Das Eichspektrum	24
3.7.2 Die Dicke der Einzelfolie	24
3.7.3 Ergebnisse der Optimalisierung der Parameter	26
3.8 Verwendbarkeit eines Resonanzabsorbers und Härte des Spektrums	30
4. Experimentelle Untersuchungen zur Meßmethode	32
4.1 Der mechanische Teil der Meßanordnung	32
4.2 Der elektronische Teil der Meßanordnung	33
4.3 Experimentelle Bestimmung der Fehler des Meßverfahrens	33
4.3.1 Die Fehler der gemessenen Differenz D	34
4.3.2 Die Fehler des Eichspektrums	36
4.3.3 Der Einfluß der Zellheterogenität	37
4.3.4 Die Korrektur der Sandwichpositionierung im Core	39
4.3.5 Die Korrektur der in den Folienrand einfallenden Neutronen	40
4.4 Die Absoluteichung	42

	<u>Seite</u>
5. Beschreibung der verwendeten Rechenprogramme	45
5.1 Das TRIX-1 Rechenprogramm	45
5.2 Das Rechenprogramm "PUVW"	48
5.3 Das Rechenprogramm "ADEX"	48
6. Durchführung der Messungen	50
7. Diskussion der experimentellen und theoretischen Ergebnisse	52
Literaturverzeichnis	59
Tabellen und Zeichnungen	
Anhang: Resonanzparameter der verwendeten Isotope	

1. Zusammenfassung

Für die Interpretation der Eigenschaften schneller Brutreaktoren muß das Neutronenspektrum auch unterhalb 10 keV gut bekannt sein. Es wurde daher geprüft, ob die bisher vornehmlich auf $1/E$ -ähnliche Spektren beschränkte Sandwichtechnik auf diese Spektren ausgedehnt werden kann. Hierzu wurden 21 verschiedene Isotope experimentell und theoretisch auf ihre Eignung untersucht, Aussagen über den Verlauf des niederenergetischen Neutronenspektrums zu machen. Es zeigte sich, daß die mögliche Verwendbarkeit der Resonanzabsorber stark von der Härte des zu messenden Neutronenspektrums abhängt. Kriterien wurden aufgestellt, die es gestatten, für jedes vorliegende Neutronenspektrum einen Satz von optimalen Resonanzabsorbieren zu ermitteln.

In mehr als 20 verschiedenen Coreanordnungen wurden Neutronenspektren mit diesen Isotopen gemessen und die entwickelte Auswertetechnik geprüft. Die gewonnenen Ergebnisse wurden mit zweidimensionalen Rechnungen und gegebenenfalls mit Ergebnissen der Flugzeitmethode verglichen. Die erzielte Genauigkeit der Ergebnisse lag für Spektren ähnlich denen schneller dampfgekühlter Reaktoren bei 10 bis 20 %, für Spektren ähnlich denen schneller natriumgekühlter Reaktoren bei 20 bis 40 %. Die Sandwichmethode ist damit zu einem nützlichen Hilfsmittel bei der Entwicklung schneller Reaktoren geworden.

2. Einführung

Die Kenntnis des Neutronenspektrums im Energiebereich von einigen eV bis hinauf zu 10 MeV ist zum Verständnis der Eigenschaften schneller Brutreaktoren wichtig. Aufgrund von Unsicherheiten in den verfügbaren Wirkungsquerschnittssätzen und den angewendeten Rechenmethoden können die Neutronenspektren schneller Reaktoren bisher nicht genügend genau berechnet werden. Daher ist eine zweite unabhängige Information aus Spektrumsmessungen von großer Bedeutung. Es existiert jedoch kein universelles Meßverfahren, das den gesamten interessierenden Energiebereich erfassen kann. Für einzelne Teilbereiche stehen hingegen Meßverfahren zur Verfügung.

Im Energiebereich von 0.5 MeV bis 6.5 MeV werden zur Bestimmung des Spektrums Li^6 -Sandwich-Detektoren /1/ verwendet, bei denen die gesamte kinetische Energie der entstehenden Reaktionspartner, H^3 -Kern und α -Teilchen, bestimmt wird. Im Bereich von 10 keV bis 1.5 MeV kann die bekannte Protonen-Rückstoß-Methode /2/ herangezogen werden. Für den anschließenden Energiebereich von einigen eV bis 10 keV existiert bisher außer der sehr aufwendigen Flugzeitmethode kein geeignetes Meßverfahren, das genügend genaue Aussagen über das Neutronenspektrum liefert.

Es besteht jedoch Interesse an der Kenntnis des niederenergetischen Spektrumsverlaufes, da viele fundamentale Parameter schneller Brutreaktoren von den Neutronen dieses Energiebereichs mitbestimmt werden.

Im Falle der relativ weichen Neutronenspektren dampfgekühlter schneller Brutreaktoren ist dies anschaulich, da ein erheblicher Anteil aller Neutronen auf diesen Energiebereich entfällt. Aber selbst für die harten Neutronenspektren natriumgekühlter schneller Brutreaktoren hängen unter anderem die Materialwerte, die Größe des Dopplereffektes, der Einfluß der Spaltprodukte auf die Reaktivität und der Kühlmittelverlusteffekt wesentlich vom Verlauf des Neutronenspektrums in diesem Energiebereich ab. Eine genaue Kenntnis des niederenergetischen spektralen Verlaufes ermöglicht außerdem Rückschlüsse auf Fehler in den verwendeten Wirkungsquerschnittssätzen.

Seit einigen Jahren bemühen sich verschiedene Gruppen, für diesen Bereich hinreichend genaue Meßverfahren zu entwickeln. Es wird untersucht, ob die Proton-Rückstoß-Meßtechnik bis zu einigen 100 eV herunter ausgedehnt werden kann /3/ und ob die Auswertung der Resonanzaktivierung von dünnen Einzelfolien es gestattet, detaillierte Aussagen über das niederenergetische Neutronenspektrum abzuleiten /4/.

Daneben war von A.M. Judd /5/ schon 1962 vorgeschlagen worden, die bis dahin für $^1/E$ -Spektren verwendete Sandwichmethode /6,7,8/ auch auf die harten Neutronenspektren schneller Brutreaktoren auszudehnen. Bei dieser Methode wird ein Paket (Sandwich) von mehreren Folien eines aktivierbaren Resonanzabsorbers gleichzeitig bestrahlt. Als Folge der Selbstabschirmung in den Resonanzen kann eine charakteristische Differenz der spezifischen Sättigungsaktivierungen der äußeren und inneren Folien gemessen werden. Hieraus läßt sich der Neutronenfluß an der Stelle der Hauptresonanz des Absorbers ableiten, sofern sich der Selbstabschirmungseffekt in allen aufgelösten und nichtaufgelösten Resonanzen genügend genau berechnen läßt. Dieses differentielle Verfahren liefert also nur vereinzelte Punkte im spektralen Verlauf.

Die besonderen Schwierigkeiten bei der Anwendung der Sandwichmethode auf harte Neutronenspektren kommen von der kleinen relativen Differenz der Sättigungsaktivierungen und dem großen Anteil höherer und nichtaufgelöster Resonanzen an dieser gemessenen Differenz her. Nur mit einer besonders sorgfältigen Experimentiertechnik, sehr genauen Selbstabschirmungsrechnungen und einer Optimalisierung aller Parameter gelingt es, Ergebnisse zu ermitteln, die Aussagen über den Verlauf des Neutronenspektrums gestatten.

Über erste Messungen mit 6 verschiedenen Resonanzabsorbern am MSCA-Reaktor in Vallecitos wurde 1966 auf der Argonne-Konferenz vorgebracht /9/. Die Ergebnisse weichen für einige Materialien um mehr als eine Größenordnung von den gerechneten Spektrumswerten ab. 1967 veröffentlichte Costa /10/ einen Bericht über Sandwichmessungen mit 4 Resonanzabsorbern, die in mehreren weichen $^1/E$ -ähnlichen Neutronenspektren aktiviert wurden.

Auf der Karlsruher Konferenz 1967 wurde von J.W. Weale /11/ über Messungen mit 5 Resonanzabsorbern an der Anordnung VERA 5A in Aldermaston sowie über einen Vergleich mit Ergebnissen der Flugzeitmethode berichtet. Außerdem lag eine Veröffentlichung /12/ vor über Messungen mit 6 Resonanzabsorbern in einem abgereicherten UO_2 -Block am BR-1. Beide Messungen erfolgten in relativ weichen Neutronenspektren und stimmten im wesentlichen mit den gerechneten Ergebnissen im Rahmen der Fehler überein. Über die den Ergebnissen zugrunde liegenden Auswerteverfahren wurde nicht vorgetragen.

Auf der gleichen Konferenz wurde in einem dritten Beitrag /31/ über Sandwichmessungen von W. Mayer mit 7 Resonanzabsorbern am Core SNEAK 3A-1 berichtet. Es konnten keine Angaben über die Fehler der Ergebnisse gemacht werden. Die beobachteten Abweichungen des gemessenen und gerechneten Spektrumsverlaufes erwiesen sich in der Zwischenzeit als Folge des Einflusses höherer Resonanzen zur gemessenen Aktivierungsdifferenz.

1968 schlug T.J. Conolly /13/ auf Grund theoretischer Untersuchungen 24 verschiedene Resonanzabsorber als Sandwichdetektoren vor. Er führte auch als erster Rechnungen über den Beitrag der nichtaufgelösten Resonanzen am gemessenen Selbstabschirmungseffekt durch. Weiter wurde 1968 noch von T.L. Andersson /14/ über Sandwichmessungen mit 4 Resonanzabsorbern am FRO Core 5 und 9 berichtet, die deutliche Abweichungen von gerechneten Spektrumswerten aufweisen.

Auf der BNES-Konferenz 1969 in London wurde über eine Messung des Neutronenspektrums in verschiedenen ZEBRA 8 Plutonium-Cores vorge-
tragen /15/. Hierunter befand sich auch eine Messung mit 8 Sandwichdetektoren im weichsten Core ZEBRA 8A, deren Ergebnisse mit Rechnungen und mit Ergebnissen der Flugzeitmethode verglichen wurden. Während die Ergebnisse der Flugzeitmethode mit den Rechnungen gut übereinstimmten, ergaben sich oberhalb 1 keV und unterhalb 100 eV deutliche Abweichungen von dem Ergebnis der Sandwichtechnik.

Auf mögliche Vorteile bei der Verwendung der β -Strahlung zur Messung der Aktivierungsdifferenz relativ dicker Folien wies in jüngster Zeit K. Burkart /16/ hin. Für einige Resonanzabsorber läßt sich dadurch die Aktivitätsdifferenz vergrößern. Dafür muß jedoch ein erhöhter Rechenaufwand in Kauf genommen werden.

Zusammenfassend läßt sich über die bisher veröffentlichten Untersuchungen sagen:

- a.) Die Zahl der zur Messung verwendeten Resonanzabsorber ist gering, so daß die einzelnen Meßpunkte im Spektrum weit auseinander liegen. Daher können auf einen schmalen Energiebereich beschränkte "zufällige" Flußabsenkungen in der Nähe der Hauptresonanz eines Sandwichdetektors, die durch Absorptionsresonanzen von örtlich benachbartem Corematerial hervorgerufen werden, einen falschen globalen Verlauf des Neutronenspektrums vortäuschen.
- b.) Die erzielte Genauigkeit der Ergebnisse reicht besonders für harte Spektren schneller Brutreaktoren nicht aus, um sichere Rückschlüsse zu ermöglichen.
- c.) Es liegen keine Veröffentlichungen über die verwendeten Auswerteverfahren der gemessenen Aktivierungsdifferenz, die Berücksichtigung der verschiedenen Fehlereinflüsse und ihre Minimalisierung sowie über erstellte Computerprogramme vor.

Es war daher das Ziel dieser Arbeit, möglichst viele verschiedene Resonanzabsorber sowohl theoretisch mit verbesserten Selbstabschirmungsrechnungen als auch experimentell zu untersuchen und für jedes beliebige zu messende Neutronenspektrum einen optimalen Satz von Resonanzabsorbern anzugeben. Außerdem sollte durch eine systematische Fehlerminimalisierung und ein geeignetes Auswerteverfahren versucht werden, die Genauigkeit der Ergebnisse auch für Messungen an harten Neutronenspektren so zu steigern, daß diese Meßtechnik zu einem brauchbaren Hilfsmittel bei der Entwicklung schneller Reaktoren wird.

3. Theoretische Untersuchungen zum Meßverfahren

3.1 Aktivierung einer dünnen Einzelfolie

Bestrahlt man in einem unbekanntem Neutronenspektrum $\phi(E)$ eine ideal dünne Folie der Dicke d eines aktivierbaren Absorbers mit dem gut bekannten mikroskopischen Aktivierungswirkungsquerschnitt $\sigma(E)$, der Atomzahldichte N und der Dichte ρ , so läßt sich die spezifische Aktivierungsrate C bezogen auf die Gewichtseinheit in der Form darstellen

$$C = \frac{N}{\rho} \cdot \int_0^{\infty} \phi(E) \cdot \sigma(E) \cdot dE \quad (1)$$

Folien werden als ideal dünn bezeichnet, wenn für alle Energien $\sigma(E) \cdot N \cdot d = \Sigma(E) \cdot d \ll 1$ gilt, d.h., wenn keine Selbstabschirmung auftritt.

Die spezifische Aktivierungsrate C ist meßbar. Sie erlaubt jedoch im allgemeinen wegen der Integration über einen großen Energiebereich nur ungenaue Rückschlüsse auf das Neutronenspektrum. Selbst wenn man viele verschiedene Absorber verwendet, ist es sehr schwierig, aus den gemessenen Raten den Verlauf des erzeugenden Spektrums eindeutig zu ermitteln /17/.

Für die folgenden Betrachtungen wird als Absorber ein typischer Resonanzabsorber mit einem $1/v$ -Anteil des Wirkungsquerschnitts und ausgeprägten Absorptionsresonanzen mit bekannten Resonanzparametern angenommen. Außerdem sollen die Resonanzbreiten Γ_j klein gegen die Resonanzenergien E_j sein, was im allgemeinen gut erfüllt ist. Über das Spektrum soll nur vorausgesetzt werden, daß es im Bereich der Absorptionsresonanzen, also zwischen 1 eV und 100 keV, genügend viele Neutronen zur Aktivierung enthält. Es soll sich also weder um ein rein thermisches noch um ein reines Spaltspektrum handeln, sondern zur breiten Skala der zwischen diesen beiden Extremen liegenden Neutronenspektren gehören.

Um den $1/v$ -Anteil im Wirkungsquerschnitt des Resonanzabsorbers zu eliminieren, kann man die ideal dünne Folie mit einer Cadmiumabschirmung umgeben. Hierdurch verkleinert man den Integrationsbereich in Gleichung (1). Für die gemessene spezifische Aktivierungsrate gilt dann

$$C = \frac{N}{\rho} \cdot \int_{E_0}^{\infty} \phi(E) \cdot \sigma(E) dE, \quad (2)$$

wobei E_0 die sogenannte Cadmiumabschneidegrenze bei annähernd 0.55 eV für eine Cadmiumdicke von 0.5 mm ist.

Aktiviert man eine cadmiumabgeschirmte ideal dünne Folie des Resonanzabsorbers im Neutronenspektrum $\phi(E)$, so kann nur im Sonderfall eines $1/E$ -ähnlichen Spektrumsverlaufes und einer besonders dominierenden Resonanz im Wirkungsquerschnitt eine Aussage über den Fluß an der Stelle dieser Resonanz gemacht werden. Dies ist eine Folge der in den kleineren Resonanzen und den Bereichen zwischen den Resonanzen erzeugten Aktivierung, die zur Gesamtaktivierung der Folie beiträgt und nicht eliminiert werden kann.

3.2 Aktivierung eines Pakets (Sandwich) dicker Folien

Die Genauigkeit einer Aussage über den Fluß an der Stelle der dominierenden Resonanz kann jedoch gesteigert werden, wenn es gelingt, eine Größe zu messen, an der diese Resonanz mit einem höheren relativen Beitrag beteiligt ist. Dies ist möglich, wenn man statt einer ideal dünnen Einzelfolie ein Paket (Sandwich) von dicken Folien des Resonanzabsorbers aktiviert und den Selbstabschirmungseffekt in den Resonanzen bestimmt.

Die Aktivierungsrate einer einzelnen cadmiumabgeschirmten dicken Folie eines Resonanzabsorbers in einem Neutronenspektrum $\phi(E)$ kann analog zur Aktivierungsrate einer ideal dünnen Folie in der Form

$$C = \frac{N}{\rho} \cdot \int_{E_0}^{\infty} \phi(E) \cdot \sigma_{\text{eff}}(E) dE \quad (3)$$

geschrieben werden. Hierin bedeutet $\sigma_{\text{eff}}(E)$ den effektiven Absorptionsquerschnitt unter Berücksichtigung der Selbstabschirmung

in den Resonanzen, der speziellen Foliengeometrie sowie eventueller homogener Beimischungen von streuenden Kernen. Die Gleichung (3) läßt sich mit Hilfe des effektiven Resonanzintegrals einer vereinzelter Resonanz

$$I_{\text{eff}}(d) = \int_0^{\infty} \sigma_{\text{eff}}^{\text{res}}(E) \frac{dE}{E} \quad (4)$$

umformen.

Hierzu müssen einige Näherungen eingeführt werden. Wählt man die Dicke der Absorberfolie so, daß für die Bereiche zwischen den Resonanzen $N \cdot d \cdot \sigma_{\text{eff}} \ll 1$ und für die Resonanzbereiche $N \cdot d \cdot \sigma_{\text{eff}} \gg 1$ wird, dann findet der gesamte Selbstabschirmungseffekt ausschließlich in den Resonanzen statt. Es ist daher sinnvoll, das Integral in Gleichung (3) in zwei getrennte Integrationsbereiche zu zerlegen.

Der erste Bereich umfaßt die Absorption zwischen den Resonanzen. Diese Integration braucht nicht explizit ausgeführt zu werden. Es genügt festzustellen, daß der Wert J_0 des Integrals nicht von der Dicke der Folie abhängt.

Der zweite Integrationsbereich umfaßt alle Resonanzen. Das Integral hat die Form

$$C^{\text{res}} = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \int_{\check{E}_j}^{\hat{E}_j} \phi(E) \cdot \sigma_{\text{eff}}(E) dE.$$

\check{E}_j und \hat{E}_j sind die untere und obere Integrationsgrenze der j-ten Resonanz. Nimmt man an, daß sich der einfallende Fluß $\phi(E)$ über die Resonanzbreiten Γ_j nicht sehr stark ändert, so kann er jeweils vor die Integrale gezogen werden:

$$C^{\text{res}} = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(E_j) \cdot \int_{\check{E}_j}^{\hat{E}_j} \sigma_{\text{eff}}(E) dE.$$

Führt man außerdem die Näherung ein, daß die Energieänderung über die Breite einer Resonanz vernachlässigt werden darf, so läßt sich der Resonanzbeitrag zur Aktivierung schreiben als

$$C^{\text{res}} = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(E_j) \cdot E_j \cdot \int_{E_j}^{\hat{E}_j} \sigma_{\text{eff}}(E) \frac{dE}{E} .$$

Erweitert man den Integrationsbereich der Integrale bis zu den Energien 0 und ∞ und subtrahiert man diese Beiträge gleichzeitig wieder, so gilt mit $E_j \cdot \phi(E_j) = \phi(u_j)$

$$C^{\text{res}} = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(u_j) \cdot \int_0^{\infty} \sigma_{\text{eff}}^j(E) \frac{dE}{E} - \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(u_j) \cdot \int_0^{\hat{E}_j} \sigma_{\text{eff}}(E) \frac{dE}{E} - \frac{N}{\rho} \sum_j \phi(u_j) \cdot \int_{\hat{E}_j}^{\infty} \sigma_{\text{eff}}(E) \frac{dE}{E} .$$

In dieser Gleichung erstrecken sich die letzten beiden Summen von Integralen über Energiebereiche, in denen $N \cdot d \cdot \sigma_{\text{eff}}(E) \ll 1$ gilt. Daher hängen sie nicht von der Dicke der Folien ab und können zu einer Konstanten J_1 zusammengefaßt werden. Damit läßt sich C^{res} einfacher angeben als

$$C^{\text{res}} = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(u_j) \cdot I_{\text{eff}}^j(d) - \frac{N}{\rho} \cdot J_1 .$$

Die spezifische Aktivierung einer Einzelfolie eines Resonanzabsorbers der Dicke d , der Teilchendichte N und der Dichte ρ läßt sich also als Summe von effektiven Resonanzintegralen $I_{\text{eff}}(d)$, die den Selbstschirmungseffekt in den Resonanzen beschreiben, und eines von der Dicke der Folien unabhängigen Anteils in der Form angeben

$$C = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(u_j) \cdot I_{\text{eff}}^j(d) + \frac{N}{\rho} (J_0 - J_1) . \quad (5)$$

Aktiviert man statt der Einzelfolie ein Paket (Sandwich) aus drei Folien des Resonanzabsorbers, so erhält man als spezifische Aktivierung der inneren Folie /13/

$$C_i = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(u_j) \cdot \{ 2 \cdot I_{\text{eff}}^j(2d) - I_{\text{eff}}^j(d) \} + \frac{N}{\rho} \cdot (J_0 - J_1). \quad (6)$$

Die spezifische Aktivierung einer äußeren Folie ergibt sich zu

$$C_a = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(u_j) \cdot \left\{ \frac{3}{2} I_{\text{eff}}^j(3d) - I_{\text{eff}}^j(2d) + \frac{1}{2} I_{\text{eff}}^j(d) \right\} + \frac{N}{\rho} \cdot (J_0 - J_1). \quad (7)$$

Mit (6) und (7) ist man in der Lage, die Differenz F der spezifischen Aktivierungen von Außen- und Innenfolie anzugeben.

$$F = C_a - C_i = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j \phi(u_j) \cdot \frac{3}{2} \cdot \{ I_{\text{eff}}^j(3d) - 2 I_{\text{eff}}^j(2d) + I_{\text{eff}}^j(d) \}. \quad (8)$$

Bei der Herleitung der Gleichungen (6), (7) und (8) wurde vorausgesetzt, daß die Gesamtaktivierung einer ebenen Folie in zwei Beiträge unterteilt werden kann je nach der Seite, von der die Neutronen auf die Folie einfallen /13/. Die Aktivierungsdifferenz F der Gleichung (8) wurde als unabhängig von der Aktivierung durch Neutronen angenommen, die innerhalb eines Folienpakets von einer Folie in eine andere rückgestreut werden. Dann lassen sich die Beziehungen für die spezifischen Aktivierungen der Innenfolie C_i (6) und der Außenfolie C_a (7) eines 3-fach Sandwichs durch Addition der Teilaktivierungen, die von Neutronen der beiden entgegengesetzten Einfallrichtungen hervorgerufen werden, leicht ermitteln, wenn man die jeweilige von den Neutronen zu durchdringende Foliendicke berücksichtigt.

Die Kombination der effektiven Resonanzintegrale verschiedener Dicke in der Gleichung (8) kann zu einer Größe $K_j^j(d)$ zusammengefaßt werden

$$K_j^j(d) = \frac{3}{2} \cdot \{ I_{\text{eff}}^j(3d) - 2I_{\text{eff}}^j(2d) + I_{\text{eff}}^j(d) \}. \quad (9)$$

Für sehr kleine Resonanzen j , deren effektive Resonanzintegrale $I_{\text{eff}}^j(d)$ unabhängig von der Foliendicke d sind, d.h. bei denen keine Selbstabschirmung auftritt, gilt

$$I_{\text{eff}}^j(3d) = I_{\text{eff}}^j(2d) = I_{\text{eff}}^j(d) \text{ und damit } K_j^j(d) = 0.$$

Die $K_j^j(d)$ beschreiben also bei einer Einzelfoliendicke d eines 3-fach Sandwichs die Größe der Selbstabschirmung in der Resonanz j .

Mit den Beziehungen (8) und (9) läßt sich die Grundgleichung der Sandwichmethode schreiben als

$$F = \frac{N}{\rho} \cdot \sum_j K_j^j(d) \cdot \phi(u_j) \quad (10)$$

Die spezifische Aktivierungsdifferenz F ist meßbar und kann relativ einfach als Summe der Selbstabschirmungseffekte in allen Resonanzen interpretiert werden.

Die Berechnung der Selbstabschirmung wurde auf die Berechnung effektiver Resonanzintegrale von ebenen Folien verschiedener Dicke zurückgeführt. In der vorliegenden Arbeit wurde dieses Problem mit Hilfe des TRIX-1 Computerprogrammes gelöst, auf dessen Einzelheiten in einem späteren Abschnitt näher eingegangen wird.

Als Folge der Voraussetzung über die Foliendicke $N \cdot d \cdot \sigma \ll 1$ geht die Absorption in den Energiebereichen zwischen den Resonanzen nicht in die Meßgröße F ein. Da man außerdem durch die Wahl dünnerer Folien auch die kleineren Resonanzen weitgehend unterdrücken kann, läßt es sich immer erreichen, daß der relative Beitrag der dominierenden Resonanz zur Differenz F größer ist als zur Aktivierung einer ideal dünnen Einzelfolie. Damit erlaubt die spezifische Aktivierungs-

differenz F eines Pakets dicker Folien, genauere Aussagen über den Fluß an der Stelle dieser Resonanz zu machen, als es die absolute Aktivierung C einer dünnen Einzelfolie vermag.

3.3 Auswahl geeigneter Resonanzabsorber

Eines der Ziele dieser Arbeit war es, möglichst viele Resonanzabsorber auf ihre Eignung als Sandwichdetektoren zu untersuchen. Folgende Anforderungen werden an die Materialien gestellt:

- 1.) Der (n, γ) -Wirkungsquerschnitt des betrachteten Isotops muß eine dominierende Resonanz besitzen,
- 2.) die Absorption der Neutronen muß zu einer gut meßbaren β - oder γ -Aktivität führen,
- 3.) die Halbwertszeit des aktivierten Isotops muß geeignet sein,
- 4.) die Resonanzparameter der dominierenden und möglichst vieler weiterer Resonanzen müssen gut bekannt sein,
- 5.) das Material muß zu Folien oder dünnen Plättchen verarbeitet werden können.

Zunächst wurden alle Resonanzabsorber erfaßt, die sich bisher schon als geeignet erwiesen haben, Information über das niederenergetische Neutronenspektrum zu geben oder die als aussichtsreiche Sandwichdetektoren vorgeschlagen worden sind. Dies erforderte ein umfangreiches Literaturstudium. Es ergab sich, daß außer den von Conolly /13/ theoretisch behandelten 24 Isotopen noch zwei weitere Aktivierungen verwendet oder vorgeschlagen worden sind. Über ein Messung mit dem Isotop Cl 37 wurde in /12/ berichtet, und Mc Cracken /18/ schlug die Auswertung der 57 min Aktivität des Isotops Se 80 vor. Auf Grund eigener Untersuchungen kamen als mögliche Sandwichdetektoren die Isotope Sc 45 und Zn 64 hinzu.

Von den von Conolly vorgeschlagenen Resonanzabsorbern schieden auf Grund zu kurzer Halbwertszeiten der aktivierten Kerne oder Schwierigkeiten bei der Herstellung der dünnen Plättchen einige Isotope für Spektrumsmessungen an den Coreanordnungen SNEAK, SUAK und FRM aus. Die verbliebenen 21 Isotope, mit denen Sandwichmessungen an schnellen Reaktorcores durchgeführt werden konnten, sind mit einigen Materialdaten in der Tabelle 1 aufgeführt.

In der dritten Spalte der Tabelle ist die Halbwertszeit der Aktivität aufgeführt, die zur Messung herangezogen wurde. Neben dieser Halbwertszeit können noch weitere von beigemischten Isotopen vorhanden sein. Diese müssen durch eine geeignete Auswertung eliminiert werden, über die später berichtet wird. In der vierten Spalte ist die chemische oder physikalische Form angegeben, in der die Isotope verwendet wurden. Meistens lagen sie als Metalle oder Metallegierungen vor. NaF und KBr wurden als dünne Einkristallplättchen, die übrigen als aus Pulver gepreßte Tabletten bestrahlt. Aus der folgenden Spalte kann die Zahl der aufgelösten Resonanzen unterhalb der Energie von 100 keV entnommen werden.

3.4 Definition einiger Grundgrößen

Die Grundgleichung der Sandwichmethode (10) war unter der Voraussetzung abgeleitet worden, daß die Resonanzparameter aller am Selbstabschirmungseffekt beteiligten Resonanzen bekannt sind. In der Praxis ist dies jedoch selten der Fall. An einen Bereich mit aufgelösten Resonanzen schließt sich meistens noch ein Bereich von nichtaufgelösten Resonanzen an, über deren Resonanzparameter statistische Aussagen gemacht werden können. Die nichtaufgelösten Resonanzen tragen ebenfalls zum Selbstabschirmungseffekt bei. Es genügt, die aufgelösten und nichtaufgelösten Resonanzen bis zu einer Energie von 100 keV zu erfassen, da Neutronen höherer Energie bei der Größenordnung der in Frage kommenden Folien- dicken keinen Beitrag mehr zum Selbstabschirmungseffekt leisten können. Über den Beitrag nichtaufgelöster Resonanzen können auf Grund statistischer Gesetze Näherungsaussagen gemacht werden.

Mit Hilfe des TRIX-1 Computerprogramms lassen sich mit geschätzten Resonanzparametern, die den bekannten Verteilungsfunktionen gehorchen, gruppengemittelte effektive Resonanzintegrale für ebene Folien verschiedener Dicke berechnen. Zur Mittelung der Resonanzintegrale muß ein angenäherter linearer Verlauf des Spektrums über eine Gruppe bekannt sein.

Die Gleichung (10) kann mit dem Beitrag der nichtaufgelösten Resonanzen allgemeiner geschrieben werden

$$F = \frac{N}{\rho} \cdot \left\{ \sum_j K_j(d) \cdot \phi(u_j) + \sum_i G_i(d, \phi) \cdot \phi_i(u) \right\} \quad (11)$$

Hierbei ist $G_i(d, \phi)$ der zu den $K_j(d)$ analoge Ausdruck für die nichtaufgelösten Resonanzen in der Gruppe i und $\phi_i(u)$ der zugehörige Gruppenfluß. Als relativer Beitrag der nichtaufgelösten Resonanzen zur Aktivierungsdifferenz wird im folgenden die Größe

$$S(d, \phi) = \frac{\sum_i G_i(d, \phi) \cdot \phi_i(u)}{\sum_j K_j(d) \cdot \phi(u_j) + \sum_i G_i(d, \phi) \cdot \phi_i(u)} \quad (12)$$

bezeichnet.

Der relative Beitrag der Resonanz v zur Aktivierungsdifferenz kann definiert werden als

$$P_v(d, \phi) = \frac{K_v(d) \cdot \phi(u_v)}{\sum_j K_j(d) \cdot \phi(u_j) + \sum_i G_i(d, \phi) \cdot \phi_i(u)} \quad (13)$$

Die Resonanz mit dem größten relativen Beitrag $P_v(d, \phi)$ wird Hauptresonanz eines Resonanzabsorbers mit der Foliendicke d im Neutronenspektrum $\phi(u)$ genannt, die übrigen sind Nebenresonanzen.

Als sehr wichtig wird sich für die folgenden Untersuchungen die relative Aktivierungsdifferenz $R(d, \phi) = \frac{F}{\bar{C}}$ erweisen. Die Größe \bar{C} stellt die über Außen- und Innenfolie gemittelte spezifische Aktivierung eines Sandwichs dar.

3.5 Ermittlung des Flußwertes an der Stelle der Hauptresonanz

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, aus der gemessenen Größe der Aktivierungsdifferenz F den Flußwert an der Stelle der Hauptresonanz $\phi(u_H)$ abzuleiten. Sie unterscheiden sich voneinander in der Methode, wie der Aktivierungsbeitrag der Nebenresonanzen berücksichtigt wird. Von T.L. Andersson /14/ wurde mit Hilfe einer weiteren Bestrahlung aller Sandwichs im gleichen Meßspektrum mit einer umgebenden Borabschirmung und vereinfachenden Annahmen über die Zahl und die Energie der Nebenresonanzen versucht, den Anteil der Hauptresonanz am Meßeffect abzuleiten.

Häufig wurden rein rechnerische Methoden mit stark vereinfachenden Näherungen zur Berechnung des Beitrages der Nebenresonanzen zur Aktivierungsdifferenz F verwendet /9/. In diesen Näherungen werden nur wenige aufgelöste Resonanzen berücksichtigt und die Beiträge nichtaufgelöster höherer Resonanzen zum gesamten Differenzeffect völlig vernachlässigt. Auch in der vorliegenden Arbeit wird der Flußwert $\phi(u_H)$ aus der gemessenen Aktivierungsdifferenz F mit Hilfe eines rechnerischen Verfahrens ermittelt.

Der Fluß $\phi(u_H)$ an der Stelle der Hauptresonanz eines Absorbers läßt sich aus der Gleichung (11) mit Hilfe der Definition (13) für den relativen Beitrag einer Resonanz v zum gesamten Differenzeffect $P_v(d, \phi)$ schreiben als

$$\phi(u_H) = \frac{F \cdot \rho}{N} \cdot \frac{P_H(d, \phi)}{K_H(d)} \quad (14)$$

Hierbei ist F die spezifische Aktivierungsdifferenz von Außen- und Innenfolie eines 3-fach Sandwichs, ρ die Dichte und N die Atomzahl-

dichte. $P_H(d, \emptyset)$ ist der relative Beitrag der Hauptresonanz $\nu = H$ zum gesamten Differenzeffekt und $K_H(d)$ die absolute Größe des Selbstabschirmungseffektes in der Hauptresonanz, die nach Gleichung (9) als Kombination von effektiven Resonanzintegralen ebener Folien verschiedener Dicke geschrieben werden kann.

Der Faktor $\frac{F \cdot \rho}{P_H(d, \emptyset)^N}$ stellt die experimentell zugängliche Größe dar, während $\frac{P_H(d, \emptyset)}{K_H(d)}$ theoretisch bestimmt werden muß. Der relative Beitrag der Hauptresonanz zum gesamten Differenzeffekt $P_H(d, \emptyset)$ liegt bei geeigneter Wahl der Einzelfoliendicke d für die betrachteten Resonanzabsorber und nicht zu harte Neutronenspektren nahe bei 1. Daher ist die Berechnung von $P_H(d, \emptyset)$ nach Gleichung (13) selbst mit fehlerbehafteten Selbstabschirmungseffekten $K_j(d)$ und $G_i(d, \emptyset)$ und Flußwerten $\emptyset(u_j)$ und $\emptyset_i(u)$ mit guter Genauigkeit möglich. Die absolute Größe der Selbstabschirmung der Hauptresonanz $K_H(d)$ hängt stark vom vorliegenden Resonanzabsorber und der Einzelfoliendicke ab. $K_H(d)$ kann für die meisten verwendeten Resonanzabsorber nicht mit vergleichbarer Genauigkeit wie die Größe $P_H(d, \emptyset)$ berechnet werden. Es wurde daher ein Verfahren abgeleitet, bei dem die absolute Größe der Selbstabschirmung der Hauptresonanz $K_H(d)$ nicht direkt zur Ermittlung des Flußwertes an der Stelle der Hauptresonanz herangezogen wird. Hierüber wird im folgenden Teil der Arbeit berichtet.

Man erkennt an der Form der Gleichung (14) sofort, daß eine Bestimmung von $\emptyset(u_H)$ aus dieser Gleichung nur möglich ist, wenn ein Hilfspektrum \emptyset^* zur Berechnung der Größe $P_H(d, \emptyset^*)$ vorher bekannt ist. Das Spektrum \emptyset^* wird zur Wichtung der Nebenresonanzen benötigt. Die Frage, wie stark das Näherungsspektrum vom echten Neutronenspektrum abweichen darf, ohne den Wert $\emptyset(u_H)$ wesentlich zu beeinflussen, wird in einem späteren Abschnitt noch eingehend untersucht.

Da in einer Meßanordnung statt der absoluten Aktivierung eines Absorbers immer die induzierte Aktivität als β - oder γ -Strahlung registriert wird, ist es sinnvoll, in Gleichung (14) statt der Differenz der spezifischen Aktivierungsraten F die tatsächlich gemessene Differenz der spezifischen Sättigungsaktivitäten D einzuführen. Für diese Größen gilt die Beziehung $n_{\beta, \gamma} \cdot F = D$. Hierin ist $n_{\beta, \gamma}$ die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit der von der aktivierten Folie ausgesandten

β - oder γ -Strahlung in den verwendeten Detektoren. $n_{\beta,\gamma}$ kann als Produkt

$$n_{\beta,\gamma} = \Omega_{\beta,\gamma} \cdot \omega_{\beta,\gamma}$$

geschrieben werden. Hierin ist $\Omega_{\beta,\gamma}$ der Raumwinkel, unter dem der β - oder γ -Detektor von der aktivierten Folie gesehen wird und $\omega_{\beta,\gamma}$ die über den Raumwinkel Ω gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit der β - oder γ -Strahlung in den Detektoren.

Führt man die Differenz der Sättigungsaktivitäten D statt F in die Gleichung (14) ein und ersetzt man in $P_H(d, \emptyset)$ das unbekannte Spektrum $\emptyset(u)$ durch das Hilfsspektrum $\emptyset^*(u)$, so ergibt sich

$$\emptyset(u_H) = \frac{D \cdot \rho}{N \cdot n_{\beta,\gamma}} \cdot \frac{P_H(d, \emptyset^*)}{K_H(d)} \quad (15)$$

$n_{\beta,\gamma}$ kann prinzipiell auf zwei Arten bestimmt werden:

rechnerisch, indem man den Raumwinkel $\Omega_{\beta,\gamma}$ bestimmt und die bekannte Energieabhängigkeit der β - oder γ -Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor $\omega_{\beta,\gamma}$ verwendet und über das β - oder γ -Spektrum integriert, oder experimentell, indem man in einem gut bekannten Neutronenspektrum eine Eichbestrahlung durchführt.

Die Berechnung von $n_{\beta,\gamma}$ läßt sich wegen der energieabhängigen Geometriefaktoren in $\omega_{\beta,\gamma}$ nur mit großem Aufwand mit der erforderlichen Genauigkeit durchführen. Die experimentelle Bestimmung ist genauer und hat außerdem noch eine Kompensation wichtiger Fehler zur Folge, auf die noch eingegangen wird. Es wurde daher das experimentelle Verfahren vorgezogen. Bei allen in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurde nur die γ -Strahlung der induzierten Aktivität gemessen. Daher ist $n_{\beta,\gamma} = n_\gamma$.

Die Bestrahlung im Eichspektrum $\emptyset_e(u)$ muß mit den gleichen Foliendicken des Resonanzabsorbers durchgeführt werden, mit denen auch im unbekanntem Spektrum gemessen wird. Analog zu Gleichung (15) gilt im Eichspektrum für den Fluß bei der Energie einer beliebigen Resonanz ν

$$\phi_{\epsilon}(u_{\nu}) = \frac{D_{\epsilon} \cdot \rho}{N \cdot n_{\gamma}} \cdot \frac{P_{\nu}(d, \phi_{\epsilon})}{K_{\nu}(d)} \quad (16)$$

Hierbei wurde berücksichtigt, daß die γ -Nachweiswahrscheinlichkeit n_{γ} unabhängig von dem zur Aktivierung herangezogenen Neutronenspektrum ist.

Wählt man als Resonanz ν die Hauptresonanz des zu untersuchenden Spektrums und setzt man Gleichung (16) in Gleichung (15) ein, so erhält man

$$\phi(u_H) = \frac{D}{D_{\epsilon}} \cdot \frac{P_H(d, \phi^*)}{P_H(d, \phi_{\epsilon})} \cdot \phi_{\epsilon}(u_H) \quad (17)$$

Alle Ergebnisse von Spektrumsmessungen, über die in dieser Arbeit berichtet wird, sind mit Hilfe der Beziehung (17) ermittelt worden.

In die Gleichung (17) geht der absolute Neutronenfluß des Eichspektrums bei der Resonanzenergie $\phi_{\epsilon}(u_H)$ ein. Normalerweise ist in einem Eichspektrum $\phi_{\epsilon}(u)$ der relative Verlauf des Spektrums zwar gut bekannt, nicht aber der absolute Betrag des Flusses. Daher kann $\phi_{\epsilon}(u_H)$ und damit auch $\phi(u_H)$ nur bis auf einen konstanten Faktor angegeben werden. Es ist jedoch möglich, den Faktor zu bestimmen, wenn man die absolute Sättigungsaktivität von mindestens einem Resonanzabsorber messen kann. Dann kennt man in Gleichung (16) die Größe D_{ϵ}/n_{γ} und erhält so den absoluten Flußwert $\phi_{\epsilon}(u_{\nu})$ bei der Energie der ν -ten Resonanz. Die absolute Eichung der Sandwichmethode ist nur dann von Interesse, wenn das unbekannte Neutronenspektrum mit weiteren absoluten Meßverfahren in angrenzenden Energiebereichen gemessen werden kann oder wenn ein wesentlicher Teil des Neutronenspektrums in den Anwendungsbereich der Sandwichtechnik von 1 eV bis 10 keV fällt. Im ersten Fall ist es dann auch bei Fehlen eines Überlappungsbereiches der Energien möglich, ein gemeinsames Meßspektrum über den gesamten Energiebereich zu erzeugen und mit einem

gerechneten Spektrum zu vergleichen. Im zweiten Fall ist die Sandwichtechnik neben der Einzelfolientechnik zur Bestimmung des absoluten Flusses in diesem Bereich besonders geeignet.

3.6 Der Fehler des Flußwertes $\phi(u_H)$

Der Analyse des Gesamtfehlers $\Delta\phi(u_H)$ des Flußwertes $\phi(u_H)$ bei der Energie der Hauptresonanz liegt die Gleichung (17) zugrunde. In ihr treten die fünf Größen D , D_ϵ , $P_H(d, \phi^*)$, $P_H(d, \phi_\epsilon)$ und $\phi_\epsilon(u_H)$ auf, aus deren Fehler sich der Gesamtfehler zusammensetzt. Die Fehler $\Delta P_V(d, \phi)$ und ΔD sind jedoch selbst wiederum Folge anderer Einzelfehler. Um deren Einfluß zu übersehen, muß man daher auf die Ausgangsgleichungen für den relativen Anteil der v -ten Resonanz an der Selbstabschirmung P_V (Gleichung (13)) und für die Differenz der Sättigungsaktivitäten D zurückgehen.

Die Differenz D wird für das üblicherweise verwendete 3-fach Sandwich aus sechs einzelnen zeitlich aufeinanderfolgenden spezifischen Sättigungsaktivitäten A_V gebildet

$$D = \frac{1}{4} \cdot (A_1 - 2A_2 + A_3 + A_4 - 2A_5 + A_6) \quad (18)$$

Hierbei beziehen sich A_1 und A_6 auf die Deckfolie Nr. 1, A_2 und A_5 auf die Innenfolie und A_3 und A_4 auf die Deckfolie Nr. 2. Die A_V selbst werden gebildet aus

$$A_V = \frac{Z_V \cdot e^{\lambda \cdot t_V^W} \cdot \{e^{\lambda t_V^D} - 1\}}{g_V \cdot B \cdot L \cdot t_V^D \cdot \{1 - e^{-\lambda t_V^L}\}} \quad (19)$$

In dieser Gleichung ist Z_V die im Detektor nachgewiesene Impulszahl. λ ist die Zerfallskonstante des aktiven Isotops, t_V^W die Wartezeit nach Ende der Bestrahlung, g_V das Gewicht der Folie, B ein Faktor zur Korrektur des Bestrahlungsverlaufes auf die Sättigungsaktivität, L die mittlere Monitorzählrate während der Bestrahlung, t_V^L die echte

Meßzeit und t_v^D die Totzeit des Analysators. Der Faktor B zur Korrektur des Bestrahlungsverlaufes auf die Sättigungsaktivität ist definiert als

$$B = \frac{\{1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t}\}}{L} \cdot \sum_{i=1}^n L_i \cdot e^{-\lambda \{n-i\} \Delta t} \quad (20)$$

Während der n Zeitintervalle der Länge Δt werden mit einem Monitor, der Signale proportional zur Reaktorleistung ausgibt, die Größen L_i gemessen. Der Mittelwert aller n L_i -Werte ist L, die Gesamtdauer der Bestrahlung $n \cdot \Delta t$. Da in der Gleichung (20) die Zerfallskonstante λ auftritt, muß für jedes aktivierte Isotop ein eigener Korrekturwert B errechnet werden.

Die Gesamtheit der Fehler, die in die Fehler ΔD und ΔP_v und damit auch in $\Delta \phi(u_H)$ eingehen, läßt sich in systematische (abhängige) und unabhängige Fehler unterteilen, deren Einfluß auf den Gesamtfehler getrennt untersucht werden soll.

3.6.1 Systematische Fehler

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß sich systematische Fehler aufgrund der Wahl der Meßfolge (18) und der Gleichung (17) für den zu ermittelnden Flußwert $\phi(u_H)$ weitgehend herausheben.

Betrachtet man die Gleichung (19) zur Ermittlung der Meßraten A_v , so können die systematischen Fehler in den Größen λ , t_v^W , B und L unberücksichtigt bleiben, da sie um eine Größenordnung kleiner als die Fehler der übrigen Faktoren sind. Die Zerfallskonstante λ ist eine Grundgröße des aktivierten Kernes und daher relativ gut bekannt. Die Wartezeit t_v^W kann für nicht zu kurze Wartezeiten leicht genauer als auf 1 % bestimmt werden. Beide Fehler fallen zudem heraus, wenn die Wartezeiten bei der Bestrahlung im Eichspektrum und im Meßspektrum gleich sind. Die Fehler in B und L hängen nur von der Qualität des verwendeten Flußmonitors während der Bestrahlungszeit ab. Sie können ebenfalls auf ungefähr 1 % genau bestimmt werden. Somit brauchen aus der Gleichung (19) nur die systematischen Fehler der Größen Z_v , g_v und t_v^L betrachtet zu werden.

Hinzu kommen aus der Gleichung (17) noch systematische Fehler im Fluß $\phi^*(u)$ und in der Berechnung der Differenzen von effektiven Resonanzintegralen K_j und G_i .

Die Impulszahl Z_v kann durch Driften in den elektronischen Einheiten systematisch verfälscht werden. Der zeitlich lineare Teil der Zählratendrift läßt sich durch eine äquidistante Meßfolge der sechs Raten $A_1, A_2 \dots A_6$ eliminieren. Das gleiche gilt für eine lineare Zu- oder Abnahme der echten Meßzeit t_v^L . Allgemein kann gesagt werden, daß durch eine äquidistante Meßfolge der Raten A_v alle zeitlich linearen Driften von Größen, aus denen die Differenz D ermittelt wird, herausgeworfen werden.

Eine weitere Elimination systematischer Fehler wird durch die Form der Gleichung (17) zur Ermittlung von $\phi(u_H)$ erreicht. Dies gilt für alle systematischen Fehler, die in die Differenzen D und D_e eingehen, da in der Gleichung (17) nur der Quotient D/D_e auftritt. Systematische Fehler in den Differenzen D und D_e können unter anderem durch systematische Fehler der Foliengewichte g_v und durch den Einfluß von Neutronen, die vom Rand des Sandwichs her einfallen und zu einer Verringerung von D führen, hervorgerufen werden. Der Einfluß der Neutronen, die vom Rand des Sandwichs her einfallen, wird später noch genauer untersucht. Auch zeitunabhängige, nicht statistische Fehler in der echten Meßzeit t_v^L bewirken systematische Fehler in den Differenzen, die sich bei annähernd gleichen t_v^L in Meß- und Eichspektrum kompensieren.

Weitere systematische Fehler, die aus den gewählten Näherungen bei der Berechnung der effektiven Resonanzintegrale, aus systematischen Abweichungen in den Parametern der aufgelösten und nichtaufgelösten Resonanzen und aus Fehlern im Hilfsspektrum $\phi^*(u)$ resultieren, können durch die Form der Gleichung für $P_H(d, \phi)$ sowie durch das Auftreten des Quotienten $P_H(d, \phi^*)/P_{II}(d, \phi_e)$ wesentlich unterdrückt werden.

Im vorangegangenen sollte gezeigt werden, daß systematische Abweichungen der Faktoren, die in die Gleichung (17) zur Ermittlung von $\phi(u_H)$ eingehen, weitgehend eliminiert werden. Daher erscheint es erlaubt, die einzelnen Beiträge zum Gesamtfehler

als voneinander unabhängig zu behandeln.

3.6.2 Unabhängige Fehler

Für voneinander unabhängige Fehler kann die quadratische Fehlerfortpflanzungsformel zur Ermittlung des Gesamtfehlers angewandt werden. Sie führt zu dem Ergebnis

$$\left\{ \frac{\Delta\phi(u_H)}{\phi(u_H)} \right\}^2 = \left\{ \frac{\Delta D}{D} \right\}^2 + \left\{ \frac{\Delta D_\epsilon}{D_\epsilon} \right\}^2 + \left\{ \frac{\Delta K}{K} \right\}^2 \cdot U^2(d, \phi^*, \phi_\epsilon) \quad (21)$$

$$+ \left\{ \frac{\Delta\phi^*}{\phi^*} \right\}^2 \cdot V^2(d, \phi^*) + \left\{ \frac{\Delta\phi_\epsilon}{\phi_\epsilon} \right\}^2 \cdot W^2(d, \phi_\epsilon) \cdot$$

In dieser Gleichung wurden die Näherungen eingeführt, daß von der Energie unabhängige mittlere relative Fehler des Näherungsspektrums $\frac{\Delta\phi^*}{\phi^*}$, des Eichspektrums $\frac{\Delta\phi_\epsilon}{\phi_\epsilon}$ und des Selbstabschirmungseffektes pro Resonanz $\frac{\Delta K}{K}$ bzw. $\frac{\Delta G}{G}$ angenommen werden können. $\frac{\Delta D}{D}$ und $\frac{\Delta D_\epsilon}{D_\epsilon}$ sind die relativen Fehler der gemessenen Differenzen D und D_ε. Die Größen U(d, φ*, φ_ε), V(d, φ*) und W(d, φ_ε) sind analytische Ausdrücke der relativen Resonanzbeiträge P_v und P_v^ε. Die Gleichung (21) ist der Ausgangspunkt für die Minimalisierung des relativen Gesamtfehlers $\frac{\Delta\phi(u_H)}{\phi(u_H)}$. Hierzu müssen die einzelnen Beiträge zum Gesamtfehler

näher untersucht werden.

Zu $\frac{\Delta D}{D}$ tragen im wesentlichen die Fehler von den Foliengewichten, die statistischen Fehler der Impulszahlen Z sowie der Fehler ΔT in der Reproduzierbarkeit der Messung einer Folie bei. Es gilt die Beziehung

$$\left\{ \frac{\Delta D}{D} \right\}^2 = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{R^2(d, \phi)} \left(\left(\frac{\Delta G}{G} \right)^2 + \frac{1}{2 \cdot Z} + \frac{(\Delta T)^2}{2} \right) \quad (22)$$

$R(d, \phi)$ ist die relative Differenz der Sättigungsaktivitäten im Neutronenspektrum $\phi(u)$, $\frac{\Delta g}{g}$ ist der mittlere relative Fehler der Foliengewichte und Z die erreichbare Gesamtimpulszahl pro Folie.

Weiter treten in der Gleichung (21) noch die Faktoren $U^2(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$, $V^2(d, \phi^*)$ und $W^2(d, \phi_\epsilon)$ auf. Diese können mit Hilfe der Definitionsgleichung (13) für den relativen Beitrag der Resonanz ν zum Gesamtdifferenzeffekt $P_\nu(d, \phi)$ in der Form geschrieben werden

$$U^2(d, \phi^*, \phi_\epsilon) = \sum_{\nu} (P_{\nu} - P_{\nu}^{\epsilon})^2,$$

$$V^2(d, \phi^*) = (1 - P_H)^2 + \sum_{\nu \neq H} P_{\nu}^2, \quad (23)$$

$$W^2(d, \phi_\epsilon) = \sum_{\nu} (P_{\nu}^{\epsilon})^2.$$

$U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$, $V(d, \phi^*)$ und $W(d, \phi_\epsilon)$ beschreiben den Einfluß der drei Fehler $\frac{\Delta K}{K}$, $\frac{\Delta \phi^*}{\phi^*}$ und $\frac{\Delta \phi_\epsilon}{\phi_\epsilon}$ auf den Gesamtfehler $\frac{\Delta \phi(u_H)}{\phi(u_H)}$.

Hierbei haben die Größen $U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$ und $V(d, \phi^*)$ eine Reduktion der Fehler $\frac{\Delta K}{K}$ bzw. $\frac{\Delta \phi^*}{\phi^*}$ in der Fehlergleichung (21) zur Folge, da ihr Betrag durch geeignete Wahl von Parametern klein gegen 1 gemacht werden kann. Die Größe $W(d, \phi_\epsilon)$ reduziert den zugehörigen Fehler $\frac{\Delta \phi_\epsilon}{\phi_\epsilon}$ nicht, da immer $W(d, \phi_\epsilon) \approx 1$ gilt.

Mit den Untersuchungen der vorangegangenen Abschnitte ist man in der Lage, die Optimalisierung des Meßverfahrens, das heißt die Minimalisierung des relativen Gesamtfehlers in Abhängigkeit von verfügbaren Parametern durchzuführen.

3.7 Fehlerminimalisierung

Untersucht man, welche Parameter Einfluß auf den Gesamtfehler $\frac{\Delta \phi(u_H)}{\phi(u_H)}$ nehmen, so stellt man fest, daß die Anzahl gering ist. Es

bleiben nur das Eichspektrum $\phi_\epsilon(u)$ und die Dicke der Einzelfolien des Sandwichs als echte Parameter.

3.7.1 Das Eichspektrum

Die Entscheidung über die Wahl des Eichspektrums ist leicht zu fällen, denn $U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$ wird genau dann zum Minimum, wenn $P_V \approx P_V^E$ gilt, das heißt, wenn Eichspektrum und Meßspektrum möglichst gut übereinstimmen. Außerdem soll das Eichspektrum noch genau bekannt sein, damit $(\frac{\Delta \phi_\epsilon}{\phi_\epsilon}) \cdot W$ klein wird. Als Eichspektren stehen vor allen Dingen $1/E$ -Spektren in wasser- oder graphitmoderierten Reaktoren zur Verfügung, deren Spektrumsverlauf man aus der theoretischen Behandlung des Neutronenabbremsprozesses gut ableiten kann. Außerdem besteht die Möglichkeit, in Spektren, die aufgrund von Messungen mit der Flugzeitmethode genügend genau bekannt sind, Eichungen der Sandwichdetektoren vorzunehmen. Hat man die Ergebnisse von Eichungen in verschiedenen Neutronenspektren zur Verfügung, so ist bei gleicher Genauigkeit und gleichem zur Aktivierung verfügbaren Neutronenfluß dasjenige Eichspektrum am geeignetsten, bei dem $U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$ am kleinsten ist.

3.7.2 Die Dicke der Einzelfolien

Der Einfluß des zweiten Parameters, der Dicke der Einzelfolien des Sandwichs, ist weitaus schwieriger zu übersehen, da sowohl $\frac{\Delta D}{D}$ und $\frac{\Delta D_\epsilon}{D_\epsilon}$ als auch $U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$, $V(d, \phi^*)$ und $W(d, \phi_\epsilon)$ in komplizierter Weise von der Foliendicke abhängen.

Allein in $\left\{ \frac{\Delta D}{D} \right\}^2$ bzw. $\left\{ -\frac{\Delta D_\epsilon}{D_\epsilon} \right\}^2$ gehen drei Summanden mit verschiedener Abhängigkeit von der Dicke der Folien ein, wie man aus Gleichung (22) entnehmen kann. Klarer erkennt man diese Abhängigkeiten, wenn man Gleichung (22) umformt

$$\left\{ \frac{\Delta D}{D} \right\}^2 = \left\{ \frac{X_1}{d \cdot R(d, \phi)} \right\}^2 + \left\{ \frac{X_2}{\sqrt{d} \cdot R(d, \phi)} \right\}^2 + \left\{ \frac{X_3}{R(d, \phi)} \right\}^2 \quad (24)$$

Hierin sind X_1 , X_2 und X_3 Konstanten, die sich leicht experimentell bestimmen lassen. In X_1 geht der absolute Fehler des Foliengewichtes, in X_2 die gesamte registrierte Impulszahl pro Foliendicke und in X_3 der Fehler der Zählratenreproduzierbarkeit ein. Die relative Differenz der Sättigungsaktivitäten $R(d, \phi)$ kann für viele Resonanzabsorber leicht mit Sandwichs aus verschiedenen dicken Folien gemessen werden.

Die Abhängigkeit der Größen $U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$, $V(d, \phi^*)$ und $W(d, \phi_\epsilon)$ von der Dicke der Einzelfolien des Sandwichs läßt sich am geeignetsten mit Hilfe eines Computerprogrammes berechnen. Hierzu sind sowohl das optimale Eichspektrum $\phi_\epsilon(u)$ wie auch das Näherungsspektrum $\phi^*(u)$ Eingabedaten.

Es fehlen noch Angaben über die in der Fehlergleichung (21) auftretenden Größen $\frac{\Delta K}{K}$, $\frac{\Delta \phi^*(u)}{\phi^*(u)}$ und $\frac{\Delta \phi_\epsilon(u)}{\phi_\epsilon(u)}$. Diese können aus dem Berechnungsverfahren der effektiven Resonanzintegrale, aus einer Abschätzung der Qualität des Näherungsspektrums und aus dem experimentellen Vergleich der verschiedenen zur Folienaktivierung verwendeten Eichspektren untereinander abgeleitet werden.

Führt man mit diesen Größen eine Optimalisierung der Parameter durch, indem man diejenige Foliendicke ermittelt, bei der der Gesamtfehler $\frac{\Delta \phi(u_H)}{\phi(u_H)}$ zum Minimum wird, so ergeben sich für verschie-

den harte Meßspektren $\phi(u)$ und Eichspektren $\phi_\epsilon(u)$ auch unterschiedliche Dicken der einzelnen Resonanzabsorberfolien. Die Optimalisierung kann also nicht allgemeingültig, sondern nur anhand der vorgegebenen Verhältnisse vorgenommen werden. In der Praxis steht außer dem leicht zugänglichen $1/E$ -Spektrum selten noch ein weiteres gut bekanntes Neutronenspektrum mit ausreichendem Neutronenfluß zu Eichzwecken zur Verfügung, so daß der Rechenaufwand für die Optimalisierung stark begrenzt wird.

3.7.3 Ergebnisse der Optimalisierung der Parameter

Für die Messungen an der Schnellen-Null-Energie-Anordnung-Karlsruhe (SNEAK) /32/ bestand die Möglichkeit, zwei verschiedene Neutronenspektren zu Eichbestrahlungen zu verwenden. Es standen das $^{1/E}$ -Spektrum im Swimming-Pool-Reaktor FRM in München und das Spektrum UHC in der Schnellen Unterkritischen Anordnung Karlsruhe (SUAK), das dem Spektrumsverlauf eines dampfgekühlten schnellen Brutreaktors sehr ähnlich ist, zur Verfügung. Für diese beiden Eichspektren $\phi_{\epsilon}^{1/E}(u)$ und $\phi_{\epsilon}^{UHC}(u)$ wurden mit den typischen Neutronenspektren für einen dampfgekühlten (3A-2) und einen natriumgekühlten (SNEAK-6) schnellen Brutreaktor Optimalisierungen der Foliendicken der Sandwichs durchgerechnet.

Von den hierzu notwendigen Fehlergrößen wurden $\bar{X}_1 = \bar{X}_1^{\epsilon}$, \bar{X}_2 , \bar{X}_2^{ϵ} , $\bar{X}_3 = \bar{X}_3^{\epsilon}$, $\frac{\Delta\phi_{\epsilon}(u)}{\phi_{\epsilon}(u)}$ und die relativen Aktivierungsdifferenzen $R(d, \phi)$ und $R_{\epsilon}(d, \phi)$ experimentell bestimmt. Als Abschätzung für $\frac{\Delta K}{K}$ wurde der relative Fehler genommen, der sich als Folge der Fehler in den Resonanzbreiten Γ_n und Γ_{γ} im Resonanzintegral I_{∞} bei unendlicher Verdünnung ergibt. Dies ist erlaubt, da gezeigt werden kann, daß der Beitrag $\frac{\Delta K}{K} \cdot U(d, \phi^*, \phi_{\epsilon})$ immer klein gegenüber anderen Fehlerbeiträgen ist, so daß keine großen Anforderungen an die Genauigkeit der Abschätzung gestellt werden.

Für $\frac{\Delta I_{\infty}}{I_{\infty}}$ gilt unter dieser Voraussetzung

$$\frac{\Delta I_{\infty}}{I_{\infty}}^2 = \left\{ \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \right\}^2 \cdot \left\{ \frac{\Delta \Gamma_n}{\Gamma_n} \right\}^2 + \left\{ \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right\}^2 \cdot \left\{ \frac{\Delta \Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\gamma}} \right\}^2 .$$

Diese Bedingung geht für $\Gamma_n \gg \Gamma_{\gamma}$ bzw. $\Gamma_{\gamma} \gg \Gamma_n$ in

$$\frac{\Delta I_{\infty}}{I_{\infty}} = \frac{\Delta \Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\gamma}} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta I_{\infty}}{I_{\infty}} = \frac{\Delta \Gamma_n}{\Gamma_n}$$

über.

Als Fehler $\frac{\Delta\Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma}$ und $\frac{\Delta\Gamma_n}{\Gamma_n}$ wurden im allgemeinen die über alle aufgelösten Resonanzen gemittelten Fehler der Resonanzbreiten Γ_γ und Γ_n verwendet. Bei den Isotopen mit einem größeren Bereich nichtaufgelöster Resonanzen unterhalb der Energie von 100 keV wurde die daraus resultierende Unsicherheit in $\frac{\Delta K}{K}$ berücksichtigt, indem statt der über die aufgelösten Resonanzen gemittelten Fehler die größten gemessenen Werte $\frac{\Delta\Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma}$ und $\frac{\Delta\Gamma_n}{\Gamma_n}$ zur Berechnung von $\frac{\Delta I_\infty}{I_\infty}$ herangezogen wurden. Fehler im Rechenverfahren zur Ermittlung der effektiven Resonanzintegrale wurden als vorwiegend systematische Fehler angenommen, die nur abgeschwächt in $\frac{\Delta\phi(u_H)}{\phi(u_H)}$ eingehen.

Je nach der Qualität des Näherungsspektrums muß für den Fehler $\frac{\Delta\phi^*(u)}{\phi^*(u)}$ ein Wert geschätzt werden. Für die Messungen an SNEAK und SUAK wurden als Hilfsspektren die Ergebnisse zweidimensionaler Coreberechnungen mit 26 Energiegruppen verwendet. Der Fehler $\frac{\Delta\phi^*(u)}{\phi^*(u)}$ liegt für diese Spektren in der Größenordnung von 50 %. Dieser Wert wurde bei den Rechnungen zur Optimierung der Foliendicke benutzt. Der Fehler $\frac{\Delta\phi_\varepsilon(u)}{\phi_\varepsilon(u)}$ wurde für die beiden Eichspektren $^1/E$ im FRM und UHC an der SUAK experimentell bestimmt. Auf das angewendete Verfahren wird im Abschnitt 4.3.2 näher eingegangen. Da trotz der guten Meßgenauigkeit keine Abweichung vom angegebenen Verlauf gefunden werden konnte, wurde für die Berechnung der optimalen Foliendicke $\frac{\Delta\phi_\varepsilon(u)}{\phi_\varepsilon(u)} = 0$ angenommen.

In der Tabelle 2 sind die spektrumsunabhängigen Fehlergrößen angegeben, die zur Ermittlung der günstigsten Foliendicke verwendet wurden. Nach den Isotopen in der ersten Spalte sind in der zweiten Spalte die experimentell bestimmten absoluten Gewichtsfehler der Folien Δg aufgeführt. Die dritte Spalte gibt die nach dem beschriebenen Verfahren abgeschätzten relativen Fehler in der Differenz der effektiven Resonanzintegrale von ebenen Folien verschiedener Dicke $\frac{\Delta K}{K}$ an. Daneben sind in der vierten Spalte die gemessenen relativen Fehler der Reproduzierbarkeit einer Messung ΔT zusammengestellt. Die als Fehler des Hilfsspektrums $\frac{\Delta\phi^*(u)}{\phi^*(u)}$ angenommenen Werte folgen in der Spalte fünf.

Neben diesen Fehlern, die nicht vom Neutronenspektrum abhängen, wurden zur Optimalisierung der Foliendicke außer den berechneten Größen $U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$ und $V(d, \phi^*)$ noch die pro Folie erreichbaren Gesamtimpulszahlen $Z(d)$ und $Z_\epsilon(d)$ sowie die gemessenen relativen Differenzeffekte $R(d)$ und $R_\epsilon(d)$ benötigt. Sie sind mit den Ergebnissen der Optimalisierung der Foliendicke für Neutronenspektren ähnlich denen dampfgekühlter (SNEAK-3A und SUAK UHC) und natriumgekühlter (SNEAK-4 und SNEAK-6) schneller Brutreaktoren in Tabelle 3 und Tabelle 4 zusammengestellt. In der Tabelle 5 sind die Multigruppenspektren der SNEAK-Anordnungen 3A-2 und SNEAK-6 und der SUAK-Anordnung UHC angegeben.

Die Tabelle 3 zeigt in der zweiten Spalte die Hauptresonanzen der Isotope für das Neutronenspektrum SNEAK-3A-2. Die Hauptresonanzen überstreichen den Energiebereich von 1.456 eV (In 115) bis 8600 eV (Cl 37), also annähernd vier Dekaden. In der folgenden Spalte sind die ermittelten optimalen Foliendicken für diese Hauptresonanz und für die in Tabelle 1 angegebene chemische Form der Isotope aufgeführt. Es folgen die für diese Foliendicke gemessenen relativen Differenzeffekte $R(d)$ und die in der Meßanordnung in der zur Verfügung stehenden Zeit erreichbaren γ -Gesamtimpulszahlen pro Folie $Z(d)$ und $Z_\epsilon(d)$. Die nächsten beiden Spalten geben für die gleiche Foliendicke die entsprechenden Werte $R_\epsilon(d)$ und $Z_\epsilon(d)$ für das $1/E$ -Spektrum im FRM an. Es schließen sich die im UHC-Spektrum an der SUAK gemessenen Größen $R(d)$ und die Impulszahlen $Z_\epsilon(d)$ an. In der Tabelle 4 sind die entsprechenden Größen, die zur Optimalisierung der Foliendicke im SNEAK-6-Spektrum benötigt wurden, und die ermittelten Ergebnisse aufgeführt.

Ein Vergleich der Ergebnisse beider Tabellen zeigt, daß beim Übergang vom Neutronenspektrum 3A-2 zu dem harten Neutronenspektrum der Anordnung SNEAK-6 die optimalen Foliendicken im allgemeinen abnehmen. Dies ist eine Folge des mit härter werdendem Spektrum wachsenden relativen Anteils höherer Resonanzen an der Aktivierungsdifferenz. Da der relative Anteil höherer Resonanzen auch mit der Foliendicke wächst, ist es verständlich, daß für härtere Spektren im allgemeinen dünnere Folien verwendet werden müssen. Andererseits nehmen mit der Härte des Spektrums für Isotope mit den Hauptresonanzen unterhalb von ungefähr 1 keV auch die relativen Aktivierungsdifferenzen $R(d)$ und die erreichbaren Impuls-

zahlen $Z(d)$ ab, so daß die Foliendicke wegen der wachsenden Meßfehler nicht zu klein gewählt werden darf. Weiter kann aus dem Vergleich beider Tabellen entnommen werden, daß für härtere Neutronenspektren auch höhere Resonanzen zu Hauptresonanzen werden können.

Die Abhängigkeit der Einzelfehler und des resultierenden Gesamtfehlers $\frac{\Delta\phi(u_H)}{\phi(u_H)}$ von der Dicke der Einzelfolien eines 3-fach Sandwichs sind als

typische Beispiele für die Isotope Cu 63 und Mo 98 und für die beiden Spektren SNEAK 3A-2 und SNEAK-6 in Bild 1 bis Bild 4 dargestellt. Hierbei wurden mit $\Delta\phi^* \{\phi\}$ die Fehlergröße $\frac{\Delta\phi^*}{\phi^*} \cdot V(d, \phi^*)$, mit $\Delta K \{\phi^* / \phi_\epsilon\}$ die Größe $\frac{\Delta K}{K} \cdot U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$, mit $\Delta Z \{\phi\}$ die Größe $\frac{1}{R} \cdot \sqrt{\frac{3}{4Z}}$ für das Spektrum $\phi(u)$, mit $\Delta g \{\phi\}$ die Größe $\frac{\Delta g}{g} \cdot \frac{1}{R} \cdot \sqrt{\frac{3}{2}}$ für das Spektrum $\phi(u)$ und mit $\Delta T \{\phi\}$ die Größe $\Delta T \cdot \frac{1}{R} \cdot \sqrt{\frac{3}{4}}$ für das Spektrum $\phi(u)$ abgekürzt. Die gestrichelte Kurve stellt den Verlauf des Gesamtfehlers $\frac{\Delta\phi(u_H)}{\phi(u_H)}$ dar.

Die Wahl des Eichspektrums $^{1/E}$ oder UHC hat für die Isotope Cu 63 und Mo 98 keinen nennenswerten Einfluß auf die Lage und den Betrag des Fehlerminimums. Durch die Verwendung des Eichspektrums UHC läßt sich zwar der Fehlerbeitrag $\frac{\Delta k}{k} \cdot U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$ verkleinern, dies wird jedoch durch die geringere erreichbare Impulszahl $Z_\epsilon(d)$ bei der Aktivierung in der unterkritischen Coreanordnung SUAK annähernd kompensiert.

Die Abhängigkeit der gemessenen relativen Aktivierungsdifferenz $R(d)$ eines 3-fach Sandwichs von der Dicke der Einzelfolien, die in die Fehlerkurven für $\Delta Z \{\phi\}$, $\Delta g \{\phi\}$ und $\Delta T \{\phi\}$ empfindlich eingeht, zeigt für die Isotope Mn 55, Cu 63 und Mo 98 und für die Neutronenspektren $^{1/E}$, UHC, SNEAK-3A-2 und SNEAK-6 Bild 5.

3.8 Verwendbarkeit eines Resonanzabsorbers und Härte des Neutronenspektrums

Bei der Durchführung der Optimalisierungsrechnungen ergab sich, daß für die meisten Resonanzabsorber die einzelnen Fehlerbeiträge stark mit der Härte des Meßspektrums anwachsen. Von einer gewissen Härte ab werden die Fehler so groß, daß eine Verwendung dieser Folien als Sandwichdetektoren sinnlos wird, obwohl eine Fehlerminimalisierung formal durchführbar ist. Daher wurde allgemein untersucht, für welche Spektren jeder vorhandene Resonanzabsorber als Sandwichdetektor bei vorgegebenem integralem Fluß verwendet werden kann. Hierzu mußte den verschiedenen Neutronenspektren ϕ ein Härtegrad $H(\phi)$ zugeordnet werden. Dieser wurde in der folgenden Weise definiert:

$$H(\phi) = \frac{\ln\left\{\frac{\phi(10^4 \text{ eV})}{\phi(10 \text{ eV})}\right\}}{\ln\left\{\frac{10^4 \text{ eV}}{10 \text{ eV}}\right\}} = \frac{\ln\left\{\frac{\phi(10^4 \text{ eV})}{\phi(10 \text{ eV})}\right\}}{3 \cdot \ln 10} \quad (25)$$

Anschaulich bedeutet $H(\phi)$ die mittlere Steigung des Spektrums $\phi(u)$ in doppeltlogarithmischer Darstellung im Energiebereich von 10 eV bis 10 keV.

Die Verwendbarkeit eines Resonanzabsorbers hängt von den speziellen Anforderungen ab, die an die Genauigkeit der Ergebnisse gestellt werden und kann daher nur von Fall zu Fall entschieden werden. In der vorliegenden Untersuchung wurde ein Resonanzabsorber als verwendbar für eine Messung in einem vorgegebenen Neutronenspektrum angesehen, wenn die Optimalisierung der Dicke für das Eichspektrum UHC einen minimalen Fehler des Flusses an der Stelle der Hauptresonanz $\phi(u_H)$ von weniger als 50 % ergab. Die auf diese Weise definierte Grenze der Verwendbarkeit eines Resonanzabsorbers für Sandwichmessungen hat einen Mindestanteil der Hauptresonanz am Differenzeffekt der Aktivierungen P_H von ungefähr 30 % und einen relativen Differenzeffekt R von mindestens 1 % zur Folge.

Die Ergebnisse der ermittelten Verwendbarkeit eines Resonanzabsorbers optimaler Foliendicke in einem ähnlich dem in SNEAK-Cores vorhandenen absoluten Neutronenfluß und für das Eichspektrum UHC sind in Abhängigkeit von der Härte des Spektrums $\phi(u)$ in Bild 6 dargestellt.

Die Verwendbarkeit eines Isotops wird mit Hilfe eines waagerechten Balkens ausgedrückt. Für die Bereiche der Härte eines Spektrums $H(\phi)$, in denen der Balken eingezeichnet ist, kann das betreffende Isotop als Sandwichdetektor verwendet werden. Einige von den Coreanordnungen, in denen mit der beschriebenen Auswertemethode Neutronenspektrumsmessungen durchgeführt wurden, sind als senkrechte Geraden markiert. Hierbei gehören die Anordnungen 3A-0, 3A-1, 3A-2 und 3A-3 zu einer Serie von Urancores mit wachsendem Wasserstoffgehalt, an denen die Physik dampfgekühlter schneller Brutreaktoren an der SNEAK untersucht wurde /20/. Die analoge Serie von Plutoniumcores mit wachsendem Wasserstoffgehalt wurde als 3B-2V, 3B-2N und 3B-2F bezeichnet. Die Anordnungen EUREKA, UHC und UH1B waren an der SUAK aufgebaut. Die Bestrahlung im Core ERMINE erfolgte in einem Graphitblock in der Anordnung ERMINE II U 2 in Fontenay-aux-Roses. An den Cores SNEAK-4/20/ und SNEAK-6 wurde das physikalische Verhalten schneller natriumgekühlter Brutreaktoren studiert.

Als Näherungsspektrum $\phi^*(u)$ wurde für die Ermittlung von $\phi(u_H)$ und $\frac{\Delta\phi(u_H)}{\phi(u_H)}$ jeweils ein theoretisches Spektrum verwendet, das als Er-

gebnis zweidimensionaler Coreberechnungen vorlag. Es ist jedoch auch möglich, mit sehr groben Näherungsspektren $\phi^*(u)$ den Beitrag der höheren Resonanzen zu berücksichtigen, wenn man die Bestimmung des Flußwertes $\phi(u_H)$ und des Fehlers $\frac{\Delta\phi(u_H)}{\phi(u_H)}$ zu einem Iterationsprozess ausbaut. Hierzu muß aus den ermittelten Flußwerten des ersten Schrittes ein verbessertes Näherungsspektrum aufgebaut werden, das wieder zur Ermittlung des neuen Beitrags der höheren Resonanzen dient. Da bei jedem Schritt der Fehler des Näherungsspektrums $\frac{\Delta\phi^*}{\phi^*}$ um den Faktor $V(d, \phi^*) \ll 1$ reduziert wird, konvergiert dieses Iterationsverfahren schnell. Die Iteration wird dann beendet, wenn der Fehlerbeitrag, der durch den Fehler des Näherungsspektrums $\frac{\Delta\phi^*}{\phi^*}$ erzeugt wird, in die Größenordnung der übrigen Fehler kommt.

4. Experimentelle Untersuchungen zur Meßmethode

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Optimalisierung des Meßverfahrens setzt voraus, daß einige nur experimentell zugängliche Fehlergrößen aus Messungen bekannt sind. Bevor auf ihre Ermittlung näher eingegangen wird, soll kurz die zur Bestimmung der Folienaktivität verwendete Meßapparatur beschrieben werden.

4.1 Der mechanische Teil der Meßanordnung

Der mechanische Teil der Meßanordnung bestand aus einem automatischen Folienwechsler mit einer zugehörigen elektronischen Steuerung, der von den Firmen Pfaff und Dr. Masing speziell für Präzisionsmessungen aktivierter Folien entwickelt wurde. Das Prinzip der Meßanordnung ist in Bild 7 dargestellt. Zwei NaJ-Detektoren zum Nachweis der γ -Strahlung stehen sich horizontal gegenüber. Beide sind zur Abschirmung des Raumuntergrundes mit einem 15 cm dicken Bleimantel umgeben. Zwischen den Detektoren ist ein Spalt von annähernd 2 cm freigelassen, in dem ein mechanischer Schieber, der den Plexiglashalter mit der aktivierten Folie aufnimmt, bewegt werden kann. Der Schieber läßt sich so weit hochfahren, daß ein Be- und Entladen mit Folien aus einem Magazin erfolgen kann. Um die störende β -Aktivität der Folien zu absorbieren, wurden zwischen den Folienhalter und die beiden γ -Detektoren zusätzlich zwei 1 mm dicke Aluminiumplatten angebracht. Die Folien wurden in einer zentralen Bohrung eines quadratischen Plexiglasplättchens mit 5 cm Kantenlänge und 3 mm Dicke mit einem Plexiglasdeckel gehalten.

Der automatische Folienwechsler wird von einem elektronischen System in integrierter Bauweise gesteuert. Die zu einer Messung notwendigen Daten (Kassettenposition, Meßzeit, Datum und Uhrzeit, Art der Meßfolge) können über eine Handeingabe oder einen Lochstreifen der Steuerung bereitgestellt werden.

4.2 Der elektronische Teil der Meßanordnung

Die Impulse aus den beiden 3"x3" NaJ-Detektoren gelangten zunächst in zwei getrennte Vorverstärker. Der Verstärkungsfaktor dieser Einheiten ließ sich über die Lochstreifeneingabe der Folienwechslersteuerung je nach der Energie der nachzuweisenden γ -Quanten auf die festen Werte 1,2,4 und 8 einstellen. Anschließend wurden die Impulse der einzelnen Detektoren mit Hilfe einer Mischstufe über ein einziges Kabel auf den Eingang eines Vielkanalanalysators mit 512 Kanälen gegeben. Dieser gestattete das gleichzeitige Spektroskopieren der Impulshöhenverteilungen beider Detektoren getrennt auf je 256 Kanäle. Die Entscheidung, in welche Gruppe von je 256 Kanälen ein angebotener Impuls eingeordnet werden muß, wurde mit Hilfe eines koinzidenten Steuerimpulses aus einem der Vorverstärker getroffen. Die Ausgabe der 512 Kanalinhalte pro Messung erfolgte über eine Stanzeinheit auf Lochstreifen. Das Blockschaltbild der verwendeten elektronischen Impulsverarbeitung zeigt Bild 8.

4.3 Experimentelle Bestimmung der Einzelfehler des Meßverfahrens

Die Optimalisierung des Meßverfahrens nach den beiden Parametern Foliendicke und Eichspektrum erforderte die Kenntnis von einigen nur experimentell zugänglichen Fehlern. Es sind dies die Größen X_1 , X_2 , X_3 , X_1^E , X_2^E , X_3^E und $\frac{\Delta\phi_E}{\phi_E}$ aus den Gleichungen (21) und (24). Außerdem muß auch die relative Differenz der Sättigungsaktivitäten $R(d,\phi)$ durch eine Messung bestimmt werden. Neben diesen Fehlern, die direkt auf die Optimalisierung der Foliendicke Einfluß nehmen, müssen noch weitere experimentelle Fehler berücksichtigt werden. Diese werden durch den heterogenen Aufbau der SNEAK- und SUAK-Cores und durch die Positionierung der Folien an verschiedenen Stellen im Core hervorgerufen. Im folgenden Teil der Arbeit soll auf die Experimente zur Bestimmung und Reduzierung der angeführten Meßfehler näher eingegangen werden.

4.3.1 Die Fehler der gemessenen Differenz D

In den Fehler $\frac{\Delta D}{D}$ gehen, wie aus der Gleichung (22) entnommen werden kann, die Fehler in der Bestimmung der Foliengewichte $\Delta g/g$, die gesamte erreichbare Impulszahl pro Folie Z , der Fehler in der Reproduzierbarkeit ΔT und die relative Differenz der Sättigungsaktivitäten $R(d, \emptyset)$ ein. Auch γ -Aktivitäten anderer beigemischter Isotope können die Differenz D verfälschen. Die absoluten Gewichtsfehler Δg lagen für alle verwendeten Materialien in der Größenordnung von einigen 10^{-5} Gramm. Materialien mit relativ starkem Abrieb (KBr, NaF, $PbCl_2$, Se) oder relativ starker Oxydation (La , S_m) wurden unmittelbar vor Beginn der Auswertung im Folienwechsler und gegebenenfalls auch nach der Auswertung noch einmal nachgewogen. Aus mehrmaligem Nachwiegen einzelner Folien wurde für jedes Material ein typischer absoluter Gewichtsfehler Δg ermittelt. Er ist in der Tabelle 2 in der zweiten Spalte angegeben. Alle Wägungen der Folien wurden auf derselben Waage im Meßraum vorgenommen. Die Foliengewichte wurden so ausgewählt, daß das Gewicht der inneren Folie annähernd dem mittleren Gewicht der beiden äußeren Folien entsprach. Da die gleichen Folien sowohl für die Bestrahlung im Eichspektrum wie auch im Meßspektrum verwendet wurden, galt die Beziehung $X_1 = X_1^E$.

Der statistische Fehler der Impulszahlen hängt stark von dem zur Verfügung stehenden absoluten Neutronenfluß und dem betrachteten Resonanzabsorber ab. Im $1/E$ -Spektrum des FRM-Reaktors in München war es bei einer Betriebsleistung von einigen Megawatt und einer Bestrahlungsdauer von 5 min leicht möglich, die Folien so gut zu aktivieren, daß mehr als 10^7 Ereignisse pro Folie gezählt werden konnten. In den verschiedenen SNEAK-Cores lag bei einigen 100 Watt Reaktorleistung und mehreren Stunden Bestrahlungsdauer die Ausbeute bei einigen 10^6 γ -Quanten pro Folie. Sie lag an den untersuchten Anordnungen der SUAK bei 5-10 Stunden Bestrahlungsdauer noch in der Größenordnung von $5 \cdot 10^5$ Ereignissen pro Folie. Die Ausbeuten pro Folie in den drei Bestrahlungseinrichtungen FRM, SNEAK und SUAK sind für die optimalen Foliendicken in den Tabellen 3 und 4 gelistet.

Diese Ausbeuten waren nur auf Grund der Verwendung des automatischen Folienwechslers im Dauerbetrieb erreichbar. Die aus den aufgeführten Impulszahlen abgeleiteten statistischen Fehler lagen für optimale Foliendicken in der Größenordnung von 1 - 10 %.

Besonders sorgfältig mußte der Fehler in der Reproduzierbarkeit einer Messung ΔT reduziert und bestimmt werden, da die Konstanz von Meßergebnissen gleicher Folien über viele Monate gefordert wurde. Sie konnte erreicht werden, indem die γ -Raten der aktivierten Isotope nicht integral gemessen, sondern mit Hilfe eines Vielkanalanalysators in je 256 Kanälen spektroskopiert wurden.

Durch den Vergleich des jeweiligen gemessenen γ -Spektrums mit einem bei der Eichung aufgenommenen γ -Standardspektrum war es mit Hilfe eines Rechenprogrammes möglich, alle Abweichungen in der Form des γ -Spektrums zu kompensieren. Auf diese Weise konnten alle Störimpulse in den einzelnen Kanälen, elektronische Driften und Fehler in den elektronischen Elementen leicht erkannt und eliminiert werden. Mit einem geeigneten Co^{60} -Präparat wurde das Langzeitverhalten der gesamten Meßapparatur ständig überprüft und die Verstärker vor jeder Messung jeweils neu auf den Ausgangswert eingestellt.

Der Fehler der Reproduzierbarkeit ΔT wurde durch wiederholtes Messen mehrerer Folien langlebiger Isotope mit möglichst verschiedenen γ -Energien ermittelt. Hierbei wurden die Folienhalter, die Kassettenpositionen und die Orientierung der Folienhalter variiert. Es ergab sich eine Verteilung der gemessenen auf den gleichen Zeitpunkt korrigierten Zählraten um einen Mittelwert. Die Halbwertsbreite dieser Verteilung wurde mit der auf Grund der Statistik zu erwartenden Streuung der Zählraten verglichen. Die Differenz der Quadrate beider ist die Zählratenschwankung, die von den Fehlern in der Reproduzierbarkeit einer Messung ΔT hervorgerufen wird. Für die verwendeten Folien ergab sich auf diese Weise ein $\Delta T \approx 6 \cdot 10^{-4}$.

Für die Fehlergrößen X_3 und X_3^E , die den Reproduzierbarkeitsfehler ΔT enthalten, galt $X_3 = X_3^E$, da nach den Bestrahlungen im Meß- und Eichspektrum der gleiche Folienwechsler zur Auswertung der γ -Strahlung verwendet wurde.

Beimischungen störender γ -Aktivitäten anderer Isotope oder angeregter Zustände konnten bei der Durchführung der Messungen auf drei Arten unterdrückt werden. Bei deutlich kürzerer Halbwertszeit der unerwünschten γ -Strahlung wurde erst dann mit der Auswertung begonnen, wenn die störende Aktivität genügend abgeklungen war. Eine zweite Möglichkeit bestand in der Energiediskriminierung, sofern die störende Strahlung nur geringe γ -Energien aufwies. Bei vergleichbaren Halbwertszeiten und γ -Energien wurde die unerwünschte Komponente mit Hilfe eines Rechenprogramms über die bekannte Halbwertszeit abgezogen. Dieses Verfahren mußte bei einigen Folien, besonders bei einer Aktivierung in der unterkritischen Anordnung SUAK, herangezogen werden, da hier von den 14 MeV Neutronen weitere Kernreaktionen, besonders (n,2n)-Prozesse, eingeleitet wurden, die zu anderen aktivierten Isotopen führten.

4.3.2 Die Fehler des Eichspektrums

Wie schon im Abschnitt 3.7 erwähnt wurde, konnten als Eichspektren das $^1/E$ -Spektrum im FRM in München und das UHC-Spektrum an der SUAK verwendet werden. Da der Fehler des Eichspektrums un reduziert in den Gesamtfehler $\frac{\Delta\phi(u_H)}{\phi(u_H)}$ eingeht, war es sehr wichtig,

eventuelle Abweichungen der einzelnen Eichspektren vom angegebenen Verlauf zu kennen. Die Überprüfung der Eichspektren erfolgte in zwei Schritten.

Zunächst wurde das $^1/E$ -Spektrum untersucht. Eine Überprüfung des angenommenen Energieverlaufs $\phi(u)=\text{const.}$ ist prinzipiell möglich, wenn die absolute Differenzaktivität von mehr als einem aktivierten Sandwich gemessen und die Größe der Selbstabschirmung genau berechnet werden kann. Gut geeignet für eine Messung der absoluten Aktivität sind die Materialien Mangan (Mn) und Gold (Au). Über die verwendete Methode zur Bestimmung der absoluten Aktivität wird in Abschnitt 4.4 ausführlich berichtet.

Aus den beiden für Au und Mn erhaltenen absoluten Differenzaktivitäten wurden zunächst die absoluten Differenzen der Sättigungsaktivitäten F_{Au} und F_{Mn} berechnet und mit Hilfe der Gleichung (14) auf die Flüsse an den Stellen der Hauptresonanzen $\phi(4,9 \text{ eV})$ und $\phi(337 \text{ eV})$ geschlossen. Die Abweichung der auf diese Weise ermittelten Flußwerte betrug 8 %, was im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit beider Einzelergebnisse von ungefähr 5 % keinen Hinweis auf Abweichungen im angenommenen Flußverlauf zuließ. Dieser spektrale Test ist relativ empfindlich, da sich die Energien beider Hauptresonanzen um einen Faktor 70 unterscheiden.

Bei der zweiten Überprüfung der Eichspektren wurden die Ergebnisse der Bestrahlung im $1/E$ -Spektrum und der Bestrahlung im SUAK-Spektrum UHC miteinander verglichen. Hierbei wurde das $1/E$ -Spektrum als Eichspektrum und das UHC-Spektrum als Meßspektrum aufgefaßt. Auch hier konnten bei Berücksichtigung der Fehlergrenzen keine systematischen Abweichungen der ermittelten Flüsse von den mit der Flugzeitmethode gemessenen Werten gefunden werden. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind in Bild 9 dargestellt. Aufgrund dieser Überprüfung beider Eichspektren mit den beschriebenen Methoden wurde gefolgert, daß die Fehler im angegebenen Verlauf der Spektren $1/E$ im FRM und UHC an der SUAK klein gegenüber den übrigen Fehlern sind. Es wurde daher $\frac{\Delta\phi_{\epsilon}(u)}{\phi_{\epsilon}(u)} = 0$ angenommen.

4.3.3 Der Einfluß der Zellheterogenität

Alle SNEAK und SUAK Cores sind heterogene Anordnungen. Man mißt daher mit Sandwichdetektoren prinzipiell nicht das über eine Zelle gemittelte Neutronenspektrum, sondern ein Spektrum, das von den Materialien der näheren Umgebung beeinflusst wird. Die energieabhängige Flußfeinstruktur über eine Zelle stört den Vergleich des mit der Sandwichmethode gemessenen Neutronenspektrums mit Ergebnissen von Rechnungen, die über die gesamte Zelle gemittelt werden. Sie mußte daher aus den Meßergebnissen eliminiert werden. Dies konnte auf mehrere Arten geschehen.

Mit Hilfe eines Rechenprogramms /21/ war es möglich, die energieabhängige Flußfeinstruktur für die an der SNEAK verwendeten Plättchen über eine Zelle zu berechnen. Hieraus konnte für jeden Sand-

wichdetektor ein Korrekturfaktor zur Bestimmung des mittleren Spektrums abgeleitet werden. Um nicht nur auf diese Rechnung, deren Fehler schwer abzuschätzen sind, angewiesen zu sein, wurde zusätzlich die Flußfeinstruktur über eine Zelle in allen zugänglichen Plättchen mit einigen ausgewählten Sandwichdetektoren gemessen. Für die relativ einfach aufgebaute doppelt gebündelte Zelle des SNEAK 3A-2 Cores ergab sich für die Resonanzabsorber Au, W und Cu sehr gute Übereinstimmung der gerechneten und des gemessenen Feinstrukturverlaufes über eine Zelle, wie aus Bild 10, 11 und 12 entnommen werden kann. Die Anpassung der Meßergebnisse an die gerechneten Kurven erfolgte, indem mittels eines Faktors die Flächen unterhalb der Kurven gleich gemacht wurden. Dies gelang für alle drei Resonanzabsorber mit Hilfe eines einzigen gemeinsamen Faktors.

Für andere Coreanordnungen mit wesentlich komplizierter aufgebauten Zellen, die aus vielen verschiedenen Plättchen bestanden, wurden deutliche Abweichungen in den Absolutwerten der Schwankung um den Mittelwert der Flußfeinstruktur zwischen gerechneten und experimentellen Ergebnissen gefunden. Da die Flußfeinstruktur nicht mit allen Resonanzabsorbern gemessen werden konnte, wurde als Meßposition für die Ermittlung des Neutronenspektrums immer ein Plättchen gewählt, dessen Flußabweichung vom Mittelwert über eine Zelle klein war, so daß selbst im Bereich niederer Neutronenenergien nur eine Korrektur von wenigen Prozent nötig war. Außerdem wurde diese Korrektur für jedes Spektrum durch eine Messung der energieabhängigen Flußfeinstruktur mit mehreren Resonanzabsorbern überprüft.

An der SUAK wurde ein anderes rein experimentelles Verfahren zur Eliminierung der Flußfeinstruktur angewendet. Die Sandwichdetektoren wurden hier waagrecht im Element und senkrecht zu den Plättchen und Stäben der Einheitszelle angeordnet (Bild 13). Da die Durchmesser der Resonanzabsorberfolien deutlich größer als der waagrechte Abstand zweier äquivalenter Plättchen im Element war, stimmte die Teilchenkonzentration in der näheren Umgebung der Folien relativ gut mit der Teilchenkonzentration des gesamten Cores überein. Dadurch konnte verhindert werden, daß der mit den Sandwichdetektoren gemessene spektrale Verlauf von der energieabhängigen Flußfeinstruktur über eine Zelle beeinflusst wird.

4.3.4 Die Korrektur der Sandwichpositionierung im Core

Aus Gründen der optimalen Nutzung der Reaktorzeit ist es nicht möglich, die einzelnen Resonanzabsorber zeitlich nacheinander an identischen Corepositionen zu aktivieren. Man ist vielmehr darauf angewiesen, die Bestrahlung vieler Detektoren gleichzeitig an verschiedenen Corepositionen vorzunehmen. Die Korrektur der unterschiedlichen Corepositionen erfordert eine genaue Kenntnis der räumlichen Verteilung aller Gruppenflüsse. In relativ großen Cores, wie sie an der SNEAK vorlagen, läßt sich diese räumliche Verteilung sowohl axial als auch radial gut berechnen, sofern man nicht zu nahe an den Corerand geht. Außerdem gehörten axiale und radiale Ratentraversenmessungen, aus denen die Positionierungskorrektur abgeleitet werden kann, zum normalen Meßprogramm an jedem SNEAK-Core. In einigen SNEAK-Anordnungen wurden auch mit mehreren Sandwichdetektoren axiale Traversen gemessen und mit Rechenergebnissen verglichen. Die Übereinstimmung war bis in die Nähe des Corerandes gut. Um zu verhindern, daß der Korrekturfaktor der räumlichen Positionierung zu groß wird und sich das Spektrum im Bereich der einzelnen Sandwichdetektoren merklich ändert, wurden die Resonanzabsorber üblicherweise in den innersten zwei Core-elementen der SNEAK-Anordnungen in äquivalenten Zellpositionen untergebracht. Der axiale Abstand zur Coremittelebene wurde immer kleiner als 25 cm gewählt. Für diese Abstände liegt die Korrektur bei einigen Prozent.

Schwieriger war die Korrektur der unterschiedlichen Positionierung der Folien an der unterkritischen Anordnung SUAK. Um eine genügend große Neutronendichte im Core zur Folienaktivierung zu erreichen, mußte der Coredurchmesser klein gewählt werden. Da außerdem die 14 MeV Neutronen der (d,n)-Reaktion im Target dicht am Corerand entstehen, muß die Positionierung der Sandwichdetektoren sorgfältig überprüft werden. Die Anordnung der acht gleichzeitig aktivierten Resonanzabsorber im Core UHC zeigt Bild 14. In diesen acht geometrisch äquivalenten Corepositionen wurden fünf verschiedene Goldsandwichs vor der eigentlichen Spektrumsmessung gleichzeitig bestrahlt und die Beträge der Aktivierungen der einzelnen Folien sowie die Aktivierungsdifferenzen miteinander verglichen. Da die maximale beobachtete Abweichung der Aktivierungen und Aktivierungs-

differenzen nur 3 % betrug, wurden die acht Positionen in den vier Coreelementen als äquivalente Meßpositionen für alle Sandwichs zur Spektrumsmessung verwendet.

Für die Messungen im Swimming Pool Reaktor FRM wurden jeweils 12 Cadmiumschachteln mit den Sandwichs einzeln in Polyäthylenfolie eingeschweißt und auf einem Drehteller aus Polyäthylen symmetrisch angeordnet. Während der gesamten Aufenthaltszeit in Corenähe rotierte der Teller, so daß auf alle 12 Sandwichs der gleiche Fluß und das gleiche Spektrum einwirkten.

4.3.5 Die Korrektur der in den Folienrand einfallenden Neutronen

Die in Abschnitt 3. abgeleiteten Beziehungen für die spezifische Aktivierungsdifferenz von Außen- und Innenfolie eines 3-fach Sandwichs setzten unendlich ausgedehnte ebene Folien voraus. In der Praxis werden jedoch immer ebene Folien mit einem vorgegebenen Durchmesser verwendet.

Um zu vermeiden, daß Neutronen, die vom Rand her auf diese Folien einfallen, die spezifische Aktivierungsdifferenz verfälschen, wurden die Sandwichfolien jeweils mit Ringfolien aus dem gleichen Material und mit der gleichen Dicke umgeben, wie sie auch bei den Sandwichfolien vorlagen. In Bild 17 ist eine typische Anordnung der Einzelfolien eines Sandwichs mit Ringfolie während einer Bestrahlung dargestellt. Die Ringfolien der kleinsten verwendeten Folien mit einem Durchmesser von 18 mm wiesen einen Außendurchmesser von 25 mm und einen Innendurchmesser von 18,1 mm auf. Die Sandwichfolien waren daher von einem annähernd 3,5 mm breiten Rand gegen seitlich einfallende Neutronen abgeschirmt, und ihre spezifische Aktivierungsdifferenz konnte gleich der spezifischen Aktivierungsdifferenz eines unendlich ausgedehnten ebenen Sandwichs gesetzt werden.

Die Verwendung von Ringfolien des gleichen Materials war jedoch nicht bei allen Resonanzabsorbern möglich, da ihre Herstellung und Handhabung zu schwierig war. Dies gilt für die Materialien NaF, KBr, PbCl₂, Se, Sb, CsNO₃ und Re, die nicht wie alle übrigen als Metallfolien vorlagen. Für diese wurde der Einfluß der Aktivierung

von seitlich einfallenden Neutronen abgeschätzt.

Nach /30/ kann die spezifische Aktivierung C einer kreisförmigen Scheibe mit dem Radius r und der Dicke d in einem isotropen Neutronenfluß in der Form

$$C = C^{\infty} \cdot (1+\epsilon)$$

geschrieben werden. Hierin ist C^{∞} die spezifische Aktivierung einer unendlich ausgedehnten ebenen Folie und ϵ der relative Beitrag der vom Rand her einfallenden Neutronen zur Aktivierung einer endlichen Folie. Für nicht zu dicke Folien ist ϵ gegeben durch

$$\epsilon = \frac{d}{\pi \cdot r} .$$

Die Korrekturgröße ϵ ist in dieser Näherung also unabhängig vom betrachteten Material und vom Verlauf des Neutronenspektrums. Für die erwähnten Materialien lag ϵ bei 1 bis 2 % für eine Einzel- folie und bei 3 bis 6 % für das gesamte 3-fach Sandwich. Die Rand- aktivierung verteilt sich nicht gleichmäßig über alle drei Folien des Sandwichs, sondern bevorzugt die mittlere Folie. Dies ist eine Folge des größeren Raumwinkels unter dem Neutronen vom Rand her in die mittlere Folie gelangen können. Die Differenz der spezifi- schen Aktivierungen von Außen- und Innenfolie wird daher durch die Randneutronen vermindert. Dieser Effekt kann abgeschätzt werden zu

$$D = D^{\infty} \{1 - \alpha(d, \emptyset)\}$$

mit

$$\alpha(d, \emptyset) = \frac{3}{2} \frac{(\bar{\Sigma}_a d)}{R} \frac{d}{\pi \cdot r} .$$

D^{∞} ist die Differenz der Aktivierungen von Außen- und Innenfolie bei einem unendlich ausgedehnten ebenen 3-fach Sandwich, D die tat- sächlich gemessene Differenz eines endlichen Folienpakets, $\bar{\Sigma}_a$ der über das gesamte Neutronenspektrum gemittelte Absorptionsquerschnitt und R die relative Differenz der Aktivierungen von Außen- und Innenfolie.

Für die betrachteten 7 Resonanzabsorber ergaben sich α -Werte von 1 bis 5 %.

Da in die Gleichung (17) zur Ermittlung des Flußwertes an der Stelle der Hauptresonanz nur der Quotient der im Meßspektrum $\phi(u)$ und im Eichspektrum $\phi_\epsilon(u)$ gemessenen Differenzen

$$\frac{D}{D_\epsilon} = \frac{D^\infty \{1-\alpha(d, \phi)\}}{D_\epsilon^\infty \{1-\alpha(d, \phi_\epsilon)\}}$$

eingeht, kompensieren sich bei nicht zu unterschiedlichen Spektren $\phi(u)$ und $\phi_\epsilon(u)$ die Abweichungen in den Differenzen D und D_ϵ weitgehend. Für die verwendeten PbCl_2 -Tabletten, bei denen der Einfluß der vom Rand einfallenden Neutronen am größten war, ergab sich im Verhältnis der Differenzen $\frac{D\{S6\}}{D_\epsilon\{UHC\}}$ ein Fehler von 3 %.

4.4 Die Absoluteichung

Aus zwei Gründen ist die Absoluteichung des Meßverfahrens wichtig. Einerseits war es dadurch möglich, den Verlauf des $1/E$ -Spektrums im FRM und damit auch den Verlauf des Spektrums UHC zu überprüfen. Zum anderen können mit Hilfe der Absoluteichung die Ergebnisse der Sandwichtechnik mit Ergebnissen anderer absolut geeichter Spektrumsmeßverfahren (Proton-Rückstoßmethode, Li^6 -Sandwichspektrometer) zu einem einzigen Gesamtmeßspektrum zusammengesetzt werden, auch wenn keine gemeinsamen Überlappungsbereiche der Energien vorhanden sind. Auf diese Weise werden ein objektiverer Vergleich des gemessenen und des theoretisch gewonnenen Spektrumsverlaufs und damit eindeutigere Aussagen ermöglicht.

Die Absoluteichung des Sandwichverfahrens kann in zwei Schritte zerlegt werden. Im ersten muß die absolute Differenzaktivität der drei Folien eines Sandwichs experimentell bestimmt werden, aus der dann bei vorgegebenem Bestrahlungsverlauf die absolute Differenz der Sättigungsaktivitäten leicht ermittelt werden kann. Diese ist identisch mit der absoluten Aktivierungsdifferenz der Folien im vorliegenden Neutronenfeld. Als zweites muß die absolute Differenz der effektiven Resonanzintegrale von ebenen Folien verschiedener Dicke für alle an der Aktivierung beteiligten Resonanzen genau berechnet werden. Dies geschah in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe des TRIX-1 Rechenprogrammes, auf das noch genauer eingegangen wird.

Zunächst wurde die Aktivität einer Folie des Sandwichs absolut gemessen und anschließend die relativen Aktivitäten aller drei Folien des Sandwichs in dem im Abschnitt 4.1 beschriebenen automatischen Folienwechsler bestimmt. Hieraus kann die absolute Differenzaktivität des Sandwichs gefolgert werden. Die Messung der absoluten Aktivität der Folien erfolgte mit der in /16/ ausführlich beschriebenen $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -Koinzidenzanordnung. In dieser werden alle β -Teilchen mit ausreichender Ionisierung im vollen 4π -Raumwinkel N_{β} und alle γ -Quanten eines bestimmten ausgeblendeten Raumwinkel- und Energiebereiches N_{γ} nachgewiesen. Voraussetzung für diese Methode ist ein einfaches $\beta\text{-}\gamma$ -Zerfallsschema des aktivierten Isotops, bei dem ein β - und ein γ -Übergang weitaus am häufigsten auftritt. Dann kann außer den Einzelraten N_{β} und N_{γ} noch die Koinzidenzrate beider $K_{\beta\gamma}$ gemessen werden. Aus der Rate der β -Teilchen N_{β} , der Rate der ausgeblendeten γ -Quanten N_{γ} und der Koinzidenzrate $K_{\beta\gamma}$ wurde die absolute Aktivität der Folie zu

$$A = \frac{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}}{K_{\beta\gamma}}$$

ermittelt.

Von den Resonanzabsorbern, die als Sandwichdetektoren verwendet wurden, waren nur die aktivierten Isotope Au198 und Mn56 zur Bestimmung ihrer absoluten Aktivitäten geeignet. Ihre Zerfalls-schemata nach /22/ sind in Bild 15 angegeben. Beide Materialien lassen sich leicht als dünne Folien herstellen, so daß die Selbstabsorption der β -Teilchen in den Folien gering ist. Ihre Resonanzparameter sind gut bekannt und besonders bei Mn55 sind die Resonanzen bis zu hohen Energien aufgelöst, so daß die Selbstabschirmung sehr genau berechnet werden kann. Bei Au198 wurde die γ -Energie von 0.41 MeV und bei Mn56 die γ -Energie von 0.85 MeV zur Messung herangezogen. Die Energieschwelle für die Messung der β -Teilchen im methandurchflossenen $4\pi\beta$ -Zähler wurde so niedrig wie möglich gelegt, ohne zu viele Untergrundereignisse zu erfassen.

An allen SNEAK-Anordnungen, mit Ausnahme der Serie 3A-0, 3A-1, 3A-2 und 3A-3, sind die gemessenen Ergebnisse der Sandwichmethode mit dem oben beschriebenen Verfahren absolut geeicht und relativ zu einem im Blanket untergebrachten Flußmonitor angegeben worden. Auf den gleichen Flußmonitor wurden auch die Ergebnisse der beiden

anderen absolut geeichten Spektrumsmeßmethoden (Proton-Rückstoß-
methode und Li^6 -Sandwichspektrometer) bezogen, die an der SNEAK
verwendet wurden.

5. Beschreibung der verwendeten Rechenprogramme

Zur Berechnung der Selbstabschirmung in allen aufgelösten und nicht-aufgelösten Resonanzen, der relativen Anteile der Resonanzen am gesamten Differenzeffekt P_γ sowie der Fehlerfunktionen $U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$, $V(d, \phi^*)$ und $W(d, \phi_\epsilon)$ und der Sättigungsaktivitäten aus den 512 Ausgabedaten des Vielkanalanalysators wurden mehrere Rechenprogramme benötigt.

5.1 Das TRIX-1 Rechenprogramm

Grundlage aller Selbstabschirmungsrechnungen, über die in dieser Arbeit berichtet wurde, war das von J.M. Otter (Atomics International) /23/ erstellte TRIX-1 Rechenprogramm. Es wurde von F. de Kruijf /13/ an das in Karlsruhe verwendete NUSYS-System für Rechenprogramme angepaßt und speziell für die Anforderungen der Sandwichmethode leicht abgeändert. TRIX-1 gestattet die analytische Berechnung von Resonanzintegralen für homogene oder heterogene Resonanzabsorber mit Hilfe verschiedener analytischer Näherungen unter Berücksichtigung der Dopplerverbreiterung der Resonanzen. Diese analytischen Näherungen sind eine Folge der vereinfachenden Annahmen für den Energieverlust der Neutronen bei Stößen mit dem Resonanzabsorber. Grundlage aller Rechnungen war die Ein-Niveau-Formel von Breit und Wigner für die Form der Resonanz. Die eventuelle Überlappung benachbarter Resonanzen wurde nicht berücksichtigt. Von den zur Verfügung stehenden Näherungen wurde wie in /13/ auch in der vorliegenden Arbeit die "Intermediate"-Resonanz-Näherung verwendet, die von R. Goldstein und E.R. Cohen /24/ unter Verwendung theoretischer Untersuchungen von J. Chernick und R. Vernon /25/ entwickelt wurde. Sie stellt eine Vereinigung der beiden konträren "Narrow"-Resonanz- und "Wide"-Resonanz-Näherungen dar und bedient sich dabei der Methode der sukzessiven Approximation und eines Variationsprinzips.

In der "Narrow"-Resonanz-Näherung wird angenommen, daß bei einem Stoß mit dem Resonanzabsorber der Energieverlust des Neutrons sehr groß gegen die Resonanzbreite ist, während in der "Wide"-Resonanz-Näherung der Energieverlust des Neutrons bei einem Stoß mit dem

Resonanzabsorber als sehr klein gegen die Resonanzbreite vorausgesetzt wird.

Die Heterogenität des Resonanzabsorbers in der Form einer ebenen dünnen Folie wurde im TRIX-1 Rechenprogramm mit Hilfe einer verbesserten rationalen Näherung für die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit /26/ auf die Berechnung von homogenen Resonanzintegralen zurückgeführt. Hierbei geht der gesamte Moderatorstreuquerschnitt als Summe

$$\Sigma_m = \frac{\langle A \rangle}{V} + \Sigma_m^i$$

in die Rechnung ein. Der erste Summand $\frac{\langle A \rangle}{V}$ beschreibt den Geometrie-effekt, der zweite Summand Σ_m^i ist die Summe der Streuquerschnitte aller i beigemischten Moderatorisotope. Der Geometriesummand $\frac{\langle A \rangle}{V}$ kann als Quotient einer effektiven Oberfläche und des vierfachen Volumens der Folie dargestellt werden.

Die Interferenz zwischen der Resonanzstreuung und der Potentialstreuung am Resonanzabsorber, die zu einer unsymmetrischen Form der Resonanz führt, wurde exakt berücksichtigt. Sie führt zu einer Behandlung der Dopplerverbreiterung der Linienform bei der Temperatur T , in der zwei Parameterfunktionen $f_1(T)$ und $f_2(T)$ verwendet werden /27/, /28/, wobei sich $f_1(T)$ auf die symmetrische und $f_2(T)$ auf die unsymmetrische Form der Resonanz beziehen. Das gesamte dopplerverbreiterte Resonanzintegral für unsymmetrische Form der Resonanz $I_{\text{eff}}(T)$ wird als Summe

$$I_{\text{eff}}(T) = I_{\text{eff}}^*(T=0) \cdot f_1(T) + \{I_{\text{eff}}(T=0) - I_{\text{eff}}^*(T=0)\} \cdot f_2(T)$$

berechnet. $I_{\text{eff}}^*(T=0)$ und $I_{\text{eff}}(T=0)$ sind die Resonanzintegrale, die sich für die symmetrische und unsymmetrische Form der Resonanz bei der Temperatur $T=0$ ergeben. Die Funktionen $f_1(T)$ und $f_2(T)$ werden in Form von zwei Tabellen in das TRIX-1 Rechenprogramm eingegeben.

Im Bereich der nichtaufgelösten Resonanzen wurden die Resonanzintegrale mit Hilfe gemittelter Resonanzparameter und der bekannten statistischen Verteilung der Resonanzbreiten berechnet und gruppenweise zusammengefaßt. Hier wurde die "Narrow"-Resonanz-Näherung mit Berücksichtigung der Interferenz zwischen Resonanz- und Potential-

streuung am Absorber verwendet. Als Verteilungsfunktion der Streubreiten Γ_n wurde eine Porter Thomas Verteilung (χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad) angenommen. Damit kann der Beitrag der nichtaufgelösten Resonanzen in der Gruppe g berechnet werden als

$$I_{\text{eff}}^g = \frac{H_g}{D} \cdot \frac{1}{m} \cdot \sum_{i=1}^m I_{\text{eff}}(\Gamma_n^i, E_g) E_g^{\alpha_g+1}.$$

Die Verteilung der Γ_n wurde hierbei in m Bereiche gleicher Wahrscheinlichkeit aufgeteilt und die für jeden Bereich i ermittelten Resonanzintegrale aufsummiert. H_g ist die Gruppenbreite, E_g die mittlere Energie der Gruppe g und D der mittlere Resonanzabstand. Innerhalb der Gruppe g wurde als Wichtungsfunktion ein Verlauf des Spektrums in der Form $\phi_g(E) = E^{\alpha_g}$ angenommen.

Eingabedaten für das TRIX-1 Rechenprogramm waren die Resonanzparameter der aufgelösten Resonanzen, die mittleren Parameter der nichtaufgelösten Resonanzen, die Teilchenzahlen der Resonanzabsorber und beigemischten Moderatoren, die Foliendicken, die Temperatur der Folien im Core, die Einteilung der Energiegruppen, die Tabellen der Dopplerparameter $f_1(T)$ und $f_2(T)$, die Zahl der Bereiche gleicher Wahrscheinlichkeit der Γ_n -Verteilung m, die Koeffizienten des Wichtungsspektrums α_g , die Streuquerschnitte aller Moderatoren und der Potentialstreuquerschnitt des Resonanzabsorbers.

Ausgabedaten des TRIX-1 Rechenprogramms waren die effektiven Resonanzintegrale der aufgelösten und die gruppengemittelten Resonanzintegrale der nichtaufgelösten Resonanzen für ebene Folien verschiedener Dicke.

Ein Vergleich der mit verschiedenen analytischen Näherungen erhaltenen Ergebnisse des TRIX-1 Rechenprogramms mit Ergebnissen anderer Rechnungen und mit Meßergebnissen wurde in /13/ durchgeführt. Hieraus kann für die verwendeten Resonanzabsorber eine gute Genauigkeit der ermittelten Resonanzintegrale für Sandwichmessungen abgeleitet werden.

5.2 Das Rechenprogramm "PUVW"

Die Ausgabedaten des TRIX-1 Programmes wurden im Rechenprogramm "PUVW" weiter verarbeitet. Aus den effektiven Resonanzintegralen der ebenen Folien verschiedener Dicke $I_{\text{eff}}^j(d)$ wurden die Differenzen $K_j(d)$ und aus den gruppengemittelten Resonanzintegralen für die nichtaufgelösten Resonanzen die Differenzen $G_1(d)$ der Gleichung (11) ermittelt. Mit Hilfe von Interpolationen der in 26 Energiegruppen vorliegenden Eingabespektren $\phi^*(u)$ und $\phi_\epsilon(u)$ konnten aus den K_j und G_j die relativen Beiträge P_ν und P_ν^ϵ jeder einzelnen Resonanz ν zum gesamten Differenzeffekt eines Sandwichs bei einer Bestrahlung in den Neutronenspektren $\phi^*(u)$ und $\phi_\epsilon(u)$ aus der Gleichung (13) berechnet werden. Anschließend wurden die fünf Resonanzen mit den größten Werten P_ν sowie den zugehörigen P_ν^ϵ , den Resonanzenergien E_ν und den Differenzen der Resonanzintegrale K_ν bestimmt und ausgegeben. Weiter wurden im Programm "PUVW" die Fehlergrößen $U(d, \phi^*, \phi_\epsilon)$, $V(d, \phi^*)$ und $W(d, \phi_\epsilon)$ aus der Gleichung (23) ermittelt und ausgegeben. Das logische Flußschema der einzelnen im Programm "PUVW" ablaufenden Rechenschritte ist in Bild 16 angegeben.

5.3 Das Rechenprogramm "ADEX"

Mit dem Rechenprogramm "ADEX" wurden die Sättigungsaktivitäten A_ν der einzelnen Folien aus den experimentellen Daten der Messung der γ -Aktivitäten berechnet. Dazu wurden jeweils die 256 im Vielkanalanalysator gemessenen Daten eines γ -Spektrums mit einem Standardspektrum verglichen und die mittlere quadratische Differenz der Kanalhalte als Parameter der Übereinstimmung beider Spektren ermittelt. Anschließend wurde das gemessene γ -Spektrum versuchsweise verschoben, ein neuer Parameter ermittelt und mit den vorhergehenden verglichen. Wenn der Parameter nach der Verschiebung kleiner, d.h. die Übereinstimmung besser geworden war, wurde eine weitere Verschiebung in die gleiche Richtung vorgenommen. War er größer, so wurde die Richtung der Verschiebung umgekehrt. Gleichzeitig wurde bei jeder Richtungsumkehr die Schrittweite der Verschiebung verkleinert. Dieses Intervallschachtelungsverfahren wurde abgebrochen, wenn die Schrittweite unter eine vorgegebene Schranke gefallen war.

Nach der optimalen Anpassung des gemessenen γ -Spektrums an das Standardspektrum konnten die 256 neuen Kanalinhale eines γ -Spektrums zur Impulszahl Z_v aufsummiert werden. Die übrigen Faktoren der Gleichung (19) konnten mit Hilfe der Eingabe des zeitlichen Bestrahlungsverlaufes, der mittleren Monitorzählrate L , der Wartezeit t_v^w , der Meßzeit $t_v^M = t_v^L + t_v^D$, der Zerfallskonstante λ und des Foliengewichts g berechnet und daraus die Sättigungsaktivität A_v der Folie v ermittelt werden. Aus den sechs Sättigungsaktivitäten eines 3-fach-Sandwichs erhielt man dann die Differenz der Sättigungsaktivitäten von Außen- und Innenfolie D nach der Gleichung (18). Außerdem wurden mit dem Rechenprogramm "ADEX" auch die mittlere Sättigungsaktivität pro Sandwich \bar{A} und die relative Differenz der Sättigungsaktivitäten $R = \frac{D}{\bar{A}}$ bestimmt.

6. Durchführung der Messungen

Im folgenden soll auf einige experimentelle Einzelheiten der Spektrumsmessungen mit Sandwichdetektoren an der SNEAK und der SUAK näher eingegangen werden.

Zur Unterbringung der Sandwichs wurden auch bei Messungen an der SNEAK und der SUAK im allgemeinen Cadmiumschachteln verwendet. Diese wurden in Original-SNEAK-Plättchen mit einer geeigneten zentralen Bohrung eingesetzt und möglichst auf beiden Seiten mit Scheiben des gleichen Materials abgedeckt, aus dem auch das SNEAK-Plättchen bestand. Dies war für alle 6.28 mm dicken SNEAK-Plättchen gut durchführbar. Häufig waren die Cadmiumschachteln in Spezial-Aluminiumplättchen gehalten, die den 100 Zigen SNEAK-Aluminiumplättchen entsprachen. Die Anordnung der Folien in der Cadmiumschachtel und die Unterbringung in diesem Spezialplättchen zeigt Bild 17. Für alle übrigen als Meßpositionen für Sandwichdetektoren infrage kommenden SNEAK-Plättchen wurde auf die Cadmiumschachteln verzichtet. Ungefähr 15 verschiedene Arten von Spezialplättchen standen zur Aufnahme der Folien zur Verfügung. Bei ihnen wurde besonders darauf geachtet, daß die Sandwichs einem möglichst repräsentativen Neutronenspektrum ausgesetzt waren und außerdem die von ihnen ausgehende Störung des Flußverlaufes in der Zelle eines Elementes gering war. Zu den Spezialplättchen gehörte noch eine größere Anzahl von Scheiben verschiedener Dicke und verschiedenen Materials, die zum Bedecken der Sandwichs dienten.

Während der ein- bis zweistündigen Bestrahlung der Sandwichs an der SNEAK wurde der Neutronenfluß mit einer Ionisationskammer im Blanket gemessen und alle 30 sec auf Lochstreifen ausgegeben. An der SUAK befand sich einige Meter vom Core entfernt ein Long Counter, der als Flußmonitor während der Bestrahlung verwendet wurde. Da die Bestrahlungszeiten hier bei 5 bis 10 Stunden lagen, wurden die Ergebnisse des Flußmonitors alle 5 min. ausgedruckt und zusätzlich noch der zeitliche Verlauf der Bestrahlung aufgezeichnet. Die Kenntnis des Bestrahlungsablaufes war zur Berechnung der Größe B in der Gleichung (19) und damit zur Ermittlung der Sättigungsaktivität A_v erforderlich. Sowohl an der SNEAK als auch an der SUAK standen die Folien der Resonanzabsorber ungefähr

30 bis 45 min nach Beendigung der Bestrahlung zur Auswertung der γ -Aktivität zur Verfügung.

Die meisten der 21 Resonanzabsorber konnten als Metallfolien aus Blechen gestanzt werden und waren leicht zu handhaben. Lediglich die Lanthan- und Samariumfolien mußten unter Öl gelagert und durften nur kurze Zeit der Luft ausgesetzt werden. Die chemischen Verbindungen NaF und KBr wurden als polierte Einkristallscheiben mit den erforderlichen Maßen bezogen. Die Materialien $PbCl_2$, Se, Sb, $CsNO_3$ und Re konnten nur in Pulverform gekauft werden. Mit Hilfe zweier Matrizenpressen mit den Stempeldurchmessern von 20 mm und 28 mm wurden aus ihnen Tabletten verschiedener Dicke hergestellt. Mit einigen von diesen Tabletten mußte wegen ihrer Sprödigkeit und dem relativ starken Abrieb besonders vorsichtig umgegangen werden. Versuche, auch aus den Verbindungen As_2O_3 und Ga_2O_3 stabile Tabletten herzustellen, scheiterten. Daher konnten die in /13/ vorgeschlagenen Isotope As75 und Ga71 nicht zu Messungen herangezogen werden.

7. Diskussion der experimentellen und theoretischen Ergebnisse

Mit dem im vorangegangenen beschriebenen Meß- und Auswerteverfahren wurden an mehr als 20 verschiedenen Coreanordnungen Neutronenspektrumsmessungen durchgeführt. Von den ermittelten Ergebnissen sind einige, die an besonders grundlegenden Coreanordnungen gemessen wurden, hier ausgewählt worden.

Das in Bild 18 gezeigte Neutronenspektrum der SNEAK Anordnung 3A-2 ist typisch für das Core eines dampfgekühlten schnellen Brutreaktors mit Uran als Kernbrennstoff /19/. Zur Durchführung der Messungen standen 11 verschiedene Resonanzabsorber als Sandwichdetektoren zur Verfügung. Die Fehler der Messungen liegen in der Größenordnung von 20 % und die Übereinstimmung mit dem gerechneten Spektrum ist sehr gut. Die Meßwerte wurden integral an das mit dem SNEAK-Satz gerechnete Spektrum angepaßt. Ein erster Vergleich zwischen dem gemessenen und dem gerechneten Spektrumsverlauf hatte eine deutliche Diskrepanz im Energiebereich unterhalb 100 eV ergeben. Dort lagen die Meßergebnisse um ungefähr 30 % über den gerechneten Ergebnissen. Eine Überprüfung der Rechnung ergab, daß die Selbstabschirmung der starken Einfangresonanzen des U238 nicht berücksichtigt worden war. Durch die Korrektur dieses Fehlers wurde das errechnete Spektrum gerade so viel weicher, daß die Diskrepanz zwischen den Meß- und Rechenergebnissen verschwand. Als Eichspektrum liegt den Messungen in Bild 18 das 1/E-Spektrum am FRM zugrunde.

Als nächstes werden die Messungen im typischen Neutronenspektrum eines dampfgekühlten schnellen Brutreaktors mit Plutonium als Kernbrennstoff behandelt. Diese Messungen erfolgten im SNEAK-Core 3B-2. Die Ergebnisse sind in Bild 19 dargestellt. Zum ersten Mal wurde an diesem Core mit mehreren verschiedenen Meßmethoden das Neutronenspektrum absolut gemessen und auf einen gemeinsamen Flußmonitor bezogen. Die Anpassung des Gesamtmeßspektrums an das mit dem SNEAK-Satz /29/ gerechnete Spektrum erfolgte, indem in den Energiegruppen 5 bis 10 die Flußintegrale des Proton-Rückstoß-Meßspektrums und des gerechneten Spektrums gleich gemacht wurden. Anschließend wurden an das Proton-Rückstoß-Meßspektrum die auf den gleichen Fluß-

monitor bezogenen Ergebnisse der Li^6 - und der Sandwichmessung angehängt. Es ergaben sich bei dieser Anpassung sowohl im oberen wie auch im unteren Energiebereich deutliche Abweichungen vom gerechneten Neutronenspektrum. In beiden Energiebereichen liegen die Meßergebnisse unter den gerechneten Ergebnissen. Diese großen Diskrepanzen scheinen in erster Linie eine Folge der Fehler in der Absoluteichung zu sein. Aber selbst bei integraler Anpassung der Sandwichergebnisse im gesamten überstrichenen Energiebereich an das gerechnete Spektrum werden zwischen 70 eV und 1 keV zu wenig Neutronen gemessen. Spätere absolute Spektrumsmessungen an anderen Coreanordnungen ergaben mit den gleichen Meßmethoden deutlich geringere Abweichungen von den gerechneten Spektren. Auch die Sandwichergebnisse des 3B-2 Cores sind auf das 1/E-Eichspektrum am FRM bezogen.

Die Spektren in den beiden SNEAK-Anordnungen 3A-2 und 3B-2 waren wegen des großen Wasserstoffgehaltes relativ weich. Im folgenden wird eine Messung in dem harten Neutronenspektrum behandelt, das für einen natriumgekühlten schnellen Brutreaktor charakteristisch ist. Diese Messung erfolgte am Core SNEAK-6. Bild 20 zeigt das mit dem Querschnittssatz MOXTOT /29/ gerechnete Neutronenspektrum und die Ergebnisse der einzelnen Sandwichdetektoren. Eine Absoluteichung der Ergebnisse relativ zu den anderen Meßtechniken war nicht möglich, da sich nachträglich erst ein Defekt im gemeinsam benutzten Flußmonitor herausstellte. Die Anpassung der Meßergebnisse an das Rechenspektrum erfolgte daher mit Hilfe der Meßergebnisse für die Hauptresonanzen von $\text{Mn}55$ und $\text{Cu}63$. Da der gute Sandwichdetektor $\text{Na}23$ wegen des großen Natriumgehaltes im Core SNEAK-6 ausfällt, war es wichtig, andere Resonanzabsorber im Energiebereich oberhalb von 1 keV zu haben. Alle Ergebnisse in Bild 20 sind auf das Eichspektrum UHC an der SUAK bezogen. Die Isotope $\text{C}137$, $\text{Sc}45$, $\text{Zn}64$ und $\text{Se}80$ wurden, abgesehen von der Eichung im UHC-Spektrum, am SNEAK-6 Core zum ersten Mal verwendet. Aus diesem Grunde und wegen des im Verhältnis zum SNEAK-6 Spektrum sehr weichen Eichspektrums sind die Fehler für diese Isotope relativ groß. Außerdem war es bei der Messung im Core SNEAK-6 noch nicht möglich, für diese Sandwichdetektoren die optimalen Foliendicken zu verwenden, da diese

erst aus den Ergebnissen dieser Messung abgeleitet werden konnten. Mit Hilfe günstigerer Foliendicken und einem härteren Neutronenspektrum an der SUAK zur Eichung der an den SNEAK-Cores gewonnenen Ergebnisse können diese Fehler reduziert werden. Die Fehler im Energiebereich unterhalb von 100 eV sind im wesentlichen eine Folge der geringen relativen Anteile der Hauptresonanzen $P_H(d, \emptyset)$ am gesamten Differenzeffekt. Die Abweichung der Meßwerte des Sc45 bei der Energie von 3240 eV und des Zn64 bei der Energie von 2637 eV vom Mittelwert des Gruppenflusses ist vermutlich eine Folge der Flußabsenkung, die von der Na23 Resonanz bei 2850 eV hervorgerufen wird. Mit Ausnahme dieser beiden Werte ist die Übereinstimmung der gemessenen und gerechneten Ergebnisse gut. Die eingezeichneten Fehler liegen zwischen 25 und 50 %.

Als Beispiel einer Messung an der SUAK soll das Neutronenspektrum im Core UH1B angeführt werden. Es ist in Bild 21 zusammen mit den Meßergebnissen der Sandwichtechnik, der Flugzeitmethode und der Proton-Rückstoßmethode gezeichnet. An der Anordnung UH1B sollten die Proton-Rückstoßmeßtechnik und die Flugzeitmethode miteinander verglichen werden. Eine gute Energieauflösung der Flugzeitmethode wurde nur im gemeinsamen Überlappungsbereich beider Meßtechniken oberhalb 10 keV angestrebt. Daher ist die Unsicherheit der Ergebnisse der Flugzeitmethode im Bereich der Sandwichmeßtechnik sehr groß, und ein Vergleich mit den Ergebnissen der Sandwichmeßtechnik wird unterhalb 100 eV sinnlos. Der Fehler der Sandwichergebnisse liegt bei 10 bis 20 %. Als Eichung wurde das 1/E-Spektrum am FRM zugrunde gelegt.

Besonders wichtig für den Vergleich der Ergebnisse mit gerechneten Neutronenspektren war die Absoluteichung der Sandwichmethode. Mehrere absolute Spektrumsmessungen in verschiedenen Coreanordnungen an der SNEAK haben gezeigt, daß eine Genauigkeit der Ergebnisse erzielt wurde, die eindeutige Rückschlüsse möglich machten.

So wurde am Core SNEAK-4 /20/ das Neutronenspektrum im Zentrum mit einem Li^6 -Sandwichdetektor, einem Proton-Rückstoßspektrometer und mit Sandwichdetektoren absolut gemessen und mit Rechenergebnis-

sen verglichen. Es ergab sich eine im allgemeinen gute Übereinstimmung des gemessenen und des gerechneten Spektrumsverlaufes. Auffallend war jedoch ein starkes Absinken des mit der Proton-Rückstoßmethode gemessenen Spektrumsverlaufes relativ zum gerechneten Verlauf unterhalb von 100 keV. Diese Tendenz konnte jedoch bei den anschließenden absoluten Meßergebnissen der Sandwichmethode nicht festgestellt werden. Vielmehr war hier die Übereinstimmung sowohl im Absolutbetrag wie auch im relativen Verlauf zwischen Rechen- und Meßergebnissen gut. Daraus wurde gefolgert, daß ein prinzipieller Fehler bei der Spektrumsmessung mit der Proton-Rückstoßmethode die Ursache dieser Diskrepanz sein müßte. Nachträgliche Rechnungen für das Core SNEAK-4 und Experimente an einem ähnlichen Core bestätigten diese Vermutung. Es stellte sich heraus, daß die Proton-Rückstoßmessungen im Gegensatz zu den Sandwichmessungen bei völlig abgelassenen Trimm- und Regelstäben dieses Cores vorgenommen worden waren. Dabei befand sich aufgrund des speziellen Aufbaus dieser Stäbe relativ viel Bor in der Nähe der zentralen Position des Cores, die als Meßstelle für den Proton-Rückstoßdetektor diente. Die Absorption im Bor, die wegen des $1/v$ -Wirkungsquerschnittsverlaufes die niederen Neutronenenergien bevorzugt, war daher für das starke Absinken des Neutronenspektrums unterhalb 100 keV verantwortlich.

Die experimentellen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit lassen sich in folgende Punkte zusammenfassen:

- 1) Es wurden mit 21 Resonanzabsorbern (statt bisher max. 8) in sehr unterschiedlichen Neutronenspektren Messungen im Energiebereich von ungefähr 1 eV bis 10 keV durchgeführt.
- 2) Die Genauigkeit der Ergebnisse konnte für Spektren ähnlich denen schneller dampfgekühlter Reaktoren auf 10 bis 20%, für Spektren ähnlich denen schneller natriumgekühlter Reaktoren auf 20 bis 40% gesteigert werden. Damit wurden Rückschlüsse auf Fehler in den theoretisch gewonnenen Spektren ermöglicht.
- 3) Die Ergebnisse der Messungen konnten absolut angegeben werden. Die Genauigkeit der Absoluteichung reichte aus, Meßfehler bei der Proton-Rückstoßmeßtechnik aufzudecken.

Die angegebene Genauigkeit der Ergebnisse der Sandwichmeßtechnik konnte nur mit Hilfe einer Minimalisierung aller Einzelfehler und des Gesamtfehlers in Abhängigkeit von den verfügbaren Parametern erreicht werden. Dies erforderte neben einer sorgfältigen Experimentiertechnik eingehende theoretische Untersuchungen des Einflusses der Foliendicke und des Eichspektrums auf die Einzelfehler. Als besonders wichtig erwies sich der Fehler, der durch die Korrektur des Beitrages der Nebenresonanzen zur gemessenen Aktivierungsdifferenz hervorgerufen wird. Da dieser Beitrag stark von der Härte des Neutronenspektrums abhängt, ergab sich eine sehr unterschiedliche Verwendbarkeit der einzelnen Resonanzabsorber für Messungen in verschiedenen harten Neutronenspektren. Die Abhängigkeit der Verwendbarkeit aller zu den Messungen herangezogenen Resonanzabsorber von der Härte des Neutronenspektrums konnte in Form eines Diagramms dargestellt werden. Es ermöglicht ohne großen Rechenaufwand für jedes beliebige Neutronenspektrum die Auswahl eines optimalen Satzes von Resonanzabsorbern, die für dieses Spektrum geeignet sind.

Auf der BNES Konferenz in London (Juni 1969) befaßte sich ein Beitrag /15/ unter anderem mit den Forderungen, die an die Genauigkeit der Spektrumsmessungen in den verschiedenen Energiebereichen gestellt werden müssen, damit für schnelle Reaktoren Voraussagen für die Größe k_{eff} mit einer Standardabweichung von 1 % gemacht werden können. Im Bereich von 4 bis 10 MeV darf der Fehler 30 % nicht übersteigen. Zwischen 40 keV und 4 MeV sollte er nicht über 4 %, zwischen 1 keV und 40 keV nicht oberhalb 10 % und zwischen 100 eV und 1 keV nicht über 20 % liegen. Dies bedeutet, daß die Ergebnisse der Proton-Rückstoßmeßtechnik auf 4 % und die Ergebnisse der Sandwichtechnik auf 15 bis 20 % genau angegeben werden müssen.

Wie gezeigt wurde, konnte diese Genauigkeit für Neutronenspektren ähnlich denen dampfgekühlter schneller Reaktoren im Bereich der Sandwichmeßtechnik erreicht, zum Teil sogar übertroffen werden. Für Neutronenspektren ähnlich denen natriumgekühlter schneller Reaktoren sind die angegebenen Fehler bei den an der SNEAK zur Verfügung stehenden Neutronenflüssen und bei Auswertung der γ -Aktivität der Resonanzabsorber noch zu groß. Jedoch scheint bei

deutlich höheren Neutronenflüssen zur Aktivierung der Resonanzabsorber und bei einer Auswertung der β -Strahlung der Sandwichfolien die Genauigkeit von 15 bis 20 % für einige Resonanzabsorber auch in harten Neutronenspektren erreichbar.

Eine ähnliche Diskrepanz zwischen geforderter und tatsächlich erreichter Meßgenauigkeit liegt auch für die Proton-Rückstoßmethode vor. Der Stand dieser Technik erlaubt inzwischen Spektrumsmessungen mit einem Fehler von ungefähr 10 %. Ziel ist jedoch, unabhängig von der Härte des vorliegenden Neutronenspektrums, eine Genauigkeit von 4% im Energiebereich oberhalb von 40 keV. Während für den Bereich der Sandwichmethode die geforderte Genauigkeit wenigstens für weiche Neutronenspektren erreicht werden konnte, müssen im Bereich der Proton-Rückstoßmethode sowohl für die Messung weicher als auch harter Neutronenspektren noch deutliche Verbesserungen erzielt werden.

Wenn beide Meßmethoden zur Bestimmung von Neutronenspektren in ihren Energiebereichen Ergebnisse mit der angegebenen Genauigkeit liefern, wird es möglich sein, die Ausgangsdaten, die zur Berechnung der Parameter natriumgekühlter schneller Reaktoren benötigt werden, deutlich zu verbessern.

Herrn Prof. Dr. W. Häfele danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut für Angewandte Reaktorphysik durchführen zu können sowie für ihre Förderung.

Für seine Unterstützung dieser Arbeit und die Anregungen bei ihrem Abfassen bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Stegemann.

Besonders dankbar bin ich Herrn Dr. P. Engelmann für die Anregung zu dieser Arbeit, sein Interesse an ihrem Fortgang und seinen persönlichen Einsatz.

Diese Arbeit wurde von vielen Mitarbeitern der Gruppe SNEAK unterstützt. Ihnen allen möchte ich dafür danken. Herausgreifen möchte ich Frl. Dipl.-Phys. G. Günther, Frl. Dipl.-Phys. A.-M. Raberain und Herrn Ing. R. Buyl für ihre Hilfe beim Betrieb der Meßapparatur und Herrn A. Wickenhäuser für die Durchführung vieler Rechnungen.

Schließlich möchte ich mich auch bei Herrn Dipl.-Phys. W. Mayer (AEC) für seine freundliche Starthilfe zu Beginn dieser Arbeit bedanken.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ H. Bluhm, D. Stegemann: Theoretical and Experimental Investigations for an Improved Application of the Li^6 -Sandwich Spectrometer, Nucl. Instr. and Methods 70,2 (1969)

- /2/ E.F. Bennett: Fast Neutron Spectrometry by Proton-Recoil Proportional Counting, Nucl. Sci. Eng. 27, 16 (1967)

- /3/ E.F. Bennett et al.: Proceedings of the Conf. on Fast Critical Experiments and Their Analysis, Argonne 1966, ANL-7320, pg. 477

- /4/ W.N. McElroy et al.: Neutron-Flux Spectral Determination by Foli Activation, Nucl. Sci. Eng. 27, 533 (1967)

- /5/ A.M. Judd: Neutron Flux Measurements by Resonance Activation of Foils, Nucl. Instr. and Methods 23, 29 (1963)

- /6/ H.B. Stewart, G.B. Gavin: The Physics of Intermediate Spectrum Reactors (J.R. Stehn, Editor) 6-12 (1958)

- /7/ G. Ehret: Die Bestimmung epithermischer Spektren mit Resonanzsonden (Sandwichmethode), Diplomarbeit TH-Karlsruhe (1961)

- /8/ G. Ehret: Die Bestimmung epithermischer Neutronenspektren mit Resonanzsonden (Sandwichmethode), Atompraxis 1 393 (1961)

- /9/ A. Weitzberg: Proceedings of the Conf. on Fast Critical Experiments and Their Analysis, Argonne 1966, ANL-7320, pg. 535

- /10/ L. Costa: Mesure de Flux de Neutrons en Ralentissement au Moyen de Detecteurs en Sandwichs Au-La-Co-Mn, report CEA-R3200

- /11/ W.J. Paterson et al.: Proc. of a Symposium on Fast Reactor Physics, Vol. II, pg. 113, IAEA, Wien 1968

- /12/ L.P. Abagjan et al.: Proc. of a Symposium on Fast Reactor Physics, Vol. II, pg. 317, IAEA, Wien 1968

- /13/ T.J. Connolly and F. de Kruijf: An Analysis of Twenty Four Isotopes for Use in Multiple Foil (Sandwich) Measurements of Neutron Spectra below 10 keV
J.J. Schmidt: Recommended Resolved and Statistical Resonance Parameters for Twenty Four Isotopes
KFK-718 (1968)
- /14/ T.L. Andersson (Aktiebolaget Atomenergi, Schweden): private Mitteilung
- /15/ A.H. Broomfield et al.: Proc. of the Intern. Conf. on the Physics of Fast Reactor Operation and Design, London, June 1969, pg. 15
- /16/ K. Burkart: Indium-Sandwichmessungen mit dicken Sonden und neuen Zähl- und Auswertemethoden, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1970
- /17/ W.L. Zijp: Review of Activation Methods for the Determination of Fast Neutron Spectra, report RCN 37, May 1965
- /18/ A.K. McCracken: Proc. of the Intern. Conf. on Radiation Measurements in Nuclear Power, Berkeley 1966, pg. 168, Conference Series No. 2, Institute of Physics and the Physical Society of London
- /19/ R. Schröder: Physics Investigations of Uranium-Fueled Fast Steam-Cooled Reactors in SNEAK, Assemblies 3A-0, 3A-2, 3A-3, KFK-847 (1968)
- /20/ P. Engelmann: A Series of Physics Experiments for KNK-II, KFK-1022, (1969)
- /21/ D. Wintzer: Zur Berechnung von Heterogenitätseffekten in periodischen Zellstrukturen thermischer und schneller Kernreaktoren, KFK-743 (1969)
- /22/ K.H. Beckurts and K. Wirtz: Neutron Physics, Springer Verlag 1964, S. 235, 237

- /23/ J.M. Otter: The TRIX-1 Code, An Improved Analytical Calculation of Resonance Integrals, NAA-SR-MEMO 11538, 1965
- /24/ R. Goldstein, E.R. Cohen: Theory of Resonance Absorption of Neutrons, Nucl. Sci. Eng. 13, 132-140 (1962)
- /25/ J. Chernick, R. Vernon: Some Refinements in the Calculation of Resonance Integrals, Nucl. Sci. Eng. 4, 649-672 (1958)
- /26/ J.M. Otter: Escape Probability Approximations in Lumped Resonance Absorbers, NAA-SR-9744 (1964)
- /27/ W. Rothenstein: Collision Probabilities and Resonance Integrals for Lattices, Nucl. Sci. Eng. 7, 162-171 (1960)
- /28/ V.J. Bell, P.A.C. Buckler, I.C. Pull: The Calculation of Generalized and Doppler Functions, report AEEW-R-266 (1963)
W.W. Nather, L.W. Nordheim: Extended Tables for the Computation of the Volume Term of the Resonance Integral, GA-2460 (1961)
- /29/ E. Kiefhaber et al.: Proc. of the Intern. Conf. on the Physics of Fast Reactor Operation and Design, London, June 1969, pg. 94
- /30/ G.C. Hanna: The Neutron Flux Perturbation Due to an Absorbing Foil; A Comparison of Theories and Experiments, Nucl. Sci. Eng. 15, 325-337 (1963)
- /31/ D. Stegemann et al.: Proc. of a Symposium on Fast Reactor Physics, Vol. I, pg. 79, IAEA, Wien 1968
- /32/ P. Engelmann et al.: Construction and Experimental Equipment of the Karlsruhe Fast Critical Facility SNEAK, KFK-471 (1966)

TABELLE 1

Isotop	natürl. Häufigkeit %	Halbwerts- zeit	chemisch. Form	Zahl aufgel. Res. < 100 keV	Durchmesser mm
Na 23	100	15,0 h	NaF	20	18
Cl 37	24,5	37 min	Pb Cl ₂	6	28
Sc 45	100	83,9 d	Metall	8	18
Mn 55	100	2,58 h	" +12%Ni	35	18
Cu 63	69,1	12,8 h	Metall	31	18
Zn 64	48,9	245 d	Metall	3	36
Se 80	49,8	57 min	Tablette	9	20
Br 81	49,5	35,9 h	K Br	3	18
Mo 98	23,8	66 h	Metall	8	18
Pd 108	26,7	13,6 h	Metall	3	18
Cd 114	28,9	55 h	Metall	6	18
In 115	95,7	54 min	" +50%Pb	11	18
Sb 121	57,2	2,8 d	Tablette	127	20
Cs 133	100	3,2 h	Cs NO ₃	165	20
La 139	99,9	40 h	Metall	31	18
Sm 152	26,6	47 h	Metall	1	18
W 186	28,4	24 h	Metall	27	18
Re 187	62,9	17 h	Tablette	23	20
Ir 191	37,3	74 d	Metall	15	18
Pt 198	7,2	30 min	Metall	3	18
Au 197	100	65 h	Metall	50	18

TABELLE 2

Isotop	$\Delta g \cdot 10^5$ Gramm	$\frac{\Delta k}{k}$ %	$\Delta T \cdot 10^4$	$\frac{\Delta \phi^*}{\phi^*}$ %
Na 23	5	10	6	50
Cl 37	10	15	6	50
Sc 45	10	30	6	50
Mn 55	3	10	6	50
Cu 63	3	10	6	50
Zn 64	10	20	6	50
Se 80	10	25	6	50
Br 81	8	25	6	50
Mo 98	3	15	6	50
Pd 108	3	25	6	50
Cd 114	5	30	6	50
In 115	3	15	6	50
Sb 121	5	10	6	50
Cs 133	8	10	6	50
La 139	8	10	6	50
Sm 152	5	25	6	50
W 186	3	10	6	50
Re 187	20	15	6	50
Ir 191	3	15	6	50
Pt 198	3	25	6	50
Au 197	3	10	6	50

TABELLE 3

Isotop	SNEAK 3A-2				$1/E$ (FRM)		UHC (SUAK)	
	Hauptres. eV	optimale Dicke μm	R(d) %	Z(d)	R_{ϵ} (d) %	Z_{ϵ} (d)	R_{ϵ} (d) %	Z_{ϵ} (d)
Na 23	2850	1000	5.5	$3 \cdot 10^6$.9	10^7	8.1	$8 \cdot 10^5$
Cl 37	8600	2000	1.2	10^6	.2	10^6	1.1	$2 \cdot 10^5$
Sc 45	3240	1000	1.7	$6 \cdot 10^6$.4	$5 \cdot 10^7$	1.6	10^6
Mn 55	337	100	6.5	$2 \cdot 10^6$	5.2	10^7	6.7	$6 \cdot 10^5$
Cu 63	576	50	3.7	$2 \cdot 10^6$	3.2	10^7	3.5	$4 \cdot 10^5$
Zn 64	2637	1000	1.5	$6 \cdot 10^6$.7	$5 \cdot 10^7$	1.5	$2 \cdot 10^6$
Se 80	1980	800	2.6	10^6	1.3	$5 \cdot 10^6$	1.9	$3 \cdot 10^5$
Br 81	101	200	5.0	$3 \cdot 10^6$	7.2	10^7	5.4	$2 \cdot 10^5$
Mo 98	467,6	150	2.7	$3 \cdot 10^6$	3.3	10^7	2.8	$4 \cdot 10^5$
Pd 108	33,24	60	7.0	10^6	12.1	10^7	8.2	$2 \cdot 10^5$
Cd 114	120,2	200	1.3	$5 \cdot 10^6$	2.6	10^7	1.5	$6 \cdot 10^5$
In 115	1,456	25	6.0	10^6	20.5	$4 \cdot 10^6$	6.8	$2 \cdot 10^5$
Sb 121	15,4	50	3.0	$2 \cdot 10^6$	11.4	10^7	3.4	$5 \cdot 10^5$
Cs 133	5,9	100	5.2	$2 \cdot 10^6$	12.6	10^7	5.8	$5 \cdot 10^5$
La 139	72,4	100	3.0	$2 \cdot 10^6$	4.4	$5 \cdot 10^6$	3.3	10^5
Sm 152	8,01	25	11.0	$3 \cdot 10^6$	15.4	10^7	12.0	$4 \cdot 10^5$
W 186	18,8	20	10.2	$4 \cdot 10^6$	18.3	10^7	11.8	$4 \cdot 10^5$
Re 187	73,7	50	3.5	$2 \cdot 10^6$	12.4	10^7	3.9	$2 \cdot 10^5$
Ir 191	5,36	25	3.0	$5 \cdot 10^6$	10.3	$5 \cdot 10^7$	3.7	10^6
Pt 198	96,0	100	3.1	10^6	7.2	$4 \cdot 10^6$	3.4	10^5
Au 197	4,906	15	5.6	$3 \cdot 10^6$	17.4	10^7	6.0	$7 \cdot 10^5$

TABELLE 4

Isotop	Hauptres. eV	SNEAK-6			¹ /E (FRM)		UHC (SUAK)	
		optimale Dicke µm	R(d) %	Z(d)	R _E (d) %	Z _E (d)	R _E (d) %	Z _E (d)
Na 23	2850	800	4.2	10 ⁶	.7	10 ⁷	6.3	6·10 ⁵
Cl 37	8600	2000	1.5	2·10 ⁵	.2	10 ⁶	1.1	2·10 ⁵
Sc 45	3240	1000	2.9	2·10 ⁶	.4	5·10 ⁷	1.6	10 ⁶
Mn 55	1098	50	3.1	10 ⁶	3.6	5·10 ⁶	5.2	3·10 ⁵
Cu 63	576	50	2.3	10 ⁶	3.2	10 ⁷	3.5	4·10 ⁵
Zn 64	2637	1000	1.8	4·10 ⁶	.7	5·10 ⁷	1.5	2·10 ⁶
Se 80	1980	600	2.1	2·10 ⁵	1.1	4·10 ⁶	1.6	2·10 ⁵
Br 81	101	100	1.1	5·10 ⁵	4.1	5·10 ⁶	3.8	10 ⁵
Mo 98	467,6	100	1.5	10 ⁶	2.6	10 ⁷	2.2	3·10 ⁵
Pd 108	92	50	.9	3·10 ⁵	10.3	10 ⁷	7.5	2·10 ⁵
Cd 114	394	100	.6	5·10 ⁵	1.4	5·10 ⁶	.9	3·10 ⁵
In 115	84	100	1.7	10 ⁵	51.	10 ⁷	18.0	8·10 ⁵
Sb 121	1351	100	1.7	3·10 ⁵	18.4	2·10 ⁷	5.8	10 ⁶
Cs 133	234,4	80	1.1	2·10 ⁵	10.3	10 ⁷	5.0	4·10 ⁵
La 139	1180	250	.8	3·10 ⁵	7.1	10 ⁷	6.3	2·10 ⁵
Sm 152	8.01	20	1.0	4·10 ⁵	12.0	10 ⁷	10.3	3·10 ⁵
W 186	218	25	.7	10 ⁶	22.2	10 ⁷	13.5	5·10 ⁵
Re 187	73,7	40	.9	3·10 ⁵	10.5	10 ⁷	3.5	2·10 ⁵
Ir 191	51,3	50	1.3	10 ⁶	17.1	5·10 ⁷	5.1	2·10 ⁶
Pt 198	96,0	70	1.6	10 ⁵	5.8	3·10 ⁶	3.0	10 ⁵
Au 197	293	25	.8	10 ⁶	24.3	2·10 ⁷	7.2	10 ⁶

TABELLE 5

Multigruppenspektren der SNEAK-Anordnungen 3A-2 und SNEAK-6 und
der SUAK -Anordnung UHC

Neutronen - gruppe	Energiegrenzen	Gruppenflüsse		
		SNEAK-6	3A-2	UHC
1	6,5 - 10,5 MeV	0.02604	0.1569	0.1228
2	4,0 - 6,5 MeV	0.1515	0.8995	0.5188
3	2,5 - 4,0 MeV	0.3767	2.166	1.024
4	1,4 - 2,5 MeV	0.7178	4.197	1.955
5	0,8 - 1,4 MeV	0.8626	5.342	2.222
6	0,4 - 0,8 MeV	1.662	8.267	3.211
7	0,2 - 0,4 MeV	2.409	10.027	2.742
8	0,1 - 0,2 MeV	2.582	8.795	2.102
9	46,5 - 100 keV	2.047	6.933	1.649
10	21,5 - 46,5 keV	1.897	5.561	1.232
11	10,0 - 21,5 keV	0.9311	3.325	0.8904
12	4,65 - 10 keV	0.4502	2.399	0.6594
13	2,15 - 4,65 keV	0.2354	1.919	0.5125
14	1,0 - 2,15 keV	0.2040	1.161	0.3364
15	465 - 1000 eV	$8.176 \cdot 10^{-2}$	0.7902	0.2369
16	215 - 465 eV	$2.560 \cdot 10^{-2}$	0.4481	0.1386
17	100 - 215 eV	$6.868 \cdot 10^{-3}$	0.2291	$7.275 \cdot 10^{-2}$
18	46,5 - 100 eV	$9.350 \cdot 10^{-4}$	0.1198	$3.946 \cdot 10^{-2}$
19	21,5 - 46,5 eV	$1.661 \cdot 10^{-4}$	$5.169 \cdot 10^{-2}$	$1.957 \cdot 10^{-2}$
20	10,0 - 21,5 eV	$1.431 \cdot 10^{-5}$	$2.491 \cdot 10^{-2}$	$9.005 \cdot 10^{-3}$
21	4,65 - 10,0 eV	$1.588 \cdot 10^{-6}$	$1.306 \cdot 10^{-2}$	$4.743 \cdot 10^{-3}$
22	2,15 - 4,65 eV	$9.614 \cdot 10^{-7}$	$1.624 \cdot 10^{-2}$	$5.957 \cdot 10^{-3}$
23	1,0 - 2,15 eV	$1.334 \cdot 10^{-7}$	$8.387 \cdot 10^{-3}$	$3.165 \cdot 10^{-3}$
24	0,465 - 1,0 eV	$1.592 \cdot 10^{-8}$	$3.607 \cdot 10^{-3}$	$1.305 \cdot 10^{-3}$
25	0,215 - 0,465 eV	$8.256 \cdot 10^{-10}$	$1.081 \cdot 10^{-3}$	$3.537 \cdot 10^{-4}$
26	0,0252 eV	$8.782 \cdot 10^{-10}$	$7.222 \cdot 10^{-4}$	$1.820 \cdot 10^{-5}$

A n h a n g

Im folgenden sind die Resonanzdaten aufgeführt, die der Berechnung der effektiven Resonanzintegrale für aufgelöste Resonanzen mit Hilfe des TRIX-1 Rechenprogramms zugrunde lagen. Für diese Daten wurden neben der Zusammenstellung der Resonanzparameter von J.J. Schmidt /13/ alle erreichbaren Veröffentlichungen bis einschließlich Januar 1970 berücksichtigt.

Für jeden Resonanzabsorber wurde die Resonanznummer, die Energie der Resonanz E_{res} in eV, die Streubreite Γ_n in eV, die Strahlungsbreite Γ_γ in eV und der statistische Faktor $g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$ angegeben. Hierin ist J der Spin des Zwischenkerns und I der Kernspin des Ausgangskerns.

Resonanzparameter der verwendeten Isotope

Na 23

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	2.8500E 03	4.1000E 02	6.1000E-01	3.7500E-01
2	3.4000E 04	5.0000E 02	8.0000E-01	5.0000E-01
3	5.2200E 04	7.0000E 02	1.1200E 00	8.7500E-01
4	5.5000E 04	2.0000E 02	3.0000E-01	6.2500E-01
5	6.1500E 04	3.0000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
6	6.3600E 04	4.0000E 02	3.0000E-01	3.7500E-01
7	6.6800E 04	4.0000E 02	3.0000E-01	3.7500E-01
8	7.2500E 04	3.0000E 02	3.0000E-01	6.2500E-01
9	7.5700E 04	5.5000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
10	7.7600E 04	5.0000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
11	7.9900E 04	6.0000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
12	8.1500E 04	7.0000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
13	8.3900E 04	6.5000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
14	8.5300E 04	3.5000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
15	8.6400E 04	3.0000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
16	8.8400E 04	4.0000E 02	3.0000E-01	1.2500E-01
17	9.1300E 04	4.5000E 02	3.0000E-01	3.7500E-01
18	9.3000E 04	5.0000E 02	3.0000E-01	3.7500E-01
19	9.6500E 04	1.0000E 03	3.0000E-01	1.2500E-01
20	9.8600E 04	4.5000E 02	3.0000E-01	3.7500E-01

Cl 37

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	8.6000E 03	8.0000E 01	5.0000E-01	5.0000E-01
2	2.7000E 04	4.0000E 02	5.0000E-01	5.0000E-01
3	4.7000E 04	2.5000E 02	5.0000E-01	5.0000E-01
4	5.5500E 04	1.8000E 02	5.0000E-01	5.0000E-01
5	6.5000E 04	1.8000E 02	5.0000E-01	5.0000E-01
6	9.4000E 04	5.5000E 02	5.0000E-01	5.0000E-01

Sc 45

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	4.5500E 02	7.6000E-03	3.5000E-01	5.0000E-01
2	1.0100E 03	2.2000E-02	3.5000E-01	5.0000E-01
3	3.2400E 03	7.0000E 01	3.5000E-01	5.0000E-01
4	4.2700E 03	2.5000E 02	3.5000E-01	5.0000E-01
5	6.5900E 03	7.3000E 01	3.5000E-01	5.0000E-01
6	8.0000E 03	1.6000E 02	3.5000E-01	5.0000E-01
7	9.2000E 03	2.6000E 02	3.5000E-01	5.0000E-01
8	1.1700E 04	1.4000E 02	3.5000E-01	5.0000E-01

Mn 55

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	3.3700E 02	2.2400E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
2	1.0980E 03	1.4600E 01	5.0000E-01	5.8330E-01
3	2.3750E 03	4.0000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
4	7.1700E 03	4.2500E 02	5.0000E-01	4.1670E-01
5	8.8700E 03	4.0400E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
6	1.7800E 04	1.5000E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
7	1.8000E 04	6.5000E 01	5.0000E-01	5.8330E-01
8	2.1000E 04	8.6000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
9	2.3700E 04	3.8000E 02	5.0000E-01	4.1670E-01
10	2.5900E 04	8.4000E 00	5.0000E-01	4.1670E-01
11	2.6400E 04	1.2000E 02	5.0000E-01	4.1670E-01
12	2.7000E 04	3.8000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
13	3.5300E 04	2.5700E 03	5.0000E-01	5.8330E-01
14	4.1000E 04	2.8000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
15	4.3200E 04	2.4000E 00	5.0000E-01	4.1670E-01
16	4.6820E 04	1.2000E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
17	4.7300E 04	1.9200E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
18	5.3400E 04	8.5000E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
19	5.4200E 04	1.2000E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
20	5.4400E 04	1.0100E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
21	5.7450E 04	8.1000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
22	5.8000E 04	6.0000E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
23	5.9500E 04	2.7000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
24	5.9950E 04	1.0000E 02	5.0000E-01	4.1670E-01
25	6.4100E 04	9.0000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
26	6.5510E 04	2.4000E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
27	6.6600E 04	1.4000E 02	5.0000E-01	4.1670E-01
28	6.9500E 04	1.5500E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
29	7.0070E 04	3.0000E 02	5.0000E-01	4.1670E-01
30	7.2700E 04	1.8000E 01	5.0000E-01	4.1670E-01
31	7.3900E 04	7.1000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01
32	8.1300E 04	4.4000E 02	5.0000E-01	4.1670E-01
33	8.4350E 04	1.3100E 03	5.0000E-01	5.8330E-01
34	9.6050E 04	2.1000E 02	5.0000E-01	4.1670E-01
35	9.8200E 04	4.5000E 02	5.0000E-01	5.8330E-01

Cu 63

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	5.7600E 02	8.6000E-01	4.8500E-01	6.2500E-01
2	2.0370E 03	4.3500E 01	5.7000E-01	3.7500E-01
3	2.6400E 03	4.5000E 00	5.8000E-01	6.2500E-01
4	4.8520E 03	1.4000E 01	6.2000E-01	3.7500E-01
5	5.3850E 03	4.0000E 01	4.4000E-01	6.2500E-01
6	5.8190E 03	1.0400E 01	4.6000E-01	6.2500E-01
7	7.5680E 03	1.1300E 01	5.1000E-01	3.7500E-01
8	7.9310E 03	8.0000E 01	5.1000E-01	6.2500E-01
9	9.1910E 03	3.6600E 01	4.2000E-01	6.2500E-01
10	9.9300E 03	8.7000E 01	5.1000E-01	3.7500E-01
11	1.0850E 04	5.8000E 01	5.1000E-01	6.2500E-01
12	1.2576E 04	2.2900E 01	7.5000E-01	3.7500E-01
13	1.3170E 04	6.6000E 01	5.1000E-01	6.2500E-01
14	1.3753E 04	6.5800E 01	4.4000E-01	3.7500E-01

Cu 63 (Fortsetzung)

15	1.5170E 04	2.7800E 01	5.1000E-01	6.2500E-01
16	1.5880E 04	1.7700E 01	5.7000E-01	6.2500E-01
17	1.6369E 04	1.8400E 01	5.6000E-01	3.7500E-01
18	2.1250E 04	1.2000E 02	5.1000E-01	6.2500E-01
19	2.1040E 04	1.2000E 02	5.1000E-01	6.2500E-01
20	1.8120E 04	8.0000E 01	5.1000E-01	6.2500E-01
21	1.7880E 04	8.0000E 01	5.1000E-01	6.2500E-01
22	2.2820E 04	1.1200E 02	5.1000E-01	6.2500E-01
23	2.4800E 04	6.0400E 01	5.1000E-01	6.2500E-01
24	2.5600E 04	2.7600E 02	5.1000E-01	3.7500E-01
25	2.6500E 04	9.6300E 01	5.1000E-01	6.2500E-01
26	2.8200E 04	6.8600E 01	5.1000E-01	3.7500E-01
27	2.9700E 04	1.9360E 02	5.1000E-01	6.2500E-01
28	3.1200E 04	1.2800E 02	5.1000E-01	3.7500E-01
29	3.3200E 04	2.6000E 02	5.1000E-01	6.2500E-01
30	3.6400E 04	2.4600E 02	5.1000E-01	6.2500E-01
31	4.2200E 04	4.3700E 02	5.1000E-01	6.2500E-01

Zn 64

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	2.8180E 02	6.0000E-03	3.0000E-01	1.0000E 00
2	2.6370E 03	7.5000E 01	3.0000E-01	1.0000E 00
3	4.1800E 03	6.0000E 01	3.0000E-01	1.0000E 00

Se 80

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	1.9800E 03	4.8000E 01	2.5000E-01	1.0000E 00
2	4.1000E 03	4.0000E 01	2.5000E-01	1.0000E 00
3	4.8000E 03	8.1000E 01	2.5000E-01	1.0000E 00
4	1.1850E 04	2.6800E 01	2.5000E-01	1.0000E 00
5	1.8300E 04	1.0980E 02	2.5000E-01	1.0000E 00
6	2.0900E 04	7.0600E 01	2.5000E-01	1.0000E 00
7	2.3900E 04	4.1200E 01	2.5000E-01	1.0000E 00
8	2.9600E 04	3.6250E 01	2.5000E-01	1.0000E 00
9	3.9900E 04	1.8700E 02	2.5000E-01	1.0000E 00

Br 81

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	1.0100E 02	1.5500E-01	2.7500E-01	6.2500E-01
2	1.3550E 02	4.3000E-01	2.7000E-01	3.7500E-01
3	2.0500E 02	1.2800E-02	3.7000E-01	6.2500E-01

A 5

Mo 98

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	4.2930E 02	7.0000E-02	1.4000E-01	1.0000E 00
2	4.6760E 02	7.0000E-01	1.0500E-01	1.0000E 00
3	6.1250E 02	3.5000E-02	1.4000E-01	1.0000E 00
4	8.1830E 02	8.0000E-02	1.4500E-01	1.0000E 00
5	1.1090E 03	3.3000E-01	1.4000E-01	1.0000E 00
6	1.5190E 03	1.4000E 00	1.4000E-01	1.0000E 00
7	2.5500E 03	1.4400E 00	1.0000E-01	1.0000E 00
8	3.3000E 03	4.0000E 00	1.4000E-01	1.0000E 00

Pd 108

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	2.9600E 00	5.0400E-06	9.0000E-02	1.0000E 00
2	3.3240E 01	8.0000E-02	1.1600E-01	1.0000E 00
3	9.1600E 01	1.5000E-01	1.0000E-01	1.0000E 00

Cd 114

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	1.2020E 02	4.4000E-02	1.5000E-01	1.0000E 00
2	2.2600E 02	1.8000E-03	1.5000E-01	1.0000E 00
3	3.9410E 02	7.6000E-01	1.5000E-01	1.0000E 00
4	6.7300E 02	2.2000E-01	1.5000E-01	1.0000E 00
5	7.5600E 02	1.4000E-01	1.5000E-01	1.0000E 00
6	1.1070E 03	1.5000E 00	1.5000E-01	1.0000E 00

In 115

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	1.4560E 00	3.0400E-03	7.2000E-02	5.5000E-01
2	3.8600E 00	3.5400E-04	8.1000E-02	4.5000E-01
3	9.1200E 00	1.5700E-03	8.0000E-02	5.5000E-01
4	1.2100E 01	1.2400E-04	8.0000E-02	4.5000E-01
5	2.3000E 01	1.3100E-03	8.0000E-02	4.5000E-01
6	3.9900E 01	4.0000E-03	8.0000E-02	4.5000E-01
7	4.6300E 01	4.8000E-04	8.0000E-02	4.5000E-01
8	4.8600E 01	7.2000E-04	8.0000E-02	4.5000E-01
9	6.3200E 01	1.2000E-03	8.0000E-02	4.5000E-01
10	8.3500E 01	1.2200E-02	8.0000E-02	4.5000E-01
11	9.5000E 01	2.9000E-03	8.0000E-02	4.5000E-01

Sb 121

RES. NC.	F RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	6.2400E 00	2.4000E-03	9.0000E-02	4.1670E-01
2	1.5400E 01	8.3000E-03	9.5000E-02	4.1670E-01
3	2.9550E 01	8.8000E-03	8.5000E-02	4.1670E-01
4	5.3500E 01	2.5000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
5	6.4400E 01	7.8000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
6	7.3730E 01	8.4000E-03	1.1500E-01	4.1670E-01
7	8.9630E 01	7.2000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
8	9.0110E 01	6.0000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
9	1.1140E 02	3.4000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
10	1.2660E 02	2.8000E-02	1.1500E-01	4.1670E-01
11	1.3190E 02	1.1400E-02	1.6500E-01	4.1670E-01
12	1.4440E 02	1.2000E-02	1.1000E-01	4.1670E-01
13	1.4980E 02	3.6000E-02	1.5000E-01	4.1670E-01
14	1.6070E 02	1.8000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
15	1.6700E 02	1.6000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
16	1.8500E 02	2.2000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
17	1.9230E 02	1.6000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
18	2.1420E 02	1.4000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
19	2.2270E 02	4.8000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
20	2.3070E 02	1.2000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
21	2.4660E 02	3.5000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
22	2.4960E 02	4.8000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
23	2.6230E 02	2.4000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
24	2.6640E 02	2.4000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
25	2.7050E 02	3.6000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
26	2.7480E 02	3.4000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
27	2.8720E 02	1.2400E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
28	3.1020E 02	4.2000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
29	3.2120E 02	6.0000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
30	3.3210E 02	2.9000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
31	3.3950E 02	9.1000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
32	3.5630E 02	3.0000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
33	3.6880E 02	4.8000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
34	3.9390E 02	2.4000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
35	4.0710E 02	1.3000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
36	4.1610E 02	7.0000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
37	4.2220E 02	1.0400E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
38	4.4490E 02	2.5000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
39	4.4880E 02	3.2000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
40	4.5180E 02	2.0000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
41	4.5550E 02	1.9500E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
42	4.6360E 02	2.3000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
43	4.7130E 02	1.5000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
44	4.7660E 02	7.0000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
45	4.8330E 02	1.8000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
46	4.9920E 02	8.4000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
47	5.0210E 02	1.6000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
48	5.1080E 02	8.3000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
49	5.3590E 02	9.5000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
50	5.4470E 02	1.1200E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
51	5.5120E 02	9.5000E-04	1.2000E-01	4.1670E-01
52	5.6040E 02	2.0600E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
53	5.6540E 02	2.3000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
54	5.8210E 02	1.4000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
55	6.0130E 02	4.7000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
56	6.0750E 02	6.2000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01

Sb 121 (Fortsetzung)

57	6.1520E 02	1.3500E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
58	6.3250E 02	4.3800E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
59	6.4790E 02	1.1000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
60	6.6290E 02	3.5400E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
61	6.7280E 02	4.1000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
62	6.7830E 02	2.5000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
63	7.1210E 02	2.0000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
64	7.1580E 02	3.5000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
65	7.2070E 02	3.8000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
66	7.3760E 02	5.3000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
67	7.7470E 02	8.9000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
68	7.9200E 02	2.5000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
69	7.9770E 02	3.2000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
70	8.0350E 02	1.2700E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
71	8.0500E 02	1.2300E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
72	8.4100E 02	2.9000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
73	8.6150E 02	1.5700E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
74	8.9210E 02	8.0000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
75	9.1370E 02	1.0400E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
76	9.1900E 02	1.8400E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
77	9.3880E 02	5.9000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
78	9.4980E 02	5.2000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
79	9.6490E 02	4.1000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
80	9.9620E 02	1.5000E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
81	1.0160E 03	3.5000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
82	1.0400E 03	7.7000E-03	1.2000E-01	4.1670E-01
83	1.0480E 03	1.1600E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
84	1.0880E 03	3.5000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
85	1.1130E 03	1.4400E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
86	1.1250E 03	1.0100E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
87	1.1470E 03	2.0000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
88	1.1850E 03	3.3600E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
89	1.2050E 03	8.2000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
90	1.2220E 03	4.2000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
91	1.2550E 03	7.3000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
92	1.2620E 03	1.8000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
93	1.3110E 03	1.2500E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
94	1.3330E 03	3.6000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
95	1.3510E 03	2.2300E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
96	1.3670E 03	1.5800E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
97	1.4410E 03	1.0400E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
98	1.4550E 03	1.4000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
99	1.4870E 03	9.2000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
100	1.5240E 03	1.9000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
101	1.5330E 03	1.4000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
102	1.5590E 03	1.6000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
103	1.5790E 03	2.3000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
104	1.5990E 03	1.4400E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
105	1.6450E 03	3.8000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
106	1.7010E 03	8.5000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
107	1.7290E 03	6.8000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
108	1.7430E 03	2.8000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
109	1.7700E 03	1.0800E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
110	1.8040E 03	2.0400E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
111	1.8290E 03	2.1600E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
112	1.8490E 03	4.2000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
113	1.9060E 03	4.1400E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
114	1.9220E 03	1.2500E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
115	1.9820E 03	1.6400E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
116	2.0050E 03	2.5700E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
117	2.0390E 03	7.8000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01

Sb 121 (Fortsetzung)

118	2.1120E 03	8.0000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
119	2.1240E 03	7.1000E-02	1.2000E-01	4.1670E-01
120	2.1560E 03	1.6200E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
121	2.2680E 03	1.6800E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
122	2.2750E 03	1.2600E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
123	2.3100E 03	1.9700E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
124	2.3670E 03	1.7500E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
125	2.3970E 03	3.3800E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
126	2.4420E 03	1.3000E-01	1.2000E-01	4.1670E-01
127	2.5330E 03	5.0600E-01	1.2000E-01	4.1670E-01

Cs 133

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	5.9000E 00	5.2000E-03	1.1500E-01	5.0000E-01
2	2.2600E 01	6.6000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
3	4.7800E 01	1.9000E-02	1.4000E-01	5.0000E-01
4	8.3100E 01	9.0000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
5	9.4800E 01	1.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
6	1.2610E 02	1.1000E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
7	1.4220E 02	6.6000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
8	1.4590E 02	2.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
9	1.8150E 02	2.4000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
10	1.9250E 02	2.8000E-04	1.2000E-01	5.0000E-01
11	2.0090E 02	3.1000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
12	2.0730E 02	2.9000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
13	2.2040E 02	2.4000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
14	2.3440E 02	4.3000E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
15	2.3840E 02	1.4000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
16	2.5900E 02	3.0000E-04	1.2000E-01	5.0000E-01
17	2.9560E 02	1.0000E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
18	3.0490E 02	3.0000E-04	1.2000E-01	5.0000E-01
19	3.1590E 02	4.0000E-04	1.2000E-01	5.0000E-01
20	3.5900E 02	4.2000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
21	3.7740E 02	1.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
22	4.0120E 02	2.6000E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
23	4.1350E 02	5.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
24	4.1550E 02	4.1000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
25	4.3080E 02	6.4000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
26	4.3750E 02	4.0000E-04	1.2000E-01	5.0000E-01
27	4.6990E 02	1.0200E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
28	5.1160E 02	1.2500E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
29	5.1970E 02	1.0700E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
30	5.6030E 02	7.8000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
31	5.6840E 02	1.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
32	5.8550E 02	1.6900E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
33	6.2260E 02	1.0000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
34	6.4630E 02	5.1000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
35	6.8440E 02	2.6000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
36	7.1230E 02	3.2000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
37	7.2660E 02	1.1900E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
38	7.3800E 02	1.1000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
39	7.6290E 02	7.7000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01

Cs 133 (Fortsetzung)

40	7.9570E 02	3.0500E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
41	8.0760E 02	1.1000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
42	8.2100E 02	1.7000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
43	8.3270E 02	5.8000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
44	8.6390E 02	1.8200E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
45	8.7230E 02	1.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
46	9.0660E 02	1.0500E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
47	9.1410E 02	2.4000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
48	9.1720E 02	2.4000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
49	9.7050E 02	6.2000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
50	9.8640E 02	3.8000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
51	9.9420E 02	7.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
52	1.0187E 03	6.4000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
53	1.0214E 03	1.6900E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
54	1.0386E 03	3.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
55	1.0696E 03	5.2000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
56	1.1183E 03	2.0100E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
57	1.1349E 03	1.1500E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
58	1.1562E 03	2.4000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
59	1.1770E 03	6.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
60	1.1870E 03	2.1000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
61	1.2397E 03	2.3200E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
62	1.2493E 03	4.2000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
63	1.2676E 03	3.5600E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
64	1.2726E 03	2.9000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
65	1.2801E 03	1.7900E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
66	1.3063E 03	2.2000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
67	1.3128E 03	2.2000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
68	1.3220E 03	1.6000E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
69	1.3293E 03	1.4600E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
70	1.3454E 03	1.5000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
71	1.3898E 03	3.7000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
72	1.4232E 03	1.4300E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
73	1.4291E 03	1.2000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
74	1.4433E 03	3.8000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
75	1.4531E 03	2.0600E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
76	1.4646E 03	1.2000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
77	1.4809E 03	5.4000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
78	1.5249E 03	8.6000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
79	1.5331E 03	1.7000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
80	1.5455E 03	3.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
81	1.5838E 03	3.9000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
82	1.5942E 03	3.9900E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
83	1.6163E 03	1.2100E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
84	1.6270E 03	3.2000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
85	1.6646E 03	9.0000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
86	1.6825E 03	4.1000E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
87	1.7055E 03	1.2400E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
88	1.7260E 03	1.7000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
89	1.7348E 03	5.0000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
90	1.7609E 03	1.2600E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
91	1.8096E 03	3.4000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
92	1.8286E 03	4.3000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
93	1.8430E 03	5.2000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
94	1.8493E 03	3.0000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
95	1.8537E 03	1.3000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
96	1.8995E 03	4.4000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
97	1.9155E 03	1.3000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
98	1.9344E 03	3.5000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
99	1.9540E 03	8.8000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01

Cs 133 (Fortsetzung)

100	2.0000E 03	2.7000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
101	2.0510E 03	3.2000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
102	2.0600E 03	4.9900E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
103	2.0900E 03	4.6000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
104	2.0990E 03	1.1900E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
105	2.1140E 03	1.8000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
106	2.1220E 03	3.0400E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
107	2.1330E 03	4.6000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
108	2.1610E 03	9.3000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
109	2.1720E 03	2.3000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
110	2.1820E 03	1.3100E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
111	2.1970E 03	4.7000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
112	2.2610E 03	3.3300E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
113	2.2800E 03	2.2900E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
114	2.2950E 03	6.7000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
115	2.3120E 03	2.2100E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
116	2.3430E 03	1.9000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
117	2.3520E 03	1.9000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
118	2.3760E 03	1.0730E 00	1.2000E-01	5.0000E-01
119	2.3870E 03	9.8000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
120	2.3920E 03	1.5000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
121	2.4290E 03	1.9700E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
122	2.4470E 03	5.0000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
123	2.4580E 03	2.0000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
124	2.4740E 03	5.4000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
125	2.4920E 03	5.0000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
126	2.5030E 03	3.0000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
127	2.5240E 03	2.0000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
128	2.5370E 03	3.5000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
129	2.5610E 03	1.2100E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
130	2.5700E 03	3.5000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
131	2.5910E 03	1.5000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
132	2.6040E 03	7.1000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
133	2.6230E 03	5.1000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
134	2.6830E 03	1.2400E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
135	2.7050E 03	2.1000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
136	2.7230E 03	5.7400E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
137	2.7330E 03	2.1000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
138	2.7550E 03	6.3000E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
139	2.7770E 03	5.3000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
140	2.7940E 03	2.7500E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
141	2.8380E 03	5.3000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
142	2.8760E 03	2.1000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
143	2.8920E 03	2.1000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
144	2.8980E 03	1.9400E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
145	2.9100E 03	1.4600E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
146	2.9250E 03	2.2000E-03	1.2000E-01	5.0000E-01
147	2.9430E 03	3.0400E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
148	2.9820E 03	9.8000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
149	3.0070E 03	8.8000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
150	3.0160E 03	2.6400E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
151	3.0710E 03	3.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
152	3.0950E 03	1.7000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
153	3.1140E 03	2.2000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
154	3.1200E 03	3.3500E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
155	3.1500E 03	3.4000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
156	3.1900E 03	1.1300E 00	1.2000E-01	5.0000E-01
157	3.3060E 03	7.4800E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
158	3.3350E 03	2.1400E-01	1.2000E-01	5.0000E-01

Cs 133 (Fortsetzung)

159	3.3540E 03	2.6600E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
160	3.3730E 03	1.0500E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
161	3.4020E 03	2.3000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
162	3.4220E 03	3.5100E-01	1.2000E-01	5.0000E-01
163	3.4440E 03	5.9000E-02	1.2000E-01	5.0000E-01
164	3.4800E 03	1.5340E 00	1.2000E-01	5.0000E-01
165	3.5000E 03	1.1800E-01	1.2000E-01	5.0000E-01

La 139

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	7.2400E 01	3.1500E-02	5.6500E-02	4.3750E-01
2	8.7500E 02	2.1600E-02	5.6500E-02	5.0000E-01
3	1.1800E 03	1.9100E 00	5.6500E-02	4.3750E-01
4	2.1140E 03	3.4600E 00	5.6500E-02	4.3750E-01
5	2.1500E 03	1.0800E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
6	2.3780E 03	7.6000E-02	5.6500E-02	5.0000E-01
7	2.4680E 03	1.0400E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
8	2.8540E 03	4.2000E-01	5.6500E-02	5.0000E-01
9	2.9930E 03	1.2320E 01	5.6500E-02	5.0000E-01
10	3.2840E 03	2.1200E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
11	3.4790E 03	1.4880E 01	5.6500E-02	5.0000E-01
12	3.7240E 03	2.0000E-01	5.6500E-02	5.0000E-01
13	3.7450E 03	5.2800E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
14	4.3540E 03	4.9000E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
15	4.6440E 03	3.6200E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
16	4.8090E 03	1.3600E-01	5.6500E-02	5.0000E-01
17	5.3430E 03	1.4000E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
18	5.5180E 03	2.3600E-01	5.6500E-02	5.0000E-01
19	6.4480E 03	3.8600E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
20	6.5470E 03	1.7000E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
21	6.8500E 03	3.7600E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
22	7.1220E 03	2.3800E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
23	7.4320E 03	3.4000E-01	5.6500E-02	5.0000E-01
24	7.4490E 03	2.1200E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
25	7.8850E 03	3.2000E-01	5.6500E-02	5.0000E-01
26	8.0150E 03	1.6400E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
27	8.5010E 03	5.2800E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
28	8.8900E 03	7.2000E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
29	9.9650E 03	4.0000E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
30	1.0190E 04	4.8000E 00	5.6500E-02	5.0000E-01
31	1.0350E 04	5.6000E-01	5.6500E-02	5.0000E-01

Sm 152

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	8.0100E 00	7.9000E-02	5.7000E-02	1.0000E 00

W 186

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	1.8800E 01	2.6600E-01	5.3000E-02	1.0000E 00
2	1.1130E 02	4.0000E-05	7.0000E-02	1.0000E 00
3	1.7150E 02	2.7000E-02	7.5000E-02	1.0000E 00
4	1.9760E 02	6.0000E-04	7.0000E-02	1.0000E 00
5	2.1800E 02	5.3000E-01	6.2000E-02	1.0000E 00
6	2.4500E 02	2.0000E-04	7.0000E-02	1.0000E 00
7	2.8800E 02	2.6000E-02	7.0000E-02	1.0000E 00
8	4.0700E 02	7.5000E-02	6.2000E-02	1.0000E 00
9	4.5800E 02	8.0000E-04	7.0000E-02	1.0000E 00
10	5.1200E 02	6.5000E-02	4.9000E-02	1.0000E 00
11	5.4300E 02	5.0000E-01	6.5000E-02	1.0000E 00
12	6.6600E 02	7.5000E-01	3.5000E-02	1.0000E 00
13	7.3200E 02	2.1000E 00	9.2000E-02	1.0000E 00
14	7.7400E 02	6.0000E-03	7.0000E-02	1.0000E 00
15	8.3500E 02	2.0000E-02	7.0000E-02	1.0000E 00
16	8.5800E 02	2.0000E-03	7.0000E-02	1.0000E 00
17	9.6800E 02	1.1000E 00	7.2000E-02	1.0000E 00
18	1.0800E 03	6.5000E-01	6.1000E-02	1.0000E 00
19	1.1300E 03	4.5000E-01	6.2000E-02	1.0000E 00
20	1.1900E 03	7.7000E-01	5.5000E-02	1.0000E 00
21	1.4200E 03	2.5000E-01	9.0000E-02	1.0000E 00
22	1.5100E 03	1.2000E 00	6.8000E-02	1.0000E 00
23	1.5500E 03	4.6000E-03	7.0000E-02	1.0000E 00
24	1.8000E 03	1.0000E-01	6.5000E-02	1.0000E 00
25	1.9400E 03	5.5000E-01	6.0000E-02	1.0000E 00
26	2.0400E 03	4.0000E-01	6.7000E-02	1.0000E 00
27	2.1200E 03	1.1000E-01	6.7000E-02	1.0000E 00

Re 187

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	4.4200E 00	3.7500E-04	5.1000E-02	5.0000E-01
2	1.1140E 01	2.0800E-03	6.3000E-02	5.0000E-01
3	1.6070E 01	6.6000E-04	5.9000E-02	5.0000E-01
4	1.7580E 01	2.0500E-03	5.7000E-02	5.0000E-01
5	1.8520E 01	6.9000E-04	6.0000E-02	5.0000E-01
6	2.4800E 01	1.3100E-04	5.4000E-02	5.0000E-01
7	3.2000E 01	1.0000E-02	7.1000E-02	5.0000E-01
8	3.3900E 01	1.1200E-03	5.1000E-02	5.0000E-01
9	3.9400E 01	1.2400E-02	5.5000E-02	5.0000E-01
10	4.6900E 01	1.0000E-04	5.4000E-02	5.0000E-01
11	4.7500E 01	5.0000E-03	5.4000E-02	5.0000E-01
12	5.3500E 01	6.1000E-03	5.7000E-02	5.0000E-01
13	5.8900E 01	2.1000E-03	5.4000E-02	5.0000E-01
14	6.1000E 01	2.9000E-02	6.1000E-02	5.0000E-01
15	6.3700E 01	2.2000E-03	5.4000E-02	5.0000E-01
16	6.9500E 01	2.6000E-02	6.3000E-02	5.0000E-01
17	7.3700E 01	7.0000E-02	4.9000E-02	5.0000E-01
18	7.5000E 01	2.9000E-02	6.3000E-02	5.0000E-01
19	7.8100E 01	1.6000E-03	5.4000E-02	5.0000E-01
20	7.9100E 01	2.8000E-03	7.9000E-02	5.0000E-01
21	8.5100E 01	9.3000E-03	6.5000E-02	5.0000E-01
22	8.7600E 01	7.0000E-03	5.4000E-02	5.0000E-01
23	9.1800E 01	1.8000E-03	5.4000E-02	5.0000E-01

Ir 191

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	6.5400E-01	5.0000E-04	7.3500E-02	6.2500E-01
2	5.3600E 00	4.7800E-03	1.0200E-01	6.2500E-01
3	6.1300E 00	5.3600E-04	7.2000E-02	5.0000E-01
4	9.0700E 00	4.4000E-03	8.7000E-02	5.0000E-01
5	9.9000E 00	5.9000E-04	8.7000E-02	5.0000E-01
6	1.0400E 01	3.3000E-04	8.7000E-02	5.0000E-01
7	1.9300E 01	3.1000E-03	8.7000E-02	5.0000E-01
8	2.0300E 01	1.8000E-03	8.7000E-02	5.0000E-01
9	2.1200E 01	9.0000E-05	8.7000E-02	5.0000E-01
10	2.5300E 01	1.9300E-02	8.7000E-02	5.0000E-01
11	3.0000E 01	1.9600E-02	9.8000E-02	5.0000E-01
12	3.1800E 01	3.6000E-03	8.7000E-02	5.0000E-01
13	3.6600E 01	3.5000E-03	8.7000E-02	5.0000E-01
14	4.0600E 01	5.9000E-03	8.7000E-02	5.0000E-01
15	5.1300E 01	6.5500E-02	8.7000E-02	3.7500E-01

Pt 198

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	9.6000E 01	4.5200E-01	1.0500E-01	1.0000E 00
2	2.6050E 02	1.4300E-01	2.2300E-01	1.0000E 00
3	3.0780E 02	2.1600E-01	6.9000E-02	1.0000E 00

Au 197

RES. NO.	E RES.	GAMMA N	GAMMA G	G
1	4.9060E 00	1.5600E-02	1.2400E-01	6.2500E-01
2	5.8000E 01	4.5300E-03	1.2800E-01	3.7500E-01
3	6.0200E 01	7.2000E-02	1.2700E-01	6.2500E-01
4	7.8400E 01	1.6800E-02	1.2600E-01	3.7500E-01
5	1.0700E 02	7.6700E-03	1.3300E-01	6.2500E-01
6	1.4430E 02	8.5700E-03	1.5400E-01	3.7500E-01
7	1.5130E 02	2.2400E-02	1.2900E-01	6.2500E-01
8	1.6300E 02	5.2400E-02	1.2800E-01	3.7500E-01
9	1.6500E 02	9.4000E-03	1.0600E-01	6.2500E-01
10	1.9000E 02	4.2000E-02	1.5800E-01	3.7500E-01
11	2.4050E 02	7.1400E-02	1.2800E-01	6.2500E-01
12	2.6220E 02	1.3900E-01	1.2600E-01	3.7500E-01
13	2.9340E 02	3.8100E-01	1.4600E-01	6.2500E-01
14	3.2980E 02	4.6000E-02	1.3400E-01	6.2500E-01
15	3.3140E 02	7.1000E-02	1.3800E-01	3.7500E-01
16	3.5560E 02	3.6700E-02	1.4400E-01	6.2500E-01
17	3.7130E 02	8.4300E-02	1.0600E-01	6.2500E-01
18	3.8230E 02	6.3200E-02	1.0300E-01	6.2500E-01
19	4.0000E 02	2.0400E-02	1.3900E-01	6.2500E-01
20	4.4040E 02	2.8850E-01	1.3700E-01	3.7500E-01
21	4.5130E 02	6.5500E-02	1.1400E-01	6.2500E-01
22	4.7760E 02	2.9390E-01	1.5100E-01	6.2500E-01
23	4.9090E 02	6.0000E-02	1.3000E-01	3.7500E-01
24	4.9490E 02	1.8000E-02	1.3600E-01	6.2500E-01

Au 197 (Fortsetzung)

25	5.3510E 02	3.1100E-02	1.3400E-01	5.2500E-01
26	5.4880E 02	5.2600E-02	1.1600E-01	3.7500E-01
27	5.7900E 02	3.7000E-01	1.5000E-01	6.2500E-01
28	5.8080E 02	1.4500E-01	1.1500E-01	3.7500E-01
29	5.8840E 02	1.5000E-02	1.3400E-01	3.7500E-01
30	6.0440E 02	2.1120E-01	1.5000E-01	6.2500E-01
31	6.1910E 02	7.2200E-02	1.6000E-01	6.2500E-01
32	6.2630E 02	6.0000E-02	1.3500E-01	3.7500E-01
33	6.3010E 02	4.0000E-02	1.3000E-01	6.2500E-01
34	6.4140E 02	4.5000E-01	1.5000E-01	6.2500E-01
35	6.9850E 02	6.6500E-01	1.6500E-01	3.7500E-01
36	7.0250E 02	7.3600E-01	1.4400E-01	6.2500E-01
37	7.1830E 02	1.0070E-01	1.4500E-01	6.2500E-01
38	7.6300E 02	4.2600E-01	1.5400E-01	3.7500E-01
39	7.7740E 02	4.7400E-01	1.2600E-01	3.7500E-01
40	7.8770E 02	1.1000E-01	1.6000E-01	6.2500E-01
41	7.9950E 02	1.7400E-01	1.5000E-01	6.2500E-01
42	8.2230E 02	2.3000E-01	1.5000E-01	6.2500E-01
43	8.2800E 02	5.3300E-01	1.6500E-01	6.2500E-01
44	8.6760E 02	2.7200E-02	1.4600E-01	3.7500E-01
45	8.8280E 02	7.0700E-02	1.1200E-01	3.7500E-01
46	9.3620E 02	4.2200E-01	1.3000E-01	6.2500E-01
47	9.6120E 02	1.1000E-01	1.5000E-01	3.7500E-01
48	9.8420E 02	3.2900E-01	1.5000E-01	6.2500E-01
49	9.8850E 02	1.2100E-01	1.7000E-01	6.2500E-01
50	9.9540E 02	5.0000E-01	1.5000E-01	6.2500E-01

Bild 1 Abhängigkeit der Fehler von der Foliendicke

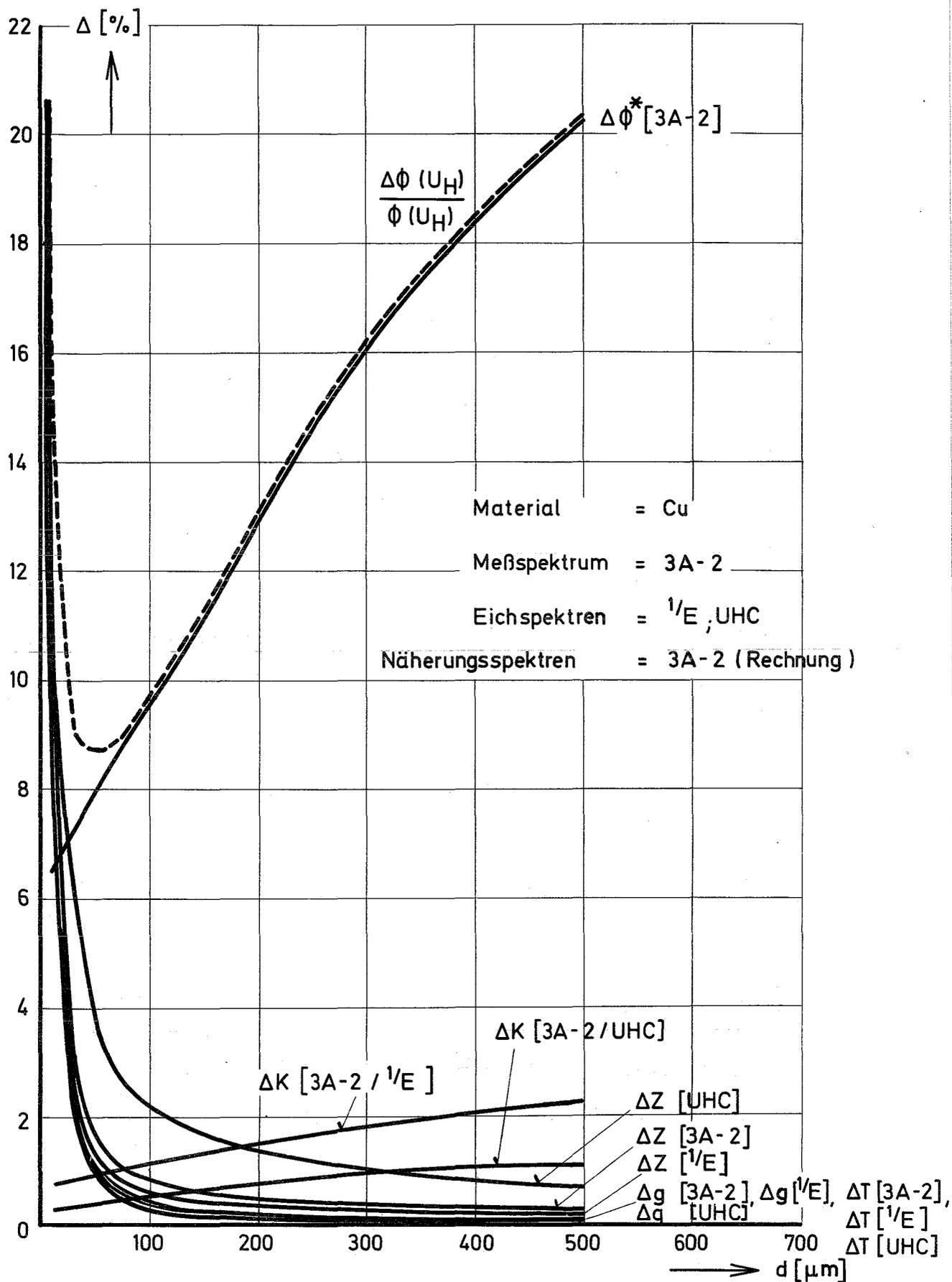


Bild 2 Abhängigkeit der Fehler von der Foliendicke

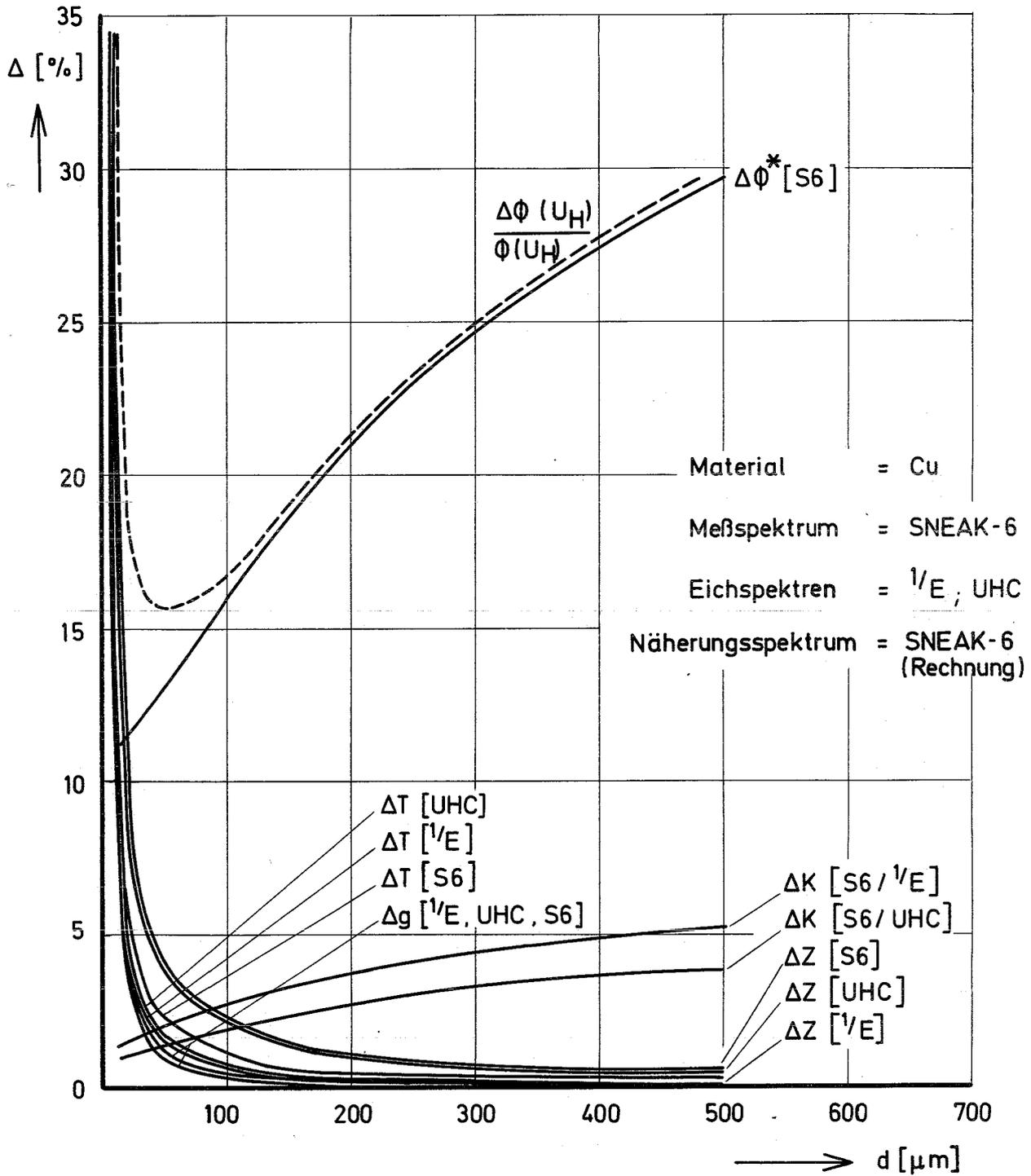


Bild 3 Abhängigkeit der Fehler von der Foliendicke

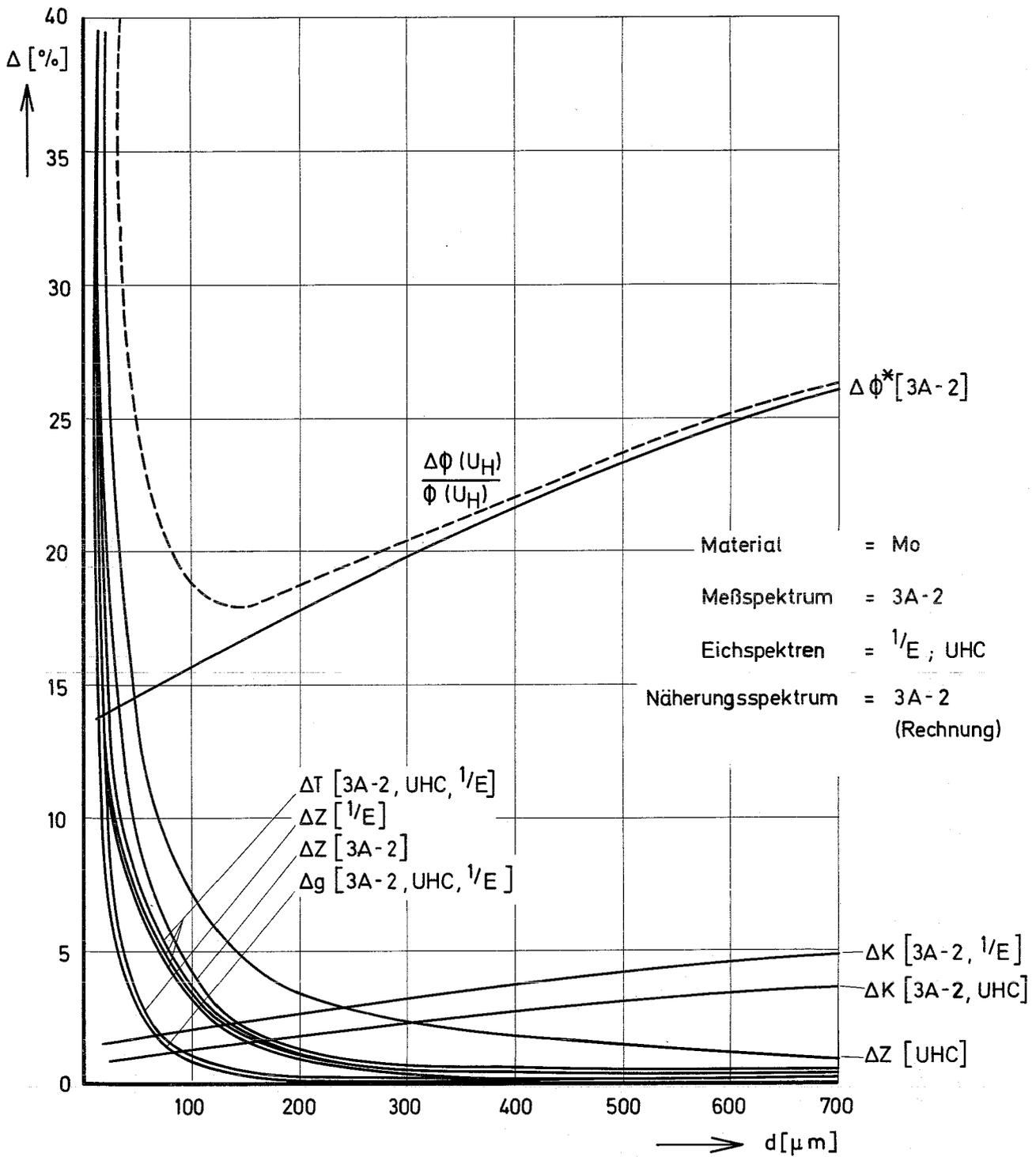
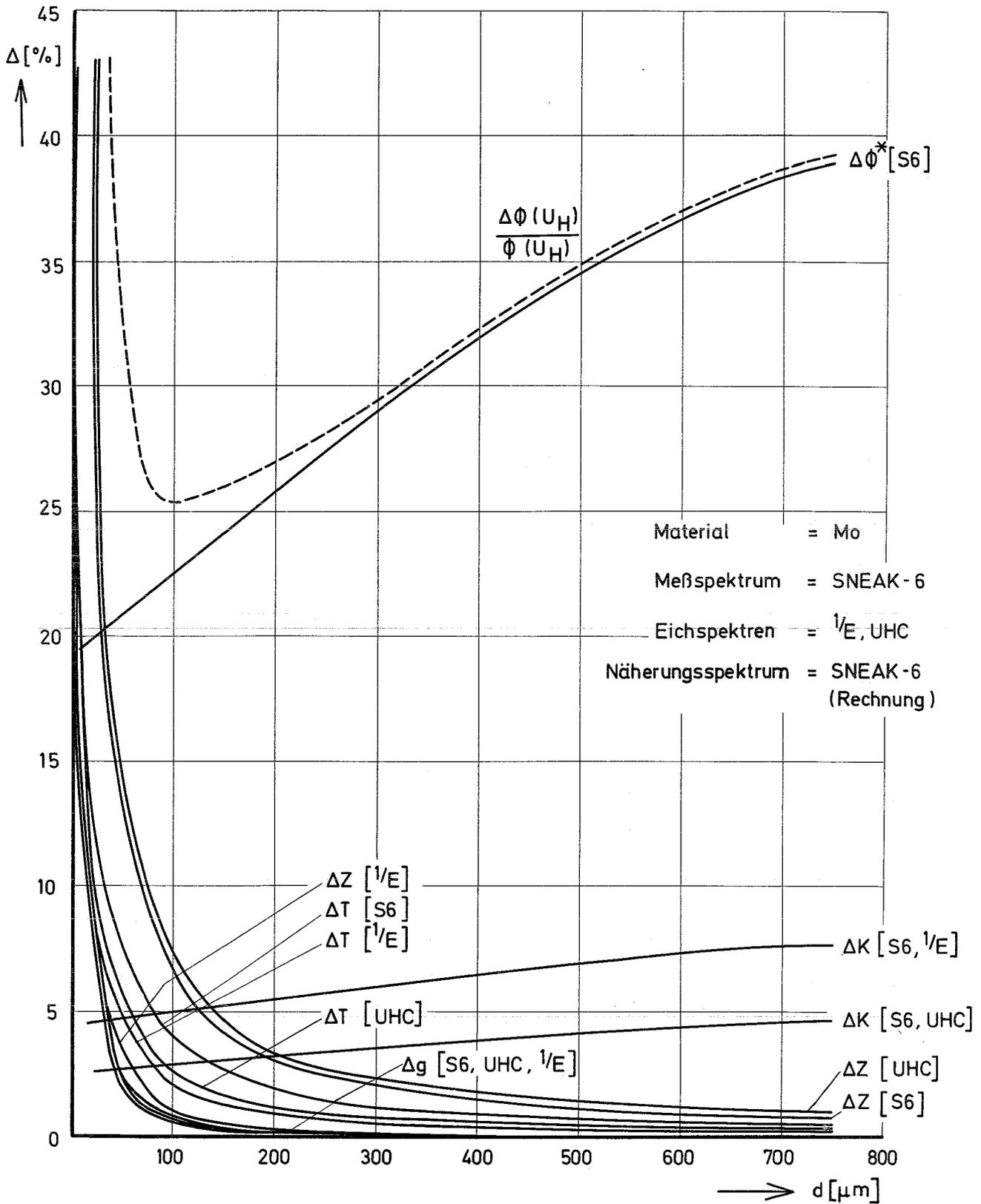


Bild 4 Abhängigkeit der Fehler von der Foliendicke



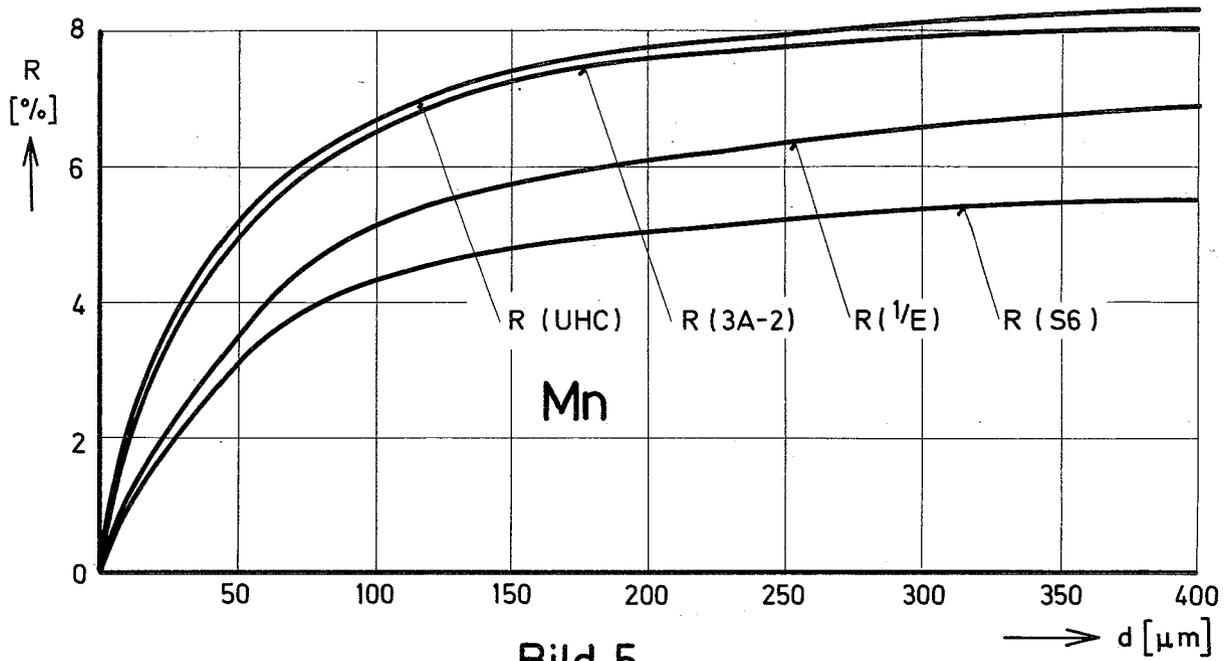


Bild 5

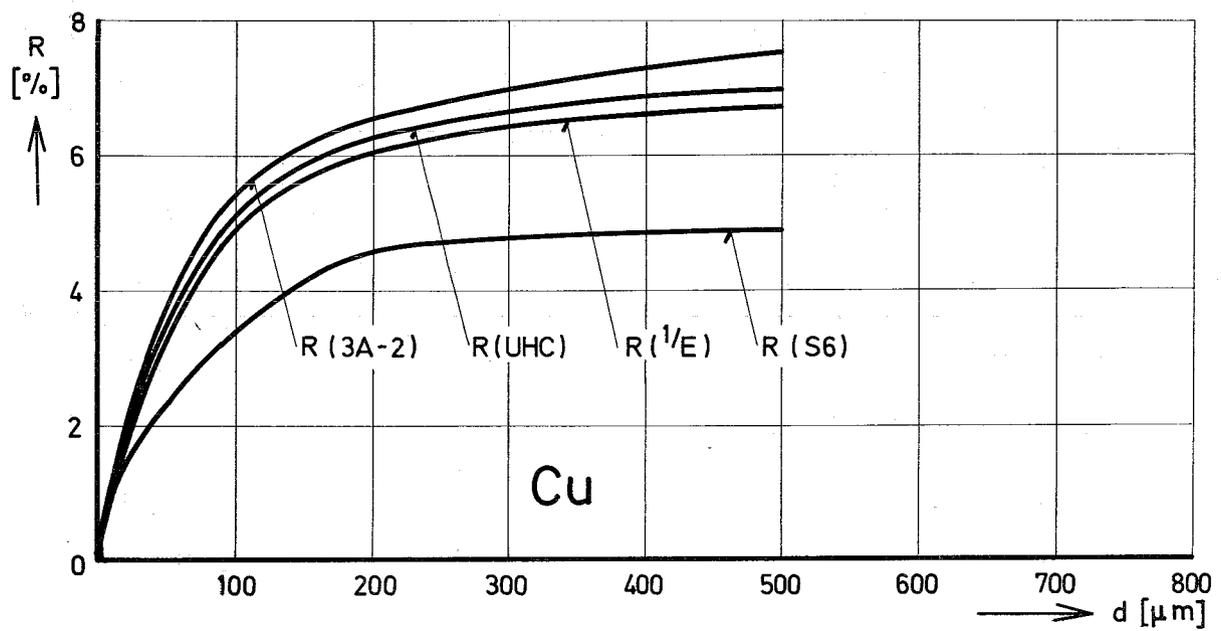
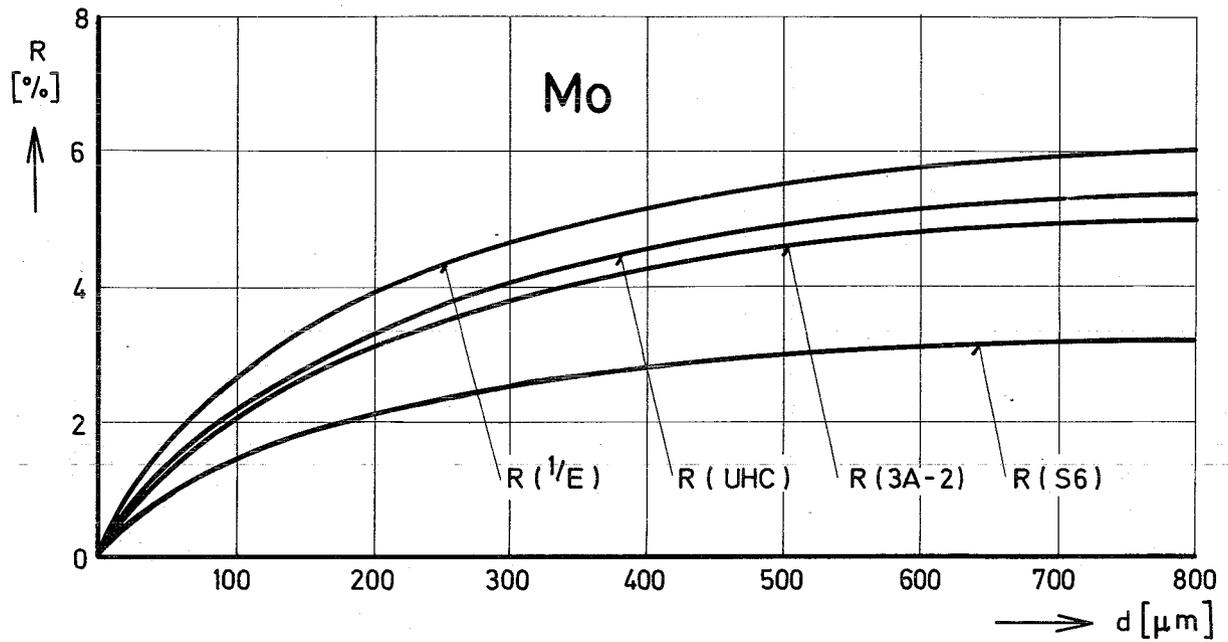
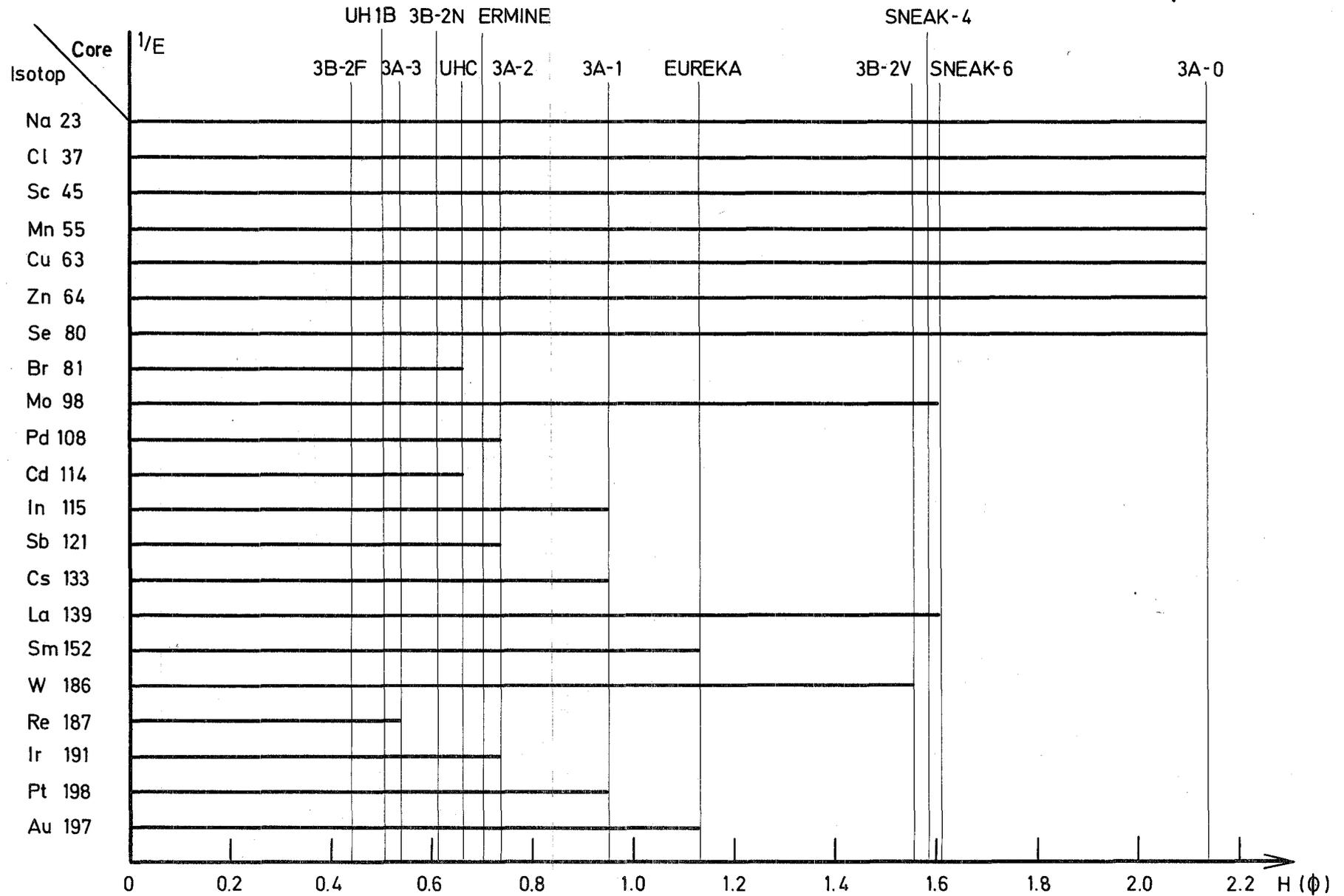


Bild 6 Verwendbarkeit der Resonanzabsorber f. Sandwichmessungen in versch. harten Neutronenspektren



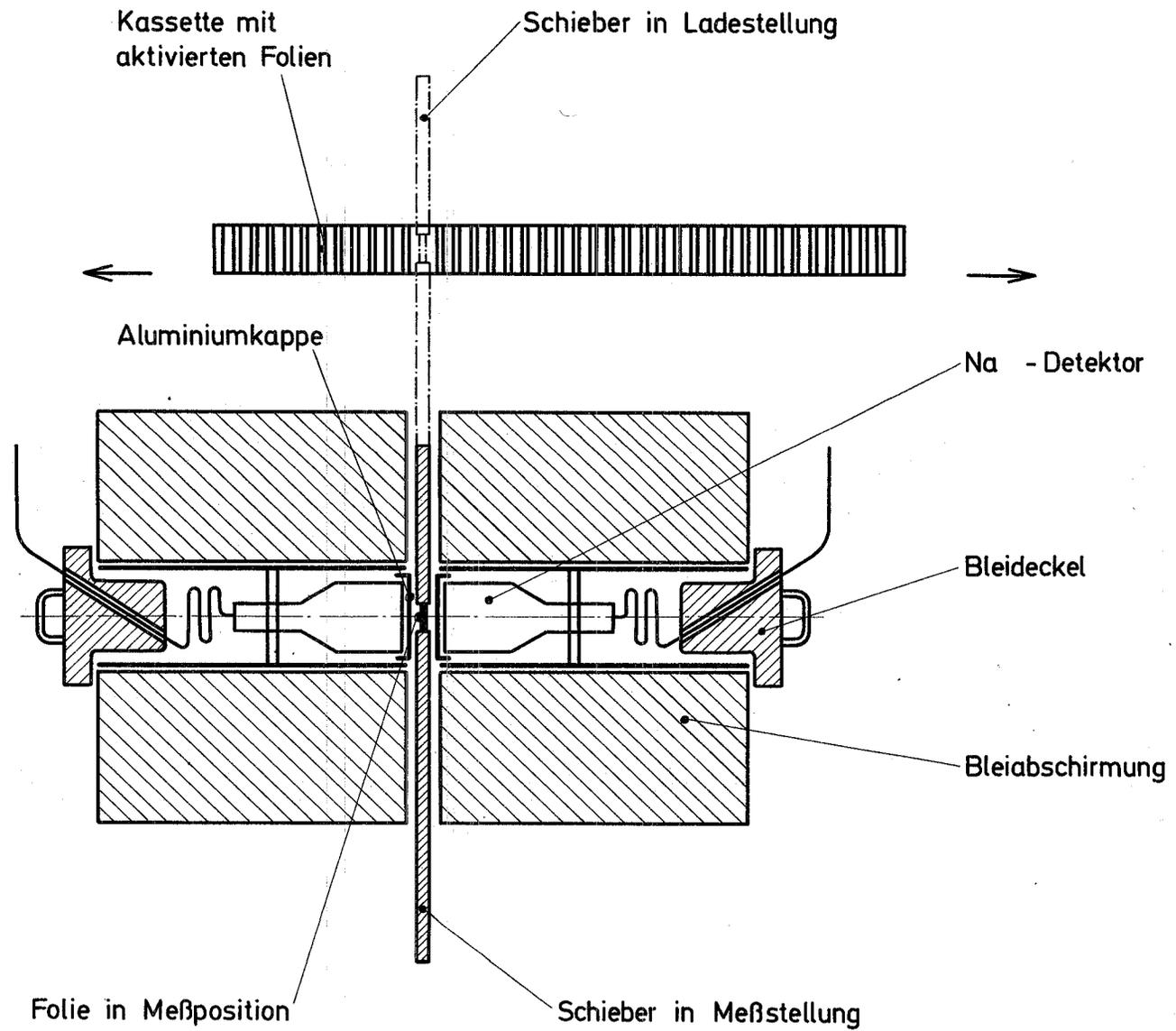
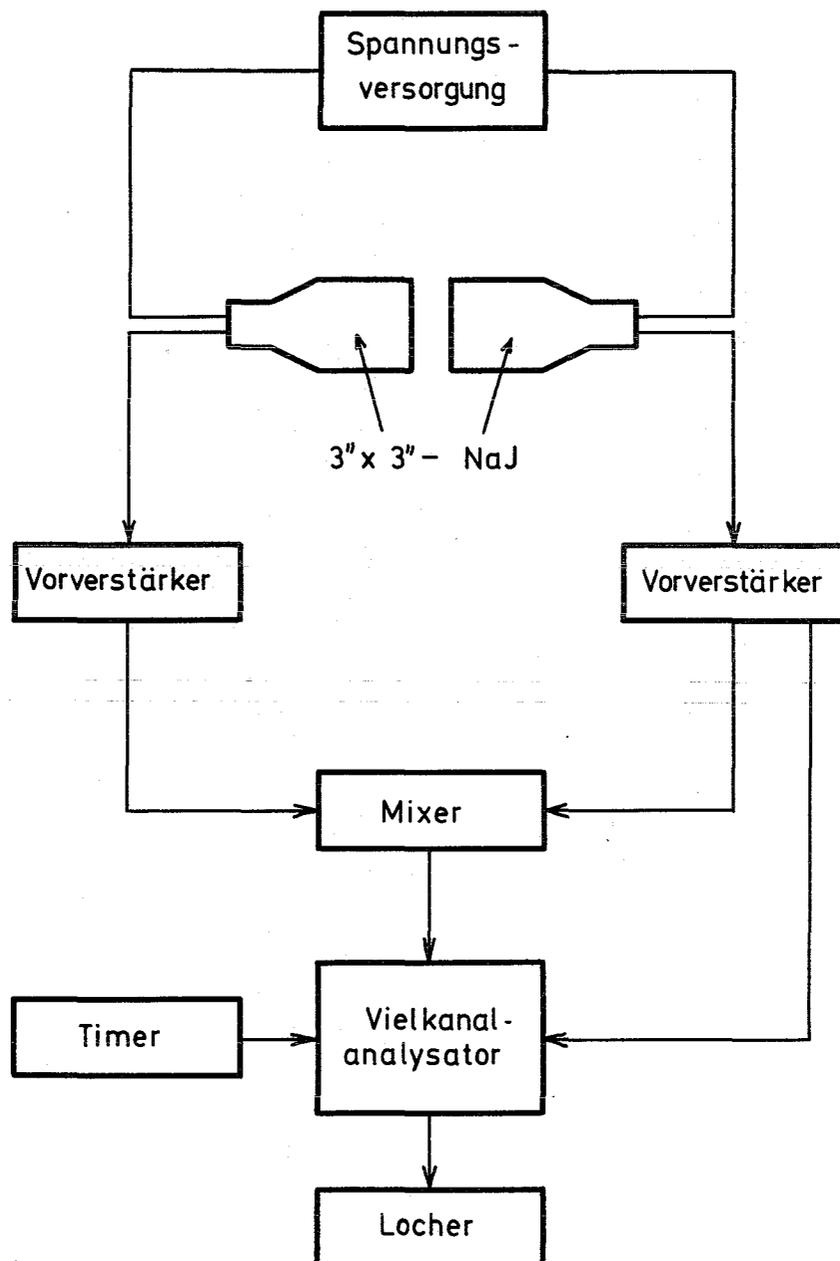
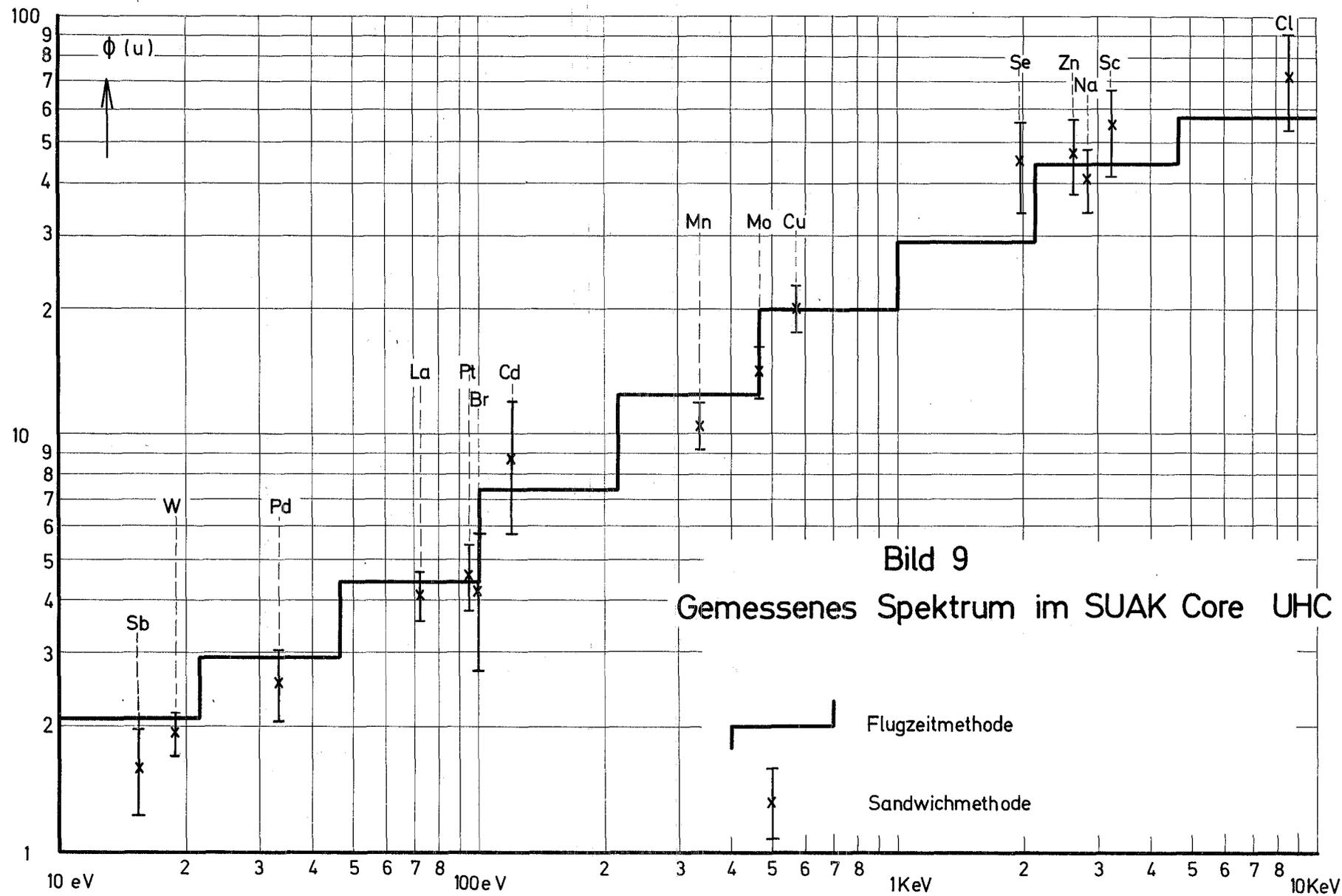


Bild 7

Mechanischer Aufbau der Meßanordnung

Bild 8 Blockschaltbild der Elektronik





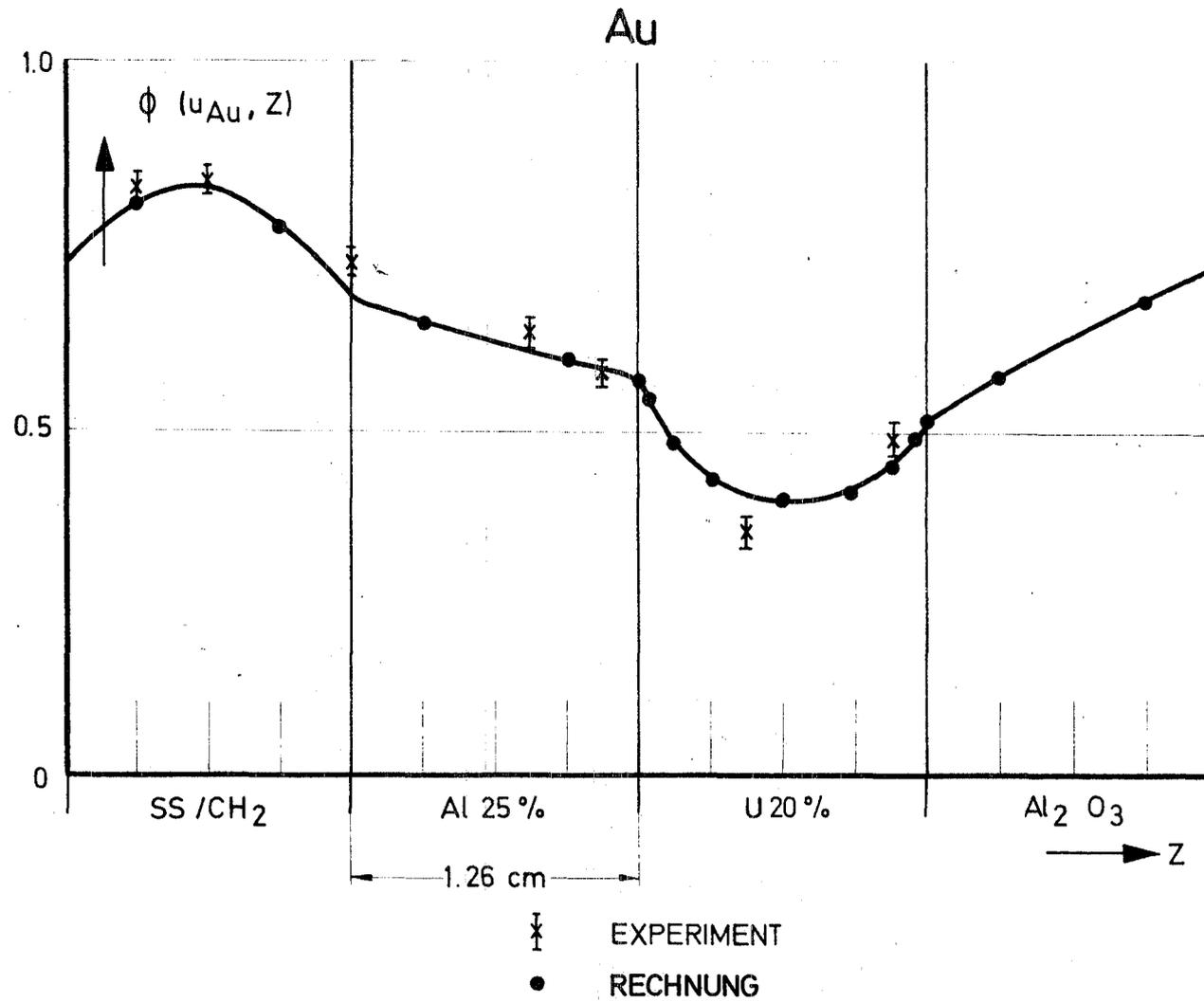


Bild 10 Flußfeinstruktur über die Einheitszelle der SNEAK-Anordnung 3A-2 (doppelt gebündelt)

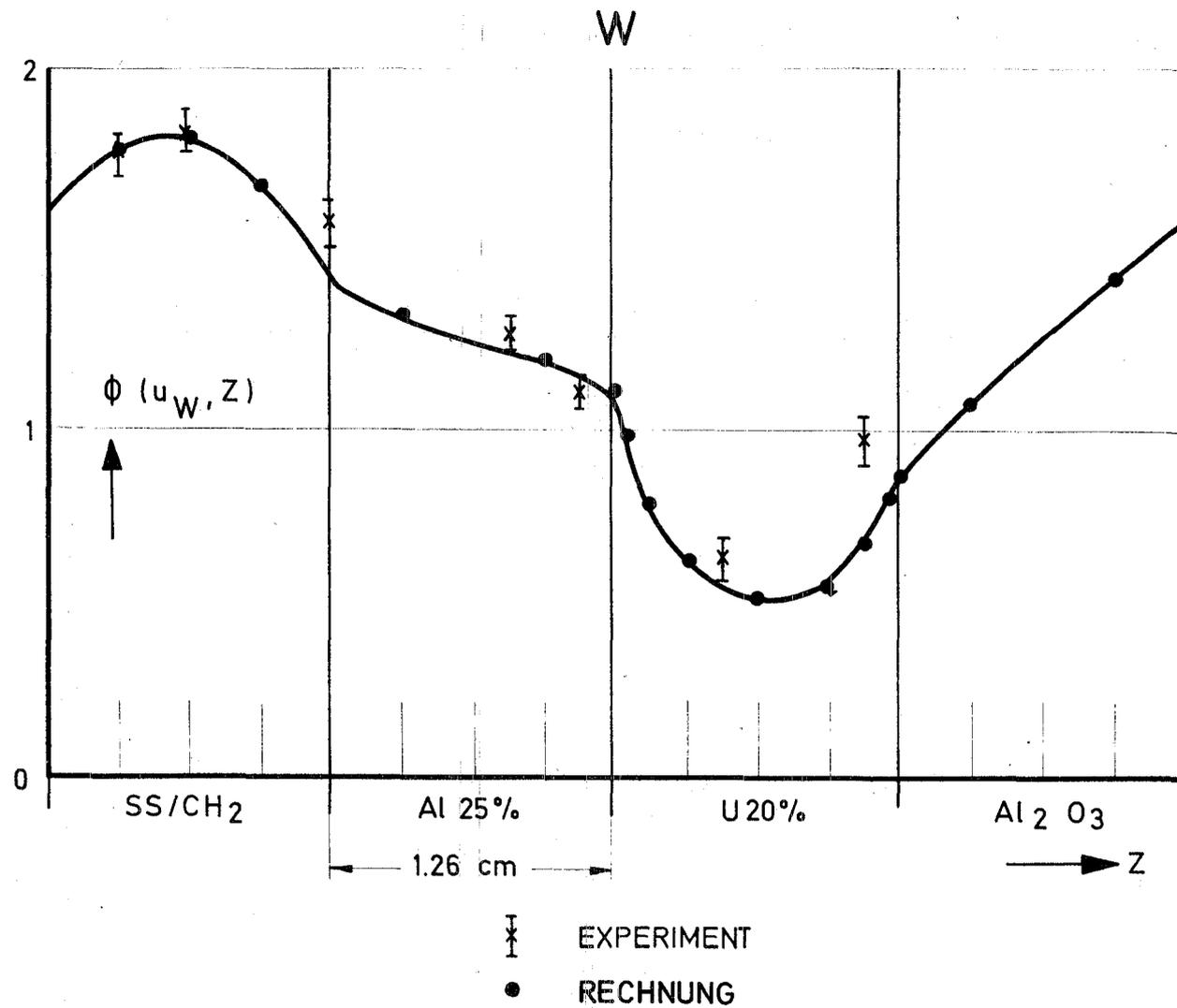


Bild 11 Flußfeinstruktur über die Einheitszelle der SNEAK - Anordnung 3A-2 (doppelt gebündelt)

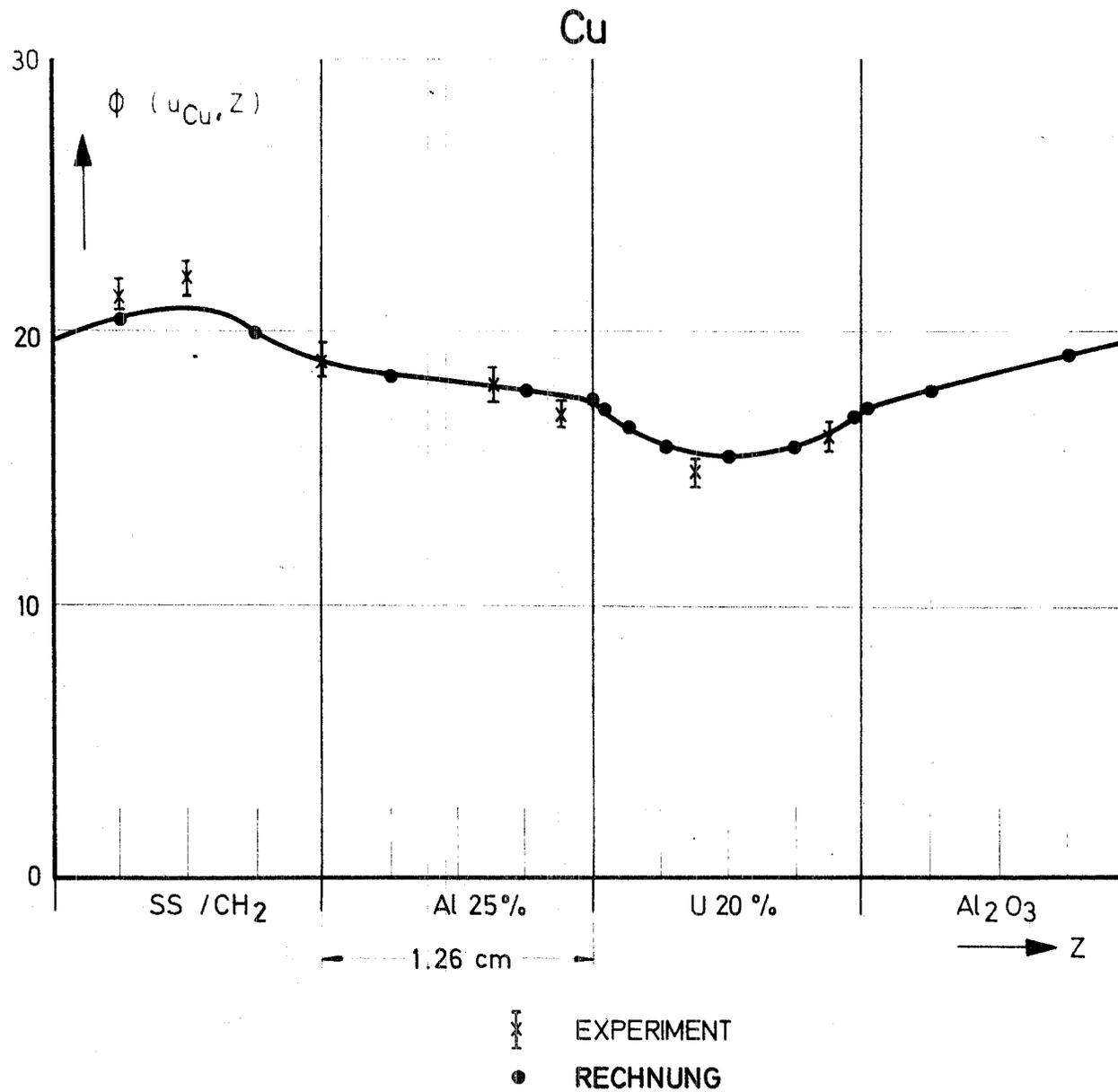
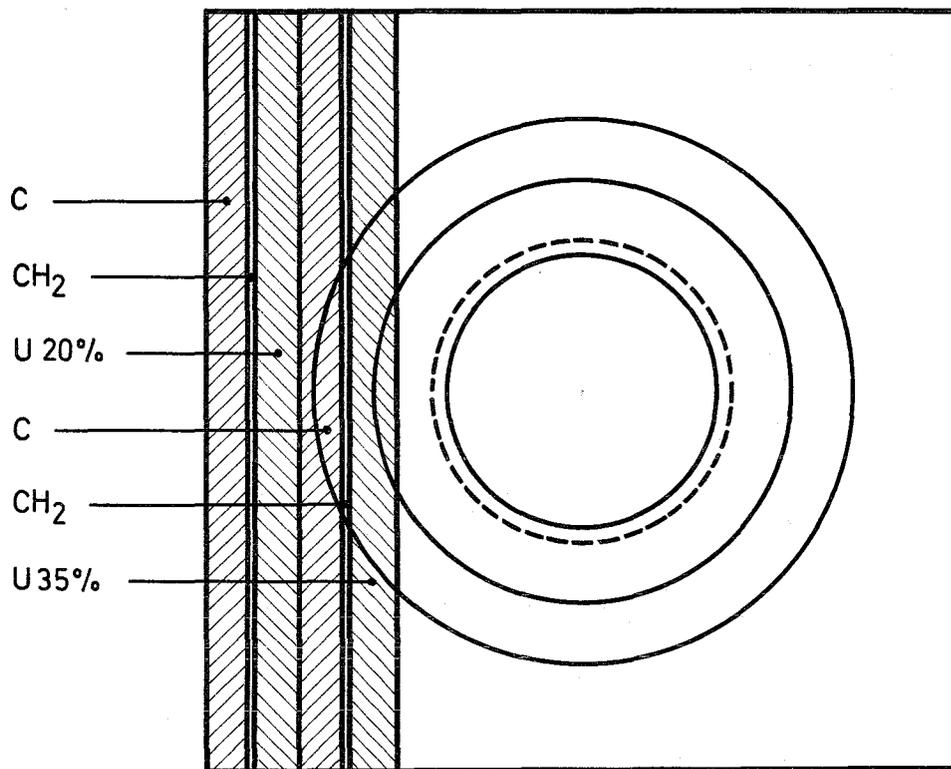


Bild 12 Flußfeinstruktur über die Einheitszelle der SNEAK - Anordnung 3A-2 (doppelt gebündelt)

Bild 13 Lage der Folien im UHC-Element



M 2:1

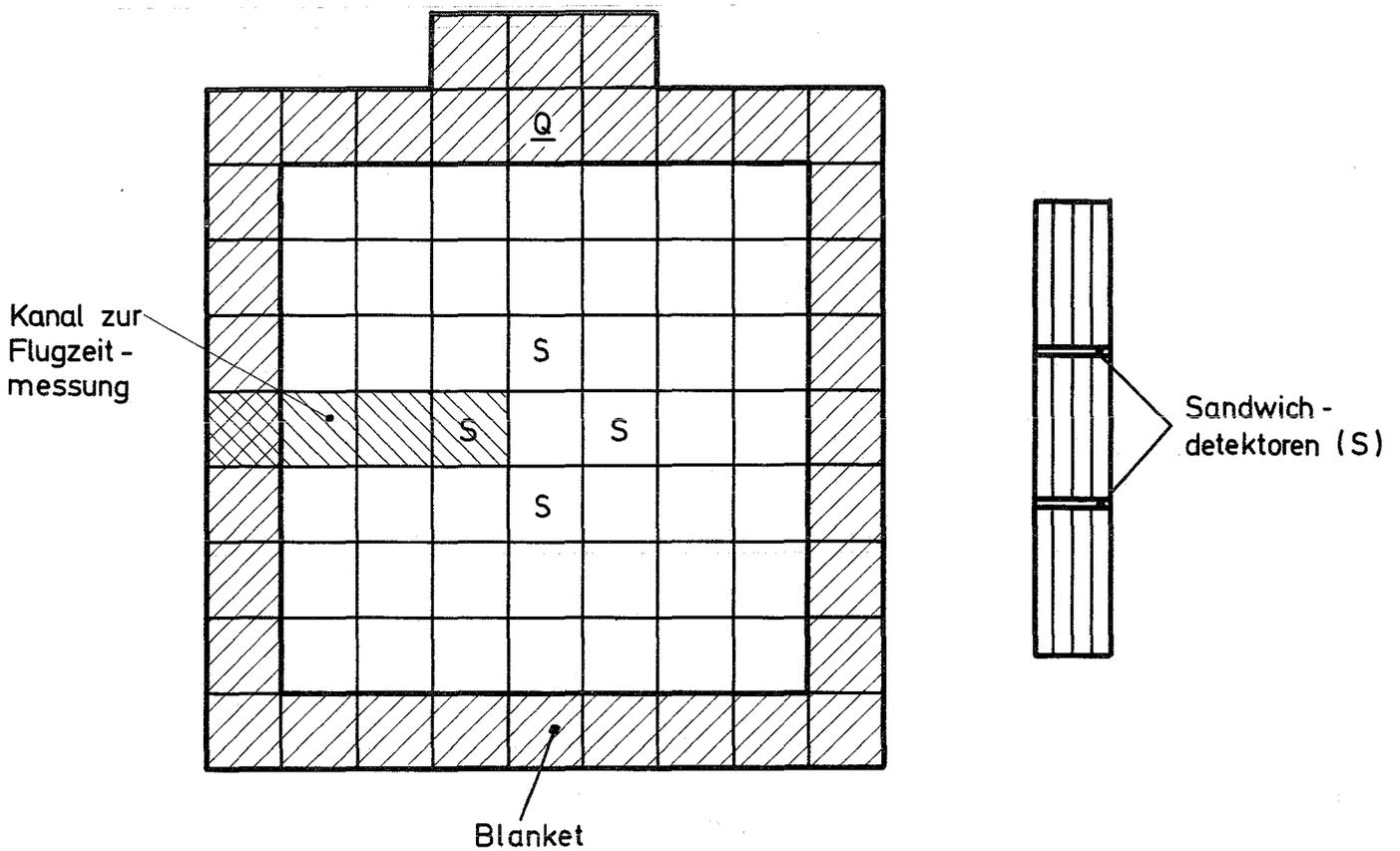


Bild 14 Anordnung der Folien im Core UHC

Bild 15

Zerfallschemata von Mn 56 und Au 198

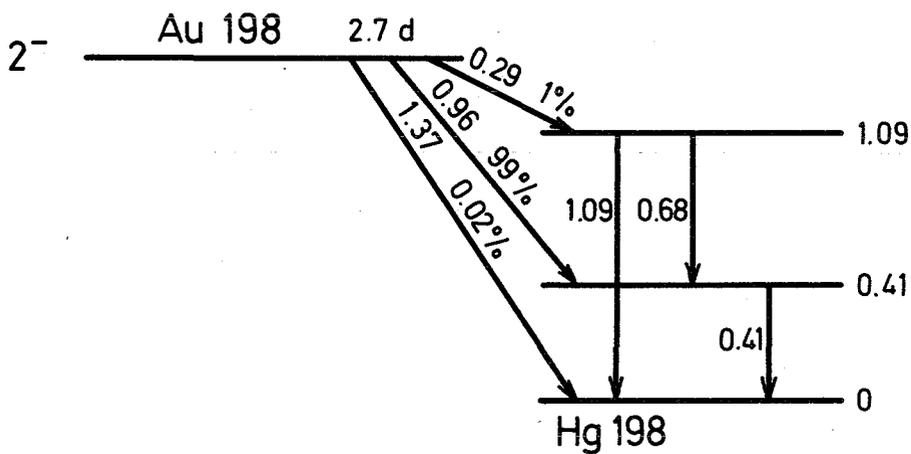
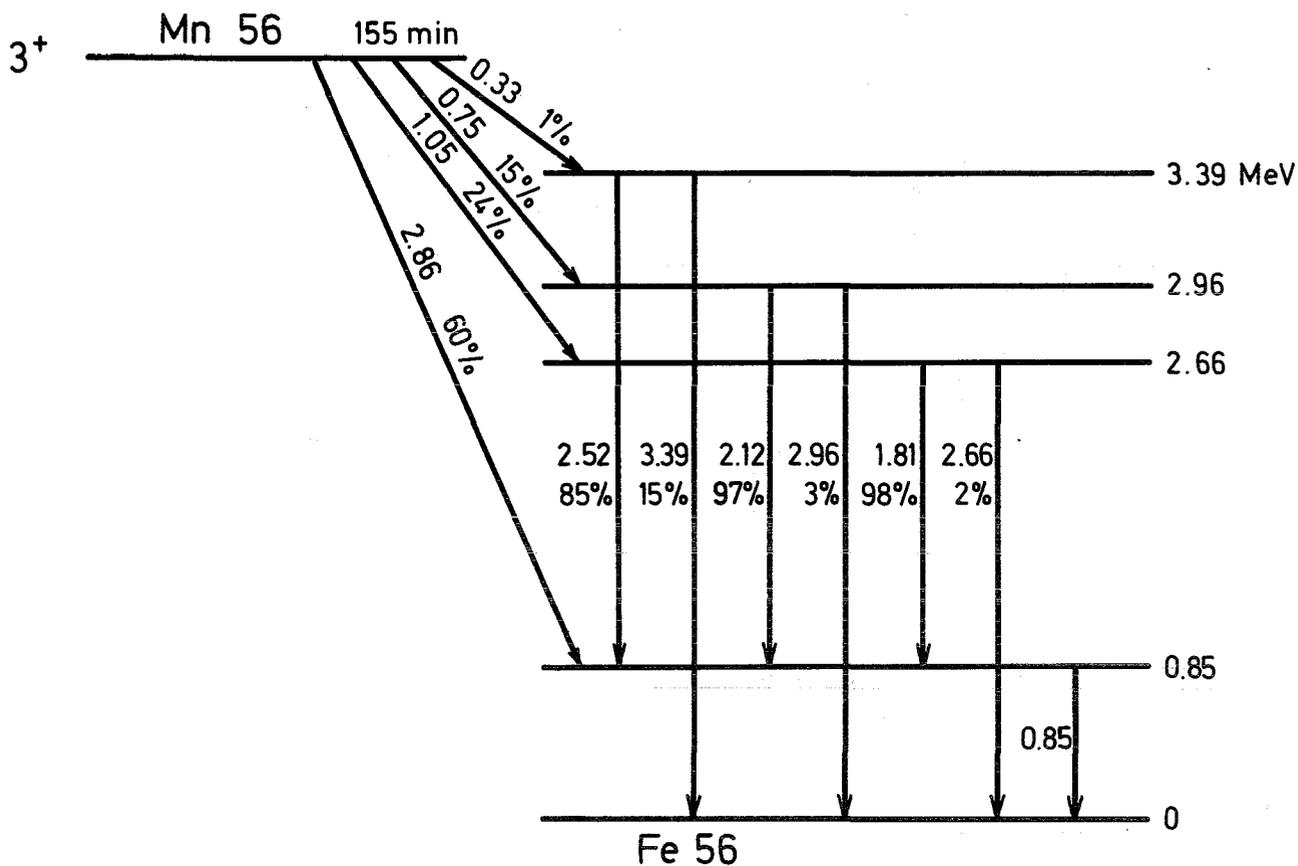
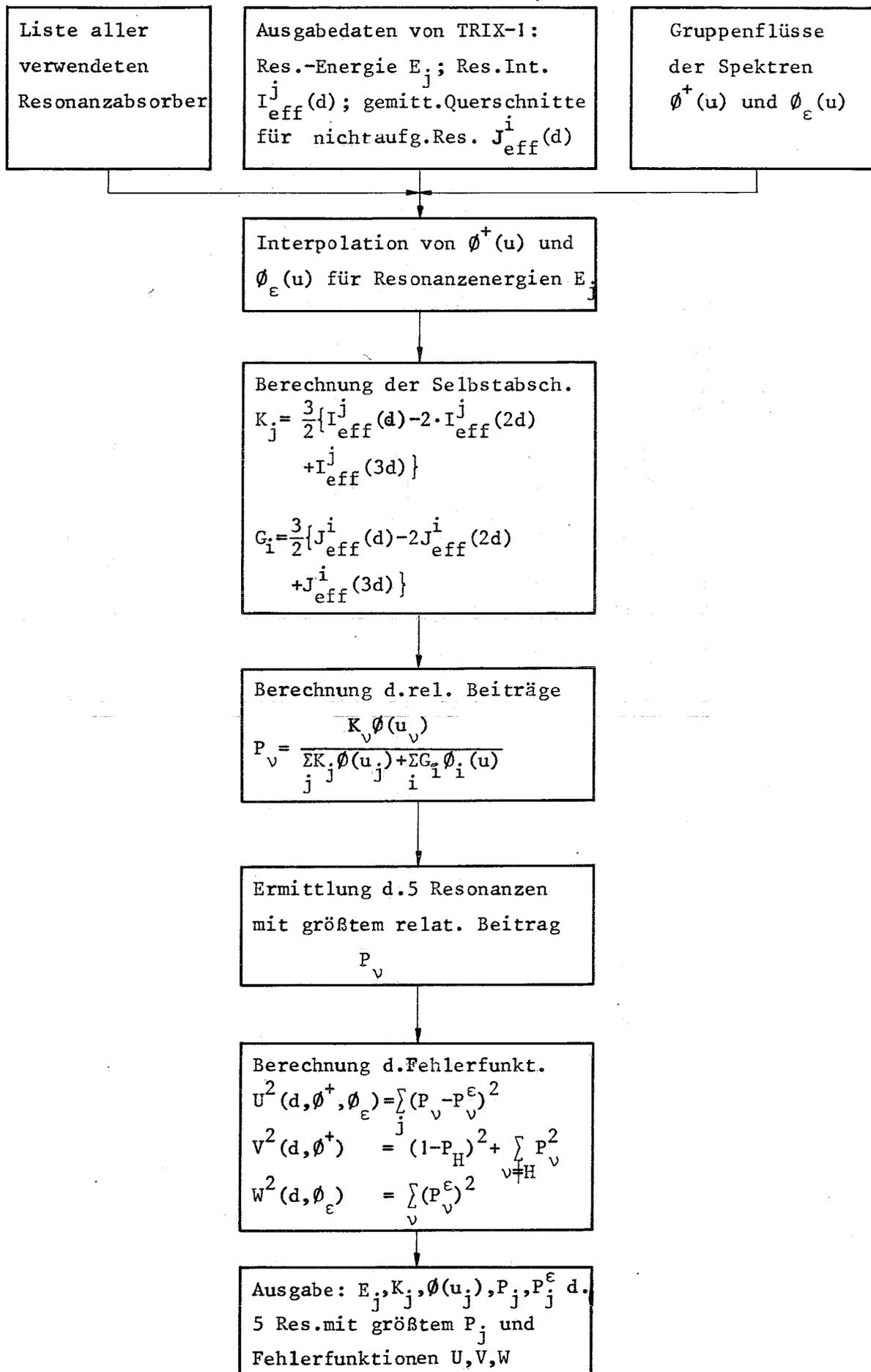


Bild 16 Flußschema des Rechenprogramms "PUVW"



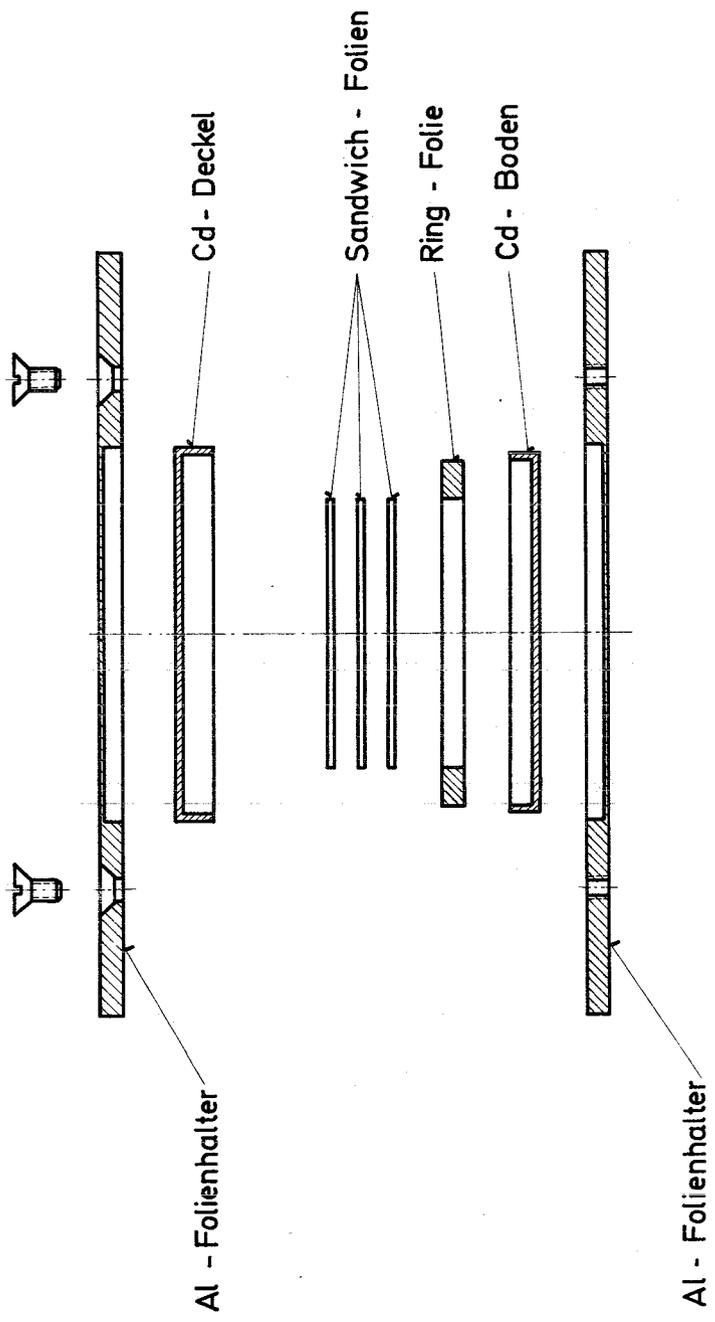


Bild 17 FOLIENHALTER MIT SANDWICH

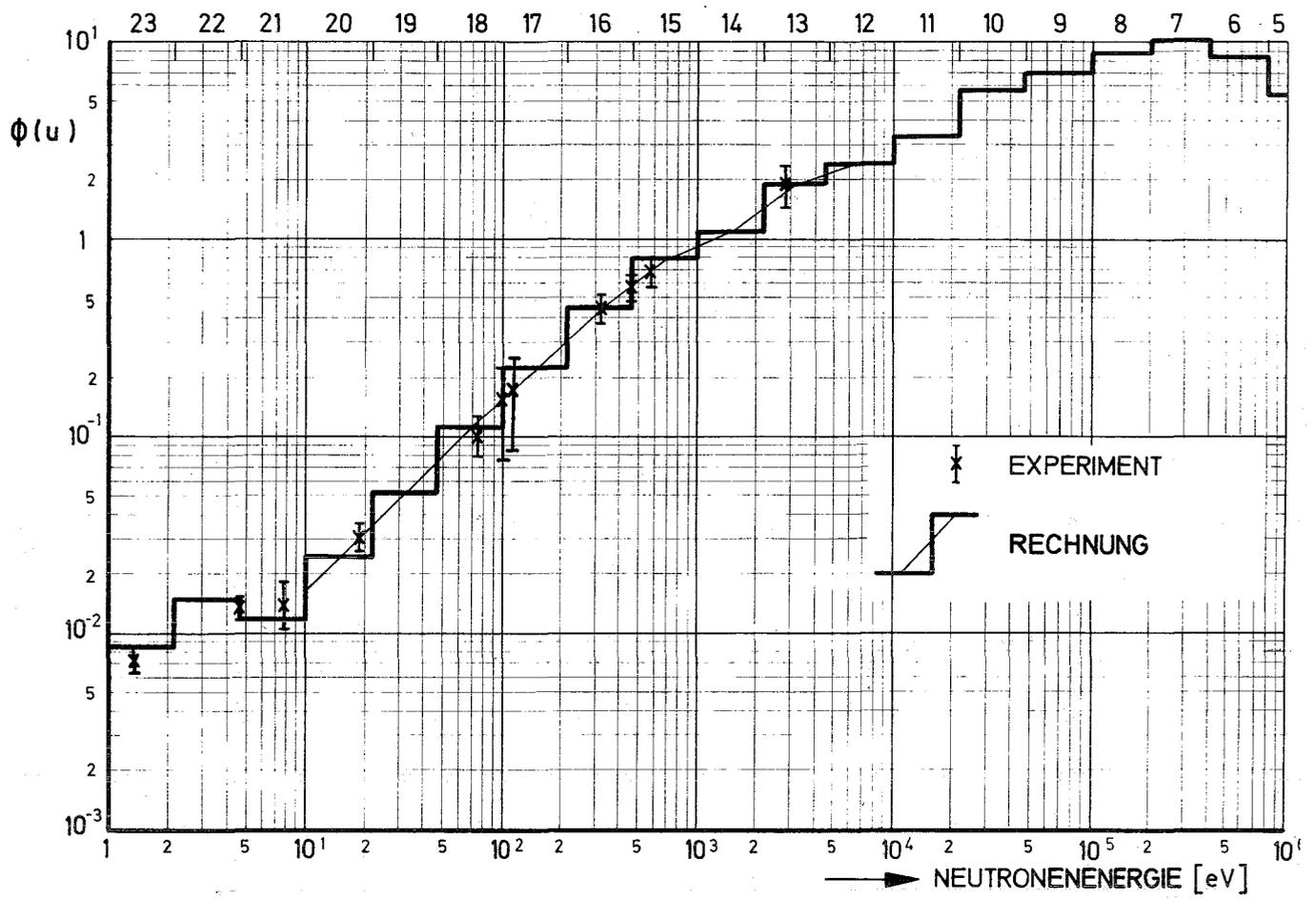


Bild 18 Gemessenes und gerechnetes Neutronenspektrum in SNEAK 3A-2

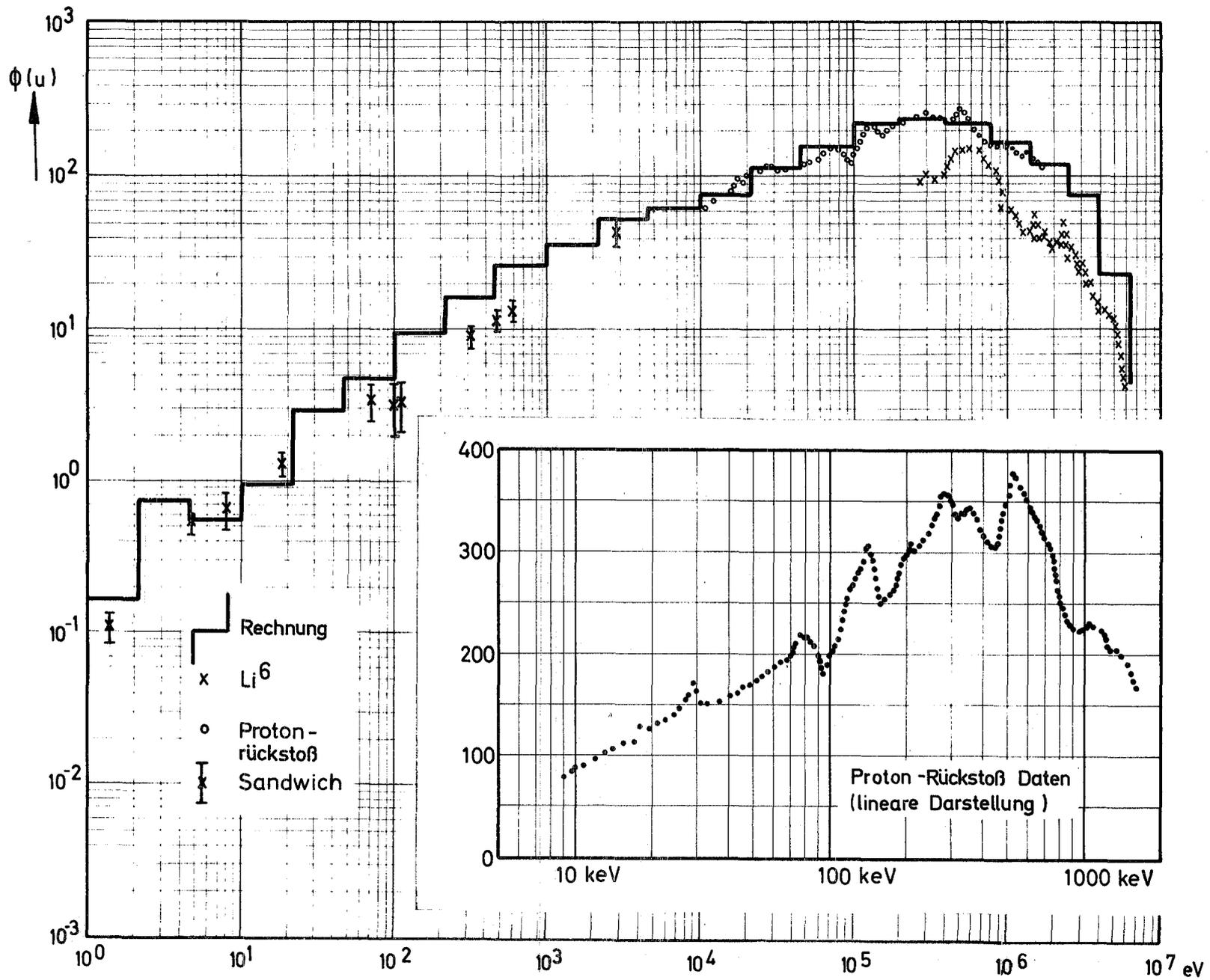
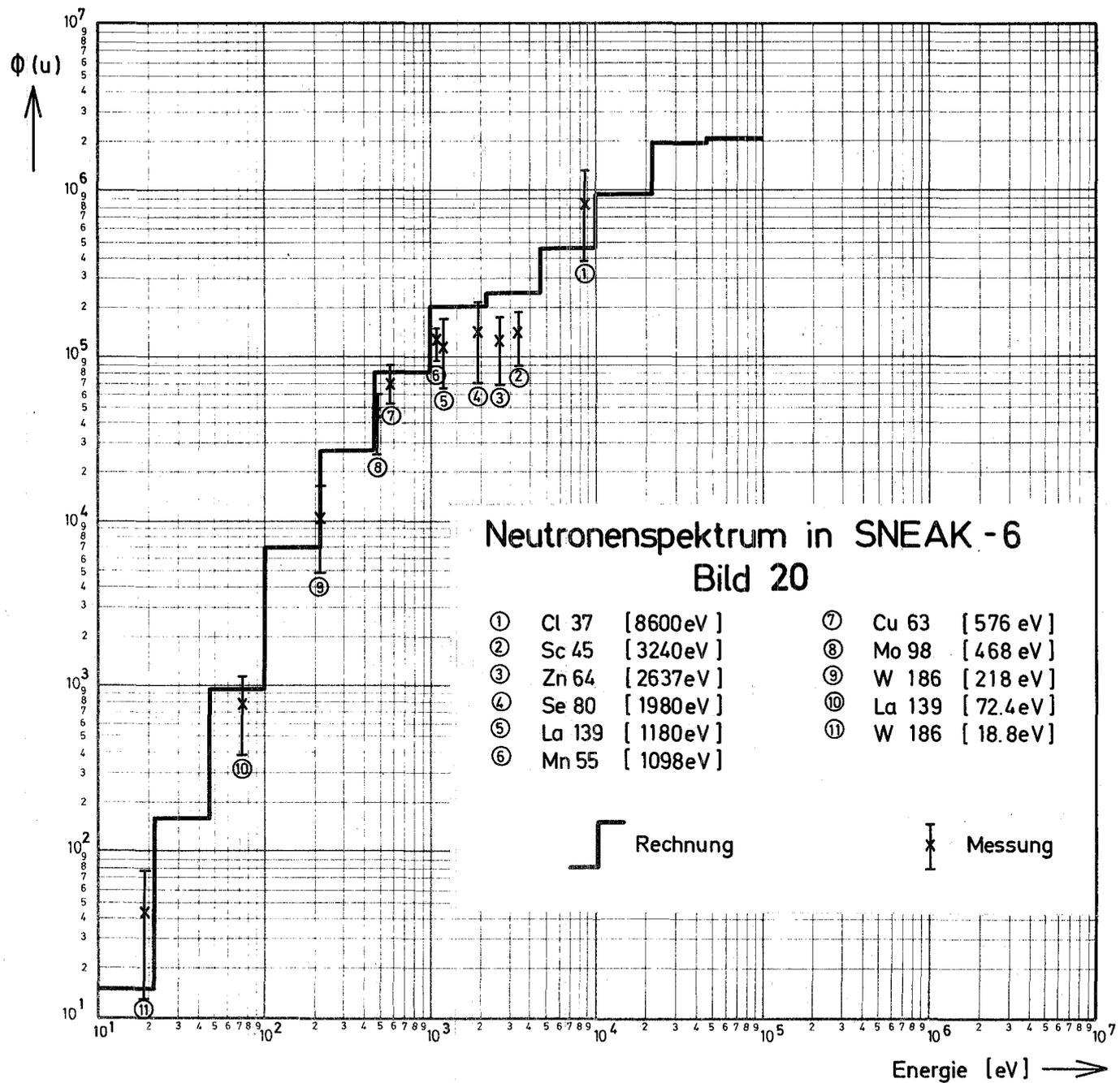


Bild 19 Gemessenes und gerechnetes Spektrum für SNEAK 3B-2



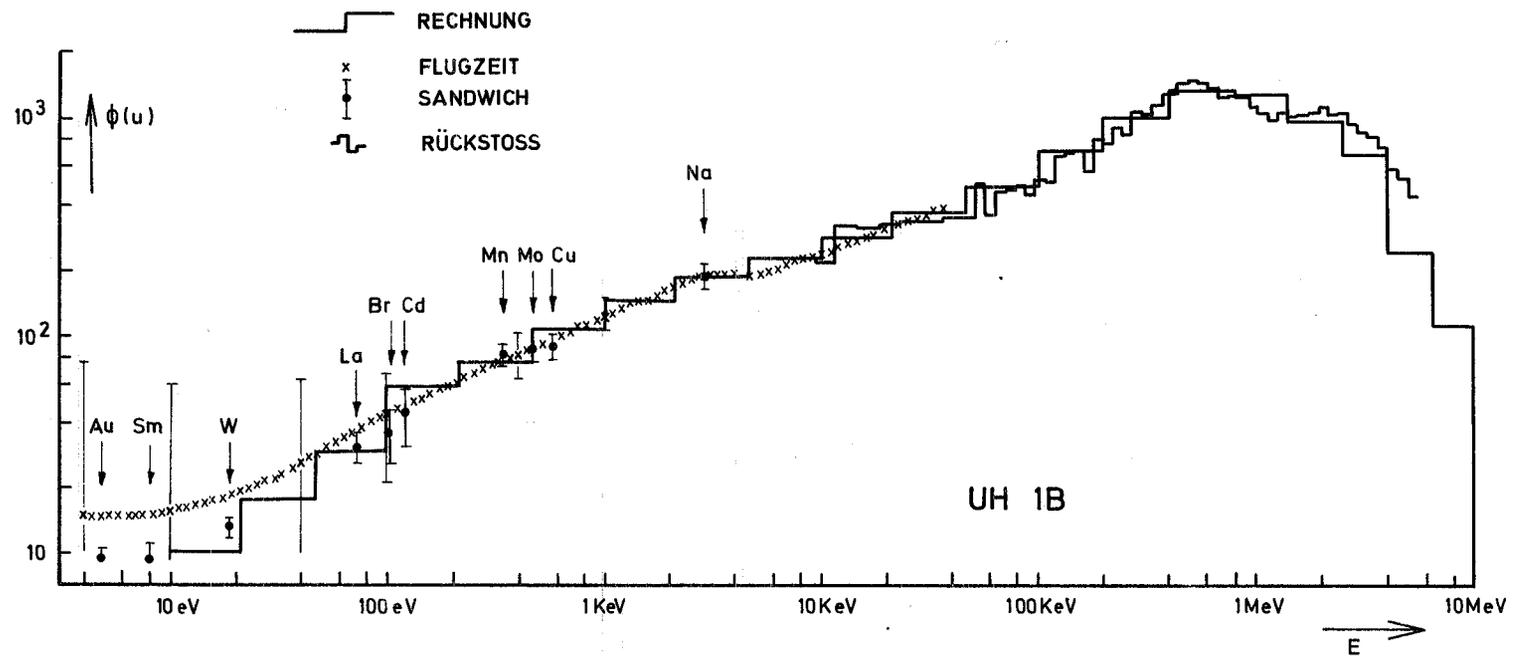


Bild 21 Gemessenes und gerechnetes Spektrum in der SUAK Anordnung UH 1B