



KfK 2973
Juni 1980

Ein anisotroper Detektor für schnelle Neutronen zum Nachweis von Brennstoffbewegungen

H. A. Keschtkar
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 2973

Ein anisotroper Detektor für schnelle Neutronen zum Nachweis
von Brennstoffbewegungen

H.A. Keshtkar

Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

A b s t r a c t

KESCHTKAR, HOSSEIN-ALI:

EIN ANISOTROPER DETEKTOR FÜR SCHNELLE NEUTRONEN ZUM NACHWEIS VON
BRENNSTOFFBEWEGUNGEN

Sensitivitätsstudien zeigen, daß "incore"-Brennstoffbewegungsdetektoren entweder auf epithermische oder hochenergetische Neutronen ansprechen sollen und deren Empfindlichkeit möglichst anisotrop sein sollte.

Es wurde ein Detektor konzipiert, der diese Forderungen erfüllt. Als Nachweis-Reaktion wird die elastische Neutronenstreuung am Wasserstoff verwendet.

Das neutronenphysikalische Verhalten des Detektors, insbesondere die Winkelauflösung und das Signal/Untergrund-Verhältnis, wurde in thermischen und schnellen Neutronenfeldern untersucht.

Damit wurde das Verhalten unter repräsentativen "in-core"-Bedingungen abgeschätzt.

Es zeigte sich, daß der hier konzipierte Detektor als "incore" Brennstoffbewegungs-Monitor geeignet und mit anderen Detektor-konzepten konkurrenzfähig ist.

An anisotropic, fast neutron detector for fuel motion monitoring

Abstract

Sensitivity studies show, that "incore" fuel motion detectors should be sensitive either to epithermal or fast neutrons and that their sensitivity should be anisotropic.

A detector has been developed which fulfills these requirements. Elastic neutron scattering with hydrogen is used as a detection reaction. The neutronic behavior of the detector, especially the angular resolution and the signal/noise ratio, has been investigated in thermal and fast neutron fields. With these results the behavior under representative "incore" conditions has been estimated. It turns out that the detector is suitable as an "incore" fuel motion monitor and that it is comparable with other proposed concepts.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Entwicklung des Detektors und Optimierungs-Untersuchungen	5
2.1 Gesichtspunkte zur Auswahl des Detektors	5
2.2 Prinzip des Detektors	9
2.3 Konzept für einen "incore"-Brennstoffbewegungs-Detektor	10
2.4 Zur Übertragbarkeit von "out-of-pile"-Messungen (Proportional-Zählrohr) auf "incore-Detektoren (Ionisationskammer)	12
2.5 Optimierungs-Untersuchungen	14
2.5.1 Zählrohr für Optimierungs-Untersuchungen	16
2.5.2 Einfluß des ³ He-Eichgases und Temperatureffekte	22
2.5.3 Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit	26
2.5.4 Untergrund	35
2.6 Prototyp-Zählrohre	39
2.6.1 Aufbau	39
2.6.2 Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit	42
2.6.3 Untergrund	47
3. Empfindlichkeit für lokale Spaltstoffkonzentrationsänderungen (Anwendungs-Untersuchungen)	51
3.1 Thermisches Feld	51
3.1.1 Versuchsaufbau	51
3.1.2 Räumliche Empfindlichkeit	51
3.1.3 Empfindlichkeit für Spaltstoff	54
3.1.4 Untergrund	59
3.2 Schnelles Feld (SNEAK)	60
3.2.1 Versuchsaufbau	61
3.2.2 Messungen	64
3.2.3 Interpretation der Messungen	64
4. Konzept und Eigenschaften eines "incore"-Brennstoffbewegungs-Detektors	73
4.1 Auslegung	73
4.2 Stromempfindlichkeit	74
4.3 Empfindlichkeit für Spaltstoff	75
5. Zusammenfassung	81
Literaturverzeichnis	83
<u>Anhang: Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Targetempfindlichkeit und deren Richtungsabhängigkeit</u>	85

1. EINLEITUNG

Bei hypothetischen Störfällen in schnellen, natriumgekühlten Reaktoren kann es zum Schmelzen des Brennstoffs und des Strukturmaterials im Corebereich kommen. Die dann einsetzende Bewegung der geschmolzenen Coremassen beeinflusst den weiteren Unfallablauf einmal direkt über die Reaktivitätsbilanz und zum anderen über die Thermohydraulik, wenn die geschmolzenen Kernmassen nicht direkt permanent ausgetragen werden, sondern noch innerhalb des Corebereiches festfrieren.

Eine rein theoretische Beschreibung dieser komplexen Unfallabläufe ist derzeit nicht möglich. Es werden deshalb an mehreren Stellen "out-of-pile"- aber insbesondere auch "in-pile"-Experimente an verschiedenen Testreaktoren (TREAT, ETR, CABRI, BR-2) zur Untersuchung von hypothetischen Störfällen durchgeführt. Die Nützlichkeit solcher Experimente hängt entscheidend davon ab, ob die für die Interpretation und Modellentwicklung notwendigen Informationen - und die Brennstoffbewegung ist eine der wichtigsten davon - meßtechnisch erfaßt werden können.

Die Registrierung der Brennstoffbewegung bei "in-pile" Experimenten ist äußerst schwierig und aufwendig. In den letzten Jahren befaßten sich zwei Konferenzen mit diesem Problem [1.1, 1.2]. Die "klassische" und bereits routinemäßig an TREAT und bei CABRI benutzte Methode ist die, einen Sehschlitz im Reaktorkern einzurichten. Ein Sehschlitz erlaubt den Einsatz der für die Abbildung geeignetsten Verfahren, wie Hoboskop, Fresnel-Zonenplatte, Pinhole oder Röntgenblitzgerät, aber er bringt auch erhebliche zusätzliche Kosten und Schwierigkeiten bei der Konstruktion des Treibercores mit sich. Bei existierenden, ursprünglich für andere Aufgaben konzipierten Anlagen, wie z. B. dem BR-2 Reaktor in Mol, ist die nachträgliche Einrichtung eines Sehschlitzes häufig gar nicht möglich. Es wäre daher wünschenswert, über ein innerhalb oder in unmittelbarer Nähe des Testloops verwendbares System zur Detektion der Brennstoffbewegung zu verfügen ("incore"-Detektoren). Dieser Wunsch war die Motivation für die vorliegende Arbeit. Es sollte ein Konzept für einen solchen Detektor entwickelt und das neutronenphysikalische Verhalten untersucht werden.

Allgemein kann man "incore"-Detektoren zum Nachweis von Brennstoffbewegungen nach folgenden Gesichtspunkten klassifizieren:

- Nachweis der Strahlung: direkt oder indirekt (z. B. über Aufheizung)
- Art der nachgewiesenen Strahlung: Neutronen oder Gammas
- Entstehungsort der nachgewiesenen Strahlung: Testbrennstoff oder Treibercore
- Richtungsabhängigkeit der Empfindlichkeit: isotrop oder anisotrop

Arbeiten zu "incore"-Detektoren werden in den USA, und zwar im ANL und in SANDIA durchgeführt.

Im ANL werden für die ("Sodium Loop Safety Test Facility SLSF") des ETR-Reaktors richtungsempfindliche Neutronen- bzw. γ -Detektoren entwickelt /1.3/. Es handelt sich dabei um als Vakuumkammern ausgebildete sogenannte "selfpowered" Detektoren. Bei den γ -Detektoren besteht die empfindliche Schicht aus Blei und die Richtungsempfindlichkeit resultiert aus der Z^4 -Abhängigkeit und der bevorzugten Vorwärtsrichtung beim Photoeffekt. Gemessen wird der an der Bleischicht austretende Photoelektronenstrom. Bei den Neutronendetektoren besteht die empfindliche Schicht aus Titanhydrid, und die Richtungsempfindlichkeit beruht auf den Gesetzen der Neutronenstreuung an Wasserstoff. Gemessen wird der Strom, der durch die Protonen beim Verlassen der Titanhydridschicht und beim Auftreffen auf der Detektorwand erzeugten Sekundärelektronen.

In SANDIA werden eine Reihe verschiedener Detektoren im Hinblick auf ihre Eignung als "in-core" Brennstoffbewegungsdetektoren untersucht [1.4]. Betrachtet werden im einzelnen miniaturisierte Spaltkammern, Thermosäulen mit Spaltmaterial, Diamantdetektoren, Elektronen-Stromdetektoren mit Pt- und Co-Emitter und seit kurzem auch "selfpowered" Spaltkammern. Im Vordergrund der Entwicklung stehen Thermosäulen mit Spaltmaterialbelegung, die sich als recht aussichtsreich erwiesen haben, während die Entwicklung der Diamantdetektoren inzwischen aufgegeben wurde, weil Strahlenschäden ihre Verwendung bei hohen Fluenzen ausschließen. Die Untersuchung von "selfpowered" Spaltkammern wurde erst kürzlich begonnen, eine Beurteilung ist derzeit noch nicht möglich. Miniaturisierte Spaltkammern und Elektronen-Stromdetektoren mit Co- oder Pt-Emitter werden zusammen mit kommerziellen Herstellern untersucht. In SANDIA sind eigene Entwicklungen hierzu vorläufig nicht geplant.

Im KFK wurde auf diesem Gebiet, im Zusammenhang mit Experimenten im Testloop des BR-2-Reaktors in Mol, eine theoretische Untersuchung durchgeführt [1.5]. Sensitivitätsstudien zeigten, daß Änderungen der Brennstoffdichte im zentralen Testbündel das integrale Neutronenflußspektrum nur innerhalb des Testbündels beeinflussen. Am Rande des Testloops sind die Änderungen im integralen Neutronenspektrum sehr klein. Das winkelabhängige Spektrum in radialer Richtung weist dagegen am Rande des Testloops eine ähnliche Empfindlichkeit auf wie das integrale Spektrum im Zentrum des Loops. An Detektoren, die innerhalb des Testbündels eingesetzt werden sollen, müssen extreme Anforderungen hinsichtlich der Abmessungen (<1 mm) und der Temperatur ($>1000^{\circ}$ K) gestellt werden. Daher ist es fraglich, ob solche Detektoren in absehbarer Zeit entwickelt werden können. Es erscheint daher sinnvoll, Detektoren mit richtungsabhängiger Empfindlichkeit zu untersuchen, die dann entweder im äußeren Teil des Loops (Na-Bypass) oder in noch größerer Entfernung vom Testbündel installiert werden können. Die Sensitivitätsstudien zeigten weiter, daß sich im Energiebereich zwischen 1 eV und 1 KeV (infolge der geänderten Transmission des epithermischen Treibercore-Spektrums) und im Energiebereich oberhalb 100 KeV (infolge der geänderten Spaltneutronenquelle) besonders große Intensitätsänderungen in den Neutronenspektren ergeben. Der Detektor sollte also entweder im epithermischen Energiebereich empfindlich sein, also die Reaktorhintergrund-Strahlung zur Abbildung benutzen, oder direkt die hochenergetischen Spaltneutronen vom Testbrennstoff nachweisen.

Ein im epithermischen Bereich empfindlicher Detektor wurde in [1.5] theoretisch untersucht. Dabei handelt es sich um eine ^{10}B -Ionisationskammer, die allseitig, bis auf eine kleine Aussparung, mit einer B_4C -Schicht gegen epithermische Neutronen abgeschirmt ist (Lochkamera-Detektor). Die zweite Möglichkeit, die Testbrennstoffkonzentration direkt über die davon emittierten, hochenergetischen Spaltneutronen nachzuweisen, wird in dieser Arbeit untersucht. Da sich schnelle Neutronen schwerlich abschirmen lassen, muß die richtungsabhängige Empfindlichkeit über die Nachweis-Reaktion der schnellen Neutronen erreicht werden. Die Neutronenstreuung an Protonen ist hierfür besonders geeignet, weil sie eine extreme Anisotropie aufweist. Diese Anisotropie läßt sich durch eine geeignete Auslegung des Detektors noch erhöhen.

Der zweite Abschnitt dieser Arbeit beginnt mit prinzipiellen Überlegungen zur Auswahl des Detektors, wobei u.a. auch die Vorteile einer anisotropen Empfindlichkeit diskutiert werden. Danach wird das Prinzip des Detektors erläutert. Es werden dann Optimierungsuntersuchungen, insbesondere zur Verbesserung des Signal/Untergrundverhältnisses beschrieben. Dieser Optimierungsprozeß lieferte einen Prototyp-Detektor, mit dem die in Abschnitt drei diskutierten Messungen zur Empfindlichkeit gegenüber Brennstoffkonzentrationsänderungen in thermischen und schnellen Neutronenfeldern durchgeführt werden. In Abschnitt vier schließlich wird versucht, die Verwendbarkeit des Detektors zum Nachweis der Brennstoffbewegung in Testreaktoren unter realistischen Bedingungen zu beurteilen.

2. ENTWICKLUNG DES DETEKTORS UND OPTIMIERUNGS-UNTERSUCHUNGEN

2.1 Gesichtspunkte zur Auswahl des Detektors

Der Detektor soll alternativ zu der in [1.5] diskutierten ^{10}B -Kammer für schnelle Neutronen empfindlich sein. Ein wichtiges Auswahl-Kriterium ist die Empfindlichkeit gegenüber Änderungen der Konzentration des Testbrennstoffs, die durch die hiervon im Detektor ausgelöste, relative Signaländerung $\Delta S/S$ bestimmt wird.

Wir betrachten einen "incore"-Brennstoffbewegungs-Detektor, der sich am Rande des zentralen Testloops befindet (Abb. 2.1) und machen folgende, vereinfachende Annahmen:

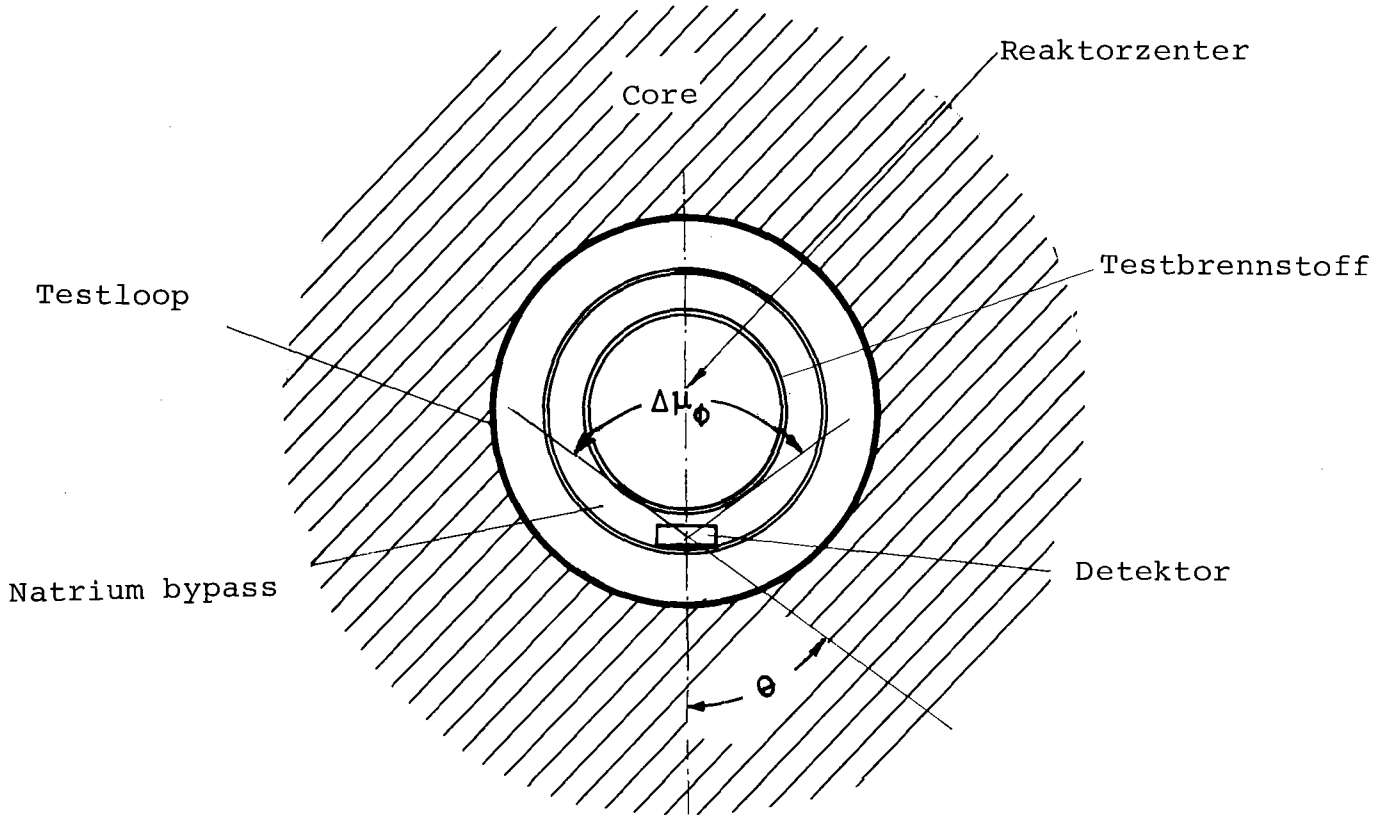
- Der γ -Fluß und der thermische Neutronenfluß seien am Ort des Detektors isotrop. Der differentielle, schnelle Neutronenfluß (pro Raumwinkel-einheit) sei im Raumwinkelbereich $\mu > (1-\Delta\mu_\phi)$ gleich ϕ_a , sonst gleich ϕ_i . Der schnelle Fluß sei unabhängig vom Azimutalwinkel, das Raumwinkelement kann daher gemäß $d\Omega = 2\pi d\mu$ durch den Richtungskosinus $\mu = \cos\theta$ beschrieben werden. Dabei ist θ der Winkel zwischen der betrachteten Richtung und der Verbindungslinie Detektor-Testbrennstoff (Abb. 2.1). $\Delta\mu_\phi$ entspricht dem Raumwinkel unter dem der Testbrennstoff, vom Detektor aus betrachtet, erscheint.
- Der Detektor sei für γ -Strahlung und thermische Neutronen isotrop empfindlich. Für schnelle Neutronen sei die Empfindlichkeit nur im Raumwinkelbereich $\mu \geq 1-\Delta\mu_d$ verschieden von Null und habe dort den Wert ϵ .

Ist $\Delta\phi_a$ die durch die Konzentrationsänderung des Testbrennstoffs hervorgerufene Flußänderung, dann ist

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{2\pi \cdot \epsilon \cdot \Delta\phi_a \cdot \Delta\mu_\phi}{(S_\gamma + S_{th}) + 2\pi \cdot \epsilon \cdot [\phi_i (\Delta\mu_d - \Delta\mu_\phi) + \phi_a \Delta\mu_\phi]}$$

Dabei sind S_γ und S_{th} die von Gammas und thermischen Neutronen ausgelösten Signalkomponenten. Für einen am äußersten Rand des Loops angebrachten Detektor ist i.a. $\Delta\mu_d \gg \Delta\mu_\phi$. Dann wird

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{2\pi \epsilon \cdot \Delta\phi_a \cdot \Delta\mu_\phi}{(S_\gamma + S_{th}) + 2\pi \cdot \epsilon \cdot \phi_i \cdot \Delta\mu_d}$$



Anordnung von Loop und Detektor (Aufsicht)

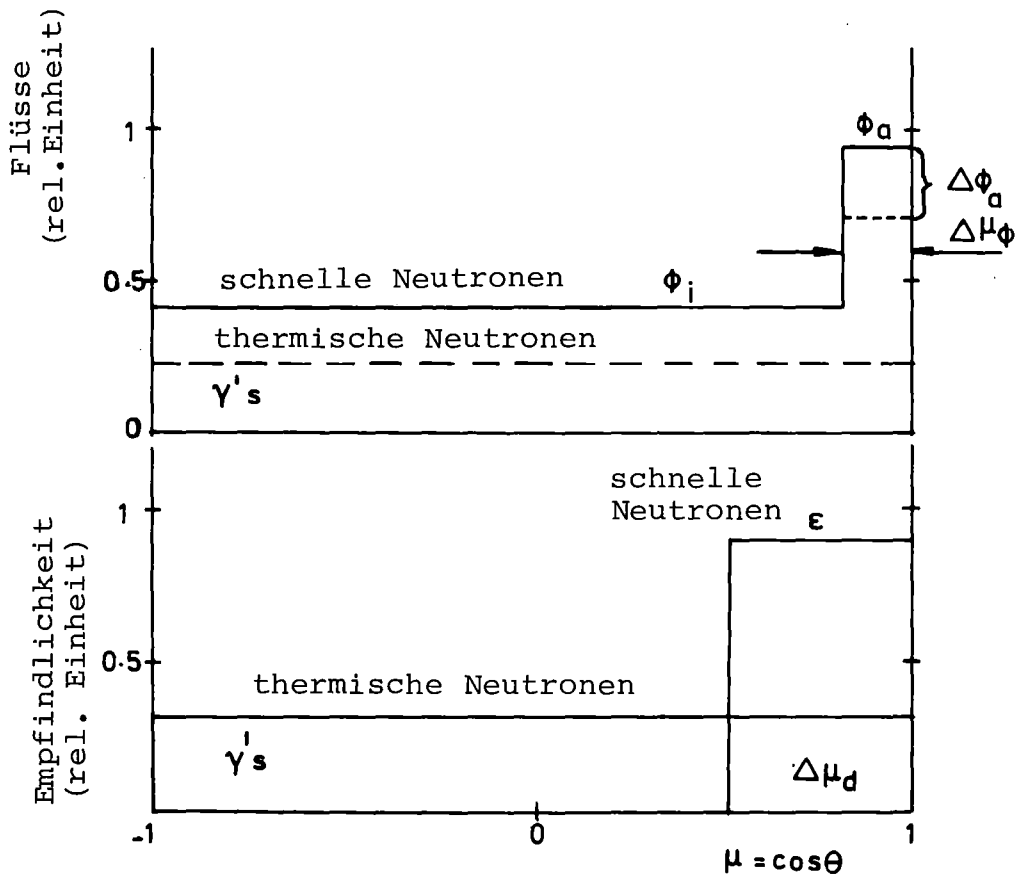


Abb. 2.1 Überlegungen zur Auswahl des Detektors

Daraus folgt, daß eine anisotrope Empfindlichkeit für schnelle Neutronen umso vorteilhafter ist, je größer das durch schnelle Neutronen induzierte Signal ($2\pi \cdot \epsilon \phi_i \cdot \Delta\mu_d$) verglichen mit dem anderen Untergrund ($S_\gamma + S_{th}$) ist. Wenn ($S_\gamma + S_{th}$) sehr klein ist, wird, wegen

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta\phi_a \cdot \Delta\mu_\phi}{\phi_i \cdot \Delta\mu_d}$$

$\Delta S/S$ direkt proportional zur Winkelauflösung des Detektors ($1/\Delta\mu_d$). Im anderen Extremfall, $S_\gamma + S_{th}$ sehr groß, ist $\Delta S/S$ praktisch unabhängig von $\Delta\mu_d$ (Anisotropie bringt keine Verbesserung) und direkt proportional zu ϵ (hohe Empfindlichkeit für schnelle Neutronen günstig). Wenn die beiden Beiträge die gleiche Größenordnung haben, ist eine sorgfältige Optimierung notwendig. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Empfindlichkeit ϵ und die Winkelauflösung $1/\Delta\mu_d$ i.a. derart miteinander korreliert sind, daß durch eine Verbesserung der Winkelauflösung die Empfindlichkeit verkleinert wird.

Im Hinblick auf ein günstiges $\Delta S/S$ -Verhältnis spielt also, neben der Anisotropie, die Empfindlichkeit für schnelle Neutronen ϵ eine entscheidende Rolle. Je nachdem, ob mit dem Detektor einzelne Ionisationsereignisse oder ein mittlerer Ionisationsstrom gemessen werden, ist ϵ proportional zu $N_{eff} \cdot \bar{\sigma}$ bzw. zu $N_{eff} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{q}$. Dabei ist $\bar{\sigma}$ der (mittlere) Wirkungsquerschnitt für schnelle Neutronen, N_{eff} die effektive Anzahl von Targetkernen und \bar{q} die im Detektor registrierte, (mittlere) Ladung pro Targetreaktion.

Als Nachweisreaktionen für schnelle Neutronen kommen im wesentlichen Spaltung (^{238}U , ^{237}Np) und elastische Streuung, insbesondere die n-p-Streuung (Vergl. Abschnitt 2.2) in Frage. In Tab. 1.1 sind die die Empfindlichkeit bestimmenden Parameter für diese Reaktionen zusammengestellt. Die auf die Targetfläche bezogene, effektive Anzahl von Targetkernen n_{eff} wurde aus den Energieverlusten im Target abgeschätzt. Weiter wurde angenommen, daß \bar{q} proportional ist zur mittleren Energie der Reaktionsprodukte \bar{E} . (Bei der Spaltung entspricht das der kinetischen Energie eines Spaltbruchstücks). Als Vergleichsmaßstab für die verschiedenen Reaktionen dient die auf die Targetflächen bezogene Empfindlichkeit ϵ^* .

Tab. 1.1 Empfindlichkeit für schnelle Neutronen (Spaltspektrum)

	Spaltung		Elastische Streuung
	^{238}U	^{237}Np	n-p
$n_{\text{eff}} (1/\text{cm}^2)$	$7 \cdot 10^{18}$ (Oxyd, $3\text{mg}/\text{cm}^2$)		$9 \cdot 10^{19}$ (Polyäthylen, 10μ)
$\bar{\sigma} \text{ (b)}$	0.31	1.2	4.0
$\bar{E} \text{ (MeV)}$	82		0.66
$\epsilon_z^* \approx n_{\text{eff}} \cdot \bar{\sigma} \text{ (b}/\text{cm}^2)$	$2.2 \cdot 10^{18}$	$8.4 \cdot 10^{18}$	$3.6 \cdot 10^{20}$
$\epsilon_i^* \approx n_{\text{eff}} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{E} \text{ (bMeV}/\text{cm}^2)$	$1.8 \cdot 10^{20}$	$6.9 \cdot 10^{20}$	$2.4 \cdot 10^{20}$

Die Zahlen in Tab. 1.1 zeigen, daß ein Rückstoßprotonen-Detektor im Pulsbetrieb (ϵ_z^*) empfindlicher und im Strombetrieb (ϵ_i^*) nicht wesentlich unempfindlicher ist als Spaltkammern. Es scheint also lohnend, das durch die anisotrope Empfindlichkeit eines Rückstoßprotonendetektors gegebene Potential zur Verbesserung des Signal/Untergrundverhältnisses zu untersuchen. Dieses Potential ist, wie oben angeführt, umso größer, je kleiner der isotrope Untergrund von γ 's und thermischen Neutronen ist. Gegen diese Strahlungskomponenten kann der Detektor jedoch, im Gegensatz zu schnellen Neutronen, durch geeignete Materialien relativ effektiv abgeschirmt werden. Eine weitere Möglichkeit, den γ -Untergrund eines Detektors im Strombetrieb zu reduzieren, bietet das Campbell-Verfahren [2.1], bei dem nicht der Gesamtstrom, sondern die Stromschwankungen registriert werden.

2.2 Prinzip des Detektors

Ausgehend von den Überlegungen in Abschnitt 2.1, war das Ziel dieser Arbeit, einen Detektor für schnelle Neutronen mit stark richtungsabhängiger Empfindlichkeit zu entwickeln und seine neutronenphysikalischen Eigenschaften im Hinblick auf eine Verwendung als "incore"-Brennstoffbewegungs-Monitor zu untersuchen. Von besonderem Interesse sind in diesem Zusammenhang, neben der Richtungsabhängigkeit, die absolute Empfindlichkeit für schnelle Neutronen und die darauf bezogenen, relativen Empfindlichkeiten für γ -Strahlung und thermische Neutronen, die unerwünschte Untergrundreaktionen hervorrufen. Diese Größen bestimmen im wesentlichen das räumliche Auflösungsvermögen und die untere Nachweisgrenze für Brennstoffkonzentrations-Änderungen. Da schnelle Neutronen durch für die vorgesehene Anwendung tolerierbarer Schichtdicken nicht abgeschirmt werden können, muß die Richtungsabhängigkeit der Empfindlichkeit durch Wahl einer geeigneten Nachweisreaktion erreicht werden. Die elastische Streuung an Protonen scheint dafür besonders geeignet. Die n-p-Streuung wird seit langem zum Nachweis und zur Spektroskopie schneller Neutronen verwendet und zeichnet sich durch eine ausgeprägte Anisotropie aus. Die Anisotropie beruht darauf, daß einmal der differentielle Streuquerschnitt σ_d im Laborsystem, wegen [2.2]

$$\sigma_d = \frac{\sigma}{\pi} \cos \theta$$

und zum anderen die Energie der Protonen, wegen [2.3]

$$E_p = E_n \cos^2 \theta$$

mit zunehmendem Streuwinkel abnimmt. σ ist der integrale Streuquerschnitt und θ der Winkel zwischen der Flugbahn des einfallenden Neutrons und der des Rückstoßprotons im Laborsystem.

Anders als bei üblichen Rückstoßprotonendetektoren (Szintillatoren, Zählrohre), bei denen das Target für die schnellen Neutronen und das Nachweismedium für die Protonen identisch sind, sind sie bei dem hier konzipierten Detektor räumlich getrennt, um die Anisotropie der n-p-Reaktion weitgehend auszunutzen zu können (Teleskop-Prinzip).

Die Anisotropie kann durch konstruktive Maßnahmen (Abschnitt 2.5.3) noch verstärkt werden, allerdings muß dabei eine Reduzierung der Empfindlichkeit in Kauf genommen werden. Als Targets dienen Folien aus wasserstoffhaltigem Material (z. B. Polyäthylen). Zur Registrierung der Rückstoßprotonen sind gasgefüllte Kammern im Hinblick auf die vorgesehene Anwendung insbesondere wegen ihrer Robustheit besser geeignet als etwa Szintillatoren oder Halbleiterdetektoren. Schnelle Neutronen erzeugen auch im Zählgas Rückstoßkerne, deren Ionisation ein unerwünschtes Untergrundsignal darstellt. Da die Energie des Rückstoßkerns umgekehrt proportional zum Atomgewicht ist, können keine leichten Gase verwendet werden. Es wurde hier Argon gewählt (Rückstoßenergie Argon/Protonenrückstoßenergie $\approx 0,1$), weil Argon ein bewährtes Füllgas für Zählrohre und unempfindlich gegen thermische Neutronen ist [2.4].

Geladene Teilchen ionisieren das Zählgas. Die gleich großen negativen (Elektronen) und positiven Ladungen (Ionen) werden durch ein angelegtes elektrisches Feld getrennt. Solange die Zahl der Ionisationsprozesse pro Zeiteinheit nicht zu groß ist ($\leq 10^6/s$) können die Ionisationsereignisse einzeln registriert und die Ladung jedes Einzelereignisses gemessen werden (Pulsbetrieb), bei noch höheren Ionisationsraten kann nur noch der Detektorstrom insgesamt gemessen werden. Der schnelle Fluß typischer Testreaktoren liegt bei etwa $10^{15} \text{ 1/cm}^2 \cdot \text{s}$. Die später diskutierten Messungen zeigen, daß dieser Fluß selbst in einem extrem unempfindlichen Detektor (Polyäthylentarget $0,1 \text{ cm}^2$, empfindlicher Raumwinkel 10%) für Protonen oberhalb 100 keV bereits eine Zählrate von einigen $10^8/s$ liefert. Da die integrale Zählrate infolge von zusätzlichen Untergrundreaktionen, die hauptsächlich vom γ -Feld verursacht werden, noch wesentlich größer ist, ist beim Einsatz in Testreaktoren wahrscheinlich nur Strombetrieb möglich.

2.3 Konzept für einen "incore"-Brennstoffbewegungsdetektor

In Abb. 2.2 ist ein Konzept für einen "incore"-Detektor dargestellt. Der Detektor besteht aus zwei identischen Parallelplatten-Ionisationskammern, die in einem Gehäuse untergebracht sind. Die Protonen-Targets sind so angebracht und der Detektor ist so ausgerichtet, daß die obere Kammer nur für schnelle Neutronen empfindlich ist, die aus der Richtung des Testloops kommen ($\theta \approx 0$), während die untere Kammer (Untergrundkammer) nur schnelle Neutronen aus der dem Testloop entgegengesetzten Richtung ($\theta \approx 180^\circ$) registriert.

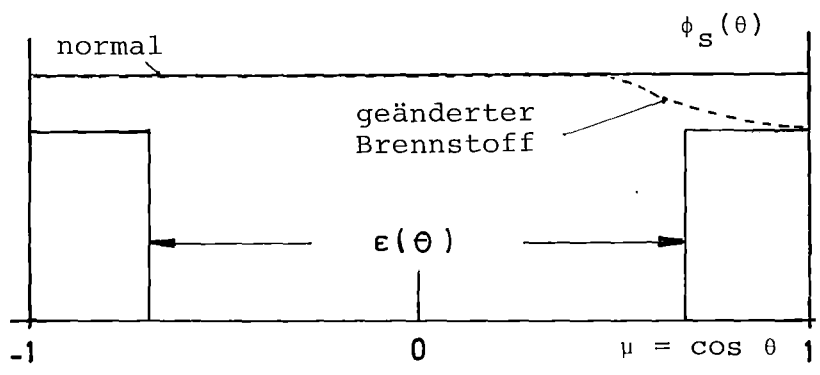
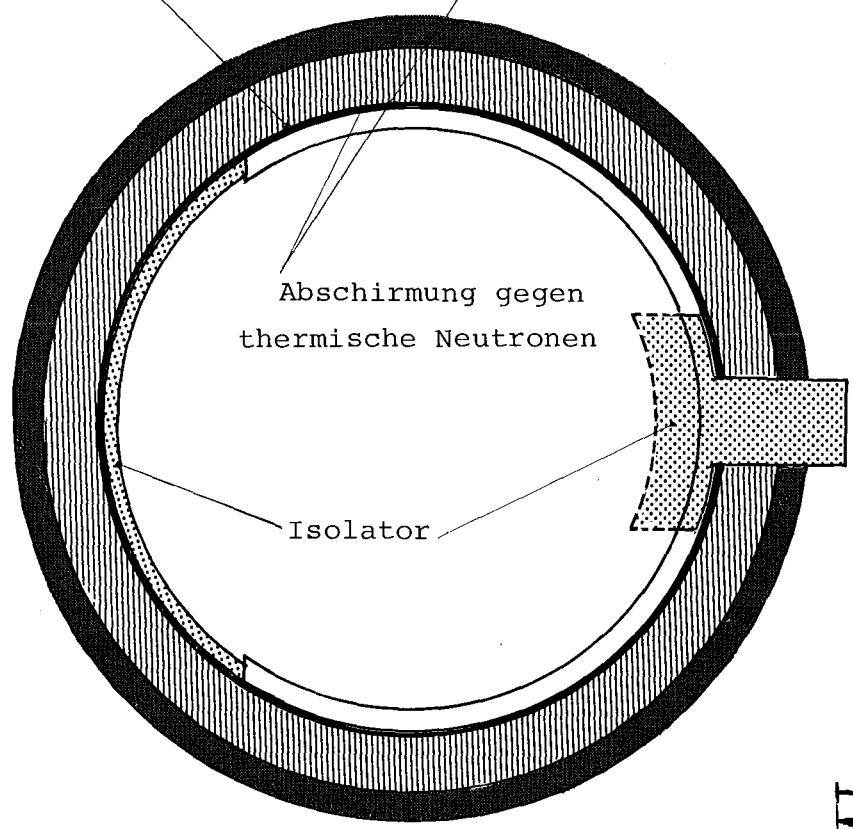
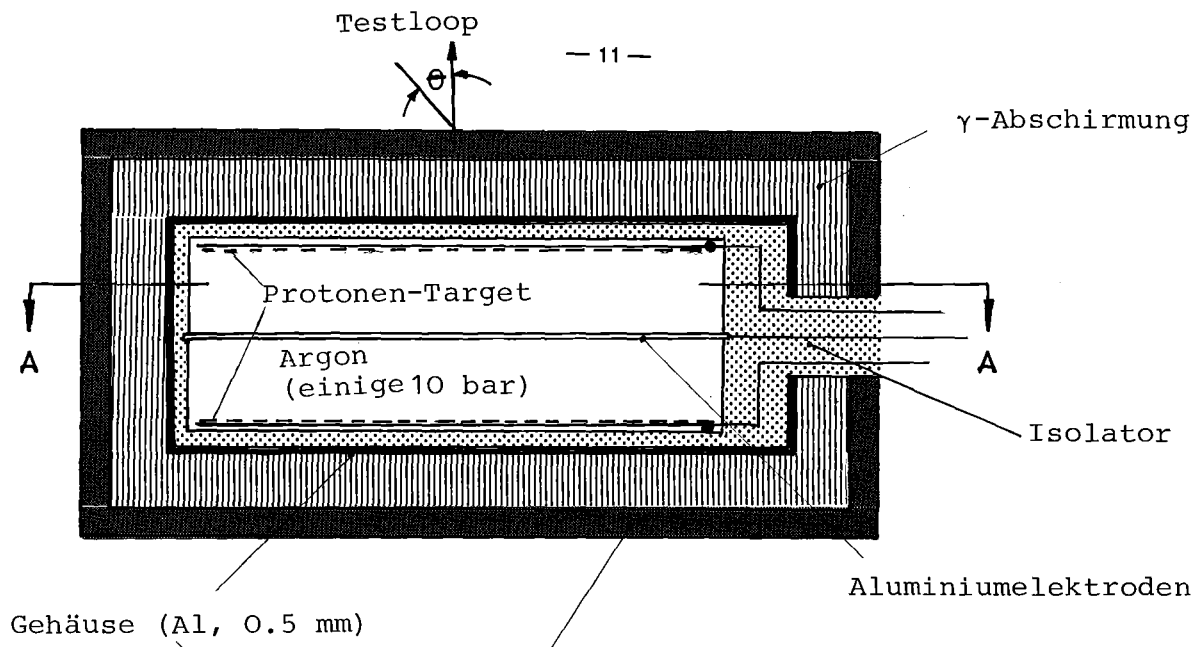


Abb.2.2 Konzept für "incore"-Detektor

Die Kammern sind gegen den γ -Untergrund durch Blei (einige mm) und gegen thermische Neutronen durch angereichertes B_4C (einige mm) abgeschirmt. Die Protonen sollen einen merklichen Anteil ihrer Energie im Zählgas abgeben, um den Untergrund von Reaktionen mit schweren geladenen Teilchen (α 's, Ar-Rückstoß) klein zu halten. Deshalb ist ein relativ hoher Druck des Füllgases von einigen 10 bar notwendig. Die Ströme der beiden Kammern (i_1 und i_2) werden in einem Differenz-Verstärker verstärkt. Da beide Kammern identisch sind, sollten die von Untergrund-Reaktionen stammenden Ströme gleich sein. Da die Untergrund-Kammer ebenfalls mit einem Protonen-Target ausgerüstet ist, ist auch der isotrope Anteil des schnellen Flusses in beiden Kammern gleich. Das Differenzsignal $i_1 - i_2$ sollte deswegen im wesentlichen auf Änderungen des aus Richtung des Testloops kommenden schnellen Flusses und damit auf Änderungen der Brennstoffkonzentration im Testloop ansprechen. Die Verwendung einer zweiten (Untergrund-)Kammer hat den Vorteil, daß zeitliche Änderungen des Untergrunds (z. B. infolge von Leistungsschwankungen) nicht fälschlich als Brennstoffbewegungsvorgänge interpretiert werden.

2.4 Zur Übertragbarkeit von "out-of-pile"-Messungen (Proportionalzählrohr) auf "incore"-Detektoren (Ionisationskammern)

Zur Untersuchung des neutronenphysikalischen Verhaltens des hier konzipierten Detektors ist der Pulsbetrieb besser geeignet als der Strombetrieb. Die Messung der von jedem Einzelereignis erzeugten Ionisation liefert ein detailliertes Verständnis des Detektorverhaltens und erleichtert die Identifikation der verschiedenen Untergrundquellen und somit die Optimierung des Detektors. Es kommt ein weiteres hinzu. Der Strombetrieb erfordert Flüsse, wie sie normalerweise nur in Leistungsreaktoren zur Verfügung stehen. Für den Pulsbetrieb genügen wesentlich kleinere Flüsse, wie sie mit Beschleunigern oder radioaktiven Neutronen- bzw. γ -Quellen erreicht werden können, was die Variation der Felder und das Experimentieren generell wesentlich erleichtert. Da die Rückstoßprotonen relativ niederenergetisch sind und darüber hinaus im allgemeinen nur einen Teil ihrer Energie im Zählgas abgeben, sind die erzeugten Ladungsimpulse klein. Dadurch wird, infolge des Rauschens der Analysier-Elektronik, eine genaue Messung der Ionisation erschwert. Es empfiehlt sich daher, für diese Untersuchungen den Detektor als Proportionalzählrohr zu betreiben.

Dabei werden die primär erzeugten Elektronen durch ein hohes elektrisches Feld so stark beschleunigt, daß sie weitere Gasatome ionisieren. Durch eine geeignete Wahl des Gasverstärkungsfaktors kann erreicht werden, daß das Rauschen des nachfolgenden elektronischen Verstärkers die Genauigkeit der Ladungsmessung nicht mehr beeinträchtigt. Zur Errechnung einer für den Gasverstärkungsprozeß genügend hohen elektrischen Feldstärke sind Proportionalzählrohre in der Regel zylindersymmetrisch, mit einem dünnen Draht als Innenelektrode. Bei Ionisationskammern bevorzugt man dagegen homogene, elektrische Felder, was zu minimalen Ausräumzeiten der erzeugten Ionisation bei gegebener Elektrodenspannung führt.

Die durch ionisierende Strahlung hervorgerufenen Ladungsimpulse werden bei Proportionalzählrohren im Pulsbetrieb in der Regel in Spannungsimpulse konvertiert und in einem Impulshöhenanalysator registriert. Mittels monoenergetischer Protonen wird die Spannungsskala geeicht, und damit kann jedem Spannungswert bzw. jeder Kanalnummer des Analysators eine bestimmte Protonenenergie E , zugeordnet werden. Daraus ergibt sich die primäre Ionisation zu

$$q = \frac{2 \cdot e}{W} \cdot E$$

Dabei ist $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Cb die Elementarladung und W der Energieverlust des ionisierenden Teilchens pro Ionenpaar. Für Elektronen, Protonen und α -Teilchen ist w praktisch gleich und beträgt für Argon etwa 27 eV/Ionenpaar. Für schwere Teilchen (z. B. Ar-Rückstoßkerne) ist w größer. Sind z^q bzw. z^E die die pro Zeit- und Ladungs- bzw. Energieeinheit registrierten Ereignisse, so läßt sich wegen

$$z^q(q) dq = z^E(E) dE$$

der äquivalente Strom gemäß

$$i = \int_0^{\infty} q \cdot z^q(q) dq = \frac{2 \cdot e}{W} \int_0^{\infty} E \cdot z^E(E) dE$$

aus der Impulshöhenverteilung z^E berechnen. Diese Relation gilt unabhängig von der Gasverstärkung des Detektors.

Die gesamte Impulshöhenverteilung setzt sich aus den Beiträgen der verschiedenen Reaktionen (n-p-Streuung, Untergrund von schnellen und thermischen Neutronen) zusammen. Eine Trennung der verschiedenen Anteile (Index i) gestattet eine getrennte Abschätzung der einzelnen Stromanteile

$$i_i = \frac{2e}{w} \int E z_i^E(E) dE, \quad i = \sum i_i$$

Die einzelnen Stromanteile werden durch unterschiedliche Komponenten des Strahlungsfeldes (Index $i = \hat{\gamma}$, schnelle bzw. thermische Neutronen) verursacht. Allgemein gilt

$$i_i = \epsilon_i \cdot \phi_i$$

Dabei ist ϕ_i der Fluß der entsprechenden Strahlungskomponente. Wenn die Quellen der einzelnen Reaktionen durch Untersuchungen in verschiedenen Strahlungsfeldern geklärt sind, lassen sich i. a. die Abhängigkeiten der Empfindlichkeiten ϵ_i von der Geometrie des Detektors angeben.

Die Ergebnisse von im Pulsbetrieb gewonnenen "out-of-pile"-Messungen und Proportionalzählrohren können auf diese Weise auf "incore"-Ionisationskammern im Strombetrieb übertragen werden. In Abschnitt vier wird das für den hier untersuchten Detektortyp versucht. Dabei wird die n-p-Nachweisreaktion mittels des im Anhang beschriebenen Monte-Carlo-Programms streng behandelt. Die Untergrund-Empfindlichkeiten werden aufgrund der durch die neutronenphysikalischen Untersuchungen gewonnenen Kenntnisse über die für die Wechselwirkung verantwortlichen Detektorkomponenten über einfache geometrische Betrachtungen abgeschätzt.

2.5 Optimierungs-Untersuchungen

Optimierungsziele hinsichtlich einer Verwendung des Detektors als "incore"-Brennstoffbewegungs-Monitor sind eine hohe Empfindlichkeit für schnelle Neutronen aus einem begrenzten Raumwinkelbereich und eine geringe Empfindlichkeit für schnelle Neutronen aus anderen Richtungen und für andere Strahlungskomponenten (γ 's, thermische Neutronen). Dabei ist zunächst die auf den Pulsbetrieb bezogene Empfindlichkeit, also die Größe Zählrate/Fluß gemeint.

Die Empfindlichkeit für schnelle Neutronen setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen. Einem anisotropen Anteil, der im wesentlichen von der effektiven Protonenzahl der Targetfolie und damit von der Art des Targets sowie dessen Fläche und Dicke abhängt. Daneben ist ein mehr oder weniger isotroper Anteil zu erwarten, der von Reaktionen der schnellen Neutronen mit den Kammerwänden und dem Zählgas und damit von der Art und Menge der verwendeten Materialien abhängt. Die Richtungsabhängigkeit der Empfindlichkeit für schnelle Neutronen ist primär durch die Anisotropie der n-p-Reaktion gegeben, hängt aber daneben noch von der räumlichen Anordnung von Folie und Nachweisvolumen und von den Energieverlusten der Protonen in der Targetfolie und im Bereich zwischen Targetfolie und Nachweisvolumen ab. Die γ -Strahlung wechselwirkt im wesentlichen über Compton-Streuung mit den Kammerwänden, thermische Neutronen vorwiegend mit den Kammerwänden, möglicherweise aber auch mit dem Zählgas im wesentlichen über Prozesse, bei denen geladene Teilchen entstehen. Die Empfindlichkeit für γ 's und thermische Neutronen sollte im wesentlichen isotrop sein. Sie hängt von der Masse der wechselwirkenden Materie und, wegen der starken Kernladungsabhängigkeit des Compton-Effekts und der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen, vermutlich empfindlich von der Art der Materialien, insbesondere also vom Detektorwand-Material ab.

Die auf den Detektorstrom bezogene Empfindlichkeit (Detektorstrom/Fluß) ist proportional zum Produkt aus Zählrate und Energieverlust der ionisierenden Teilchen im Detektor. Dieser Energieverlust und damit die Stromempfindlichkeit hängt ab von der Art des Füllgases und ist dem Druck des Füllgases im wesentlichen proportional.

Argon scheint aus den in Abschnitt 2.2 bereits diskutierten Gründen für den hier untersuchten Detektor ein optimales Füllgas zu sein. Bei den Optimierungs-Untersuchungen wurde deshalb im wesentlichen mit Argonfüllungen, allerdings bei unterschiedlichem Druck gearbeitet. Variiert wurde außerdem das Wandmaterial im Hinblick auf Reduzierung der Untergrund-Reaktionen sowie Foliendicke und Geometrie zur Optimierung der Richtungsabhängigkeit.

2.5.1 Zählrohr für Optimierungs-Untersuchungen

Wegen der in Abschnitt 2,4 diskutierten Gründe werden für diese Untersuchungen zylindrische, mit Argon gefüllte Proportionalzählrohre benutzt, die als Pulsdetektoren betrieben werden.

Bei der Auslegung wurde auf Reproduzierbarkeit der Ergebnisse und leichte Austauschbarkeit aller Komponenten geachtet. Das Zählrohr sollte außerdem, im Hinblick auf eine leichtere Identifizierung der verschiedenen Reaktionen, ein gutes, energetisches Auflösungsvermögen besitzen. Das Abbremsvermögen des Zählgases sollte so groß sein, daß die von Spaltneutronen hervorgerufenen Rückstoßprotonen einen merklichen Teil ihrer Energie im Zählgas abgeben und daß monoenergetische 3 MeV Neutronen aus der d-d-Reaktion zu Eichzwecken benutzt werden können.

Im Interesse eines guten Auflösungsvermögens muß das Füllgas möglichst rein und der Druck darf nicht sehr groß sein. Es wurde deshalb hochreines Argon mit etwa 1 bar Fülldruck vorgesehen. 3 MeV Protonen haben dann etwa eine Reichweite von 15 cm (Abb. 2,3 [2.5]), wodurch die Länge des Zählrohrs festgelegt ist. Die Schichtdicke der Polyäthylenfolie sollte einerseits möglichst gering sein, um Verfälschungen im Spektrum der aus der Folie austretenden Protonen durch Mehrfachprozesse in der Folie gering zu halten. Andererseits fordern Intensitätsgründe eine möglichst große Schichtdicke.

Auf eine Kompromißdicke von etwa 20 μ führt die Überlegung, daß eine Schwächung der Protonenenergie in der Schicht, welche dem Auflösungsvermögen des Zählrohrs (d.h. der Halbwertsbreite eines theoretisch monoenergetischen Prozesses im Zählrohrgas) entspricht, ohne weiteres in Kauf genommen werden kann. Dieses Auflösungsvermögen wurde in der weiter unten beschriebenen Prozedur "Eichung" zu 8,5 % bestimmt. Aus der Reichweiten-Kurve von Protonen in Paraffin (Abb. 2.4 [2.5]), die wegen der Äquivalenz in der chemischen Zusammensetzung auch für Polyäthylen als gültig angenommen wird, entnimmt man für 3 MeV-Protonen mit $\Delta E = 3\text{MeV} \cdot 8,5\% = 255 \text{ KeV}$ die Schichtdicke von etwa 20 μ .

Die aufgezählten Kriterien führten zum Entwurf und Bau eines einheitlich in Edelstahl ausgeführten Zählrohrs, dessen Schnitt in Abb. 2.5 dargestellt ist.

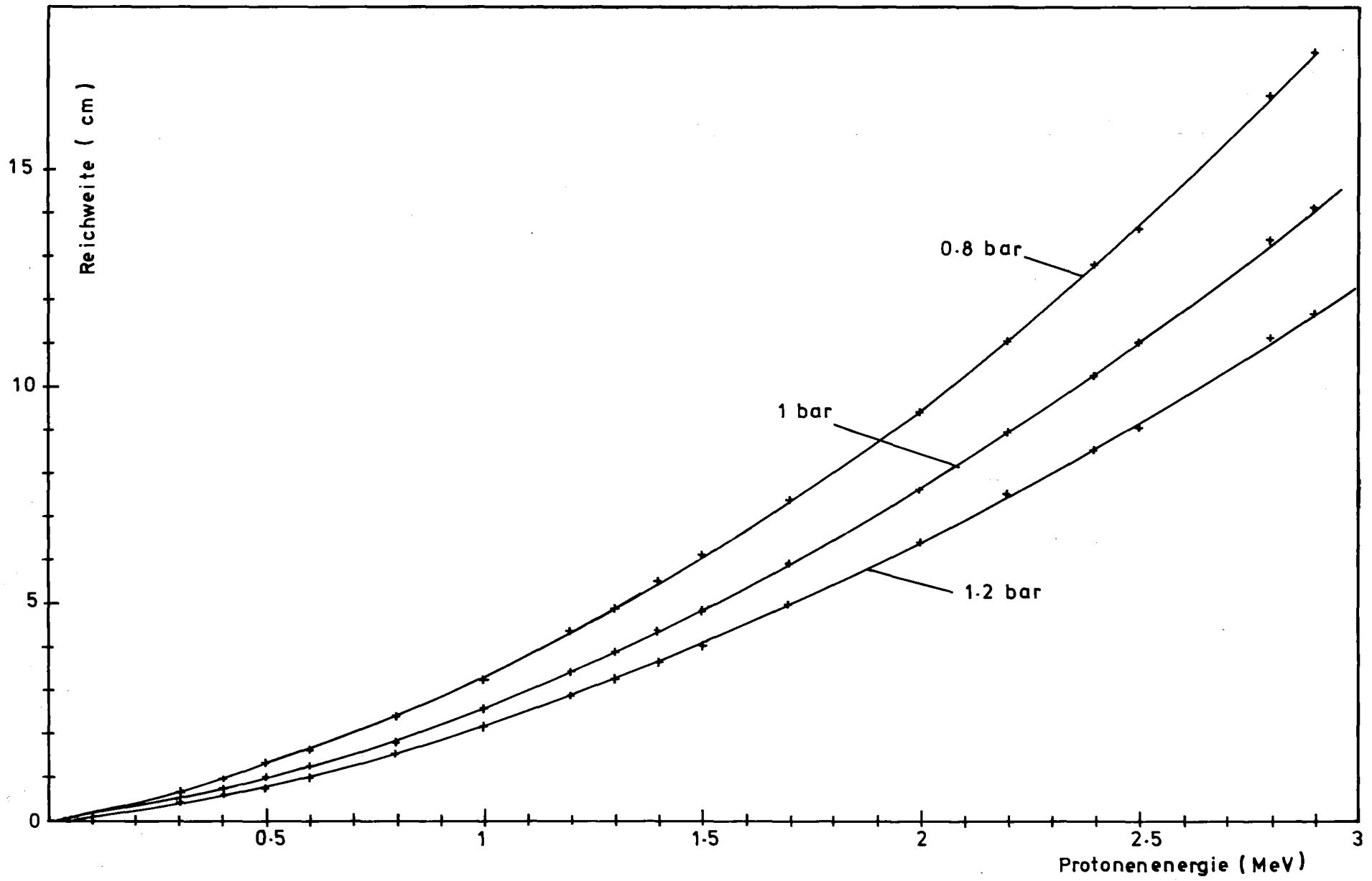


Abb. 2.3 Protonen - Reichweite in Argon

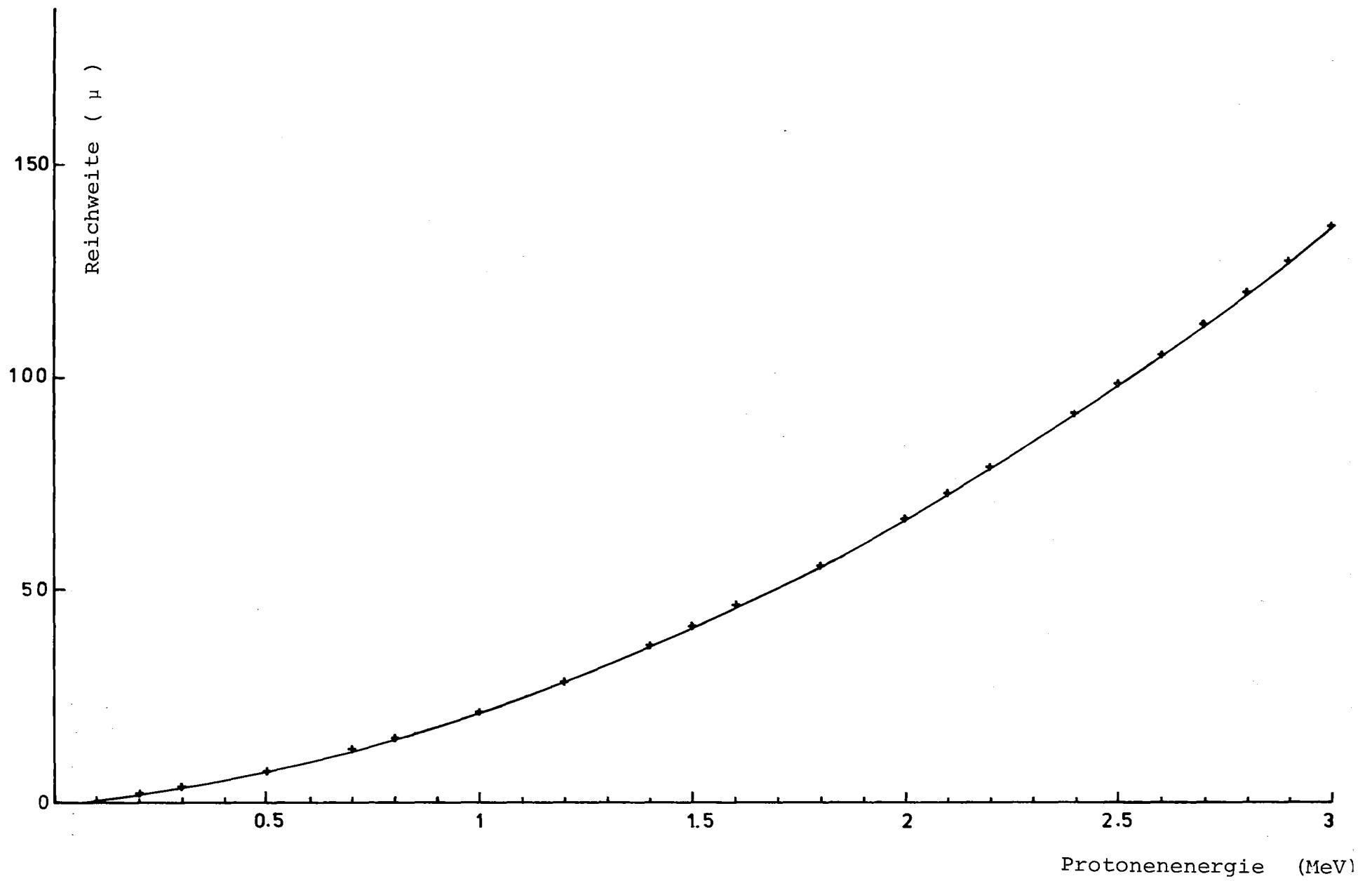


Abb. 2.4 Protonen - Reichweite in Polyäthylen

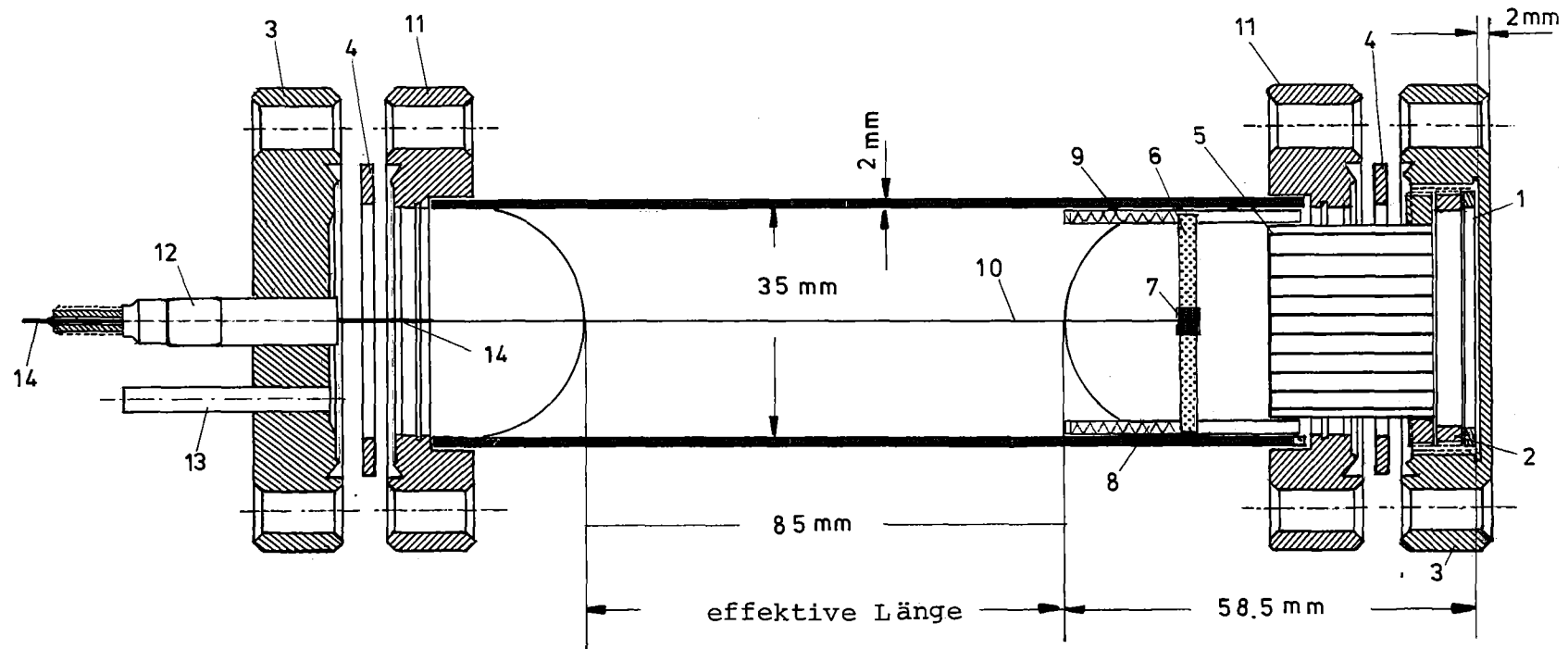


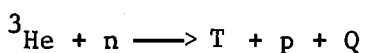
Abb. 2.5 Zählrohr für Testmessung. 1) Polyäthylen-Radiator; 2) Radiatorhalter (Al-Ring); 3) Blindflansch; 4) Kupfer-Dichtscheibe; 5) Al-Liner ($\frac{1}{10}$); 6) Al_2O_3 Isolierstäbchen; 7) Al-Hülse; 8) Führungsröhrchen für Feder; 9) Zählrohrwand (Edelstahl); 10) Anodendraht ($\phi=0.025$ mm); 11) Flansch; 12) Hochspannungszuführung; 13) Pumpstutzen; 14) "Fieldtube" ($\phi=0.8$ mm) [2.6].

Ein zylindrisches Edelstahlrohr von 35 mm Innendurchmesser, 2 mm Wandstärke und etwa 15 cm Länge wird beidseitig mit zwei hochvakuumdichten Normflanschen mit Kupferdichtung abgeschlossen. Die Flanschverbindung der einen Seite trägt die Halterung für die Polyäthylenfolie von 35 mm Durchmesser und 30 μ Dicke sowie den "Liner", ein System zur Zählrohrachse paralleler Röhrchen (jedes 5 cm lang, hexagonal, Schlüsselweite 10mm, Wandstärke 0,2 mm), der nur für Protonen mit Flugrichtungen etwa parallel zur Zählrohrachse transparent ist. Der Flansch der anderen Seite nimmt die auf etwa 2 kV ausgelegte Hochspannungszuführung auf und den Pumpstutzen, ein weichgeglühtes Kupferröhrchen von 3,5 mm Innendurchmesser, zum Auspumpen des Zählrohrs und zum Einbringen des Zählgases.

Der Pumpstutzen kann mit einer Abklemmvorrichtung vakuumdicht verschlossen werden. In der Zählrohrachse ist ein 25 μ starker Edeldraht als Zählrohrdraht gespannt. Die Endbereiche des Zählrohrdrahtes verlaufen auf einer Länge von etwa 2 cm in engen Edelstahlröhrchen ("Field tube"). Durch diese Maßnahme wird die elektrische Feldverteilung an der Anschlußstelle des Zählrohrdrahtes günstig beeinflusst [2.6].

Die in Abb. 2.6 skizzierte Meßelektronik ist konventionell. Das Signal aus dem Zählrohr wird über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und einen Hauptverstärker einem Impulshöhenanalysator (512 Kanäle) zugeführt.

Vor der ersten Füllung wird das im Ultraschallbad gründlich gereinigte Zählrohr über mehrere Zyklen aufgeheizt und bis $5 \cdot 10^{-5}$ Torr ausgepumpt. Danach wird das Zählrohr mit 0,8 bar Reinstargon ($5.7 \hat{=} 99,9997\%$ Ar) und Spuren von ^3He (10^{-4} bis 10^{-3} bar) gefüllt, letzteres um die Arbeitskennlinie des Zählrohrs aufzeichnen und um eine Eichung vornehmen zu können. Im thermischen Neutronenfeld liefert nämlich das mit ^3He dotierte Zählgas nach der Reaktion



einen scharf definierten Peak bei $Q = 764$ keV.

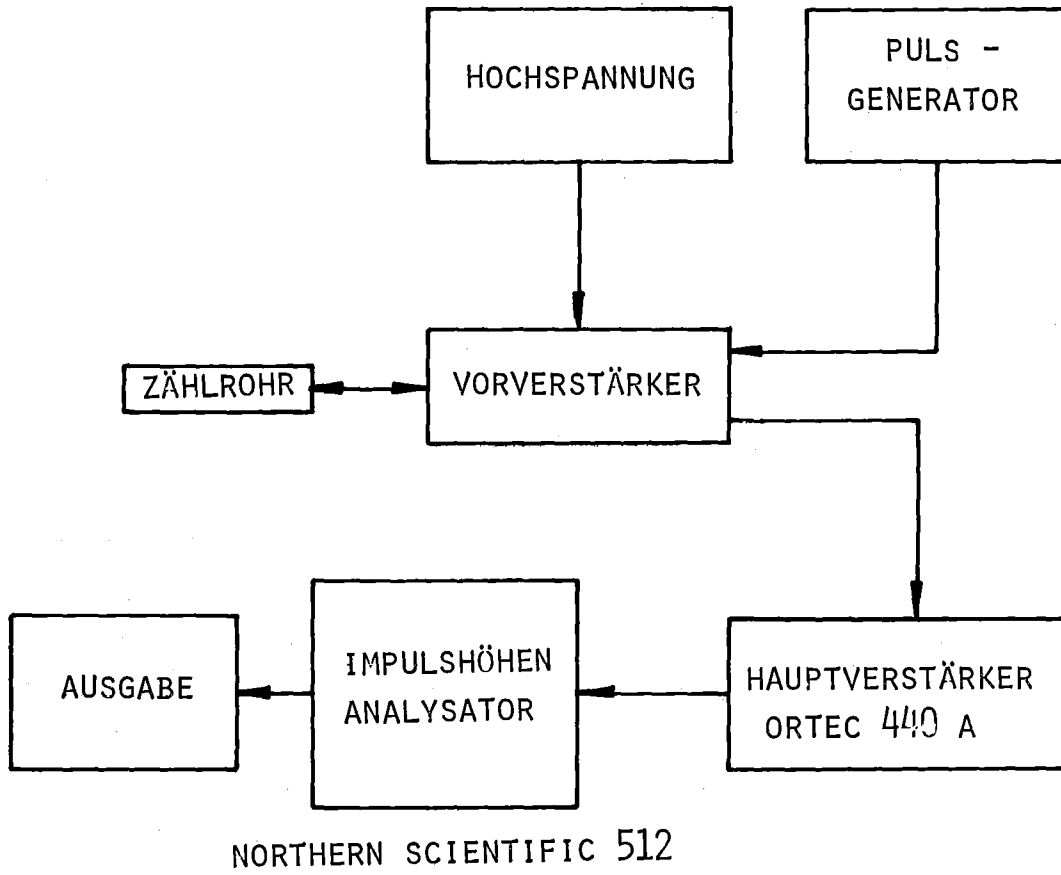


Abb. 2.6 Blockschaltbild der Messanordnung

Damit kann man zunächst die vom Zählgas und von der Zählrohrgeometrie abhängige Arbeitskennlinie, d.h. die Abhängigkeit der Lage des 764 keV-Peaks von der Zählrohrspannung, ausmessen und aus dieser Kennlinie (Abb. 2.7) den Proportionalbereich (ab etwa 700 V) bestimmen und den Arbeitspunkt festlegen, der hier bei 800 V gewählt wurde. Mit in diese Abbildung eingezeichnet sind Kennlinien des Zählrohrs bei anderem Druck des Argon-Füllgases. Das im Arbeitspunkt aufgenommene Zählrohrspektrum zeigt Abb. 2.8. Diese Eichkurve erlaubt es, den Kanälen des Impulshöhenanalysators Energiewerte zuzuordnen. Darüber hinaus erhält man aus der Form des 764 KeV-Peaks der Eichkurve eine Aussage zum energetischen Auflösungsvermögen des Zählrohrs, hier etwa 8.5 %.

2.5.2 Einfluß des ^3He -Eichgases und Temperatureffekte

Wie oben beschrieben, wurde die Energieeichung des Zählrohrs mit der exothermen ^3He (n-p) γ -Reaktion vorgenommen, wobei ein geringer Zusatz (10^{-4} - 10^{-3} bar) ^3He dem Zählgas beigefügt wurde. Die eigentlichen Optimierungs-Messungen wurden ohne ^3He -Zusatz durchgeführt, da die obige Reaktion einen zusätzlichen Untergrund aufbauen würde. Abb. 2.9 zeigt für verschiedene Partialdrucke von ^3He und reinem Argon als Zählgas die Abhängigkeit der Gasverstärkung (bestimmt durch die Lage des ^3He -Peaks) von der angelegten Zählrohrspannung. Der Gesamtdruck war stets auf 0.8 bar eingestellt. Es ist zu erkennen, daß der ^3He -Zusatz erst in Konzentrationen größer 1:1000 einen Einfluß auf die Gasverstärkung hat. Man kann also davon ausgehen, daß die mit ^3He -Zusatz durchgeführte Energieeichung auch für das mit reinem Argon gefüllte Zählrohr gültig ist, solange der ^3He -Partialdruck unter 10^{-3} bar liegt.

Die in Abschnitt drei beschriebenen Untersuchungen zur Empfindlichkeit gegenüber Brennstoffkonzentrationsänderungen wurden u. a. im Reaktor SNEAK durchgeführt. Infolge der α -Zerfälle des Pu-Brennstoffs treten im Corebereich Temperaturen von 50 - 60^o C auf. Darüber hinaus dauert es lange bis der Detektor nach Einbau in den Reaktor die Umgebungstemperatur annimmt. Es waren deshalb eine Reihe von Tests zur Temperaturempfindlichkeit des Detektors notwendig.

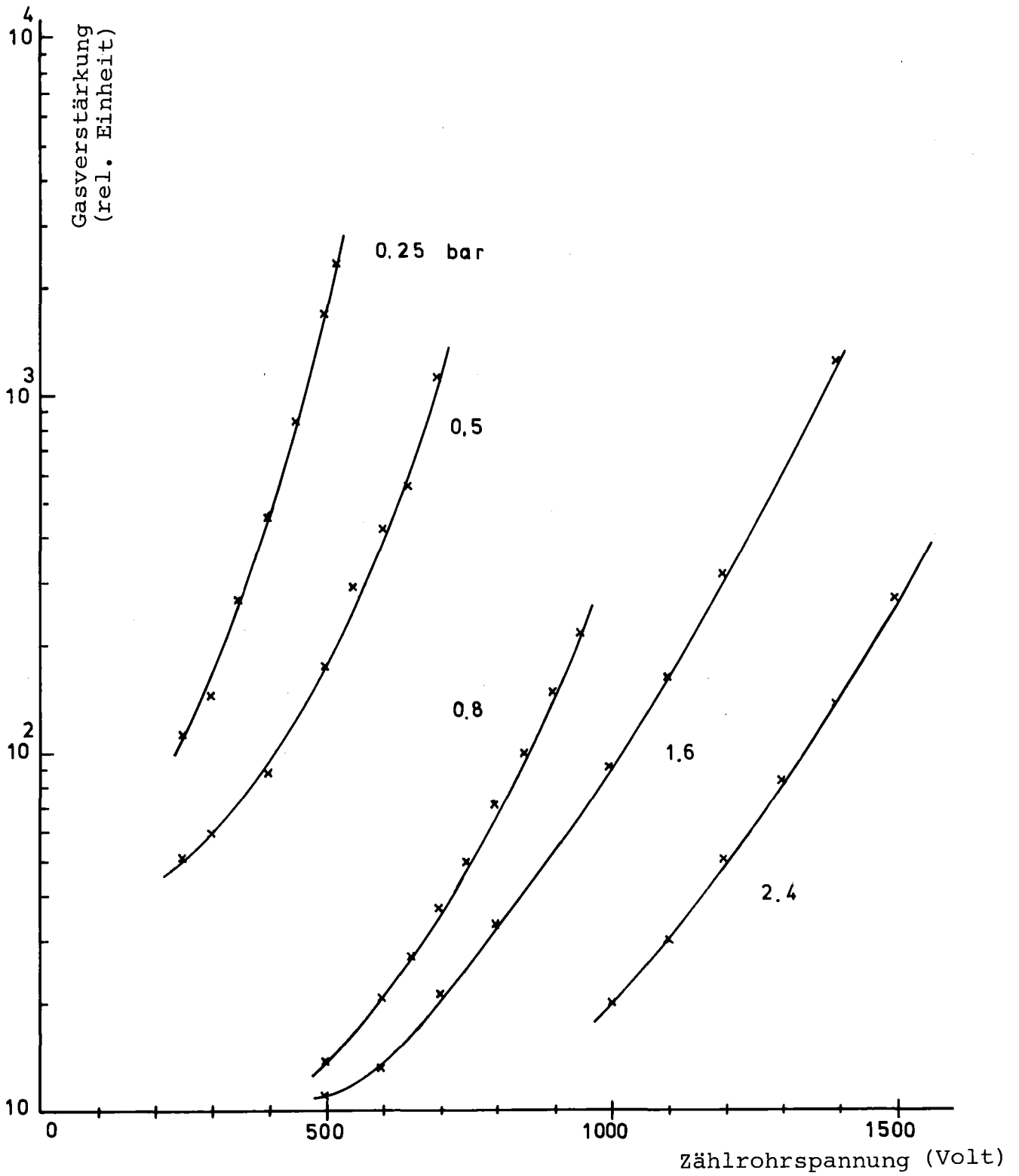


Abb. 2.7 Gasverstärkung für Test- Zählrohr (Argon)

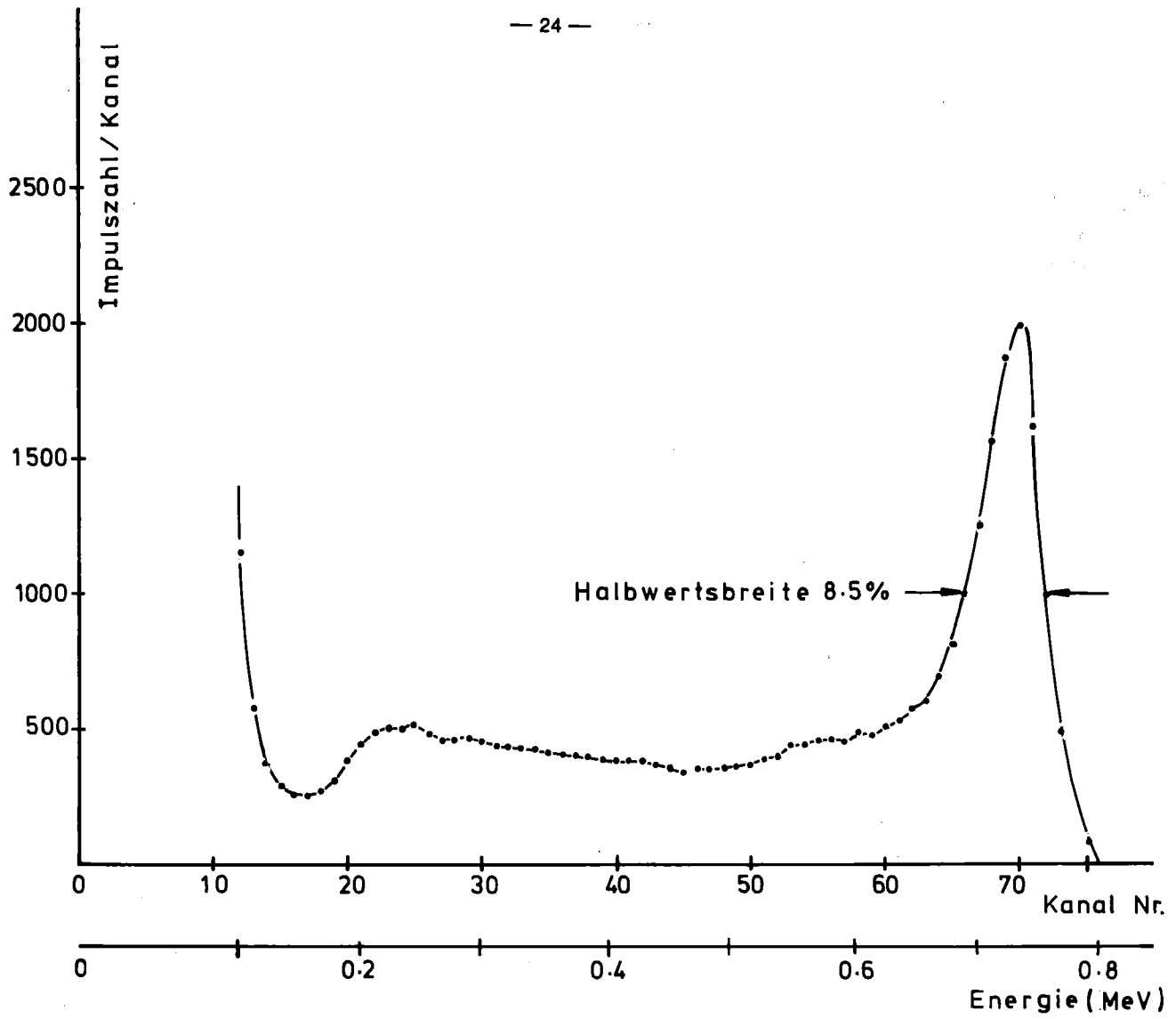


Abb. 2.8 ^3He -Eichspektrum für Testzählrohr (Argon 0.8 bar)

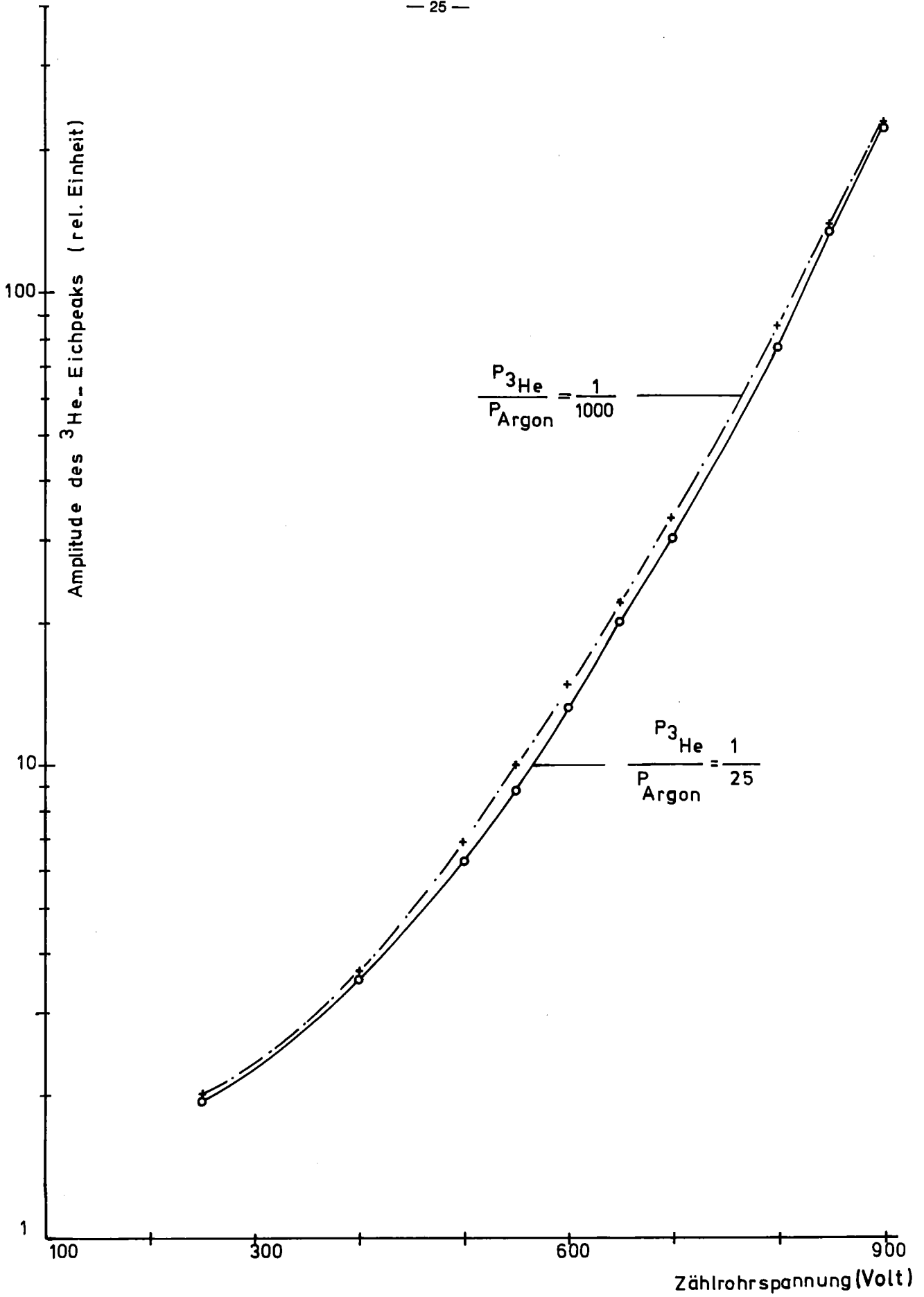


Abb. 2.9 Einfluß der ^3He -Konzentration auf Gasverstärkung

Die ersten Gasfüllungen enthielten außer Argon als Zählgas noch geringe Zusätze ($\approx 5\%$) von CO_2 als Löschgas. Eine Erwärmung der Zählrohre auf 60°C hatte ein Anwachsen der Gasverstärkung um $+7\%$ bei etwa gleichbleibender Auflösung zur Folge (Abb. 2.10). Frühere Untersuchungen [2.7] zur Temperaturabhängigkeit von gasgefüllten Proportional-Zählrohren zeigten keinerlei Hinweise auf eine derart drastische Temperaturempfindlichkeit der Gasverstärkung. Nach einer Serie von Tests mit Argon als Zählgas und CO_2 mit unterschiedlichem Partialdruck konnte nachgewiesen werden, daß reines Argon ohne CO_2 die optimalen Werte liefert. Eine Temperaturerhöhung von 20°C auf 60°C hatte bei reiner Argonfüllung eine Gasverstärkungsänderung von nur 1.7% zur Folge (Abb. 2.11). Für die Prototyp-Zählrohre (Abschnitt 2.6) änderte sich bei dieser Temperaturerhöhung die Gasverstärkung sogar nur um 1.3% . Diese Änderungen sind so klein, daß es gerechtfertigt ist, die bei Raumtemperatur durchgeführten Energieeichungen auf die in den Reaktor eingebauten Detektoren zu übertragen.

2.5.3 Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit

Im Hinblick auf Brennstoffbewegungs-Detektion sollte die Empfindlichkeit für schnelle Neutronen auf einen eng begrenzten Raumwinkelbereich beschränkt sein (Abschnitt 2.1). Die Winkelauflösung der Empfindlichkeit wird durch das komplexe Zusammenwirken der Winkelabhängigkeit des differentiellen n-p-Streuerquerschnitts und der Protonenenergie (Abschnitt 2.2) bestimmt. Sie sollte im wesentlichen von den Energieverlusten der Protonen bis zum Erreichen des empfindlichen Volumens und von dem Winkel abhängen, unter dem - vom Target aus betrachtet - das empfindliche Volumen erscheint. Je kleiner dieser Winkel und je größer die Energieverluste, desto besser sollte die Winkelauflösung, desto niedriger sollte allerdings auch die Empfindlichkeit werden.

Die Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit wurde zunächst mit monoenergetischen 3.07 MeV Neutronen aus der d-d-Reaktion an einem Cockcroft-Walton-Beschleuniger [2.8] untersucht. Es wurden für verschiedene Winkel die Spektren mit Folie und danach - nach Entfernen der Folie und Neufüllung - mit demselben Zählrohr, die Spektren ohne Folie an denselben Winkelpositionen gemessen. Die beiden Spektren für jede Winkelposition wurden über einen Neutronenmonitor auf dieselbe Fluenz normiert.

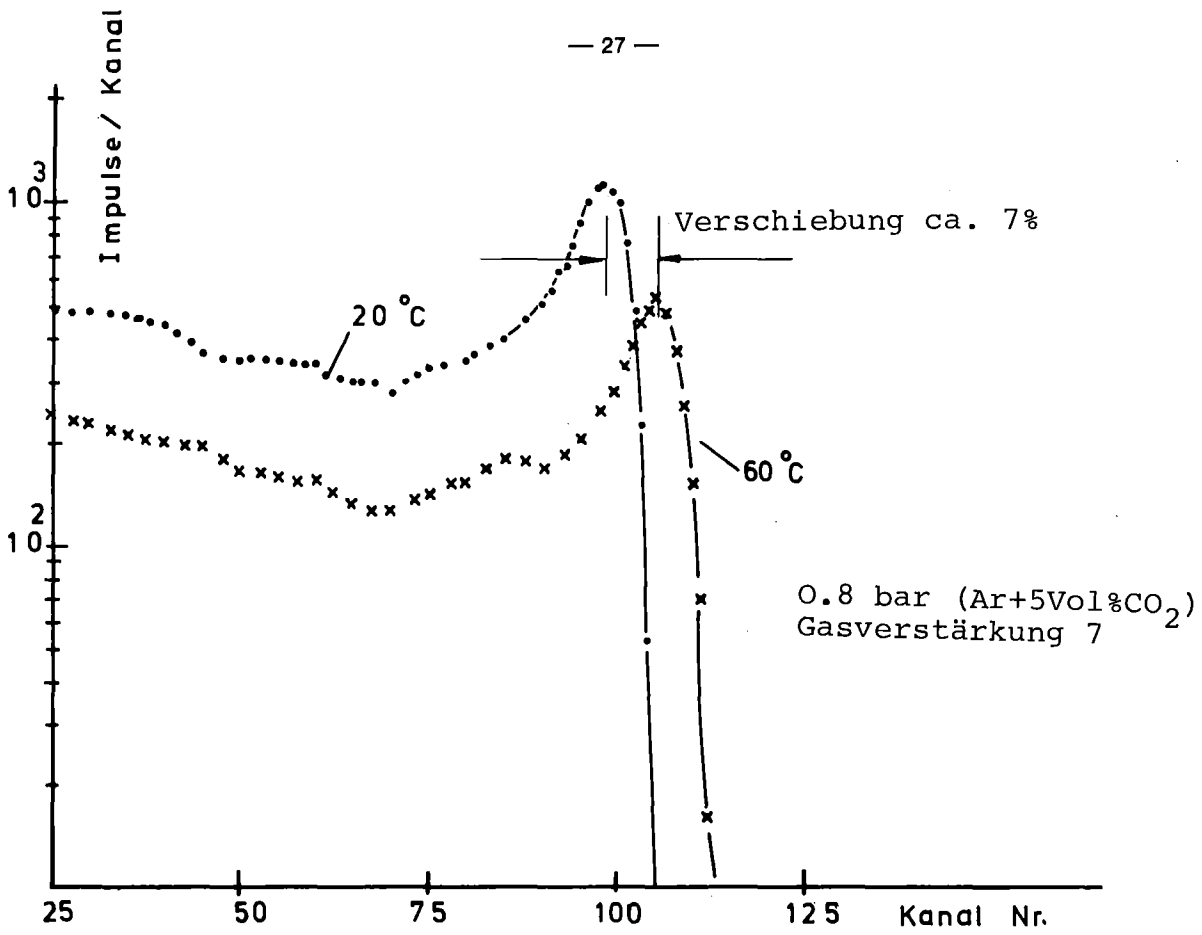


Abb. 2.10 Temperaturabhängigkeit der Gasverstärkung

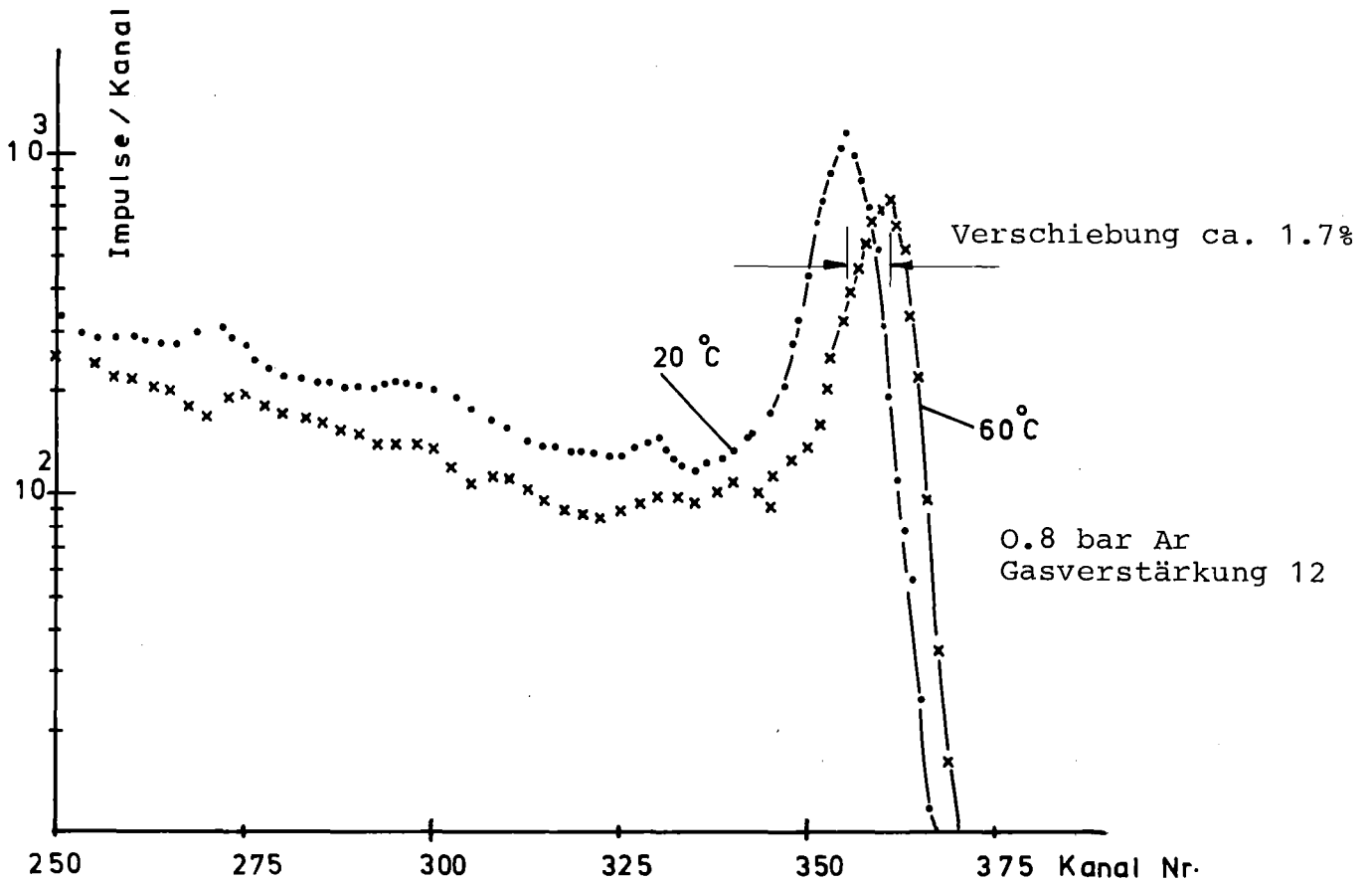


Abb. 2.11

Temperaturabhängigkeit der Gasverstärkung reines Argon

Die relevanten Zählrohr-Parameter waren: Geometrie und "Liner" (hexagonal, Schlüsselweite 1 cm, Länge 5 cm) entsprechend Abb. 2.5, Foliendicke 30 μ , Zählrohrspannung 800 V. Den Meßaufbau zeigt Abb. 2.12. Das Zählrohr ist auf ein Drehgestell vor dem Strahlrohr des Neutronengenerators montiert, der Abstand zwischen Target und (vertikaler) Drehachse betrug 5 cm, der einstellbare Winkelbereich $-120^{\circ} \dots + 120^{\circ}$, wobei in der 0° -Stellung Strahlrohr und Zählrohr koaxial liegen. Aus Konstruktionsgründen konnte das Zählrohr nicht genau so angeordnet werden, daß die Drehachse durch die Polyäthylenfolie läuft, sie liegt vielmehr (vom Target aus gesehen) 4 mm vor der Folie. Auf eine rechnerische Winkelkorrektur bei der Einstellung des Einfallswinkels wurde jedoch verzichtet, weil die durch Lage und Durchmesser des Target-Brennflecks verursachte Unsicherheit überwiegt. Der Einfallswinkel ist der Winkel zwischen der Zählrohrachse und der Neutroneneinfallrichtung (definiert durch die Zentren des Beschleuniger- und des Zählrohrtargets).

Abb. 2.13 zeigt das Ergebnis der Messungen bei zur Zählrohrachse parallelem Neutroneneinfall mit und ohne Polyäthylenfolie. Aufgetragen ist über der Kanalnummer des Impulshöhenanalysators bzw. über der Protonenenergie die Impulsanzahl pro Energieintervall, wobei zur Vereinfachung der Handhabung des Zahlenmaterials und zur Reduzierung der statistischen Schwankungen die Inhalte von jeweils 10 Kanälen zusammengefaßt wurden.

Wie die Abbildung zeigt, ist der Untergrund (Spektrum ohne Folie) sehr hoch und zwar nicht nur, wie erwartet, durch γ -Strahlung bei niedrigen Energien (< 0.5 MeV bei dem hier benutzten Zählrohr), sondern im gesamten, für Protonen relevanten Energiebereich. Untergrundprobleme werden im Abschnitt 2.5.4 im einzelnen diskutiert.

Die Winkelauflösung des Zählrohrs ist in Abb. 2.14 dargestellt. Für diese Darstellung wurden die auf gleiche Neutronenfluenz bezogenen Spektren für die verschiedenen Einfallswinkel oberhalb 400 keV aufsummiert. Überraschend ist, daß auch der Untergrund stark winkelabhängig ist. Es ist zu vermuten, daß das eine spezielle Eigenschaft des hier verwendeten Zählrohrs ist, die durch Art und Anordnung bestimmter Wandmaterialien verursacht wird. Die Winkelauflösung dieses Zählrohrs ist recht gut. Die Halbwertsbreite liegt sowohl für das mit Folie gemessene Spektrum als auch für das Protonenspektrum (Differenzspektren aus Messung mit und ohne Folie) bei etwa 70° .

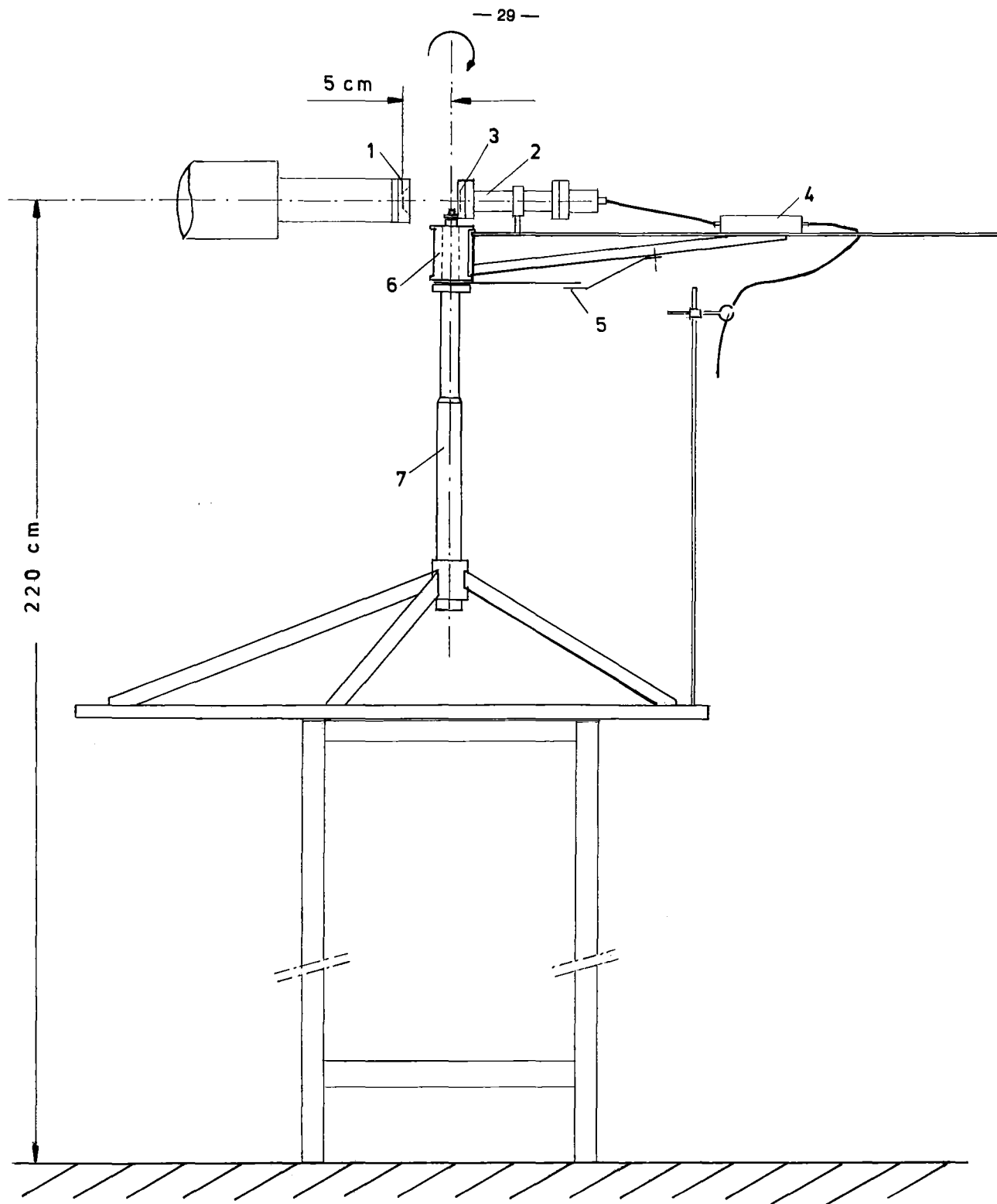


Abb. 2.12 Aufbau für winkelabhängige Messungen am COCKCROFT-WALTON Beschleuniger 1)Deuteriumtarget; 2)Zählrohr; 3)Poly-
 äthylenfolie 30 μ dick; 4)Vorverstärker; 5)Einrichtung
 zur Winkeleinstellung, 6)Drehkopf, 7)Stativ

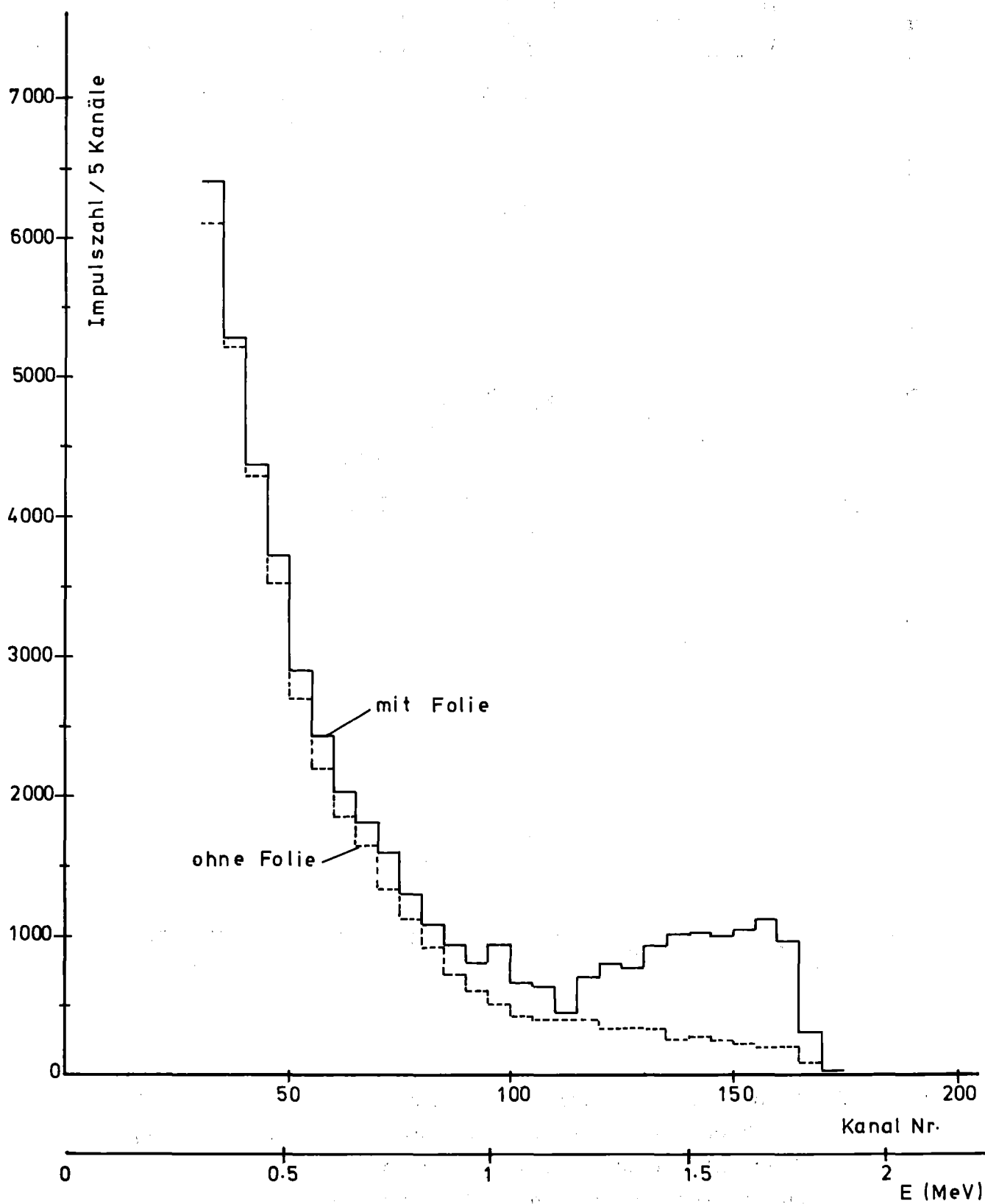


Abb. 2.13

Zählrohrspektren mit und ohne Folie bei Einstrahlung monoenergetischer 3.0 MeV Neutronen in Richtung der Zählrohrachse

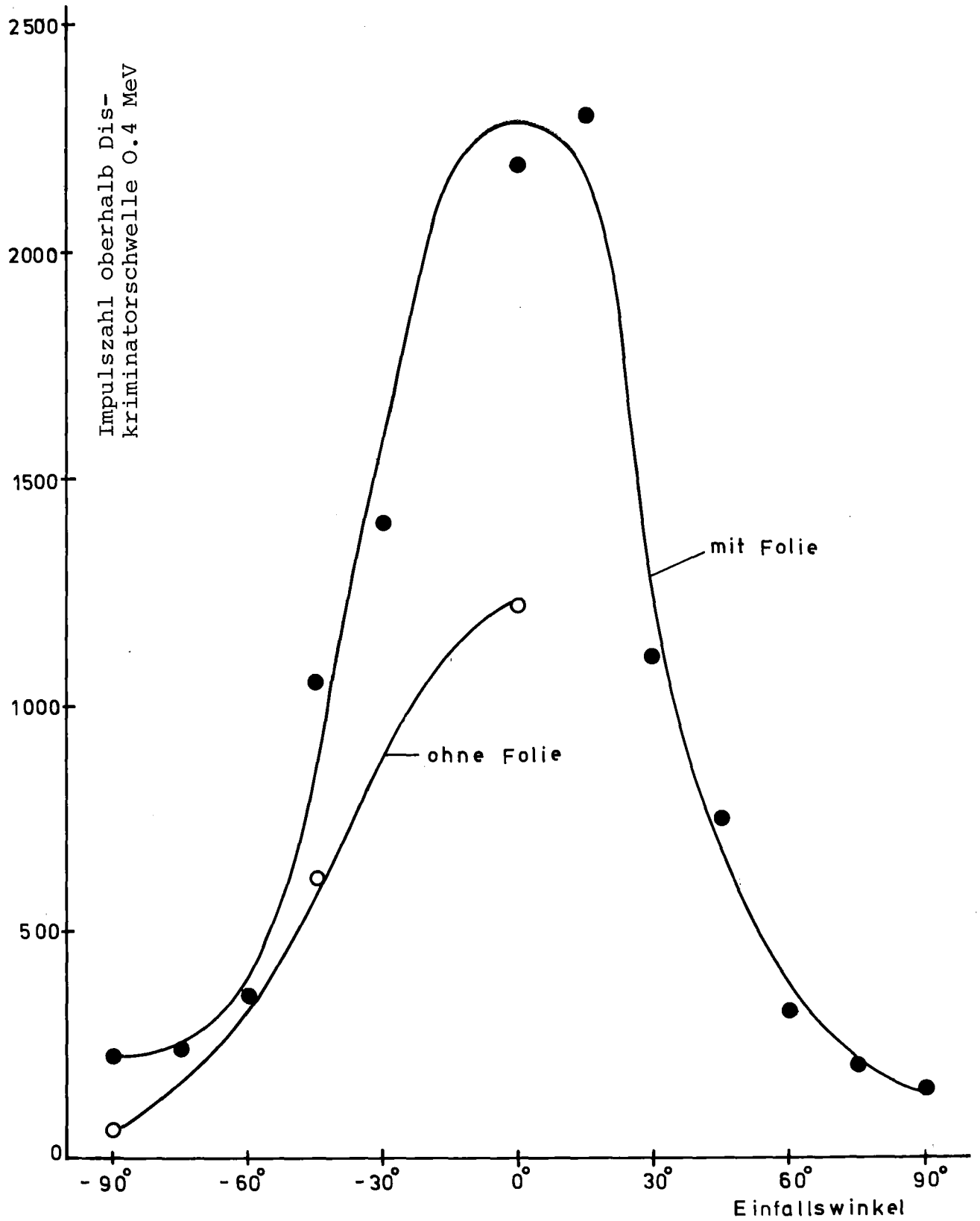


Abb. 2.14 Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Einfallswinkel für monoenergetische 3.0 MeV Neutronen (Testzählrohr, $Liner \frac{D}{L} = \frac{1}{5}$, Folie 30 μ dick)

Experimentell untersucht wurde der Einfluß der "Liner"-Geometrie auf die Empfindlichkeit und die Winkelauflösung. Der wesentliche Parameter dabei ist das Verhältnis Durchmesser/Länge der einzelnen Röhrchen. Je größer dieses Verhältnis, desto schlechter wird die Winkelauflösung, allerdings erhöht sich die Empfindlichkeit. Dies zeigt Abb. 2.15, in der die Empfindlichkeitskurve (Untergrundspektrum ohne Folie subtrahiert) für den 1:5-Liner mit der eines 1:10-Liners verglichen wird. Zwar verbessert sich durch diese Änderung die Winkelauflösung von 82° auf 68° , jedoch wird gleichzeitig die Empfindlichkeit um mehr als einen Faktor zwei reduziert.

Eine Variation der Foliendicke war in den Experimenten nur bedingt möglich. Dünnere Folien (8μ) führten, bei den zur Verfügung stehenden Neutronenintensitäten, zu sehr langen Meßzeiten, eine weitere Erhöhung der Foliendicke über die benutzten 30μ hinaus beeinflusste das Meßergebnis nur noch geringfügig.

Die Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit wurde auch für ^{252}Cf -Spaltneutronen untersucht. Versuchsaufbau und Auswertungs-Methode entsprachen den Beschleuniger-Messungen. Einige der Ergebnisse aus beiden Meßreihen wurden mit dem im Anhang beschriebenen Monte-Carlo-Programm nachgerechnet. Das Monte-Carlo-Programm berechnet, bei vorgegebenem Einfallswinkel und Neutronenenergieverteilung, die von den Targetprotonen im empfindlichen Bereich des Zählrohrs abgegebene Energie und daraus das Protonenspektrum, welches dem Differenzspektrum aus den Messungen mit und ohne Folie entspricht. Im Monte-Carlo-Programm werden alle die Empfindlichkeit und deren Winkelabhängigkeit wesentlich beeinflussenden Parameter erfaßt. Darüberhinaus wurden die Rechenergebnisse quantitativ durch Messungen mit der optimierten Zählrohrversion überprüft (Abschnitt 2.6.2). Deswegen können die Rechenergebnisse als zuverlässig gelten, wodurch auf weitere experimentelle Parameterstudien zur Target-Protonen-Empfindlichkeit verzichtet werden konnte.

Ein wichtiges Ergebnis der Optimierungsuntersuchungen ist in Abb. 2.16 festgehalten. Dargestellt ist die mit dem Monte-Carlo-Programm berechnete Abhängigkeit der Empfindlichkeit (für achsenparallelen Neutroneneinfall) und der Winkelauflösung von dem Verhältnis Länge des Totvolumens/Zählrohrdurchmesser (Totvolumen ist der Bereich zwischen Targetfolie und empfindlichem Volumen). In Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund für die beiden

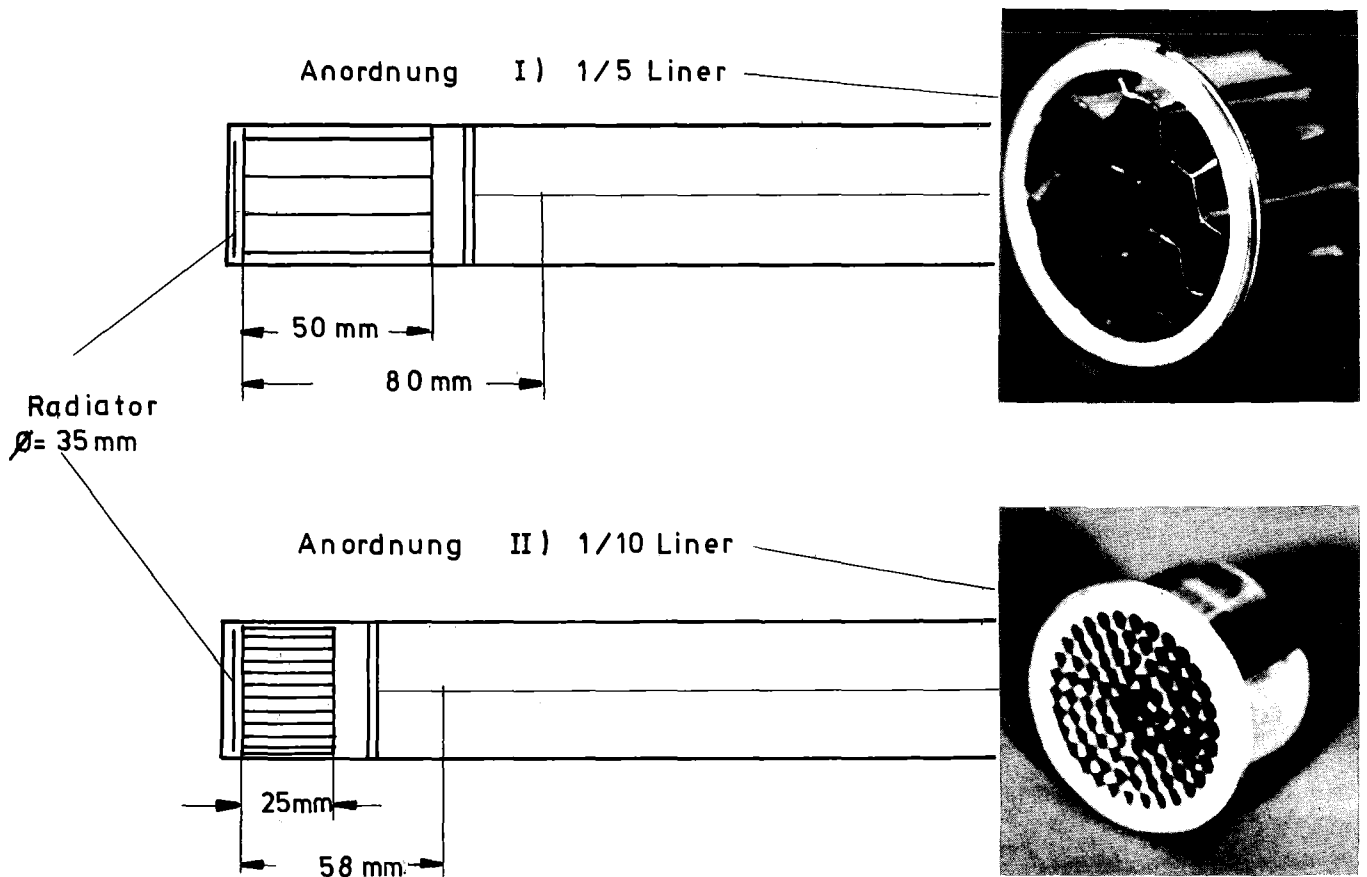
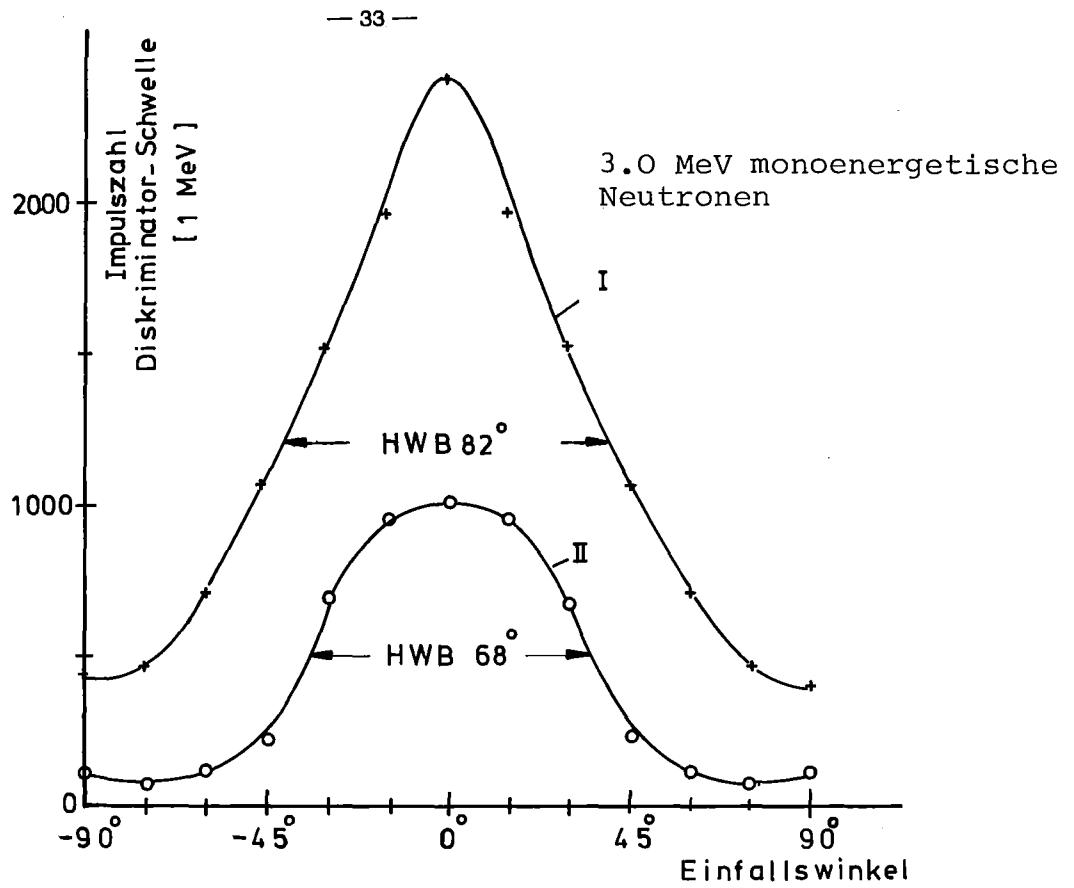


Abb. 2.15 Einfluß der Liner-Geometrie auf die Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit (Foliendicke 30μ , Füllung 0.8 bar Ar)

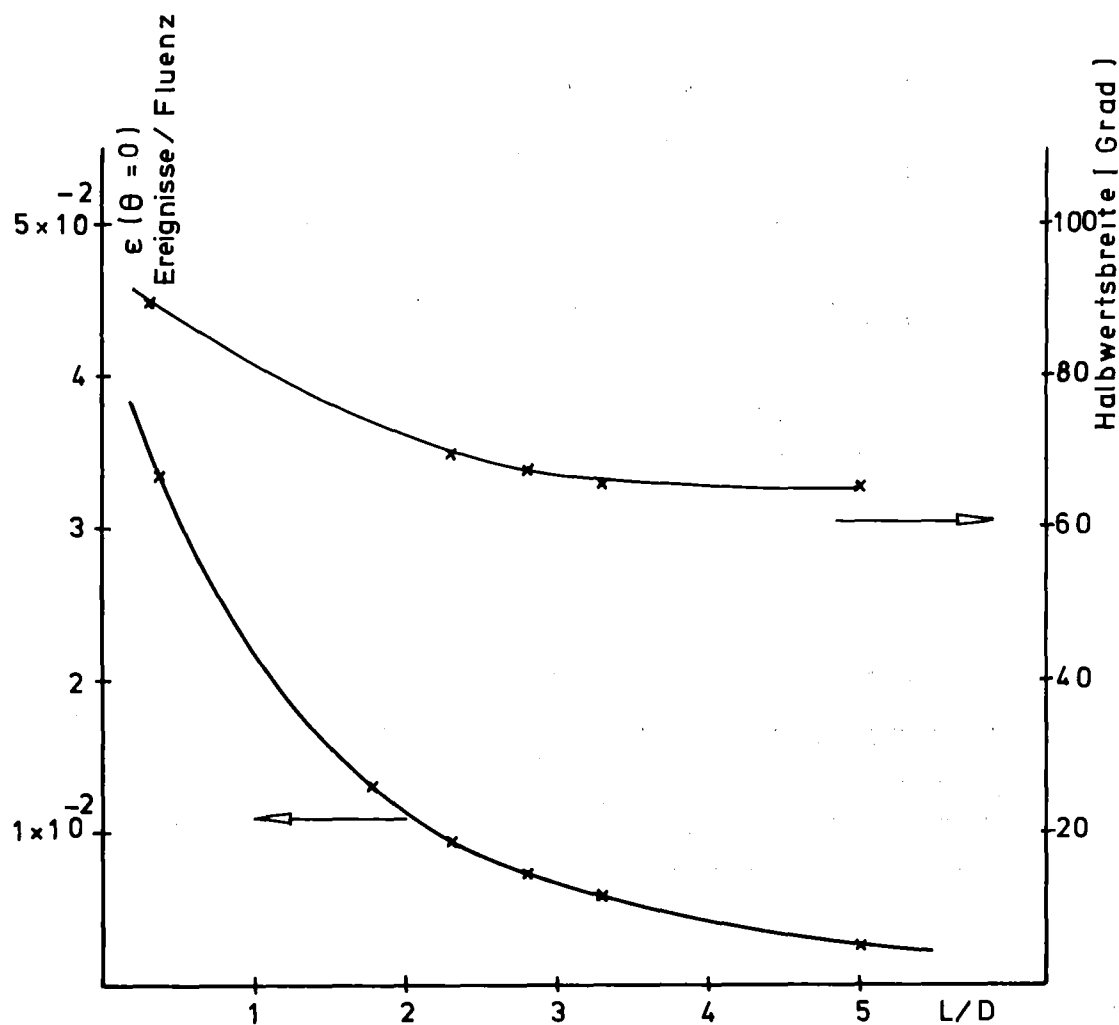


Abb. 2.16 Empfindlichkeit und Winkelauflösung in Abhängigkeit vom Verhältnis (Totvolumenlänge/Durchmesser) monoenergetische 3.0 MeV-Neutronen
Monte - Carlo - Rechnung
Polyäthylenfolie: 120μ , 1.54 cm^2 Fläche
Schwelle: 0.4 MeV

Liner-Geometrien zeigt sich, daß durch eine Vergrößerung dieses Verhältnisses die Empfindlichkeit stark reduziert wird, während die Winkelauflösung nur relativ wenig verbessert wird. Im Hinblick auf ein optimales Signal/Untergrund-Verhältnis (Abschnitt 2.1) sollte deswegen das empfindliche Volumen möglichst direkt an der Targetfolie beginnen.

2.5.4 Untergrund

Neutronenfelder, insbesondere solche thermische Testreaktoren, lassen sich in drei Komponenten zerlegen: schnelle und thermische Neutronen sowie Gammas. Strahlungsdetektoren sind für jede dieser Komponenten mehr oder weniger empfindlich. Entsprechend läßt sich die gesamte Zählrate (pro Energieintervall) des Detektors zerlegen in

$$z = \underbrace{z_{s,s}}_{\text{Signal}} + \underbrace{(z_{u,\gamma} + z_{u,s} + z_{u,th})}_{\text{Untergrund}}$$

Mit dem ersten Index werden die gewünschten Ereignisse (s = Signal) von den unerwünschten Untergrundereignissen (u) unterschieden. Der zweite Index deutet an, von welcher Komponente des Strahlungsfeldes (γ ; s = schnelle, th = thermische Neutronen) die Ereignisse herrühren.

Die einzelnen Komponenten der Zählrate sind proportional zu den Flüßen (ϕ) der sie auslösenden Komponenten des Strahlungsfeldes. Zur Charakterisierung von Detektoren ist es daher zweckmäßig, Empfindlichkeiten, (ϵ) einzuführen. Dabei sind zwei Definitionen (Index z bzw. i) möglich, je nachdem ob man die Zählrate z oberhalb einer bestimmten Schwellenenergie E_s oder den Strom i des Detektors betrachtet:

$$\epsilon_z = z/\phi \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_i = i/\phi$$

Beide Empfindlichkeiten können aus der energieabhängigen Zählrate $z(E)$ und der in Abschnitt 2.4 angegebenen Beziehung berechnet werden, sind aber wegen

$$\frac{\epsilon_i}{\epsilon_z} = \frac{2 \cdot e}{w} \frac{\int_0^{\infty} E z(E) dE}{\int_{E_s}^{\infty} z(E) dE}$$

nicht ohne weiteres ineinander umrechenbar. Eine für Abschätzungen brauch-

bare Beziehung ergibt sich, wenn man die Zählrate bis zur Energie Null extrapoliert, nämlich

$$\epsilon_i = \frac{2 \cdot e}{W} \bar{E} \cdot \epsilon_z (E_s = 0) = \frac{2 \cdot e}{W} \cdot \bar{E} \cdot \frac{z (E_s = 0)}{\phi}$$

Dabei ist e die Elementarladung, w der Energieverlust pro Ionenpaar für die zur Energieeichung benutzten Teilchen (hier Protonen) und \bar{E} die der Verteilung $z(E)$ entsprechende, mittlere Energie.

Für die Umrechnung auf andere Detektorgeometrien ist es zweckmäßig, reduzierte Empfindlichkeiten $\epsilon^* = \epsilon/F$ einzuführen, wobei F eine für die entsprechende Reaktion charakteristische Fläche (Target, Zählrohrwand) bzw. das Produkt aus reagierenden Kernen und Wirkungsquerschnitt ist. ϵ_z^* ist dimensionslos und entspricht der Wahrscheinlichkeit, daß die betrachtete Reaktion im Detektor nachgewiesen wird, ϵ_i^* (Cb) entspricht der mittleren, vom Detektor nachgewiesenen Ladung pro Reaktion.

Für den hier betrachteten Detektor wurde ausgehend von den Erfahrungen mit vergleichbaren Detektoren für die Gesamtzählrate folgender Ansatz gemacht (ϕ_γ, ϕ_{th} und ϕ_s sind die integralen Flüsse, $\phi_s(\Omega)$ ist der differentielle schnelle Neutronenfluß):

$$z = F_w (\epsilon_\gamma^* \phi_\gamma + \epsilon_{th}^* \phi_{th}) + (\epsilon_{w,s}^* \cdot F_w + \epsilon_{Ar,s}^* (\sigma N)_{Ar}) \phi_s + F_f \int \epsilon_p^*(\Omega) \phi_s(\Omega) d\Omega$$

Es wird also angenommen, daß das γ -Feld (ϕ_γ) und die thermischen Neutronen (ϕ_{th}) im wesentlichen mit der Detektorwand (F_w) wechselwirken. Die schnellen Neutronen (ϕ_s) können mit der Wand und mit dem Argon-Füllgas wechselwirken. Es wurde weiterhin angenommen, daß der Detektor für diese den Untergrund bildenden Prozesse isotrop empfindlich ist. Die Signalzählrate erhält man durch Integration über den Raumwinkel, sie ist proportional zur Folienfläche. Zur Reduzierung des durch das γ -Feld verursachten Untergrunds sollte der Detektor von einer γ -Abschirmung aus einem Material mit hoher Dichte und hoher Ordnungszahl (z. Bsp. Pb, einige mm dick) umgeben sein. Die darin produzierten Elektronen werden in der Detektorwand absorbiert, die selbst möglichst wenig mit dem γ -Feld wechselwirken sollte (kleine Dichte und Ordnungszahl). Die Detektorwand sollte auch mit den thermischen und schnellen Neutronen möglichst wenig wechselwirken. Der thermische Untergrund kann durch eine geeignete Abschirmung ($^{10}B, Cd$) reduziert werden.

Die einzelnen Beiträge zur Gesamtzählrate können separiert werden. In einem gemischten Strahlungsfeld (schnelle, thermische Neutronen und γ 's) liefert eine Messung mit Targetfolie die gesamte, eine Messung ohne Folie die Untergrundzählrate. Die Differenz dieser Messungen liefert das Protonensignal, das mit dem Monte-Carlo-Programm auch berechnet werden kann. Das Untergrundsignal kann durch weitere Messungen in seine einzelnen Komponenten zerlegt werden: Messungen in reinen γ -Feldern liefern die γ -Komponente, Messungen ohne und mit einer Detektor-Abschirmung für thermische Neutronen liefern den Beitrag schneller und thermischer Neutronen.

Die experimentellen Untersuchungen konzentrieren sich darauf, die Quellen des in Abschnitt 2.5.3 erwähnten hochenergetischen und winkelabhängigen Untergrunds zu identifizieren.

Zunächst zeigten Messungen mit einer reinen γ -Quelle ($10 \mu\text{C } ^{60}\text{Co}$), die hochenergetische γ 's (1.173 und 1.332 MeV) emittiert, daß das γ -induzierte Untergrundspektrum, wie erwartet, etwa exponentiell abfällt und im Bereich oberhalb etwa 400 KeV praktisch nichts mehr zum Untergrund beiträgt (Abb. 2.17). Messungen am mit 220 kV betriebenen Beschleuniger lieferten ein ähnliches Impulshöhenspektrum. Durch eine 3 mm dicke, allseitige Pb-Abschirmung läßt sich der γ -Untergrund hier um etwa zwei Zehnerpotenzen reduzieren, der hochenergetische Untergrund ändert sich jedoch kaum. Daraus und aus den Messungen mit der ^{60}Co - γ -Quelle ist zu schließen, daß der hochenergetische Untergrund nicht von γ 's sondern von Neutronen herrührt.

Die nächste Meßreihe diente dazu, den Ort (Zählgas bzw. Detektorwand) des Neutronenuntergrunds zu lokalisieren. Das Zählgas wurde dazu durch Zusatz von CO_2 von reinem Ar in reines CO_2 übergeführt, wobei der Gesamtdruck konstant gehalten wurde. Da der hochenergetische Neutronenuntergrund durch diese Zählgasvariation nicht nennenswert beeinflußt wurde, war zu vermuten, daß er in der Zählrohrwand (Edelstahl) entsteht. Um diese Vermutung zu erhärten, wurde in einer weiteren Meßreihe das Zählrohr innen zunächst mit einem 0.3 mm dicken Ni-Blech (Ni ist ein wesentlicher Bestandteil von Edelstahl) und anschließend mit einer 0.1 mm dicken Al-Folie ausgekleidet.

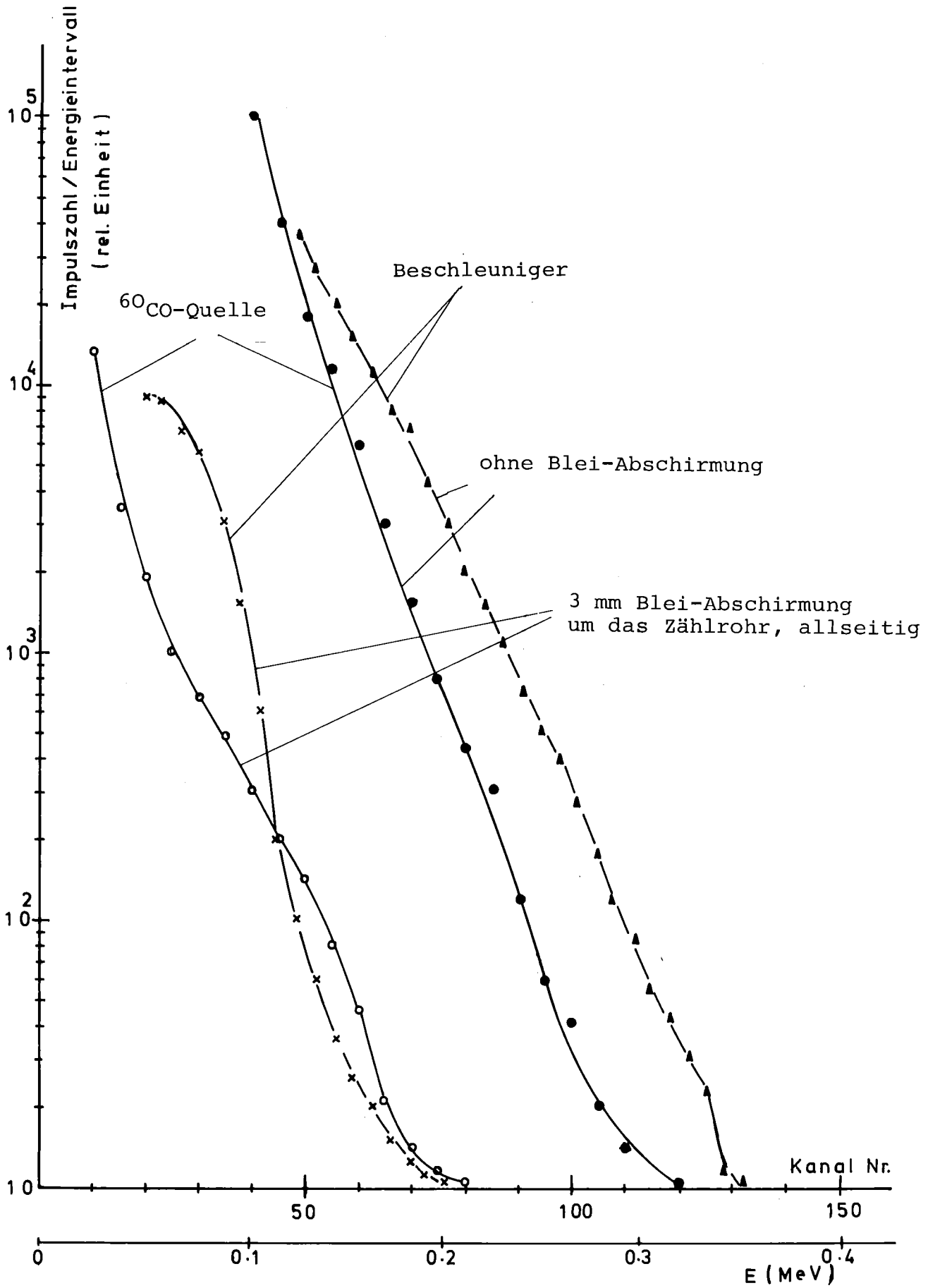


Abb. 2.17 γ -Untergrund im Testzählrohr

Die Bestrahlung des so modifizierten Zählrohrs mit 3.07 MeV-Beschleuniger-Neutronen zeigte, daß der hochenergetische Untergrund im wesentlichen von durch schnelle Neutronen im Wandmaterial hervorgerufenen Prozessen herrührt (Abb. 2.18). Verglichen mit Edelstahl erhöht sich dieser Untergrund für das mit Nickel ausgekleidete Zählrohr, vermindert sich dagegen um fast eine Größenordnung bei einer Al-Auskleidung. Ähnliche Messungen mit ^{252}Cf -Spaltneutronen lieferten vergleichbare Ergebnisse.

2.6 Prototyp-Zählrohre

2.6.1 Aufbau

Die wesentlichen Erfahrungen aus den Optimierungs-Untersuchungen waren:

- Zur Reduzierung des Untergrunds (Neutronen und γ 's) sollte die innere Zählrohrwand aus reinem Aluminium bestehen. Es sollten auch keine Klebstoffe im Zählrohrinnern verwendet werden.

- Im Interesse einer hohen Empfindlichkeit für schnelle Neutronen sollte die Targetfolie dick sein und es sollte auf einen Liner verzichtet werden. Allerdings wirkt das bei der hier verwendeten Zylindergeometrie kaum vermeidbare Totvolumen zwischen Folie und empfindlichem Bereich ähnlich wie ein Liner.

- Es sollten zwei identische Kammern (eine mit Folie, eine ohne Folie, für die Untergrundmessung) zur Verfügung stehen und diese sollten gleichzeitig mit identischen Füllungen beaufschlagt werden. Dadurch wird das zeitraubende und zu häufigen Fehlmessungen führende Umfüllen beim Targetwechsel vermieden.

Die neuen Prototyp-Zählrohre für die Anwendungs-Untersuchungen (Abschnitt 3) mußten außerdem sehr schlank ausgeführt werden, damit sie ohne Schwierigkeiten in den Reaktor SNEAK (siehe Abschnitt 3.2) eingebaut werden konnten. Konstruktive Einzelheiten der beiden Zählrohre sind in Abb. 2.19 dargestellt. Die aus reinem Aluminium bestehende, innere Zählrohrwand ist von einem robusten, vakuumdichten Edelstahlmantel umgeben. Die Dicke der inneren Al-Wand beträgt 0.9 mm, was ausreicht, um den in der äußeren Wand durch γ 's induzierten Elektronenuntergrund bis hinauf zu etwa 0.5 MeV abzuschirmen [2.9]. Die Dicke der Polyäthylenfolie betrug 120 bzw. 150 μ . Gefüllt werden die Zählrohre mit reinem Ar (0.8 bar).

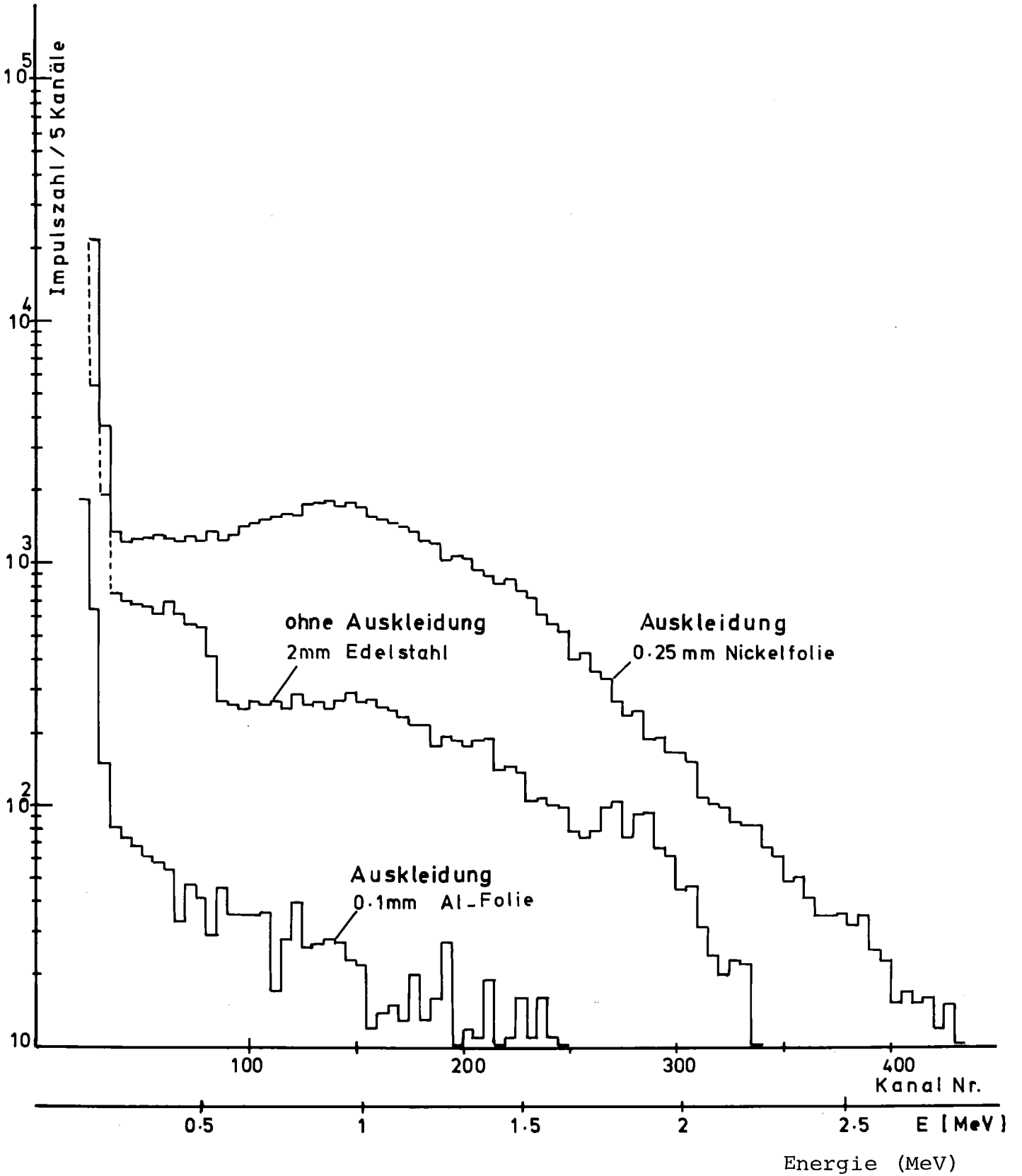


Abb. 2.18 Zählrohr-Untergrund bei verschiedenen Wandmaterialien monoenergetischer 3.0 MeV Neutronen - in Richtung der Zählrohrachse

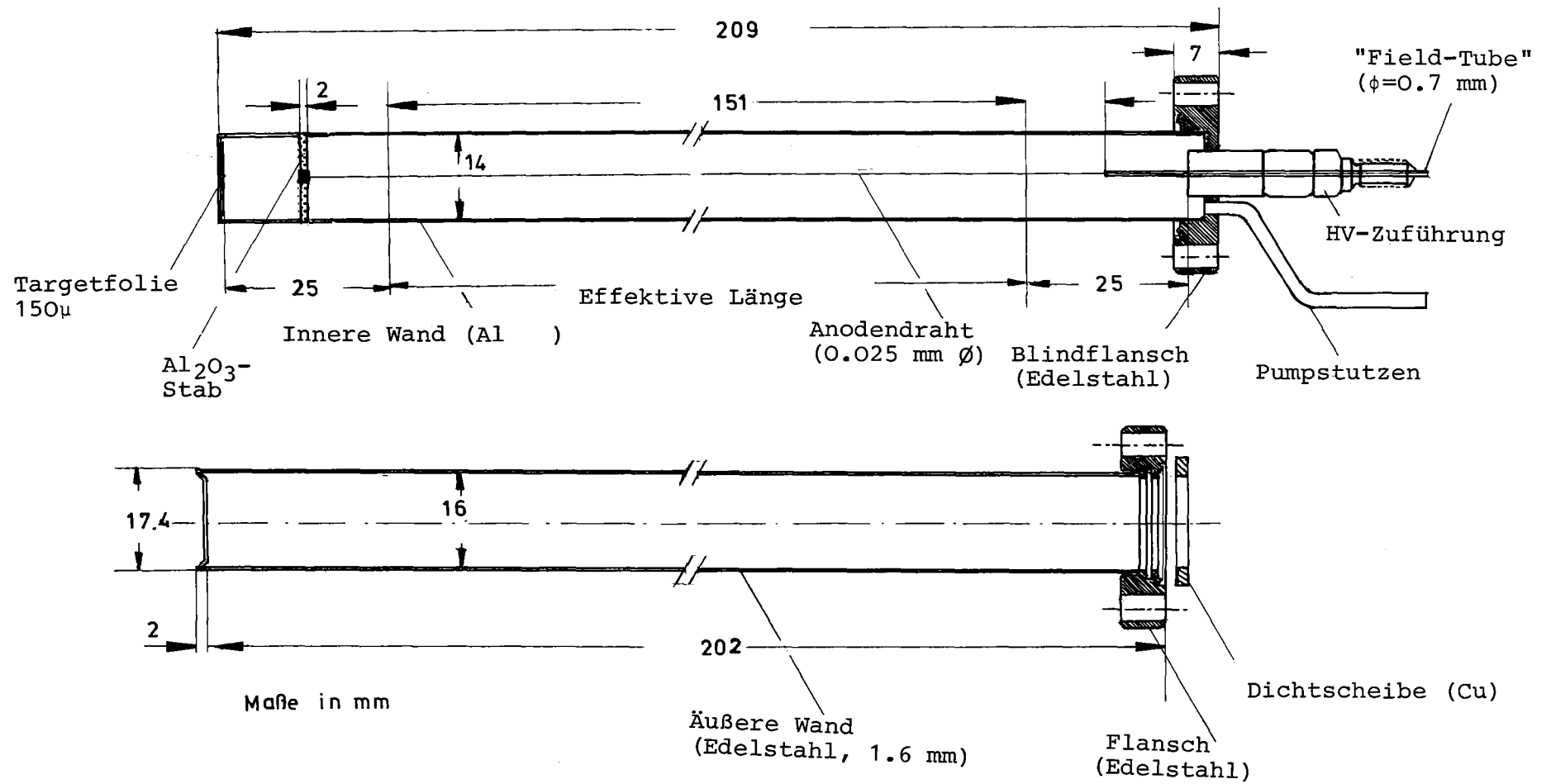


Abb.2.19 Prototyp-Zählrohr

2.6.2 Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit

Die Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit wurde mit monoenergetischen 3.07 MeV Neutronen und mit ^{252}Cf Spaltneutronen untersucht. In Abb. 2.20 sind die Ergebnisse (integriert über den Energiebereich oberhalb 0.4 MeV) mit und ohne Targetfolie für monoenergetische Neutronen dargestellt. Im Vergleich mit der entsprechenden Darstellung für das früher benutzte Zählrohr (Abb. 2.14) fällt auf, daß bei den Prototyp-Zählrohren

- der Untergrund (Messung ohne Folie) praktisch unabhängig vom Einfallswinkel und daher für kleine Einfallswinkel auch wesentlich kleiner ist als beim früheren Zählrohr
- die Halbwertsbreite der Empfindlichkeit, trotz fehlenden Liners, nicht wesentlich breiter ist als beim früheren Zählrohr.

Die Winkelabhängigkeit des Targetsignals (Signal mit minus ohne Folie, integriert oberhalb 0.4 MeV) für monoenergetische und Spaltneutronen ist in Abb. 2.21 zusammen mit den Ergebnissen des Monte-Carlo-Programms (Anhang) dargestellt. Im Fall monoenergetischer Neutronen wurde die gerechnete Kurve beim Einfallswinkel 0° an die gemessene angepaßt. Im Falle der Spaltneutronen wurden die gemessenen und gerechneten Kurven auf die jeweilige Neutronenfluenz bezogen, so daß hier auch die absoluten Empfindlichkeitswerte miteinander verglichen werden können. Auch die berechneten, differentiellen Protonenspektren stimmen, wie Abb. 2.22 zeigt, in der Energieabhängigkeit und in den Absolutwerten gut mit den Messungen überein. Beide Spektren sind wieder auf die jeweilige Neutronenfluenz bezogen. Die gute Übereinstimmung der (differentiellen) Protonenspektren und der (integralen) Empfindlichkeit sowohl in den Absolutwerten als auch in der Winkelabhängigkeit beweist die Zuverlässigkeit und Genauigkeit der Monte-Carlo-Ergebnisse.

Für Spaltneutronen beträgt die Halbwertsbreite der Empfindlichkeitskurve für die Prototyp-Zählrohre etwa 70° . Abb. 2.23 zeigt zum Vergleich die im ANL [1.3] für einen ähnlichen n-p-Detektor aufgenommene Winkelauflösung, die eine Halbwertsbreite von etwa 110° entspricht. Die deutlich schlechtere Winkelauflösung ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß der ANL-Detektor speziell für den "incore"-Einsatz ausgelegt war und im Strombetrieb gefahren wurde.

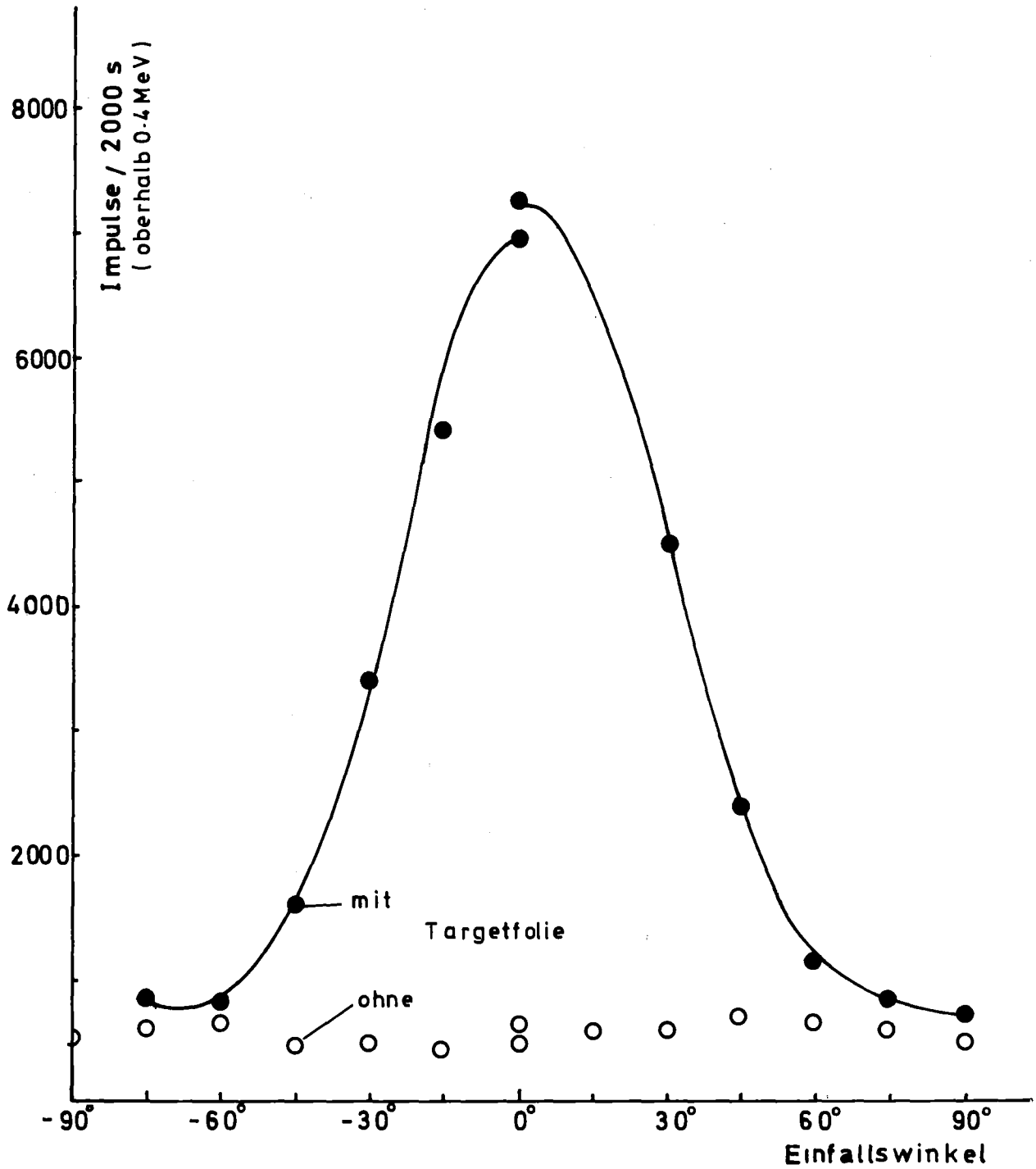


Abb. 2.20 Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Einfallswinkel für monoenergetische 3.0 MeV Neutronen, Prototyp-Zählrohr (Foliendicke 120 μ , Füllung 0.8 bar Ar.)

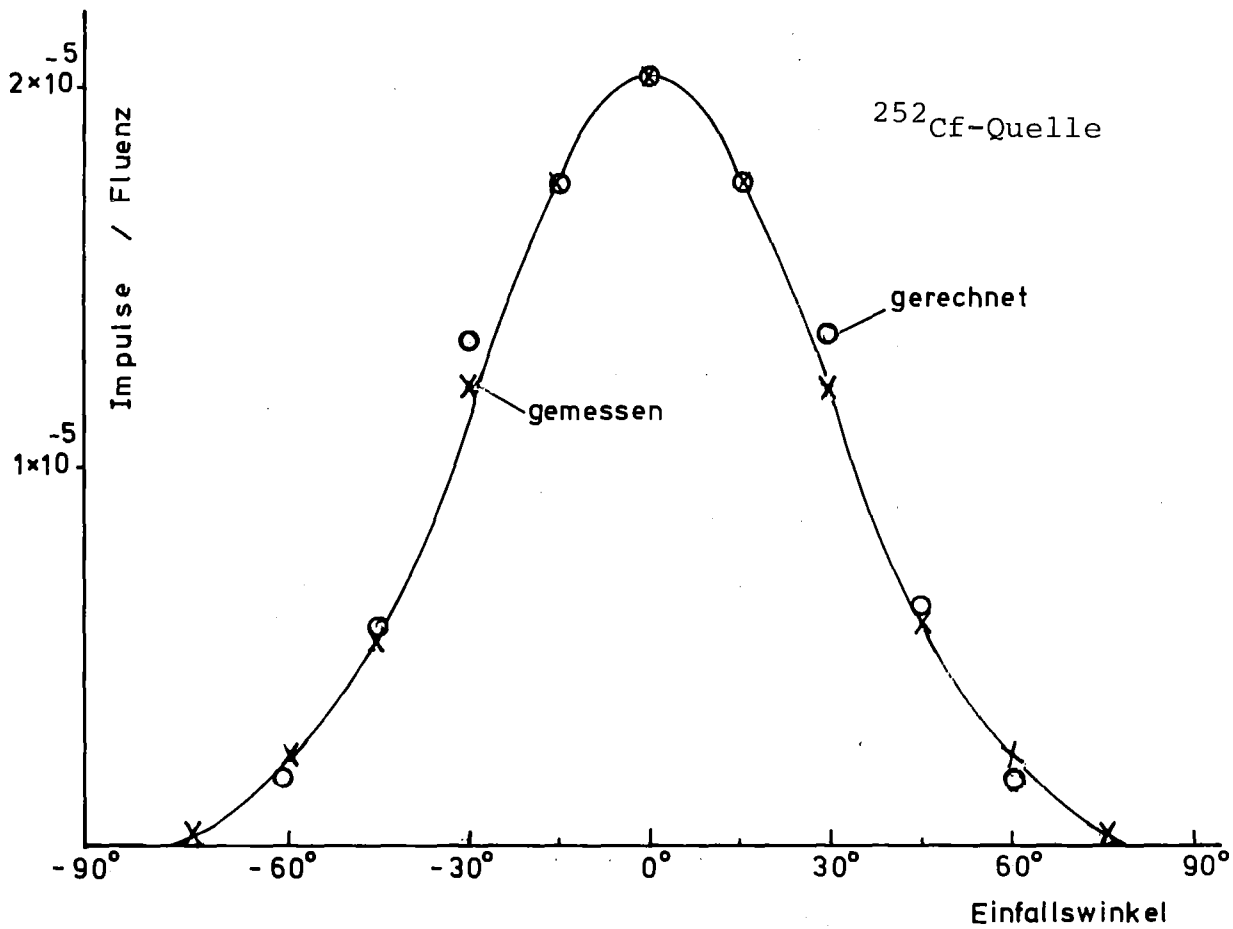
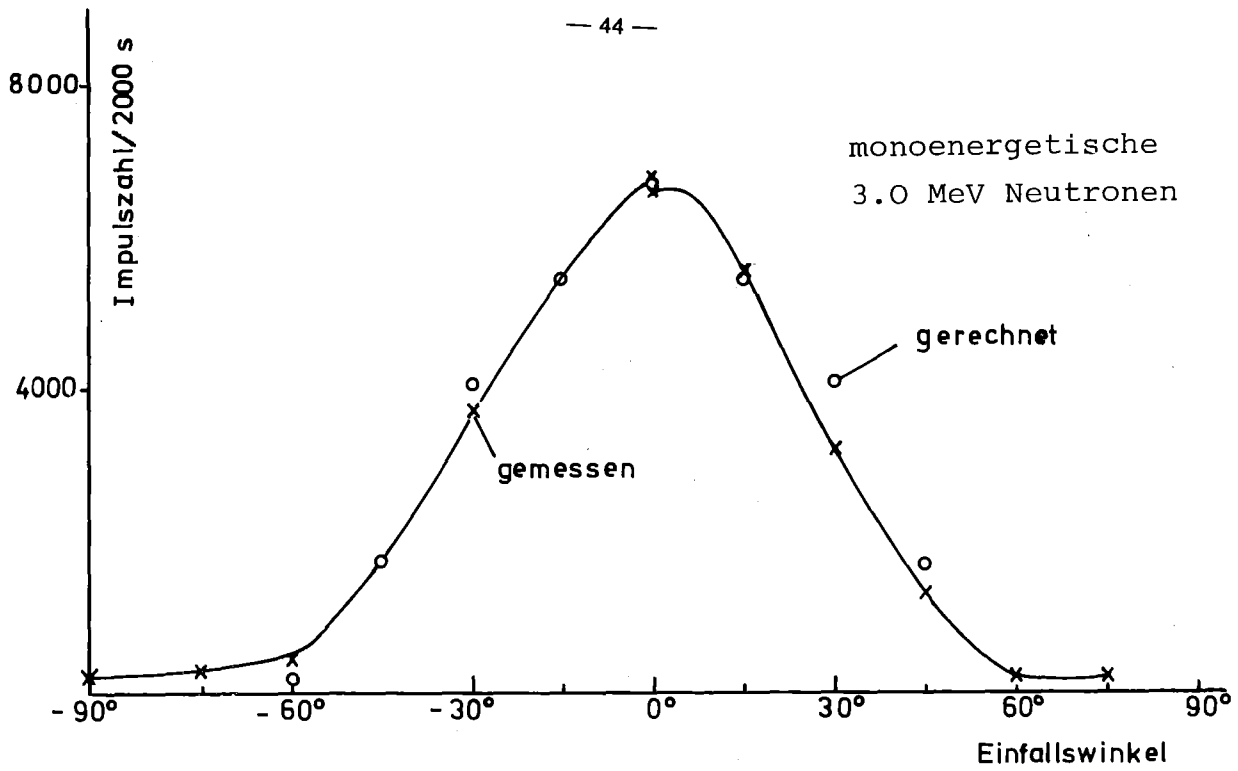


Abb. 2.21 Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Einfallswinkel für monoenergetische 3.0 MeV - Neutronen und ^{252}Cf -Spaltneutronen (integriert oberhalb 0.4 MeV, Foliendicke 150 μ , Füllung 0.8 bar Ar)

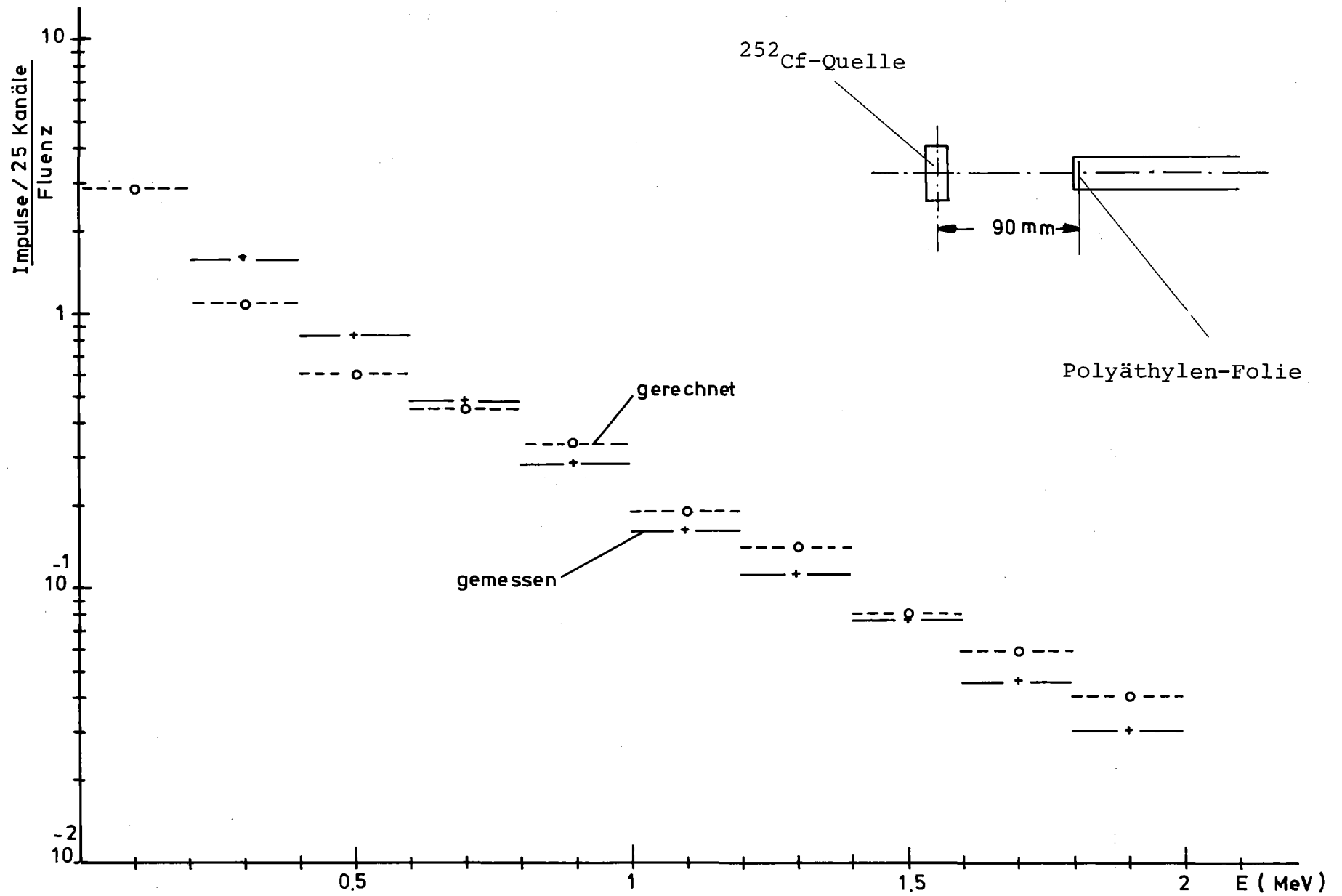


Abb. 2.22 Vergleich zwischen gemessenen und gerechneten Protonenspektren für ^{252}Cf -Spaltneutronen, achsenparalleler Einfall (Foliendicke 150μ , Füllung 0.8 bar Ar)

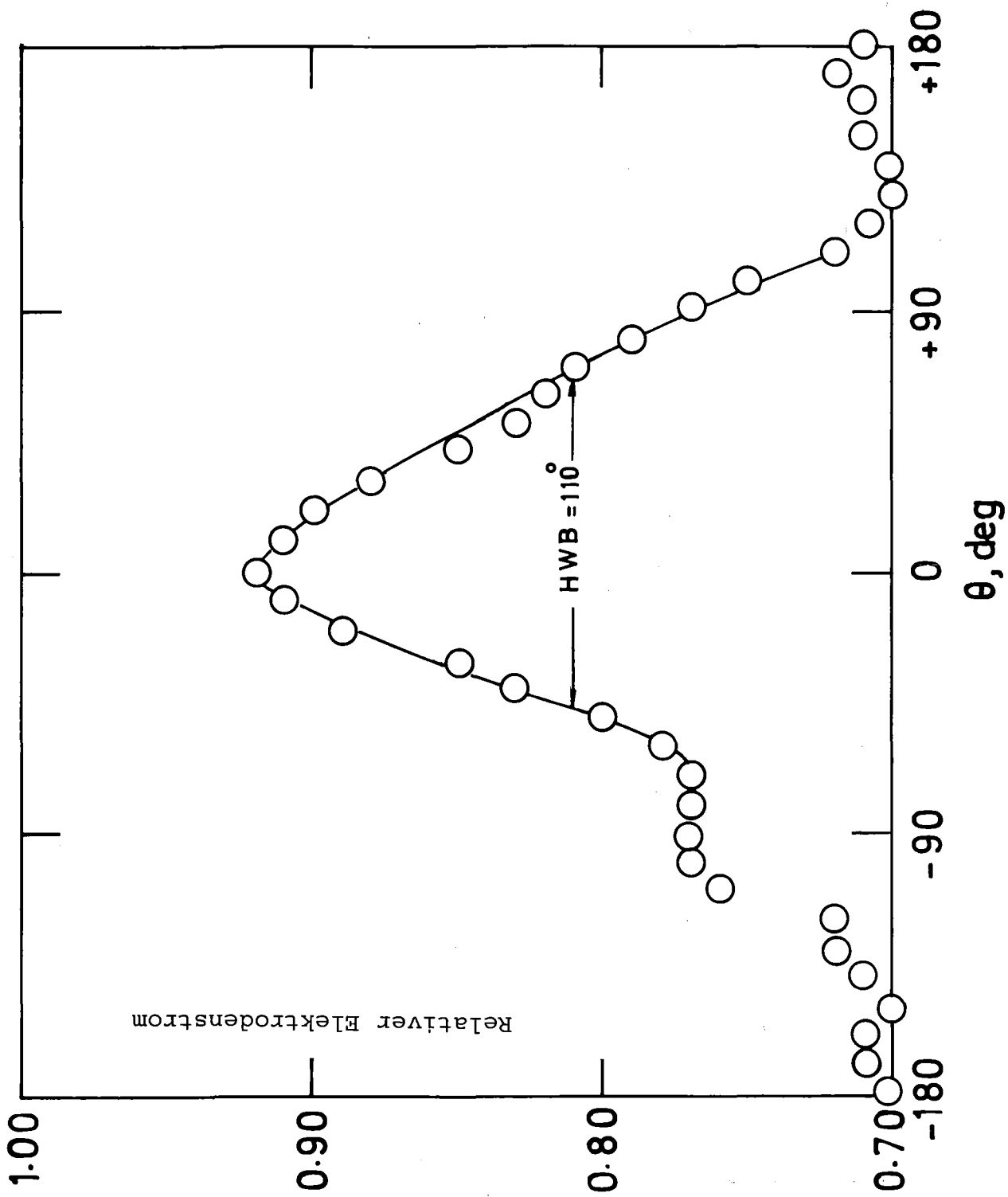


Abb. 2.23 Winkelauflösung des im ANL untersuchten Detektor [1.3]

2.6.3 Untergrund

Im Hinblick auf die Verwendung als "incore"-Detektor interessieren insbesondere der Untergrund und das Signal/Untergrund-Verhältnis im Strombetrieb. Nach Abschnitt 2.4 ist, mit den dort erläuterten Bezeichnungen, der von einer bestimmten Reaktion (Index i) herrührende Stromanteil

$$i_i = \frac{2 \cdot e}{w} \int_0^{\infty} E z_i(E) dE$$

Die einzelnen Signalkomponenten wurden für das Feld einer ^{252}Cf -Quelle (Quellstärke $3.08 \cdot 10^8$ 1/s) aus den in Abb. 2.24 dargestellten Impulshöhenspektren (Neutroneneinfall parallel zur Zählrohrachse, Abstand Folie-Quelle 9 cm, Meßzeit 2000 s) abgeschätzt. Den Beitrag der Targetfolie erhält man aus der Differenz der Spektren mit und ohne Folie, den gesamten Untergrund aus der Messung ohne Folie. Im Feld der ^{252}Cf -Quelle gibt es im wesentlichen drei Untergrundkomponenten: Reaktionen schneller Neutronen mit der Zählrohrwand sowie dem Ar-Füllgas und γ -Untergrund (von der Zählrohrwand). γ 's liefern kleine, Neutronenreaktionen in der Wand liefern in der Regel große Impulse. Durch Extrapolation des Verlaufs des hochenergetischen Untergrundspektrums (ohne Folie) in den niederenergetischen Bereich hinein (Abb. 2.24), lassen sich die beiden Beiträge näherungsweise einzeln abschätzen. Die Schwelle des Impulshöhen-diskriminators entsprach etwa 0.03 MeV. Alle Spektren müssen daher in dem darunter liegenden Energiebereich extrapoliert werden, was insbesondere beim Untergrund zu relativ großen Unsicherheiten ($\pm 50\%$) führt. Dividiert man die einzelnen Stromkomponenten durch die entsprechenden Flüsse, so erhält man die Stromempfindlichkeiten (Tab. 2.1), die für das "incore"-Verhalten ausschlaggebend sind (Abschnitt 4). Bei der Flußberechnung ist zu berücksichtigen, daß die den Targeteffekt und den Untergrund verursachenden Flüsse verschieden sind (Abstand Quelle-Zählrohrschwerpunkt 16 cm) und daß das γ /Neutronenverhältnis bei der ^{252}Cf -Quelle 5.6 beträgt [2.10].

Schnelle Neutronen wechselwirken auch mit dem Ar-Füllgas. Diese Untergrundkomponente läßt sich rechnerisch abschätzen: Die effektive Anzahl von Ar-Kernen beträgt $5 \cdot 10^{20}$ (empfindliches Volumen 23 cm^3 , Fülldruck 0.8 bar), der Streuquerschnitt für Spaltneutronen etwa 2 bar. Bei einem Fluß von $9.4 \cdot 10^4$ 1/s \cdot cm 2 erhält man eine Reaktionsrate von $1.0 \cdot 10^2$ 1/s. Für Spaltneutronen liegt die mittlere Energie der Ar-Rückstoßkerne bei etwa 0.095 MeV.

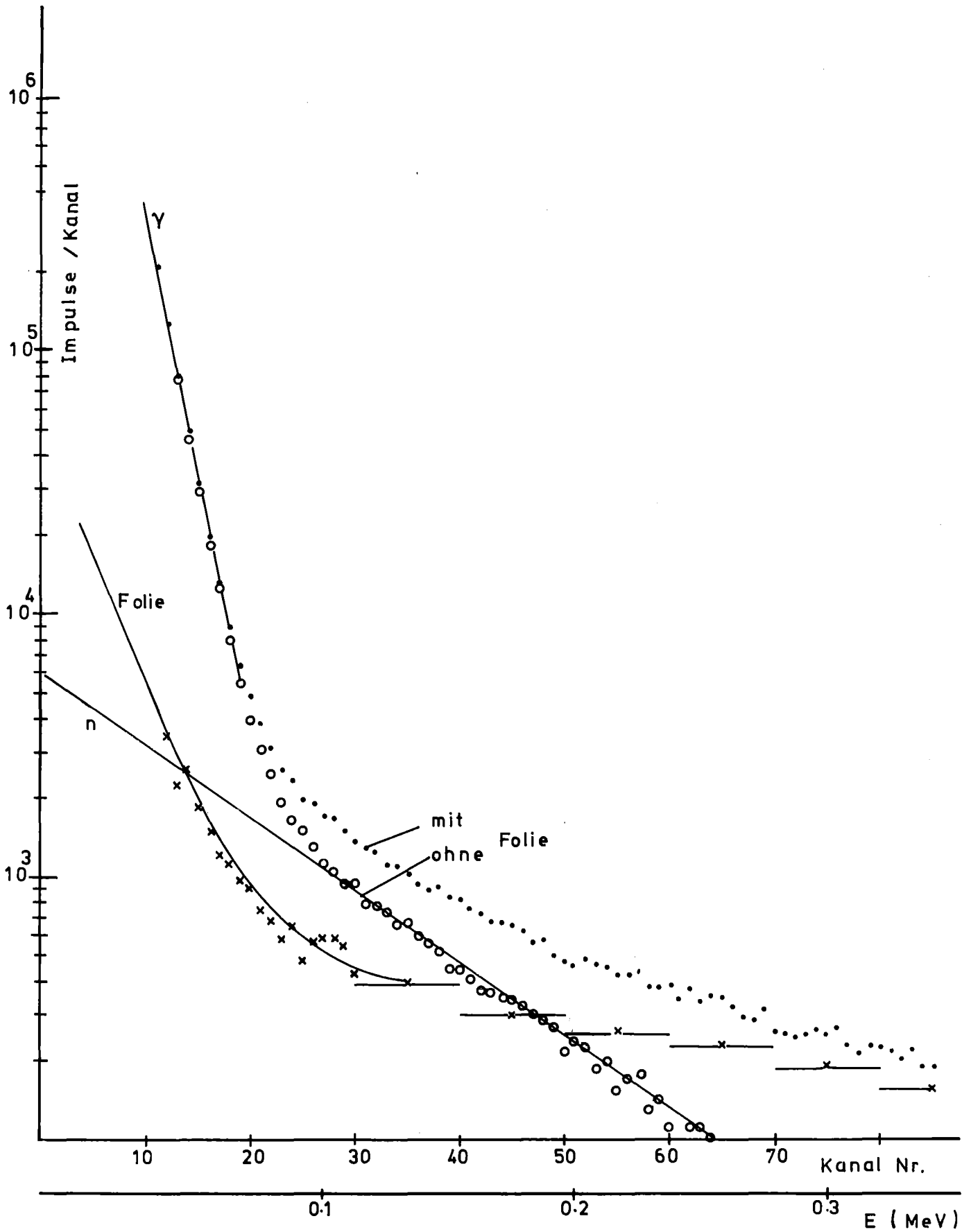


Abb. 2.24 Abschätzung des Untergrundes bei Strombetrieb im Feld einer Spaltneutronenquelle

Tab. 2.1

Signalcomponenten im Feld einer
²⁵²Cf-Spaltneutronenquelle

	(Spektrum ohne Folie)			Spektrum (mit - ohne Folie)
	gesamt	Neutr.	γ	
Zählrate $\int_0^{\infty} z(E)dE$ [1/s]	6324	37	6287	62
Leistung $\int_0^{\infty} Ez(E)dE$ [MeV/s]	71	2.9	68	7.8
Mittl. Energie $\bar{E} = \text{Leistung}/\text{Zählrate}$ [MeV]	0.011	0.078	0.011	0.125
Strom $\frac{2 \cdot e}{w} \int_0^{\infty} Ez(E)dE$ [A]	$8.5 \cdot 10^{-13}$	$3.5 \cdot 10^{-14}$	$8.2 \cdot 10^{-13}$	$9.4 \cdot 10^{-14}$
Fluß [1/cm ² ·s]	-	Zählrohrschwerpunkt Neutr. γ $9.4 \cdot 10^4$ $5.3 \cdot 10^5$		Folie Neutr. $3.0 \cdot 10^5$
Stromempfindlichkeit = $\frac{\text{Strom}}{\text{Fluß}}$ [A·cm ² ·s]	-	$3.7 \cdot 10^{-19}$	$1.5 \cdot 10^{-18}$	$3.1 \cdot 10^{-19}$

Der Energieverlust pro Ionenpaar nimmt mit wachsender Massenzahl zu [2.6] und dürfte für Ar-Rückstoßkerne etwa doppelt so groß sein wie für Protonen (27 eV). Die mittlere Impulshöhe entspricht somit einer Protonenenergie von etwa 0.05 MeV, d.h. das Spektrum der Ar-Rückstöße liegt im wesentlichen im Bereich des niederenergetischen γ -Untergrunds. Der induzierte Strom beträgt $6 \cdot 10^{-14}$ A und liefert somit nur einen kleinen Beitrag zum gesamten Untergrundstrom.

Der Anteil der Targetprotonen ($9.4 \cdot 10^{-14}$ A) am Gesamtstrom ($8.5 \cdot 10^{-13}$ A + $9.4 \cdot 10^{-14}$ A) beträgt nur etwa 10 %. Das liegt im wesentlichen daran, daß bei den Prototyp-Zählrohren das Verhältnis der Flächen von Zählrohrwand und Targetfolie extrem groß ist, sie also bezüglich eines guten Signal/Untergrund-Verhältnisses nicht optimiert sind.

3. EMPFINDLICHKEIT FÜR LOKALE SPALTSTOFFKONZENTRATIONSÄNDERUNGEN

(ANWENDUNGS-UNTERSUCHUNGEN)

Es sollte die Empfindlichkeit der Prototyp-Zählrohre für lokale Änderungen der Spaltstoffkonzentration in thermischen und schnellen Neutronenfeldern unter repräsentativen Untergrundbedingungen bestimmt werden. Allerdings wurde versucht, den Detektor relativ zum Testbrennstoff möglichst optimal anzuordnen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sollten auch eine erste Aussage über das Verhalten eines solchen Detektors in einem Testreaktor ermöglichen.

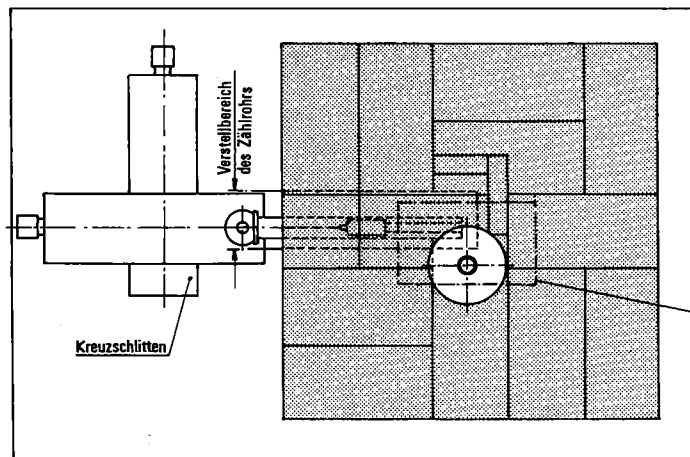
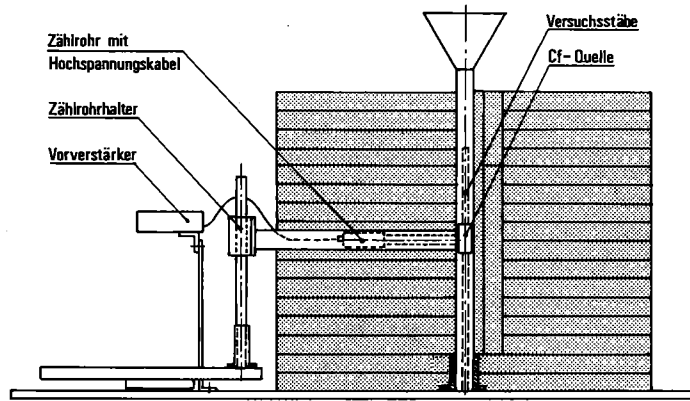
3.1 Thermisches Feld

3.1.1 Versuchsaufbau

Ein repräsentatives thermisches Feld wurde durch Moderation von ^{252}Cf -Spaltneutronen (Quellstärke $3.3 \cdot 10^8$ 1/s) in einem Paraffinquader hergestellt. Als Testbrennstoff dienten vier zylindrische Mischoxydstäbe [3.1] mit folgenden Spezifikationen: Durchmesser 6 mm, gesamte Länge 57 cm, Länge der Spaltstoffzone 29 cm, Spaltstoff pro Stab: 33g ^{235}U , 3.5g ^{238}U , 10g Pu (davon 9g ^{239}Pu). In Abb. 3.1 ist die Anordnung dargestellt. Der Pile enthält einen Horizontalkanal zur Aufnahme des Zählrohrs und zwei Vertikalkanäle, einen für die Quelle und einen für die Teststäbe. Das Zählrohr befindet sich unmittelbar vor den Stäben. Die Quelle ist unter etwa 90° zur empfindlichen Richtung des Zählrohrs angeordnet, um den Einfluß der Quellneutronen klein zu halten. Es wurden zwei Meßreihen durchgeführt. Bei der ersten wurde das Zählrohr mittels eines Kreuzschlittens relativ zu der ortsfesten Anordnung (Paraffin + Quelle + Stäbe) bewegt und zwar horizontal, senkrecht zu seiner Achse (Abb. 3.2). Abb. 3.2 zeigt auch maßstäblich die Abmessungen und die Abstände der verschiedenen Komponenten, einschließlich der Abschirmungen gegenüber γ 's (2 mm Pb) und gegen thermische Neutronen (1 mm Cd), die jedoch für spezielle Untersuchungen entfernt werden können. Diese Meßreihe dient der Bestimmung der Winkel-, bzw. der räumlichen Auflösung. In einer zweiten Meßreihe wurde die Empfindlichkeit gegenüber Spaltstoffkonzentrationsänderungen durch Variation der Anzahl im Pile eingesetzter Stäbe bestimmt.

3.1.2 Räumliche Empfindlichkeit

Für die sechs in Abb. 3.2 angedeuteten Zählrohrpositionen wurden die Spektren der beiden Zählrohre (mit Folie(s) und ohne Folie(s⁰)) gemessen, wobei alle vier Stäbe im Pile eingesetzt waren. Abb. 3.3 (links) zeigt die beiden Spektren für die Position direkt vor den Stäben. Der größte Teil des Targetsignals s-s⁰



Detail siehe Abb. 3.2

Abb. 3.1 Meßanordnung im Paraffin-Pile
(thermisches Feld)
Kantenlänge des Quaders
1m x 1m x 0.8m

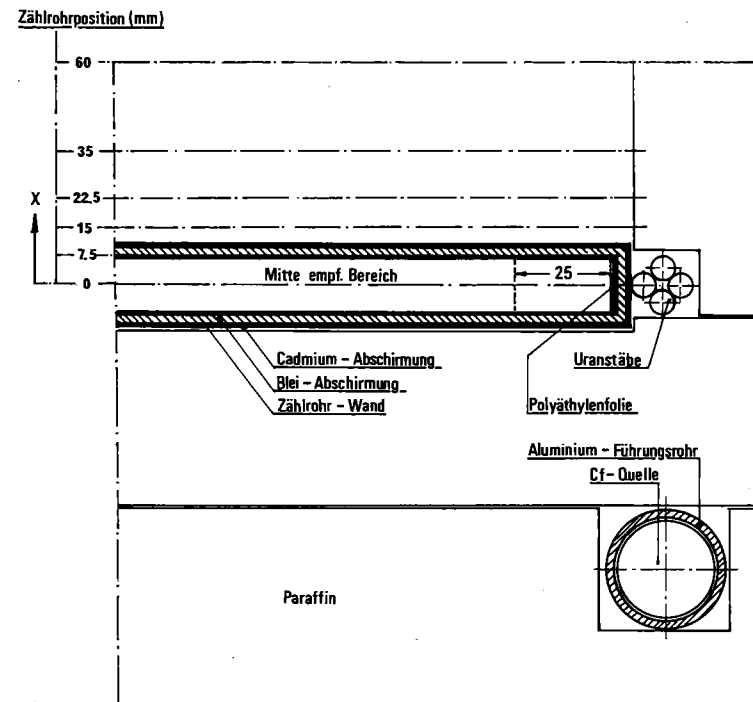


Abb. 3.2 Zählrohr-Positionierung gegenüber Quelle und Versuchs-
stäben im Paraffin-Pile

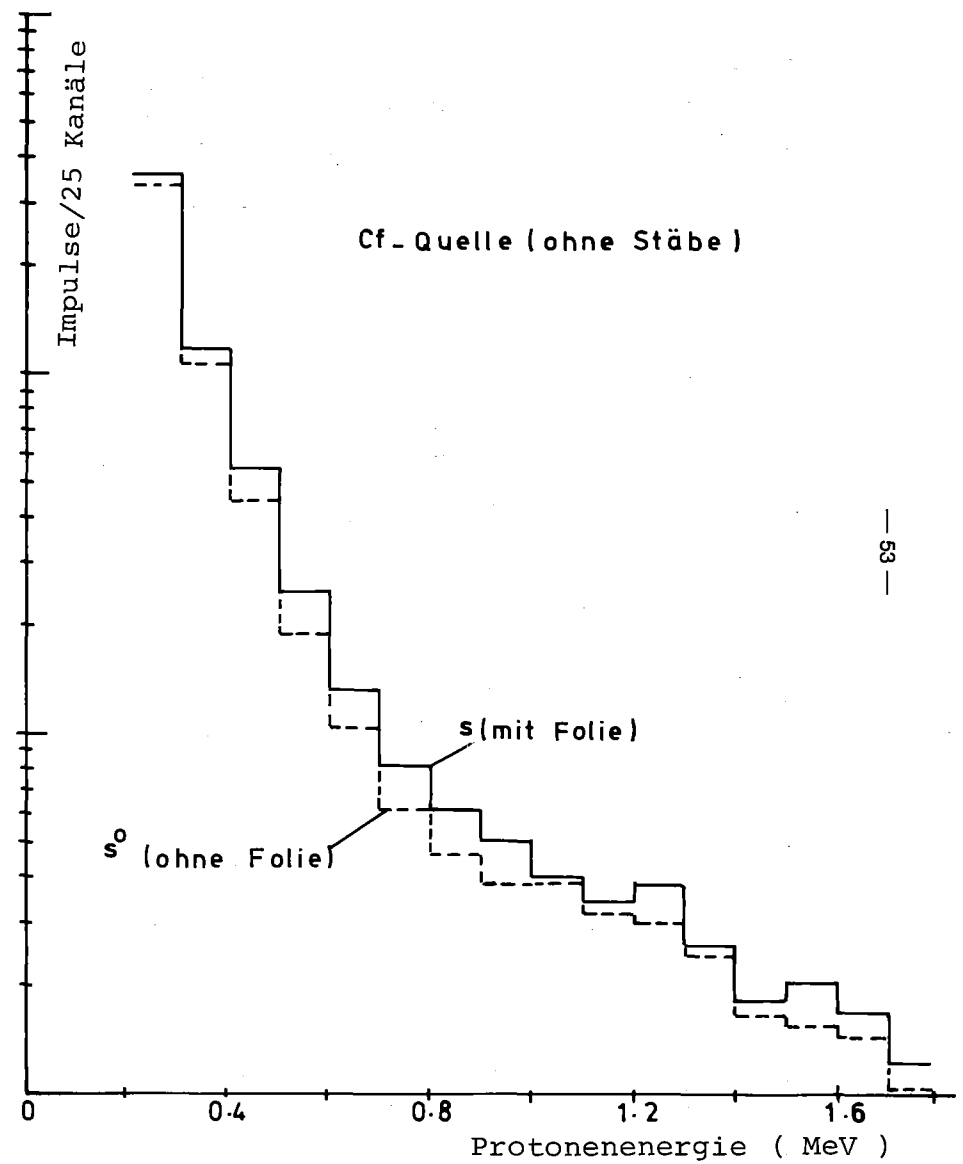
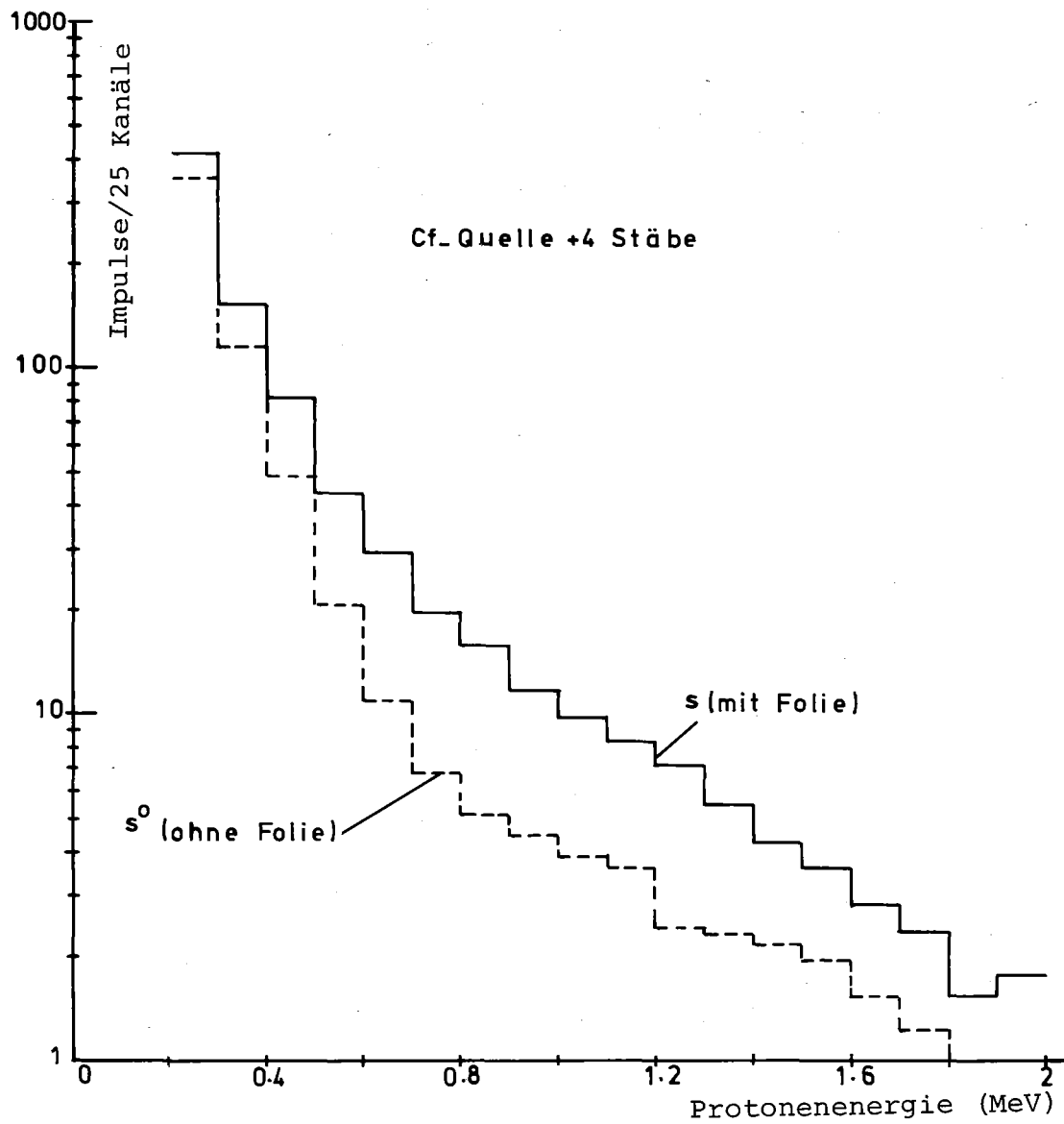


Abb. 3.3 Impulshöhenspektren im Paraffin-Pile; Detektor direkt vor den Stäben (Meßzeit jeweils 10000 s)

stammt von den Spaltneutronen der Teststäbe, jedoch liefern auch gestreute Quellneutronen einen Beitrag ($\approx 20\%$). Das zeigt Abb. 3.3 (rechts), in der die beiden Spektren an derselben Position, jedoch ohne Stäbe im Pile dargestellt sind und Abb. 3.4, in der die reinen Targetsignale $s-s^0$ für beide Messungen miteinander verglichen werden.

Verschiebt man das Zählrohr aus seiner ursprünglichen Lage (direkt vor den Stäben), nimmt das Targetsignal, wie wegen der anisotropen Empfindlichkeit zu erwarten ist, ab. Bei einer Verschiebung um 6 cm ist es fast völlig verschwunden (Abb. 3.5). Eine Vorstellung von der räumlichen Auflösung vermittelt Abb. 3.6. Dargestellt ist, als Funktion der Zählrohrverschiebung, das Targetsignal $s-s^0$ und zwar integriert über den Energiebereich oberhalb 0.4 MeV. Die räumliche Auflösung ist danach sehr gut: Verschiebt man das Zählrohr um einen Zählrohrdurchmesser, sinkt der von den Teststäben stammende Anteil des Targetsignals bereits auf die Hälfte ab.

3.1.3 Empfindlichkeit für Spaltstoff

Ziel dieser Messungen war es, die Empfindlichkeit des Zählrohrs für Spaltstoffkonzentrationsänderungen zu bestimmen. Das Zählrohr befand sich direkt vor den Teststäben (Abb. 3.2), variiert wurde die Anzahl der Teststäbe.

In Abb. 3.7 ist das Ergebnis dieser Messungen dargestellt. Aufgetragen sind, über der Anzahl im Pile eingesetzter Stäbe, die im Energiebereich oberhalb 0.4 MeV integrierten Signale mit (s) bzw. ohne Folie (s^0) und das Differenzsignal ($s-s^0$). Man sieht aus Abb. 3.7, daß die mit Folie gemessenen Signale nicht nur von der Stabzahl, sondern auch etwas davon abhängen, welche der vier Stabpositionen besetzt sind. Neutronenphysikalische Rechnungen mit DIXY [3.2] (5 Gruppen, R-Z-Geometrie) zeigen, daß am Target die Beiträge zum integralen, schnellen Fluß von der Quelle und von den vier Stäben etwa gleich sind. Das von den vier Stäben induzierte Targetsignal ist jedoch etwa einen Faktor sieben größer als das der Quellneutronen (Abb. 3.7). Auch das ist ein Hinweis darauf, daß das Zählrohr für die im wesentlichen parallel zur Achse einfallenden Stabneutronen wesentlich empfindlicher ist als für die vorwiegend senkrecht zur Achse einfallenden Quellneutronen.

Es wurde versucht, die mit dieser speziellen Anordnung detektierbare, minimale Spaltstoffmasse abzuschätzen. Der Detektor "sieht" etwa 3 cm eines direkt davor angebrachten Brennstabs (vergl. Abb. 3.2), das entspricht etwa 4.3 g Spaltstoff ($^{235}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$). Wegen der starken Absorption der thermischen Neu-

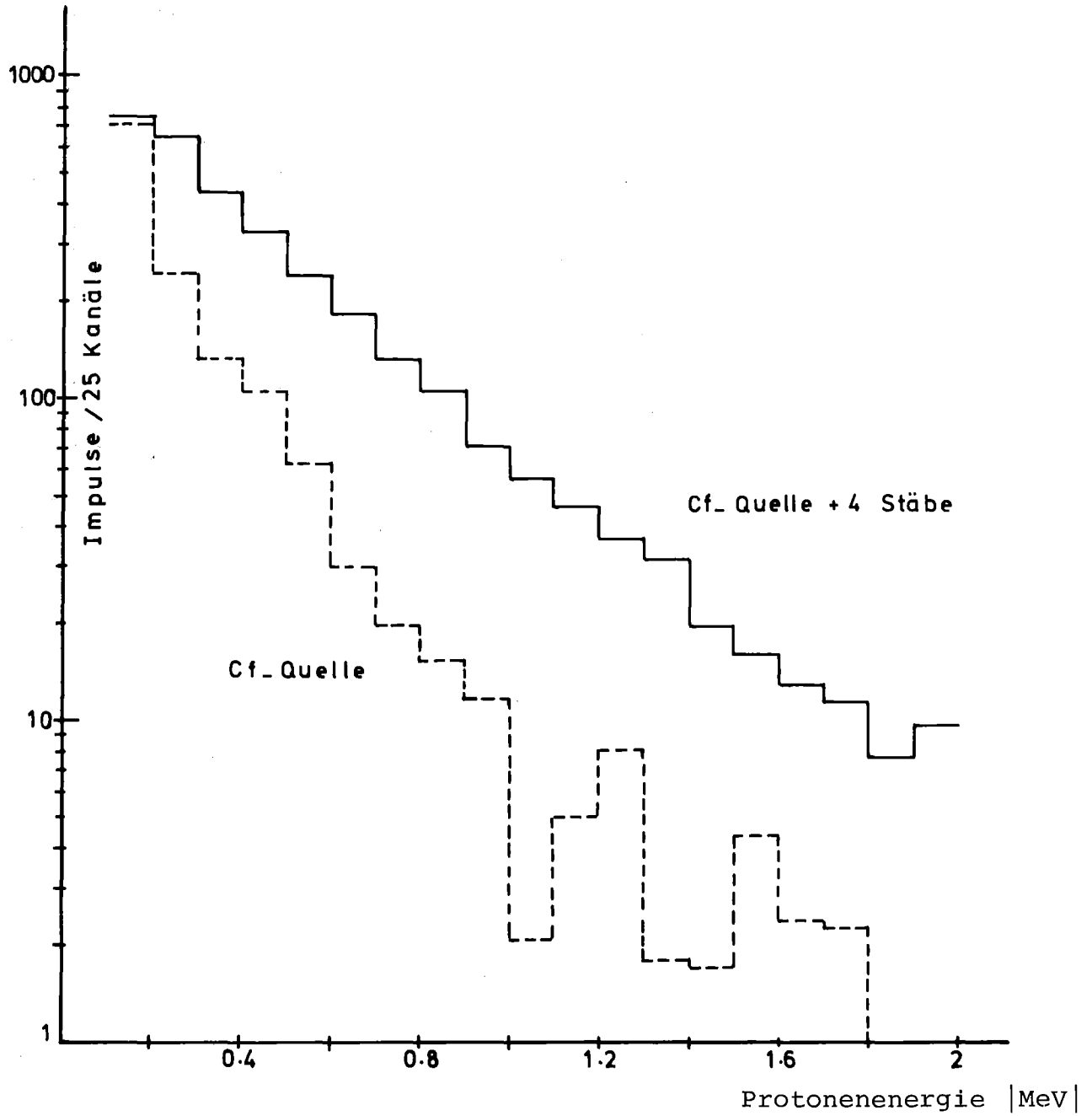


Abb. 3.4 Targetsignale $s - s^0$ im Paraffin - Pile, Detektor direkt vor den Stäben (Meßzeit 10000 s)

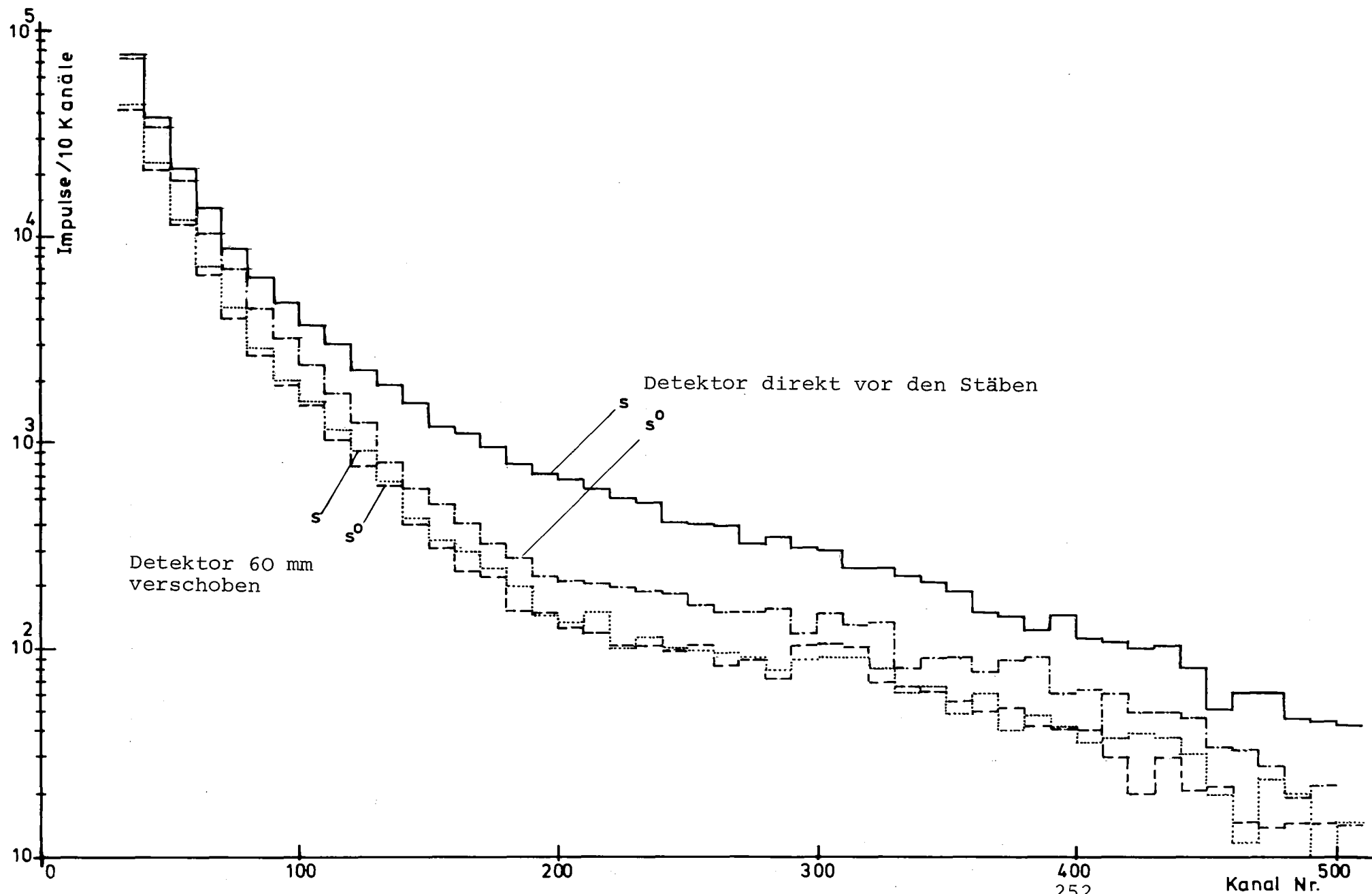


Abb. 3.5 Impulshöhenspektren für zwei Zählrohrpositionen im Paraffin-Pile (^{252}Cf -Quelle + 4 Versuchsstäbe), Meßzeit jeweils 10 000 s

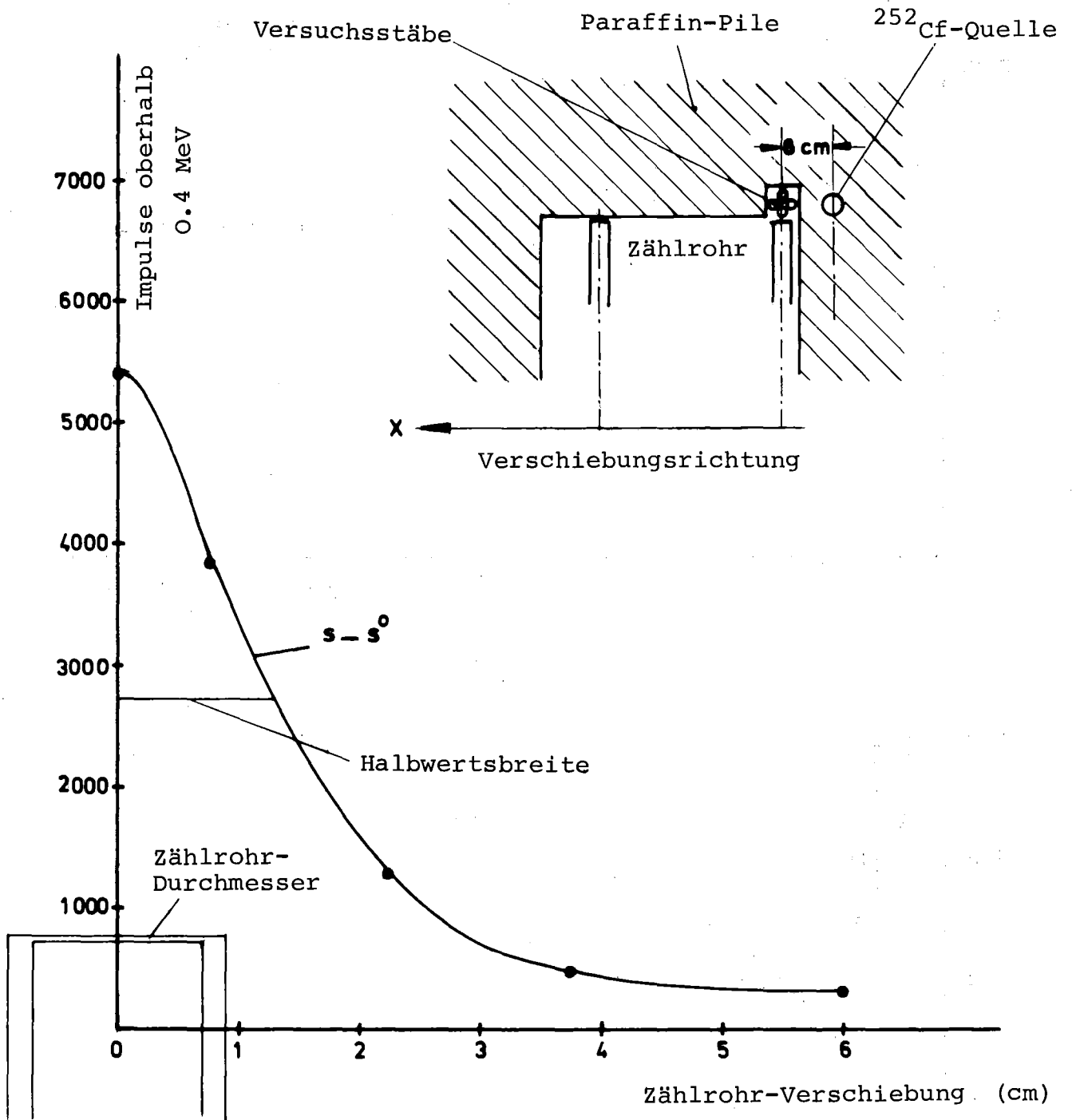


Abb. 3.6 Räumliche Empfindlichkeit des Zählrohrs im Paraffin-Pile

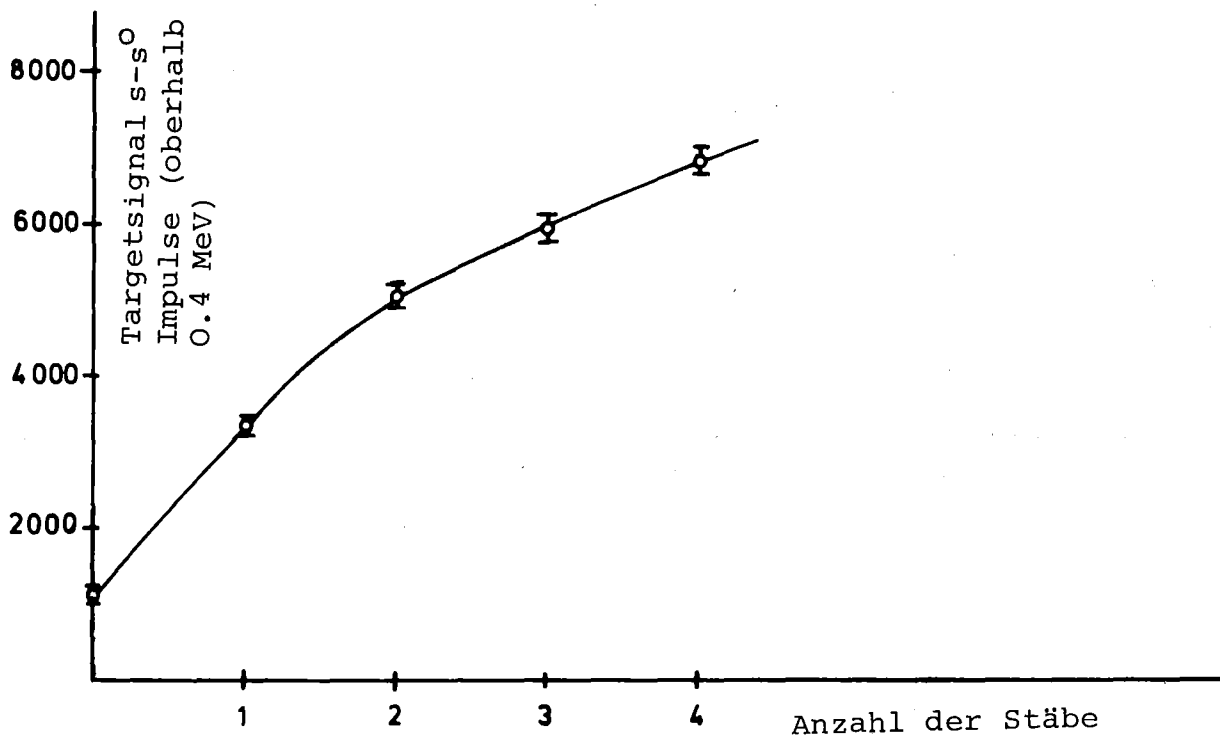
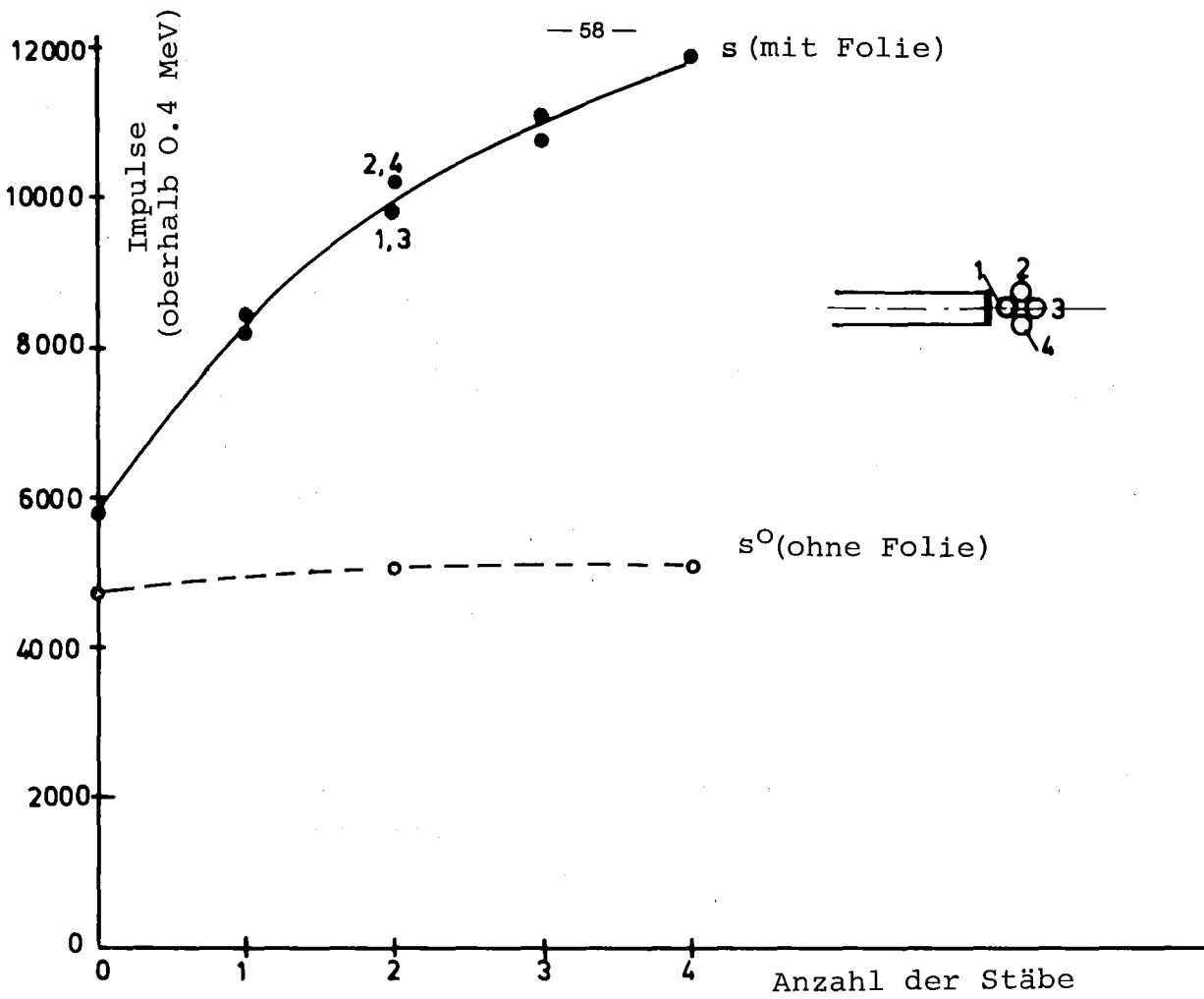


Abb. 3.7 Zählrohrspektren (integriert oberhalb 0.4 MeV) als Funktion der Anzahl von Teststäben im Paraffin-Pile (Meßzeit jeweils 10000 s)

tronen in den hochangereicherten Stäben, werden Spaltungen praktisch nur in der äußersten Schicht (von maximal 1 mm Dicke) induziert (DIXY-Rechnung). Die effektive Masse an spaltbarem Material, die der Detektor sieht, beträgt also höchstens 2 g. Es wird angenommen, daß die minimale, detektierbare Spaltstoffmasse durch die statistische Schwankung der Gesamtimpulszahl bestimmt wird. Nach Abb. 3.7 ist (bei einem Stab) die Gesamtimpulszahl $8.5 \cdot 10^3$ und die vom Stab induzierte Impulszahl $2.5 \cdot 10^3$ (Meßzeit 10 000s). Der statistische Fehler der Gesamtimpulszahl beträgt dann etwa 100 und die minimale, detektierbare Spaltmasse ergibt sich zu

$$\Delta M = 2g \frac{100}{2500} = 0.08g$$

Da ΔM umgekehrt proportional ist zur Wurzel aus der Fluenz thermischer Neutronen, läßt sich durch Erhöhung der Meßzeit oder des Flusses ΔM weiter verringern. Bei der hier benutzten ^{252}Cf -Quelle (Quellstärke $3.3 \cdot 10^8$ 1/s) liegt der thermische Fluß am Ort der Stäbe (8 cm von der Quelle) bei etwa $1.3 \cdot 10^6$ 1/s \cdot cm 2 , wenn man die Flußdepression durch die Stäbe nicht berücksichtigt (DIXY-Rechnung).

3.1.4 Untergrund

Anhand der Messungen im Feld der ^{252}Cf -Quelle konnte die Untergrundempfindlichkeit für schnelle Neutronen und γ 's im Strombetrieb abgeschätzt werden (Abschnitt 2.6.3). Mit den Messungen im Paraffin-Pile läßt sich dieselbe Abschätzung und zusätzlich eine für thermische Neutronen durchführen. Dazu wurden Messungen ohne Targetfolie und ohne bzw. mit Cd-Abschirmung in der Position 60 mm (Abb. 3.2) benutzt. Die Ergebnisse sind in Tab. 3.1 zusammengestellt. Der schnelle und thermische Fluß am Schwerpunkt des Detektors (Entfernung von der Quelle 17 cm, Quellstärke der ^{252}Cf -Quelle $3.0 \cdot 10^8$ 1/s) wurde DIXY-Rechnungen entnommen. Der γ -Fluß wurde näherungsweise folgendermaßen abgeschätzt: Die direkten Quell- γ 's liefern einen Beitrag von etwa $1.0 \cdot 10^5$ 1/s \cdot cm 2 (Abschwächung durch 17 cm Paraffin Faktor fünf). Die mit dem thermischen Neutronenfeld korrelierten γ 's liefern einen Fluß von etwa $2.5 \cdot 10^5$ 1/s \cdot cm 2 , wenn man annimmt, daß das Verhältnis von γ -zu thermischem Fluß ähnlich ist wie in einem thermischen Reaktor ($\text{BR-2: } 1.6 \cdot 10^9 \frac{\text{rad}}{\text{h}} / 6 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$) und die mittlere γ -Energie etwa 0.5 MeV beträgt ($1 \text{ rad/h} \hat{=} 1.1 \cdot 10^6 \text{ 1/cm}^2 \cdot \text{s}$). Der totale γ -Fluß sollte demnach bei etwa $3.5 \cdot 10^5$ 1/s \cdot cm 2 liegen, allerdings ist dieser Wert relativ unsicher.

Tab. 3.1 Untergrund-Komponenten im thermischen Feld (Paraffin-Pile)

	gesamt	Neutr.	γ	Neutronen	
				schnell	therm.
Zählrate (1/s)	$1.6 \cdot 10^4$	17	$1.6 \cdot 10^4$	14	3
Leistung (MeV/s)	182	3.1	179	1.7	1.4
Mittl. Energie (MeV)	0.011	.18	0.011	.12	.47
Strom (A)	$2.2 \cdot 10^{-12}$	$3.7 \cdot 10^{-14}$	$2.1 \cdot 10^{-12}$	$2.0 \cdot 10^{-14}$	$1.7 \cdot 10^{-14}$
Fluß ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)					
Zählrohrschwerpunkt			$(3.5 \cdot 10^5)$	$2.1 \cdot 10^4$	$8.4 \cdot 10^4$
Strom-empfindlichkeit ($\text{A} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}$)	Paraffin-Pile		$(6 \cdot 10^{-18})$	$9 \cdot 10^{-19}$	$2 \cdot 10^{-19}$
	^{252}Cf		$1.5 \cdot 10^{-18}$	$3.7 \cdot 10^{-19}$	----
	gewichtetes Mittel (Unsicherheit Faktor zwei)		$3 \cdot 10^{-18}$	$6 \cdot 10^{-19}$	$2 \cdot 10^{-19}$

Die daraus ermittelten Stromempfindlichkeiten der Prototyp-Dektoren sind ebenfalls in Tab.3.1 zusammen mit den im ^{252}Cf -Feld ermittelten Werten zusammengestellt. Unter Berücksichtigung der jeweiligen Unsicherheiten wurden daraus "gewichtete" Mittelwerte ermittelt. Die Unsicherheit dieser Werte ist zwar relativ groß (etwa ein Faktor zwei), aber für die Diskussion des "incore"-Verhaltens (Abschnitt 4) ist diese Genauigkeit, angesichts anderer Unsicherheiten, ausreichend.

3.2 Schnelles Feld (SNEAK)

Zwar handelt es sich bei den derzeit benutzten Testreaktoren für Reaktorsicherheitsexperimente i.a. um thermische Reaktoren, jedoch sind solche Experimente auch in schnellen Reaktoren möglich. Die Zählrohre wurden deshalb auch in dem schnellen Feld von SNEAK [3.3] untersucht. Die Bedingungen in SNEAK sind, zumindest was den γ -Untergrund und die Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses betrifft, realistischer als im Paraffin-Pile.

Das Core des schnellen Nulleistungs-Versuchsreaktors SNEAK besteht aus einer Matrix vertikaler Vierkantrohre (Brennelemente). Die Brennelemente sind mit quadratischen Plättchen ($5 \times 5 \text{ cm}^2$) unterschiedlicher Dicke (einige mm) gefüllt. Normalerweise wird eine möglichst homogene Zusammensetzung aus Brennstoff, Strukturmaterial und Kühlmedium (Na) angestrebt. Durch Zusammenlegen mehrerer Brennstoffplättchen ("bunching") zu einem Spezial-Brennelement kann die lokale Spaltstoffkonzentration erhöht werden. Die Messungen wurden in der Anordnung 11 C-2 durchgeführt, die für neutronenphysikalische Untersuchungen zu Nachladungen des KNK II-Reaktors aufgebaut worden war.

3.2.1 Versuchsaufbau

Für die Messungen wurde das Zählrohr mit Vorverstärker auf einem Schlitten fest montiert und dieser in den Horizontalkanal von SNEAK eingeführt. Eine Feder sorgte dafür, daß die durch einen Teflonring geschützte Stirnfläche des Zählrohres mit leichtem Druck an der Wand des Spezialelements anlag. Abb. 3.8 zeigt die Anordnung von Zählrohr, Horizontalkanal und Spezialelement im Reactorcore. Das Spezialelement hängt etwa in Coremitte (Pos. 19/19). Das Spezialelement wurde, anders als die umgebenden Normalelemente, so beladen, daß eine Zone mit hohem und eine mit niedrigem Spaltstoffanteil entstand. Hierzu wurden von fünf übereinander angeordneten Normalzellen die jeweils oberen und unteren beiden Zellen durch Zusammenfassen gleichartiger Plättchen ("bunching") modifiziert. Dadurch entstand im oberen Teil des Elements ein 3.75 cm hoher Stapel aus sechs aneinandergrenzenden Na-Plättchen, im unteren Teil ein 0.612 cm hoher Stapel aus vier Plättchen mit hoch angereichertem Uran (93%), während die mittlere Zelle unverändert bleibt (Abb.3.9).

Mit Hilfe einer Spindel kann die vertikale Position der Spezialelementfüllung bezüglich des Horizontalkanals und damit bezüglich des Zählrohrs verschoben werden. Messungen wurden in den folgenden drei Positionen durchgeführt (Abb.3.9): Zählrohr vor Mitte Normalzelle (NZ), Mitte Natriumstapel (Na) und Mitte Uranstapel (U).

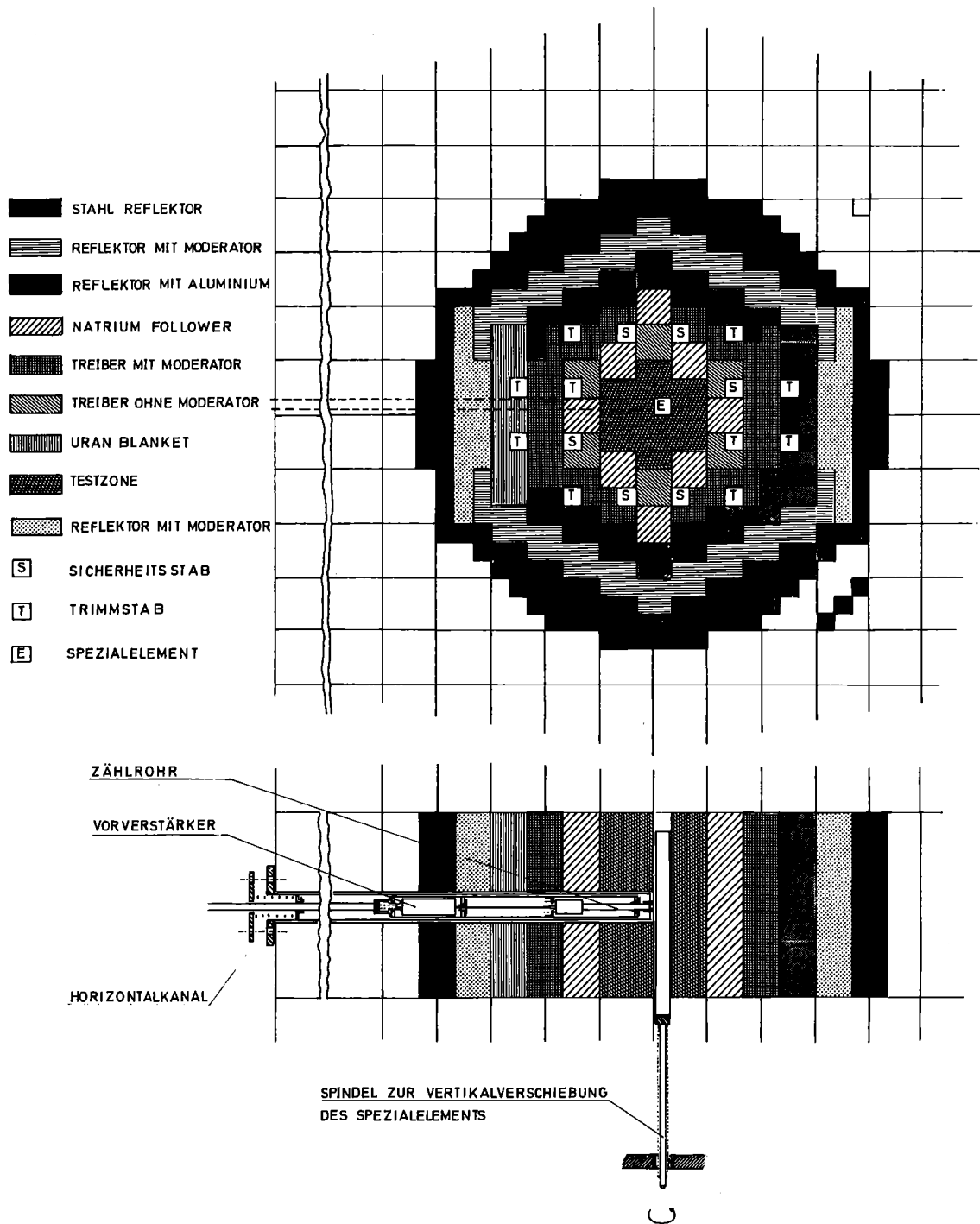


Abb. 3.8 Anordnung von Zählrohr und Spezialelement im Reaktor SNEAK (SNEAK-11C2)

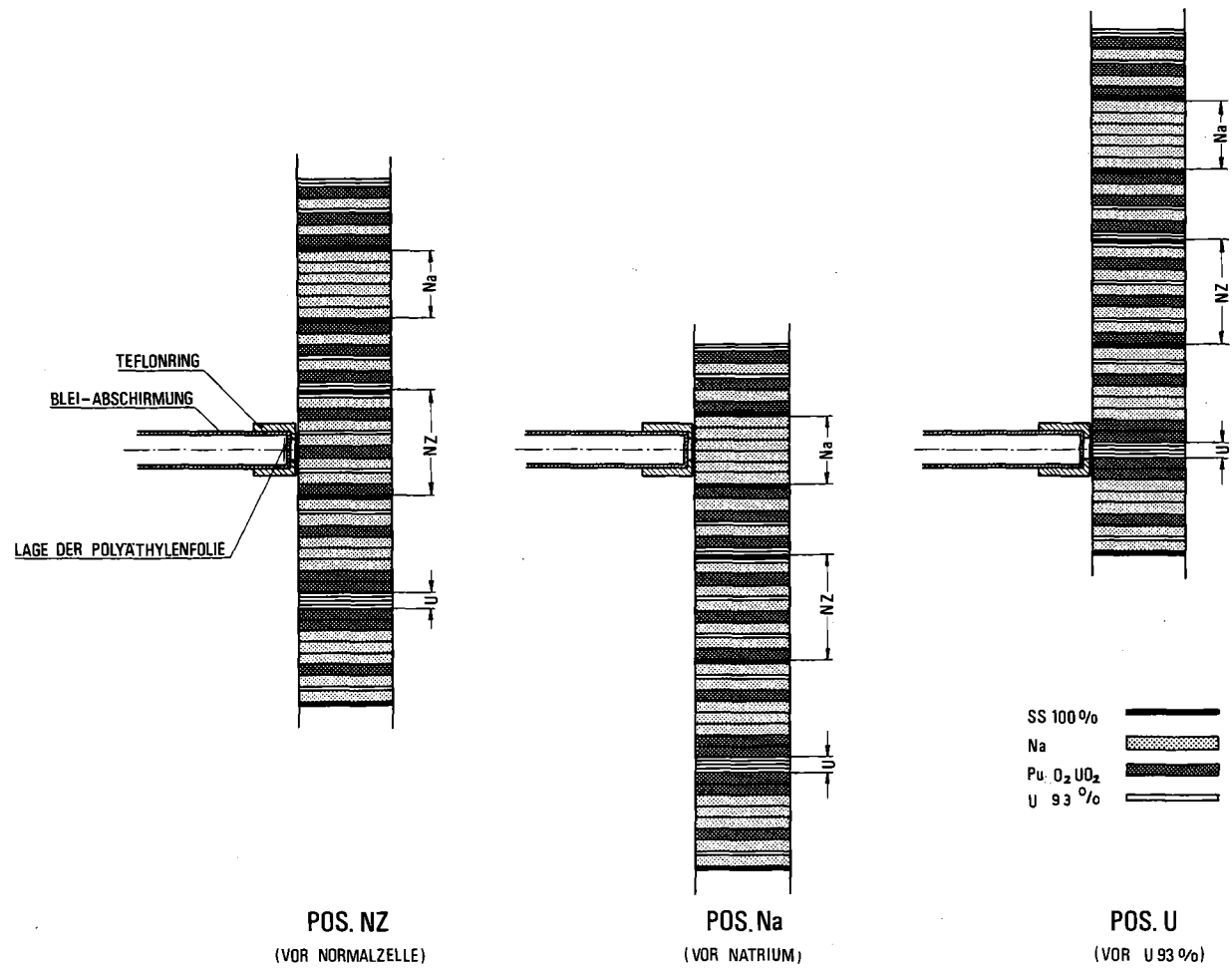


Abb. 3.9 Plättchenstruktur im Testelement

3.2.2 Messungen

Für jede Position wurden wieder die Spektren der beiden Zählrohre mit und ohne Folie aufgenommen. Die Zählrohre waren allseitig mit 2 mm Pb gegen niederenergetische γ 's abgeschirmt. Da zu erwarten war, daß der Meßeffect klein ist, wurde die Stabilität der Meßanordnung durch eine Reihe von Kontrollmessungen überprüft:

- Vor, während und nach den Reaktormessungen wurde für beide Zählrohre das Spektrum einer ^{252}Cf -Quelle in einer Standardgeometrie aufgenommen.
- Vor und nach jeder Einzelmessung wurde die Stabilität der Meßelektronik (ohne Zählrohr) mit einem Pulsgenerator überprüft. Diese Kontrollen zeigten, daß der Verstärkungsfaktor um maximal + 1% und der Nullpunkt des Impulshöhenanalysators maximal um einen Kanal schwankte.
- Der Ververstärker erwärmt sich im Core auf maximal 50°C. Sein Temperaturgang wurde zu 0.075%/°C bestimmt.

Die Analyse der Ergebnisse dieser Kontrollmessungen zeigte, daß die durch die Instabilitäten der Meßanordnung verursachten Unsicherheiten klein sind gegenüber den Meßeffecten. Die vorher durchgeführte Energieeichung läßt sich mit genügender Genauigkeit auf die Reaktormessungen übertragen.

In Abb.3.10 sind die mit beiden Zählrohren vor der Normalzelle gemessenen Impulshöhenspektren dargestellt. Die Spektren an den beiden anderen Positionen sind sehr ähnlich, insbesondere sind die Spektren ohne Folie für alle drei Positionen praktisch identisch.

3.2.3 Interpretation der Messungen

Die Abb.3.10 zeigt, daß die Spektren mit Folie (s) deutlich über denen ohne Folie (s^0) liegen. Das Targetsignal $s^t = s - s^0$ hebt sich also, wie in den vorhergehenden Messungen (^{252}Cf -Quelle, Paraffin-Pile) deutlich vom Untergrund s^0 ab. Die Targetsignale der drei Meßpositionen sind in Abb.3.11 dargestellt. Sie sind über die Reaktorinstrumentierung auf gleiche Neutronenfluenz des Reaktors bezogen. Verglichen mit den entsprechenden Spektren des Paraffin-Piles (Abb.3.4), ist hier jedoch der eigentliche Meßeffect, nämlich die Differenz der Targetsignale für die verschiedenen Positionen (entsprechend unterschiedlichen Brennstoffkonzentrationen), nicht so deutlich ausgeprägt. Der Grund liegt darin, daß der (im Hinblick

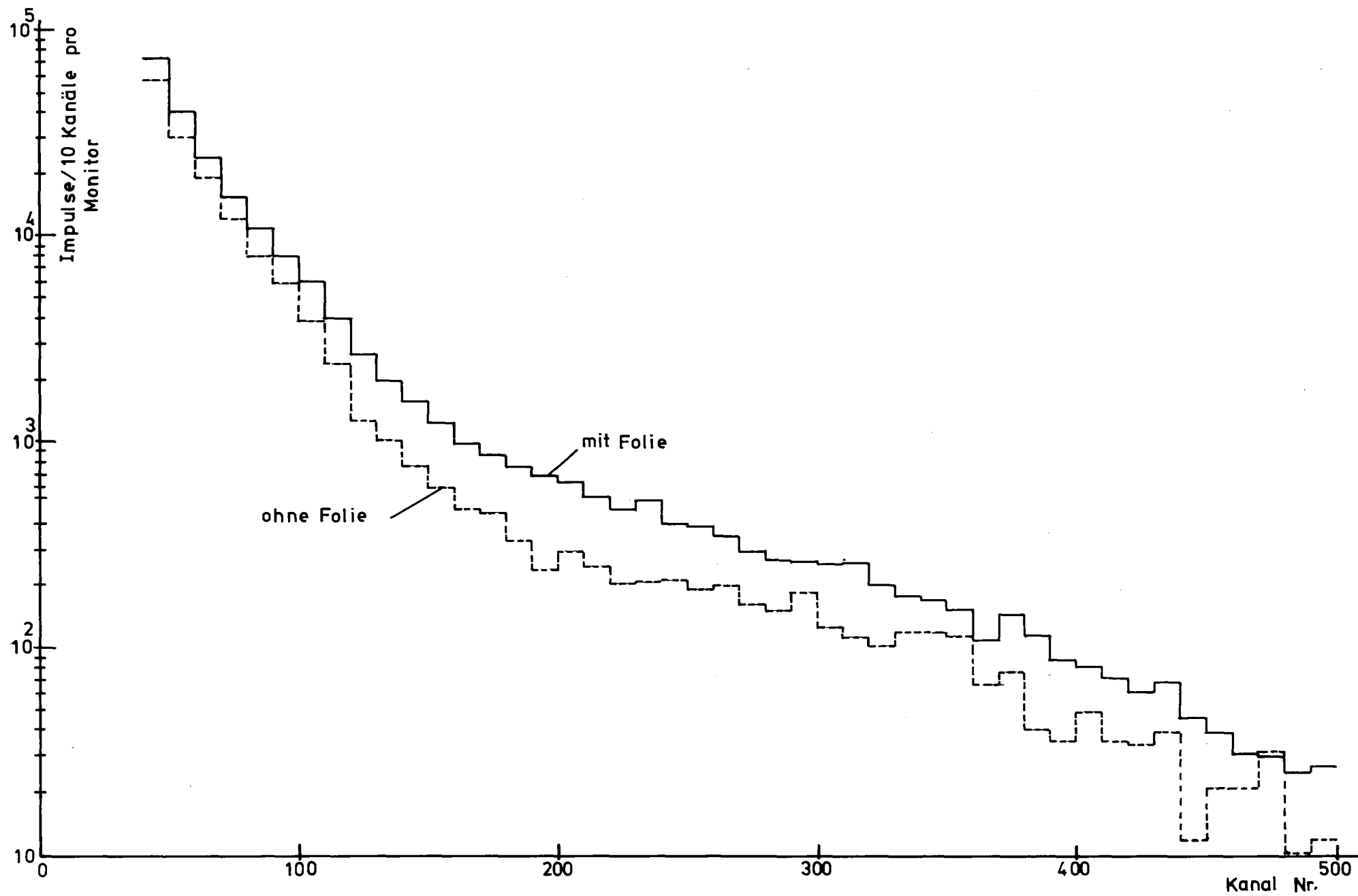


Abb. 3.10 gemessene Impulshöhenspektren in SNEAK (Pos. NZ)

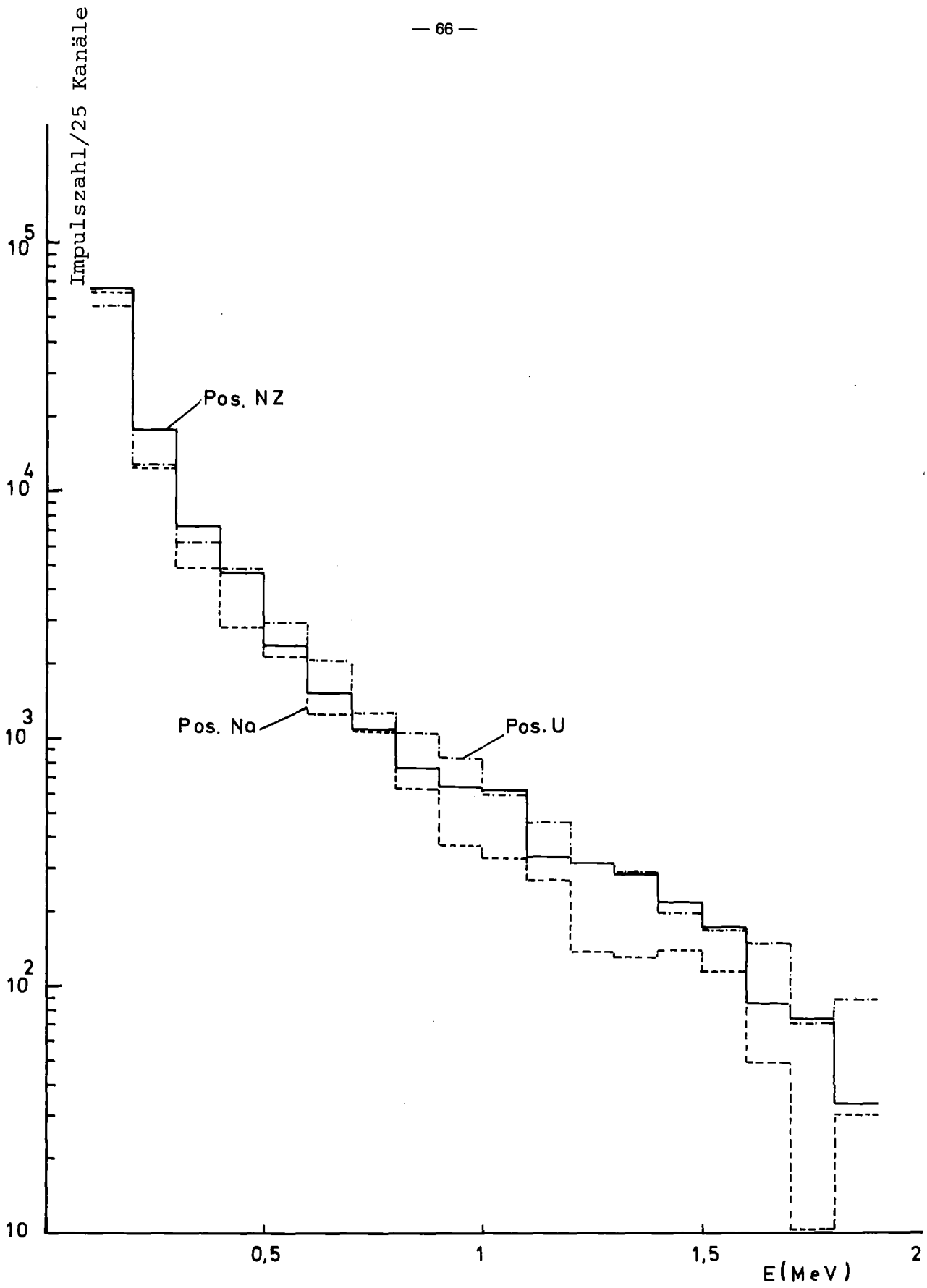


Abb. 3.11 Targetspektren in SNEAK

auf "incore"-Anwendungen realistisch) hohe schnelle Fluß des Treiber-Cores ein relativ hohes Targetsignal induziert. Der durch die unterschiedliche Spaltstoffkonzentration verursachte Meßeffect wird deutlicher, wenn man die relative Differenz des Targetsignals in Position $x(x=Na$ bzw. $U)$ bezogen auf das Targetsignal für die Normalzelle (NZ), also die Größe

$$\left(\frac{\Delta S_x^t}{S_{NZ}^t} \right)_{E_s} = \int_{E_s} (s_x^t(E) - s_{NZ}^t(E)) dE / \int_{E_s} s_{NZ}^t(E) dE$$

betrachtet (Abb.3.12), wobei alle Targetspektren s^t (pro Energieintervall) über dem Energiebereich oberhalb E_s integriert werden und E_s zunächst als Parameter behandelt wird. Abb.3.12 zeigt, daß der Meßeffect etwas von der unteren Schwelle abhängt. Aber unabhängig von E_s gilt, daß das Targetsignal in der U-Position deutlich und zwar um etwa 30% größer ist als das vor der Normalzelle, während das in der Na-Position um denselben Prozentsatz kleiner ist.

Es wurde versucht, die experimentellen Ergebnisse rechnerisch nachzuvollziehen. Zunächst wurden mittels des eindimensionalen S_N -Neutronentransportprogramm DTK [3.4] und Daten aus [3.5] winkelabhängige Neutronenflüsse (26 Energie-, 16 Winkelgruppen) berechnet. Für die Rechnungen wurde eine kugelsymmetrische Anordnung mit zwei Zonen gewählt. Die Zusammensetzung der äußeren Zone entspricht der des homogenisierten Cores, die innere Zone enthält entweder auch Corematerial (Position Normalzelle) bzw. Natrium (Position Na) oder hochangereichertes Uran (Position U). Der Radius der inneren Zone wurde entsprechend den im Experiment benutzten Massen gewählt und betrug 1.6 cm für den U- und 3.0 cm für den Na-Stapel. Als Ort der Targetfolie wurde analog den experimentellen Bedingungen (0.5 cm Abstand zwischen Folie und Stapel) die Radien 2.1 cm (Pos. U und NZ) bzw. 3.5 cm (Pos. Na) angenommen.

In Abb.3.13 - 3.15 werden die Energieverteilung bzw. die Winkelverteilung der Neutronenflüsse für die drei Anordnungen am Ort der Targetfolie miteinander verglichen. Die Energieverteilungen der skalaren Flüsse (Abb.3.13) unterscheiden sich nur wenig, jedoch ist auch hier schon zu erkennen, daß die Spektren in der Reihenfolge Na, NZ, U zunehmend härter werden (Anteil hochenergetischer Neutronen nimmt zu). Diese Tendenz ist noch wesentlich stärker ausgeprägt, wenn man den radial nach außen gerichteten Fluß (Abb.3.14) und zwar in einem Winkelbereich betrachtet, der etwa der Winkel-

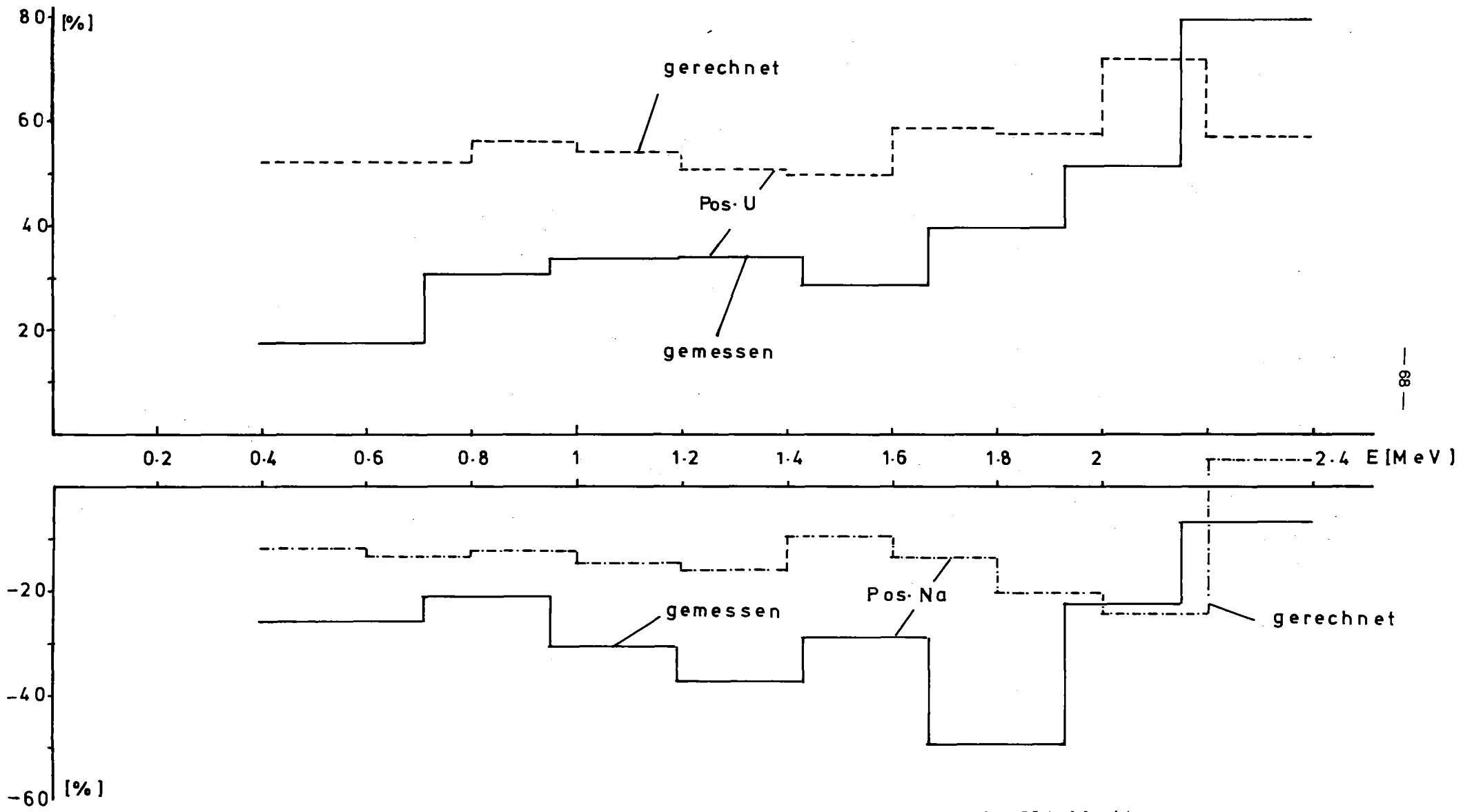


Abb. 3.12 Vergleich der gemessenen und gerechneten Empfindlichkeit für Spaltstoffkonzentrationsänderungen in SNEAK (bezogen auf NZ)

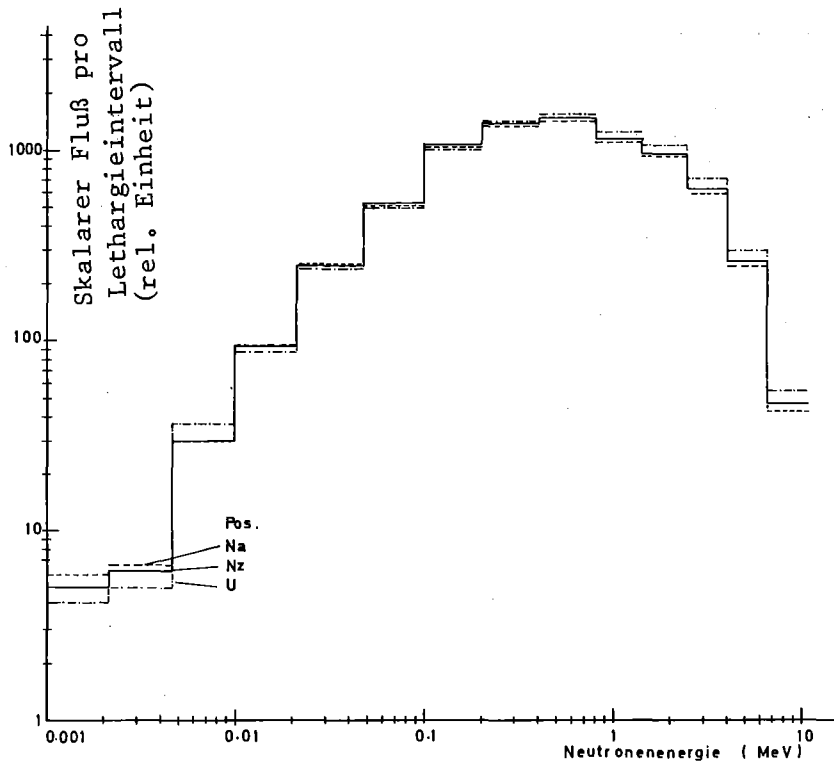


Abb. 3.13 Skalares Neutronenspektrum (DTK-Rechnung) in SNEAK für die drei Meßpositionen

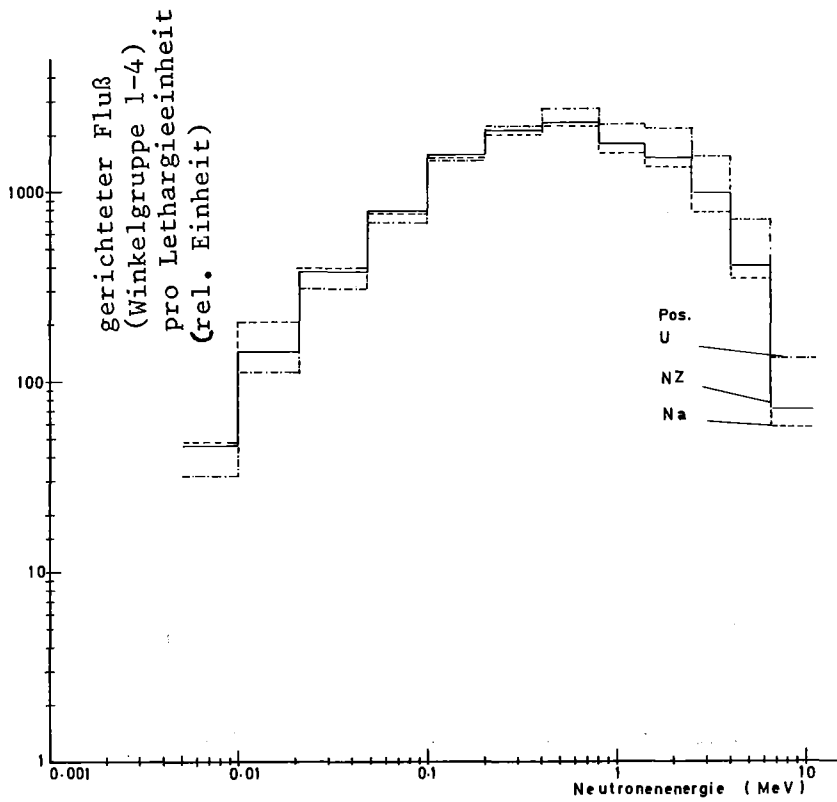


Abb. 3.14 Neutronenspektrum (DTK-Rechnung) des nach außen gerichteten Flusses (Winkelgruppen 1-4) in SNEAK für die drei Meßpositionen.

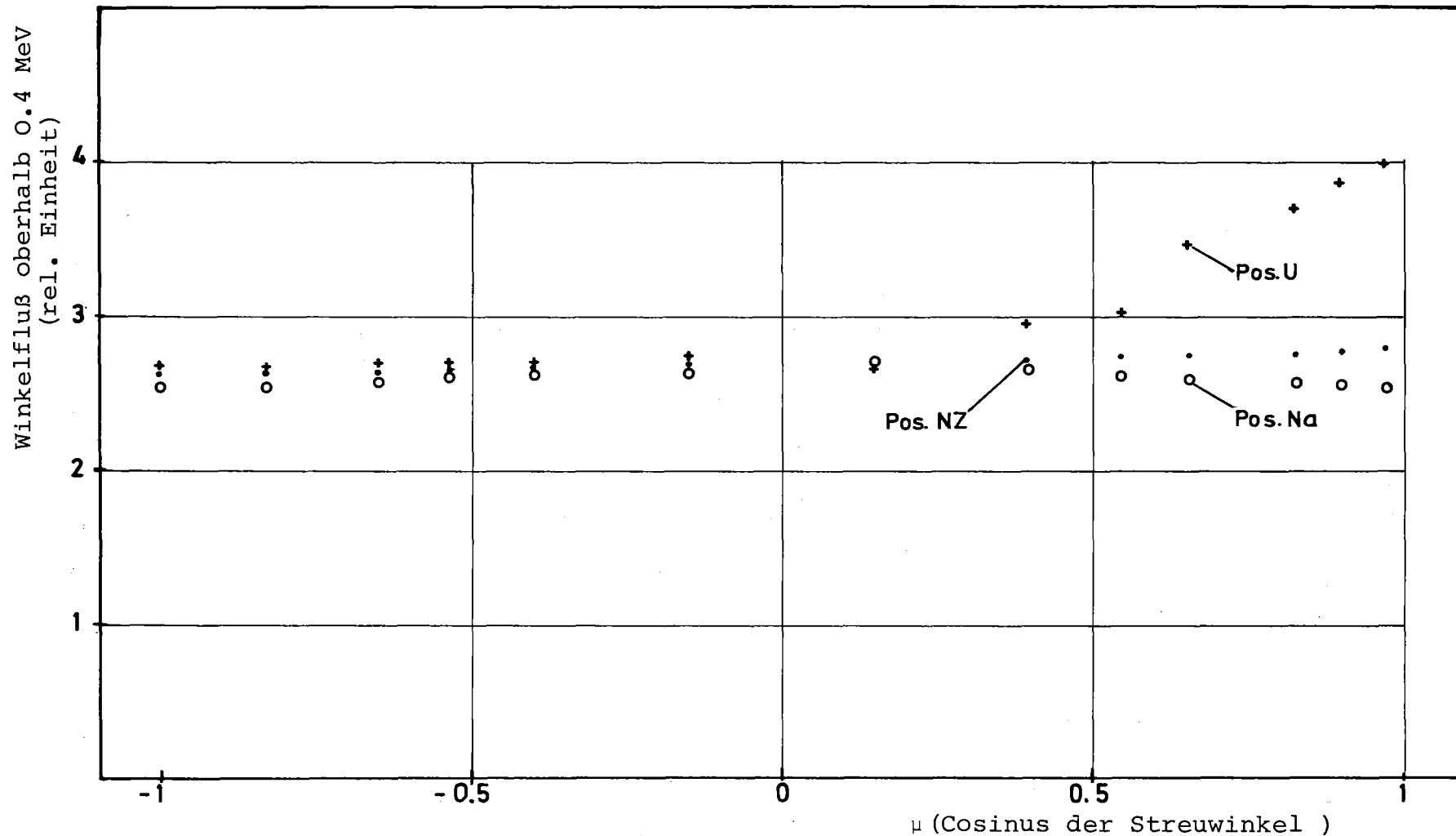


Abb. 3.15 Winkelabhängigkeit des hochenergetischen Neutronenflusses (DTK-Rechnung) in SNEAK für die drei Meßpositionen (Energiegruppe 1-6, ≥ 0.4 MeV)

auflösung des Detektors entspricht (Öffnungswinkel 90° , Winkelgruppen 1 bis 4). Zur Verdeutlichung ist in Abb.3.15 auch die Winkelabhängigkeit der hochenergetischen (>0.4 MeV) Neutronenflusses dargestellt. Vor dem U-Stapel ist der nach außen gerichtete (radial entspricht $\mu=1$), hochenergetische Fluß deutlich höher, vor dem Na-Stapel ist er etwas kleiner als vor der Normalzelle.

In einem zweiten Schritt wurden mit Hilfe der berechneten Neutronenspektren und des Monte-Carlo-Programms (Anhang) die Targetspektren für die drei Meßanordnungen berechnet. Als Eingabe des Monte-Carlo-Programms dienten die Spektren der ersten vier Winkelgruppen und die entsprechenden Einfallswinkel ($12, 25, 34$ und 42°), für noch größere Einfallswinkel ist das Zählrohr unempfindlich. Für die Positionen NZ wurde die gerechneten und gemessenen Protonenspektren im Energiebereich oberhalb 0.4 MeV aufeinander normiert, die berechneten Protonenspektren an den beiden anderen Positionen wurden mit demselben Normierungsfaktor versehen. Abb.3.16 zeigt das gemessene und berechnete Protonenspektrum in Position NZ. Man erkennt, daß die Energieabhängigkeit des Spektrums gut durch die Rechnung wiedergegeben wird. Die berechneten Protonenspektren wurden dann in gleicher Weise ausgewertet wie die Messungen. Die berechneten Größen $(\Delta S_x^t / S_{NZ})_{E_s}$ sind zum Vergleich mit den Messungen ebenfalls in Abb.3.12 eingetragen.

Der Vergleich in Abb.3.12 zeigt zunächst, daß die Tendenz und die Größenordnung der Änderung des Meßeffekts durch die Rechnung richtig wiedergegeben wird. Auch der quantitative Vergleich ist, angesichts der groben Näherung in den neutronenphysikalischen Rechnungen, befriedigend. Zwar sind die auf die Normalzelle bezogenen Änderungen etwas verschieden (Pos. U: Messung + 30%, Rechnung + 50% ; Pos. Na: Messung - 30%, Rechnung - 15%), die Meßeffektänderung von Pos. Na zu Pos. U wird jedoch durch die Rechnung überraschend gut wiedergegeben (Messung + 60%, Rechnung + 65%).

Zusammenfassend ist festzustellen, daß

- auch unter Reaktorbedingungen, zumindest im Impulsbetrieb, ein deutlicher Meßeffekt vorhanden ist und daß
- der Meßeffekt durch die Rechnungen, zumindest mit einer Genauigkeit von etwa einem Faktor zwei, richtig wiedergegeben wird.

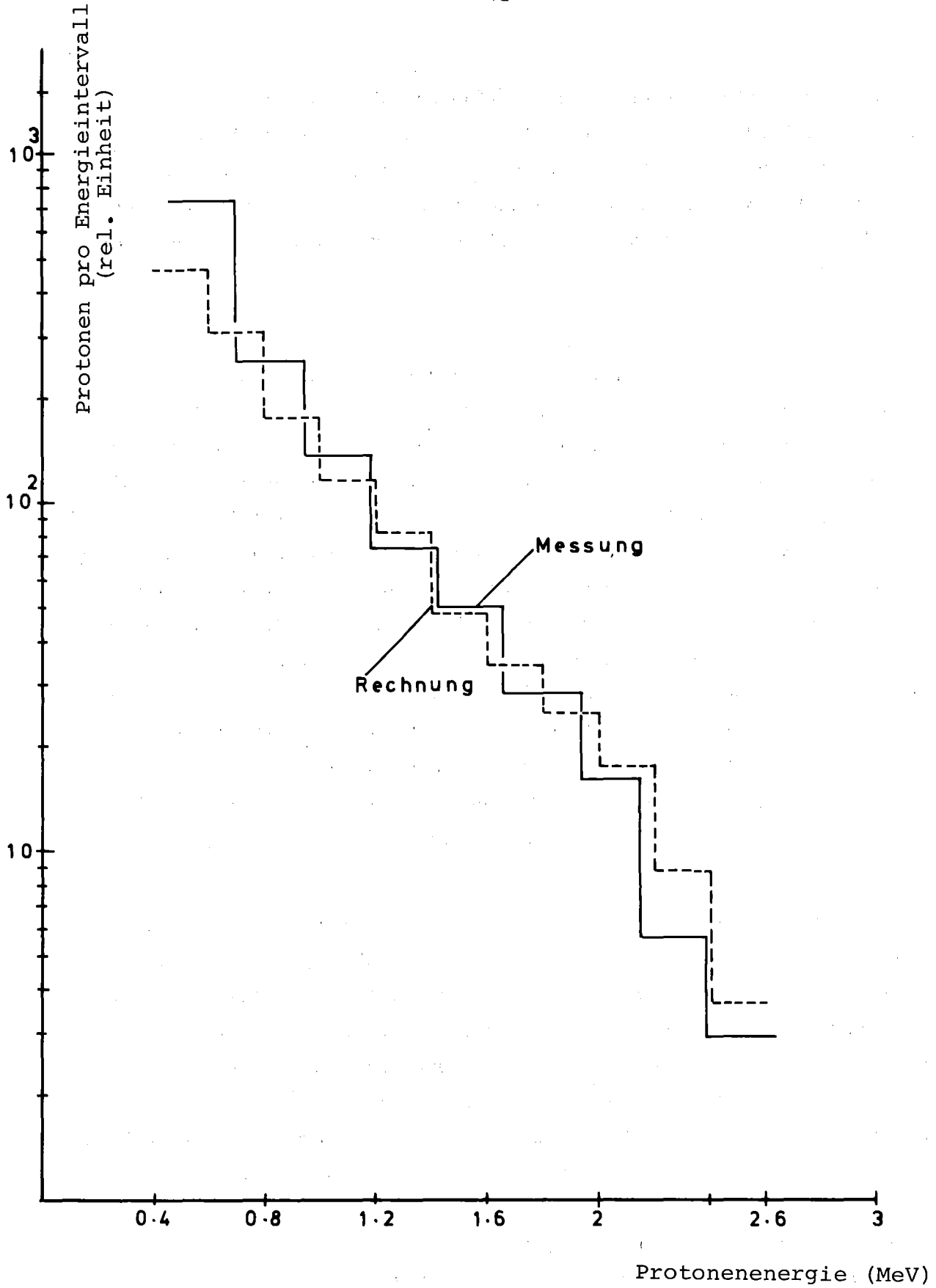


Abb. 3.16 Vergleich des gemessenen und gerechneten Targetspektrums in SNEAK, Pos. NZ (normiert zwischen 0.4 und 2.6 MeV)

4. KONZEPT UND EIGENSCHAFTEN EINES "INCORE"-BRENNSTOFFBEWEGUNGS-DETEKTORS

4.1 Auslegung

Die in Abschnitt 4 diskutierten Anwendungsuntersuchungen zeigen, daß der hier vorgeschlagene n-p-Teleskop-Detektor, zumindest im Impulsbetrieb, auch unter reaktortypischen Untergrundbedingungen, zum Nachweis von Brennstoffkonzentrations-Änderungen bzw. Brennstoffbewegungen geeignet ist. Im folgenden soll das Verhalten eines auf diesem Prinzip beruhenden Brennstoffbewegungs-Detektors in einem Testreaktor diskutiert werden.

Ein für den "incore"-Einsatz in einem Testreaktor geeigneter Detektor unterscheidet sich in zwei wesentlichen Punkten von den hier benutzten Zählrohren: Er arbeitet im Strombetrieb und er muß kleine Abmessungen aufweisen. (Wenn er im Na-Bypass untergebracht werden soll, muß die radiale Ausdehnung ≤ 6 mm sein). Da im Strombetrieb eine Diskriminierung gegenüber dem niederenergetischen Untergrund (vor allem von γ 's) nicht möglich ist, ist das Signal/Untergrund-Verhältnis i.a. sehr klein. Bei der Auslegung des Detektors muß daher insbesondere auf ein gutes Signal/Untergrund-Verhältnis geachtet werden.

Zur Erreichung eines guten Signal/Untergrund-Verhältnisses sollte

- 1) die Targetfläche groß gegenüber der übrigen Wandfläche sein,
- 2) die Targetempfindlichkeit pro Flächeneinheit groß sein, auch wenn dadurch die Winkelauflösung etwas verschlechtert wird (Die grundsätzlichen Überlegungen in Abschnitt 2.1 und die Ergebnisse der Winkelabhängigkeitsmessungen in Abschnitt 2.6.2 zeigen, daß der Gewinn durch eine höhere Empfindlichkeit den Verlust durch die Verschlechterung der Winkelauflösung bei weitem überwiegt),
- 3) die Wechselwirkung des Wandmaterials mit dem Neutronen- und γ -Feld klein sein,
- 4) der Energieverlust der Targetprotonen in der Kammer "optimal" sein (Der Energieverlust ionisierender Teilchen hängt ab vom Produkt aus Kammerdimension und Füllgasdruck. Wenn dieser Parameter zu klein ist, verschlechtert sich das Signal/Untergrundverhältnis, weil der Untergrundstrom von schweren Teilchen, wie α 's und Rückstoßkernen, relativ zum Targetstrom zunimmt; wenn er zu groß ist, verschlechtert sich das Signal/Untergrundverhältnis ebenfalls, weil dann der γ -Untergrundstrom relativ zum Targetstrom größer wird).

Ein unter Berücksichtigung dieser Gesichtspunkte konzipierter Detektor ist eine Parallelplatten-Ionisationskammer, wie sie in Abb.2.2 schematisch skizziert ist, mit folgenden Parametern:

Geometrie	zylindrisch, Achse senkrecht zur Targetfolie
Durchmesser	2 cm (Targetfläche 3.14 cm^2)
Höhe (innen)	0.3 cm
Füllung	Ar, 10 bar
Target	Polyäthylen, Dicke 100μ
Wandmaterial	Al

Bei dem in Abb. 2.2 skizzierten Konzept liegt eine Al-Elektrode zwischen empfindlichem Volumen und Targetfolie, direkt auf der Targetfolie. Die Energieverluste der Targetprotonen in dieser Elektrode sollen klein sein. Die Elektrode muß daher entweder sehr dünn ($< 1\mu$) sein oder eine hohe Durchlässigkeit aufweisen (Al-Drahtgewebe, Elektrodenabstand \gg Maschenweite \gg Drahtdurchmesser). Eine andere Möglichkeit wäre, die Kammer rechteckig auszuführen und eines der beiden schmalen Seitenpaare zu wählen, sodaß die Elektrode nicht mit der Targetfläche zusammenfällt. Für die weiteren Überlegungen wird von der zylindrischen Form ausgegangen, die Aussagen gelten jedoch ebenso für eine äquivalente Rechtecks-Kammer.

Beim Einsatz des Detektors innerhalb des Testloops (z.B. in Na-Bypass) ist das Temperaturverhalten von entscheidender Bedeutung. Auf dieses schwierige, technische Problem wird hier nicht näher eingegangen. Bei geeigneter Auslegung können Ionisationskammern bei Temperaturen bis zu 400°C betrieben werden [1.5]. Bei der hier konzipierten Kammer müßte dazu allerdings anstatt Polyäthylen ein anderes Targetmaterial (z.B. ein Metallhydrid mit niedrigem Zersetzungsdruck) gewählt werden.

4.2 Stromempfindlichkeiten

Die Untergrundempfindlichkeiten des "incore"-Detektors für die verschiedenen Strahlungskomponenten wurden aus den Werten für das Prototyp-Zählrohr (Abschnitt 3.1.4, Tab. 3.1) abgeschätzt. Dabei wurde angenommen, daß die von der Wechselwirkung mit der Wand herrührenden Komponenten, der Wandfläche (Prototyp-Zählrohr 91 cm^2 , "incore"-Detektor 8.2 cm^2) proportional sind und Polyäthylen sich in dieser Hinsicht näherungsweise wie Aluminium verhält. Der von den Ar-Rückstößen herrührende Beitrag wurde, wie in Abschnitt 2.6.3,

rechnerisch bestimmt (Anzahl Ar-Kerne $2.5 \cdot 10^{20}$, Streuquerschnitt 2barn, mittlere Rückstoßenergie 0.095 MeV, Energieverlust pro Ionenpaar 54 eV). Die Ergebnisse sind in Tab.4.1, zusammen mit denen des Prototyp-Zählrohrs, eingetragen.

Die mit dem Monte-Carlo-Programm berechnete Targetempfindlichkeit ist in Abb. 4.1 als Funktion des Einfallswinkels dargestellt. Das den Rechnungen zugrunde liegende Spaltspektrum gibt die Energieverteilung der schnellen Neutronen in einem Reaktor genügend gut wieder. Verglichen mit den Prototyp-Zählrohren ist die Empfindlichkeit des "incore"-Detektors wesentlich höher (etwa Faktor 50), allerdings ist die Winkelauflösung schlechter.

Tab. 4.1 Untergrundkomponenten des "incore"-Detektors

Strahlungskomponente	Neutronen		γ's
	schnell	thermisch	
Wechselwirkung	Wand	Ar-Füllgas	Wand
ϵ_i (Prototyp-ZR) (A·cm ² ·s)	$6 \cdot 10^{-19}$	$6 \cdot 10^{-19}$	$2 \cdot 10^{-19}$
Strom- empfind- lichkeit	$\epsilon_i^* = \frac{\epsilon_i}{\text{Wandfläche}}$ (A·s)		
	$7 \cdot 10^{-21}$	---	$2 \cdot 10^{-21}$
ϵ_i ("incore"-Det.) (A·cm ² ·s)	$5 \cdot 10^{-20}$	$3 \cdot 10^{-19}$	$2 \cdot 10^{-20}$
			$3 \cdot 10^{-19}$

4.3 Empfindlichkeit für Spaltstoff

Die Empfindlichkeit für Spaltstoffkonzentrationsänderung wurde für das Test-loop BR-2 Mol 7C (30 Brennstäbe) abgeschätzt, wobei angenommen wurde, daß der Detektor im Na-Beipaß untergebracht ist und zwar so, daß die Targetfolie dem Loop zugekehrt ist und ihr Lot radial verläuft (Abb. 4.2).

Mit DTK (Zylindergeometrie, 26 Energiegruppen, S₈) [3.4] wurden die winkel- und energieabhängigen Neutronenflüsse berechnet [1.5]. In Abb. 4.2 ist die Winkelabhängigkeit des schnellen Flusses (≥ 0.1 MeV) am Targetort zusammen mit der Targetempfindlichkeit als Funktion des Richtungscosinus μ

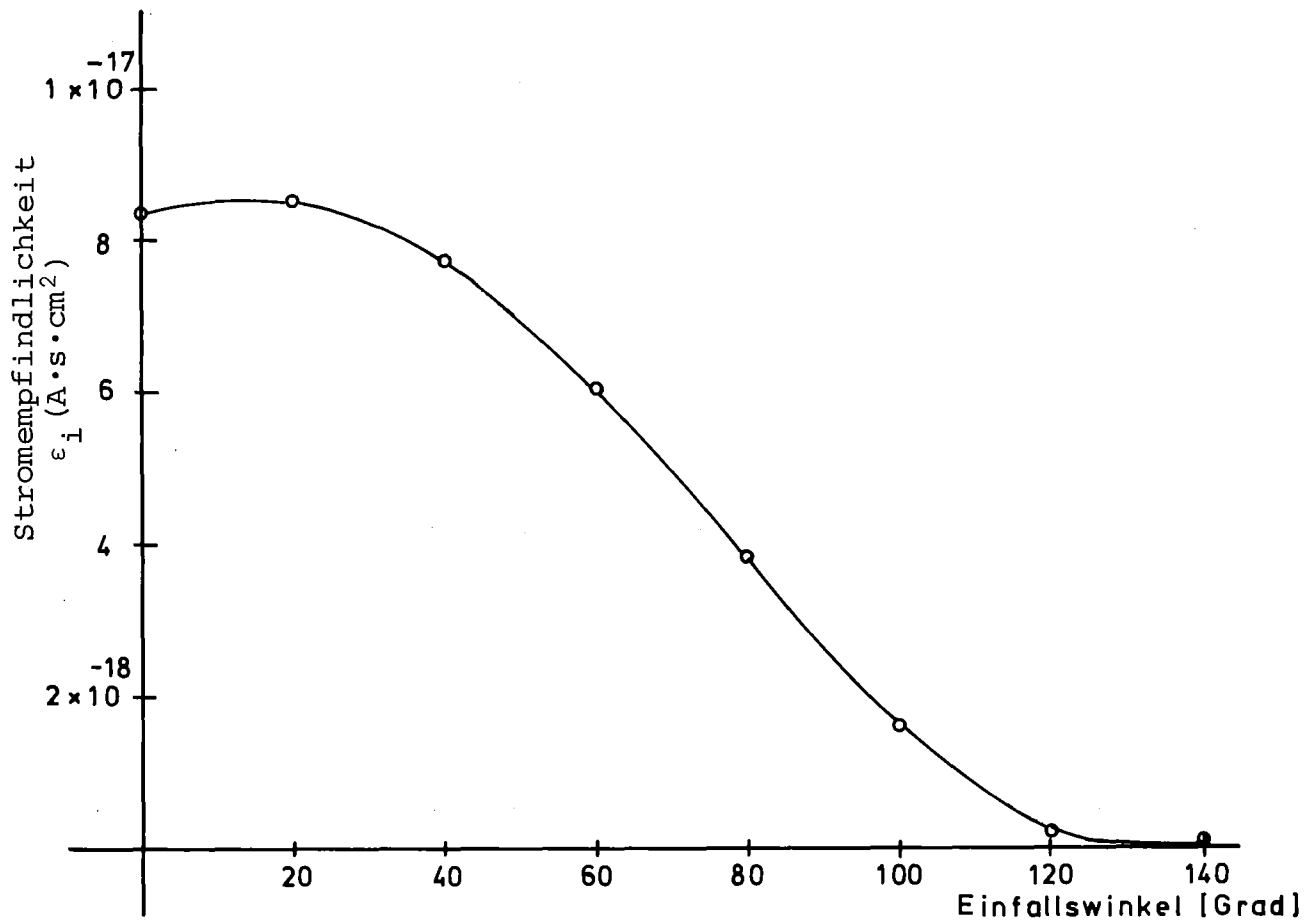


Abb.4.1 Stromempfindlichkeit des "incore"-Detektors für Targetprotonen

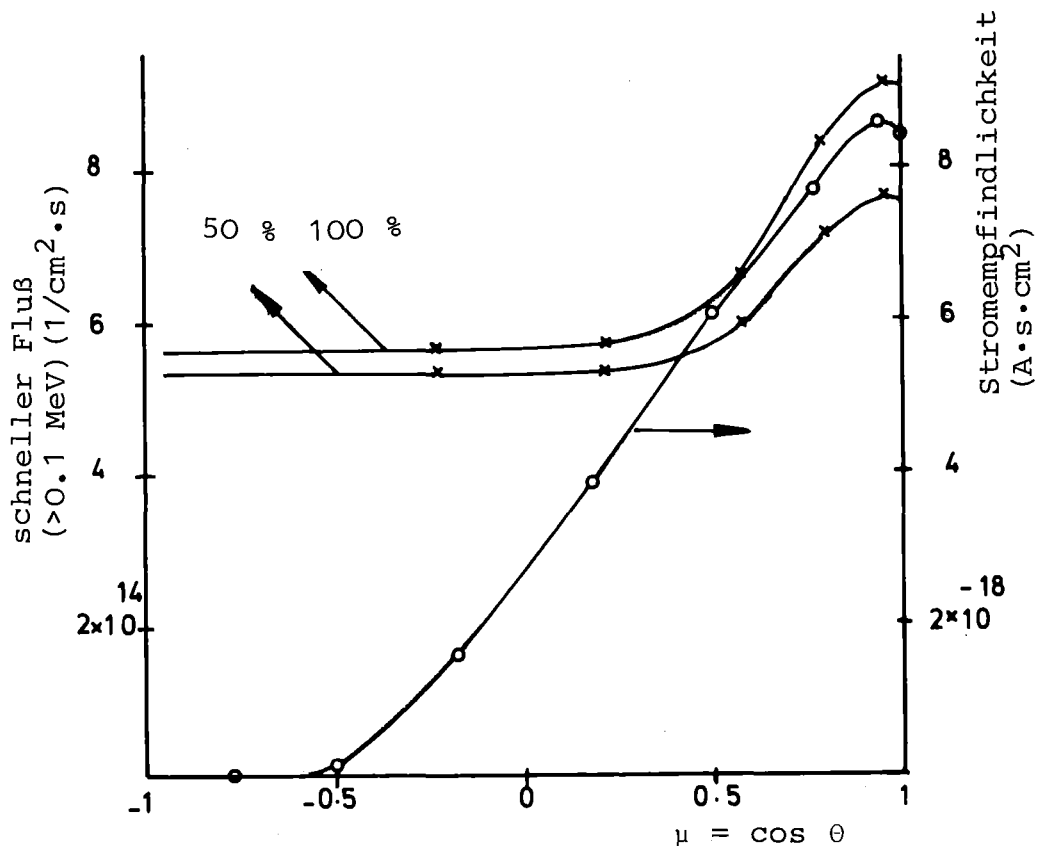
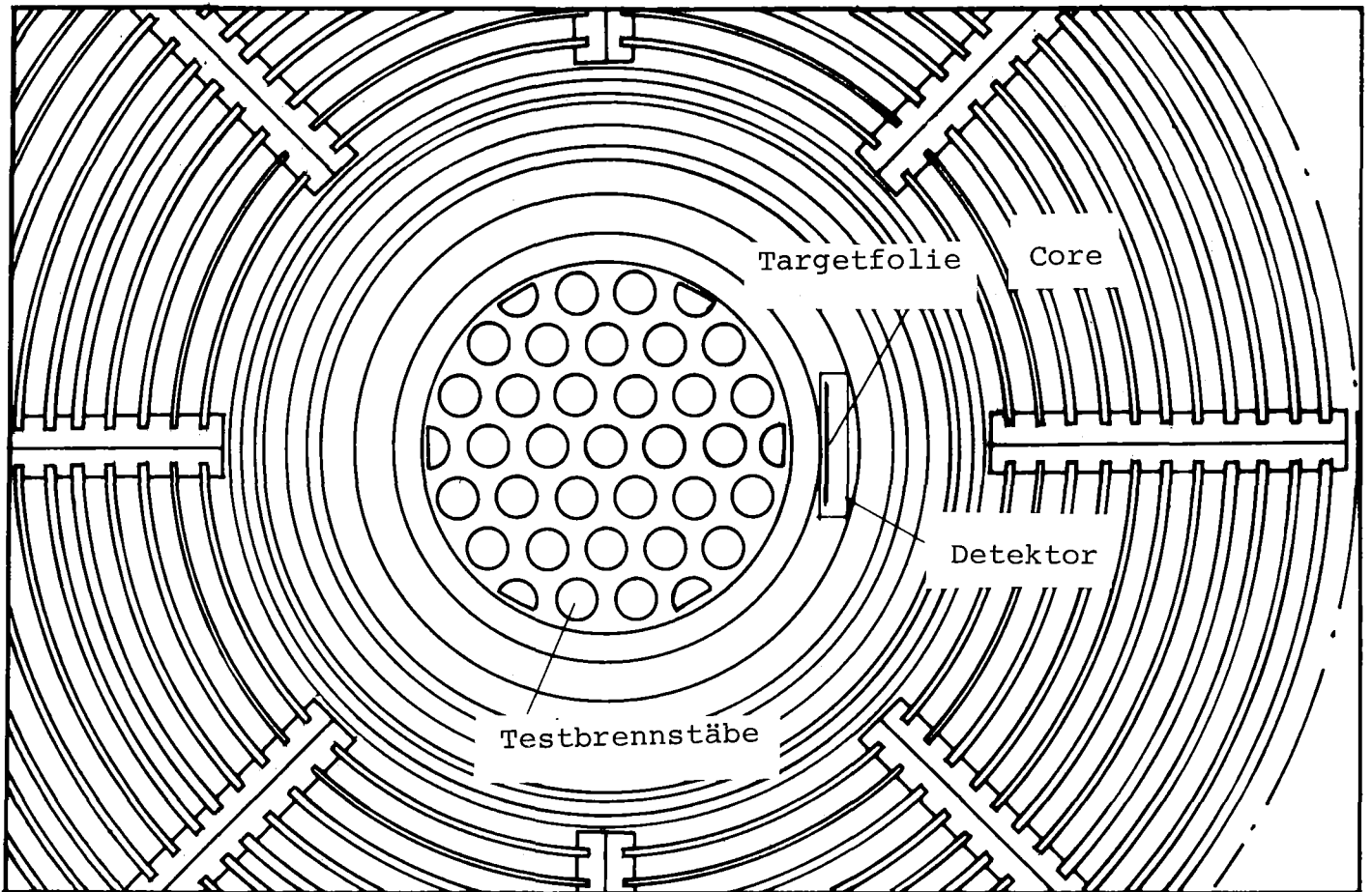


Abb.4.2 Testloop BR-2 Mol7C, Detektorposition und Winkelabhängigkeit des schnellen Neutronenflusses

($\mu = \cos \theta$, θ Winkel gegenüber Targetlot) aufgetragen (Die DTK-Rechnungen zeigen, daß diese Beschreibung durch nur einen Winkel genügend genau ist). Dargestellt ist einmal der Fluß bei nomineller (100%) Brennstoffdichte in den Teststäben und zum anderen der Fluß, wenn in allem 30 Teststäben die Brennstoffdichte um 50% reduziert ist (thermischer Fluß $6 \cdot 10^{14}$ $1/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$).

Der über alle Richtungen gemittelte, integrale, schnelle Fluß am Detektor erniedrigt sich durch diese Brennstoffreduktion um 8.3% und um diesen Prozentsatz würde sich entsprechend das Signal eines isotropen Detektors ändern. Zur Berechnung der Meßeffectänderung eines anisotropen Detektors muß das Produkt aus Fluß und Empfindlichkeit über alle Richtungen gemittelt werden. Für den hier betrachteten "incore"-Detektor ergibt sich dabei, mit den in Abb.4.2 dargestellten Daten, eine Meßwertreduzierung um 11.4%.

(Für diese Abschätzung wurde - und das ist für diesen Zweck gerechtfertigt - angenommen, daß die Energieabhängigkeit des schnellen Neutronenflusses im Reaktor durch ein Spaltspektrum beschrieben werden kann). Ein für den hier betrachteten Fall "idealer", anisotroper Detektor für schnelle Neutronen (Öffnungswinkel $\leq 60^\circ$) würde eine Meßwertänderung von etwa 19% liefern. Die Brennstoffempfindlichkeit ist im wesentlichen proportional zu diesen Meßwertänderungen. Danach ist der hier betrachtete "incore"-Detektor zwar, wegen seiner relativ schlechten Winkelauflösung, nicht ideal, aber doch wesentlich besser (um den Faktor $11.4/8.3=1.4$) als ein isotroper Detektor.

Bei der Beurteilung des "incore"-Verhaltens von Detektoren müssen neben der Targetreaktion auch die Untergrundreaktionen betrachtet werden. In Tab.4.2 sind die Stromkomponenten für den n-p-Detektor und zum Vergleich, soweit bekannt, die für eine ^{10}B -Lochkamera-Ionisationskammer [1.5] zusammengestellt. Der thermische Fluß im Core des BR-2 wurde mit $6 \cdot 10^{14}$ $1/\text{s} \cdot \text{cm}^2$ und der γ -Fluß mit $1.6 \cdot 10^9$ rad/h (entsprechend $1.8 \cdot 10^{15}$ $\gamma/\text{s} \cdot \text{cm}^2$ bei einer mittleren γ -Energie von 0.5 MeV) angenommen. Weiter wurde angenommen, daß sich die Änderung der Testbrennstoffkonzentration nur auf die Targetsignale auswirkt, was gerechtfertigt erscheint, weil die Änderungen in den Untergrundreaktionen wahrscheinlich klein sind. Die Stromkomponenten der ^{10}B -Kammer wurden anhand der in [1.5] angegebenen Daten folgendermaßen abgeschätzt: Der integrale Neutronenfluß wird durch die ^{10}B -Abschirmung zwar um den Faktor 17.7 abgeschwächt, es verbleibt jedoch ein Untergrundbeitrag von etwa 0.70 μA . Durch die nicht abgeschirmte Öffnung (26° -Konus) wird bei 100% Brennstoffdichte der Teststäbe ein Strom von etwa 0.54 μA , bei 50% ein Strom von etwa 0.57 μA induziert. Der Targetstrom beträgt also 1.10 (100% Brennstoffdichte),

bzw. 1.27 μA (50% Brennstoffdichte). Der durch γ 's induzierte Untergrundstrom beträgt etwa 16 μA . Die anderen Untergrundbeiträge sind nicht bekannt, aber vermutlich klein gegenüber der γ -Komponente.

Tab. 4.2 Stromkomponenten im BR-2 Mol7C-Testloop

		Fluß ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)		n-p		Detektor ^{10}B	
		Core	Detektor	Empf. ($\text{A} \cdot \text{cm}^2$)	Strom (μA)	Empf. ($\text{A}/\text{rad}/\text{h}$)	Strom (μA)
Untergrund	γ	$1.6 \cdot 10^9 \text{ rad}/\text{h}$ $\approx 1.8 \cdot 10^{15}$		$3 \cdot 10^{-19}$	540	10^{-14}	16
	thermisch	$6 \cdot 10^{14}$	$9 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{-20}$	0.2		?
	Neutronen schnell	----	$7 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{-20}$ (Wand)	35		?
				$3 \cdot 10^{-19}$ (Argon)	210		
Gesamt					785		16
Target-signal	Brennstoffdichte 100 % in Teststäben	Abb. 4.2			2296		1.10
	50 %				2034		1.27
	Targetsignaländerung (%)				-11.4		+15.5
<u>Targetsignaländerung</u> %					- 8.5		+ 1.0
Gesamtsignal							

Vergleicht man die auf das Gesamtsignal (einschließlich γ -Untergrund) bezogenen Targetsignaländerungen (bei Brennstoffreduktion von 100 auf 50%), so schneidet der n-p-Detektor, wegen seines relativ kleinen γ -Untergrunds, deutlich besser ab als die ^{10}B -Ionisationskammer. Der Grund für das wesentlich schlechtere Verhältnis von Targetsignal/ γ -Untergrund bei der ^{10}B -Kammer ist vermutlich im wesentlichen durch das Lochkamera-Konzept bedingt, was notwendigerweise in einem ungünstigen Verhältnis von Target-zu-Wandfläche führt. Wie in [1.5] ausgeführt, kann der γ -Untergrund bei der ^{10}B -Kammer mittels des Campbell-Verfahrens vermutlich um einen Faktor 100 unterdrückt werden. In diesem Fall würde sich die relative Signaländerung

bei der ^{10}B -Kammer auf etwa 13% erhöhen und wäre damit etwas größer als die des n-p-Detektors (-8.5%). Für den n-p-Detektor lohnt sich eine solche γ -Diskriminierung nicht, weil der γ -Untergrund bereits relativ klein ist. Die Kabel induzieren einen zusätzlichen Untergrundstrom, der das Signal/Untergrund-Verhältnis weiter verschlechtert und zwar umso mehr, je kleiner der Absolutwert des Targetsignals ist. In dieser Hinsicht ist der n-p-Detektor, wegen seiner großen Targetfläche, der ^{10}B -Kammer deutlich überlegen, da der Targetstrom um mehr als drei Größenordnungen höher ist. Anders liegen die Verhältnisse, was die räumliche Auflösung anbetrifft. Entsprechend der besseren Winkelauflösung liegt, in dem hier betrachteten Fall, die räumliche Auflösung der ^{10}B -Kammer bei etwa 1.5, die des n-p-Detektors dagegen bei etwa 10 cm.

Diese Abschätzungen und der Vergleich mit der ^{10}B -Kammer zeigen, daß der n-p-Detektor grundsätzlich als "incore"-Brennstoffbewegungs-Monitor geeignet ist und, global betrachtet, nicht wesentlich schlechter ist als die ^{10}B -Kammer. Vor einem Einsatz sind jedoch weitere Untersuchungen, insbesondere zum Strombetrieb und zum Verhalten bei höheren Temperaturen, notwendig.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Theoretische Untersuchungen zeigen, daß "incore"-Detektoren für Brennstoffbewegungen entweder im epithermischen oder im Bereich oberhalb 100 keV empfindlich sein sollen und daß, wenn sie am Rande des Testloops installiert werden, ihre Empfindlichkeit möglichst anisotrop sein sollte. Es wurde daher alternativ zu der für epithermische Neutronen empfindlichen ^{10}B -"Lochkamera" [1.5], ein für schnelle Neutronen empfindlicher Detektor mit anisotroper Empfindlichkeit entwickelt. Da sich schnelle Neutronen praktisch nicht abschirmen lassen, ist das Lochkamera-Konzept hier nicht anwendbar, vielmehr muß die Richtungsabhängigkeit der Empfindlichkeit über die Anisotropie der Nachweis-Reaktion erreicht werden. Die elastische Neutronenstreuung am Wasserstoff scheint als Nachweis-Reaktion besonders geeignet, weil sie eine starke Anisotropie aufweist und darüberhinaus der Wirkungsquerschnitt sowie die Energie der Reaktionsprodukte (Protonen) relativ groß sind (hohe Empfindlichkeit).

Im Hinblick auf eine "incore"-Verwendung sind die wichtigsten neutronenphysikalischen Eigenschaften eines Detektors das Signal/Untergrundverhältnis und die Winkelauflösung bzw. räumliche Auflösung des Detektors, Mit einer ersten Detektor-Version wurden diese Parameter untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen dienten dazu, einen verbesserten Detektor (Prototyp-Zählrohr) zu entwickeln, der insbesondere im Hinblick auf einen kleinen Untergrund optimiert wurde und so dimensioniert war, daß er in SNEAK eingesetzt werden konnte.

Mit diesem Prototyp-Zählrohr wurden zunächst eingehende Untersuchungen zur Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit und zu den verschiedenen Untergrundkomponenten (γ 's, schnelle und thermische Neutronen) mit monoenergetischen und mit Spaltneutronen durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß zwar die Winkelauflösung durch entsprechende Auslegung praktisch beliebig gut gemacht werden kann, allerdings auf Kosten der Empfindlichkeit. Den Hauptbeitrag zum Untergrund liefern γ 's und durch schnelle Neutronen im Zählgas hervorgerufene Rückstoßkerne. Ein wesentlicher Bestandteil der Arbeit stellen die anwendungsorientierten Untersuchungen zur Empfindlichkeit gegenüber lokalen Spaltstoffkonzentrations-Änderungen in einem thermischen Feld und im schnellen Versuchsreaktor SNEAK dar. Die Messungen zeigten, daß der Detektor auch unter reaktortypischen Untergrundbedingungen bereits auf relative kleine Spaltstoffkonzentrations-Änderungen anspricht.

Die mit dem Prototyp-Zählrohr gewonnenen Ergebnisse wurden benutzt, möglichst optimalen "incore"-Brennstoffbewegungs-Detektor zu konzipieren und sein Verhalten unter repräsentativen Bedingungen (BR-2 Mol7C-Testloop) abzuschätzen. Die dazu notwendige Umrechnung der im Impulsbetrieb gewonnenen Daten des Prototyp-Zählrohrs auf den strombetriebenen und geometrisch wesentlich anders ausgelegten "incore"-Detektor erfolgte mit Hilfe prinzipieller Gesetzmäßigkeiten von Ionisationskammern und einem Monte-Carlo-Programm, mit dem der Targetprotonenstrom berechnet werden kann. Diese Abschätzung zeigte, daß der hier konzipierte Detektor grundsätzlich als "incore"-Brennstoffbewegungs-Monitor geeignet ist und, bei Abwägung aller relevanten Gesichtspunkte, anderen, vergleichbaren Konzepten (ANL n-p-Detektor [1.3], ^{10}B -"Lochkamera" [1.5]) nicht wesentlich unterlegen ist.

Literaturverzeichnis

- [1.1] Transactions Conference on Fuel and Clad Motion Diagnostics in LMFBR Safety Test Facilities, Sandia Lab., Nov. 11-12, 1975, SAND 76-5547
- [1.2] Transactions on the Second Technical Exchange Meeting on Fuel- and Clad-Motion Diagnostics for LMFBR Safety Test Facilities, ANL, Oct. 9, 1976, ANL/RAS 76-34
- [1.3] S.A. Cox, R.A. Beyerlin and F.E. LeVert, "Development of In-core Directional Neutron and Gamma Ray Sensors for Fuel Motion Detection", Transactions of the Second Technical Exchange Meeting on Fuel- and Clad-Motion Diagnostics for LMFBR Safety Test Facilities, ANL, Oct.9, 1976, ANL/RAS 76-34
- [1.4] S.A. Wright, S.A. Dupree, "In-Core Fuel Motion Detection for Large Scale Tests", Transactions of the Second Technical Exchange Meeting on Fuel- and Clad-Motion Diagnostics for LMFBR Safety Test Facilities, ANL, Oct.9, 1976, ANL/RAS 76-34
- [1.5] H. Bluhm, unveröffentlichte Ergebnisse
- [2.1] G.F. Popper, "Counting and Campbelling: A New Approach for Neutron Detection Systems", Reactor and Fuel-Processing Technology, Vol. 10, No.3 (1967), S. 199-207
- [2.2] John. R. Lamarsh "Introduction to Nuclear Reactor Theory" P. 54, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Massachusetts, U.S.A., 1966
- [2.3] K.H. Beckurts and K. Wirtz, "Neutron Physics", Springer-Verlag, Berlin, 1964
- [2.4] D.I. Garber and R.R. Kinsey. "Neutron Cross Sections" BNL 325, Vol II, curves, January 1976
- [2.5] J.O. Hirschfelder and J.L. Magee, "Range - Energy Relations for Protons in Substances Containing C,H,O,A and Xe", Physical Review Vol. 73 (1948) S. 207 - 215

- [2.6] E.F. Bennett and T.J. Yule, "Techniques and Analysis of Fast Reactor Neutron Spectroscopy with Proton-Recoil Proportional counters" ANL-7763 (1971)
- [2.7] S.W. Victorov, G.E. Kocharov, G.A. Metveev and V.I. Chesnokov, "Sealed Proportional Counters for Detection of Soft X-Rays in Space Applications," Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR, Physical Series (Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya) Vol. 39 No. 1 (1975) S. 435-444
- [2.8] W. Eyrich, "Zwei leistungsstarke Neutronengeneratoren für Impuls- und Dauerbetrieb," Nukleonik Bd. 4 (1962) S. 167-174
- [2.9] H. Neuert "Kernphysikalische Meßverfahren zum Nachweis für Teilchen und Quanten" Verlag, G. Braun Karlsruhe, 1966
- [2.10] E.J. Hall and H.H. Rossi, "Californium-252 in Teaching and Research," IAEA Technical Reports Series No. 159 (1974)
- [3.1] M. Kühle, unveröffentlichte Ergebnisse
- [3.2] W. Höbel, M.Ott, unveröffentlichte Ergebnisse
- [3.3] P. Engelmann et al., "Construction and Experimental Equipment of the Karlsruhe Fast Critical Assembly, SNEAK," KfK 471 (1966)
- [3.4] C. Günther, W. Kinnebrock, "Das eindimensionale Transportprogramm DTK," KfK 1381 (1971)
- [3.5] E. Kiefhaber, "The KFKINR-Set of Group Constants; Nuclear Data Basis and First Results of its Application to the Recalculation of Fast Zero Power Reactors," KfK 1572 (1972)

ANHANG

Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Targetempfindlichkeit und deren Richtungsabhängigkeit.

Das Monte-Carlo-Programm berechnet die Häufigkeitsverteilung der von den Targetprotonen im empfindlichen Bereich des Detektors abgegebenen Energie. Daraus können durch Integration die Impulsempfindlichkeit bzw. die Stromempfindlichkeit des Detektors berechnet werden. Da die Rechenzeit im wesentlichen durch die Anzahl der untersuchten Protonenschicksale bestimmt wird, wird diese Größe als Eingabe (NTRITT) vorgegeben. Die Neutronenfluenz errechnet sich daraus gemäß

$$\text{Fluenz} = \frac{\text{NTRITT}}{\sigma \cdot N_p} \cdot 10^{24}$$

Dabei ist σ der n-p-Streuquerschnitt in barn (3,98 barn für Spaltneutronen) und N_p die Protonenzahl in der Folie.

Die Geometrie des Detektors ist in Abb. A1 skizziert. In Abb. A2 sind die im Programm benutzten geometrischen Relationen zusammengestellt und die verwendeten Symbole anhand von Skizzen definiert.

Für jedes Protonenschicksal läuft folgender Rechengang ab: Vorgegeben wird die Neutronenenergie E_N und der Einfallswinkel Ω bezüglich der Zählrohrachse. Der Beginn der Protonenbahn wird zunächst im Ursprung des rechtwinkligen Koordinatensystems angenommen. Die Größen $\cos^2 \theta$ ($0 \leq \cos^2 \leq 1$) und ϕ ($0 \leq \phi < \pi$) werden innerhalb ihrer Grenzen gleichmäßig verteilt angenommen und mit Hilfe eines Zufallsgenerators ausgewählt. Dabei ist θ der n-p-Streuwinkel und ϕ der Azimutalwinkel. ϕ wird im Gegenuhr Sinn von der positiven x-Achse aus gezählt und ist aus Symmetriegründen auf dem Bereich kleiner π beschränkt. Damit werden "Erstwerte" für die Koordinaten (X,Y,Z) des Spurendes berechnet.

In einem zweiten Schritt wird der Anfang der Protonenspurs berechnet. Die z-Koordinate (RFOIL) wird als gleichmäßig über die Foliendicke (FOIL) verteilt angenommen. Mit RFOIL und den Werten (X,Y,Z) wird der Energieverlust in der Folie berechnet und das Spurende bezüglich dieses Energieverlustes

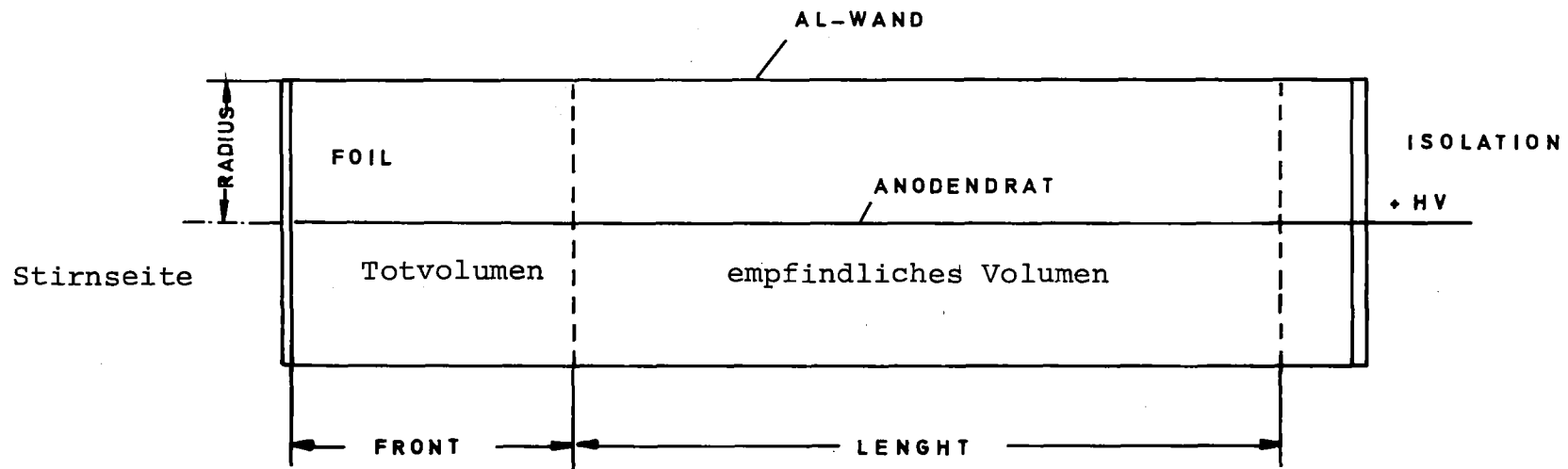
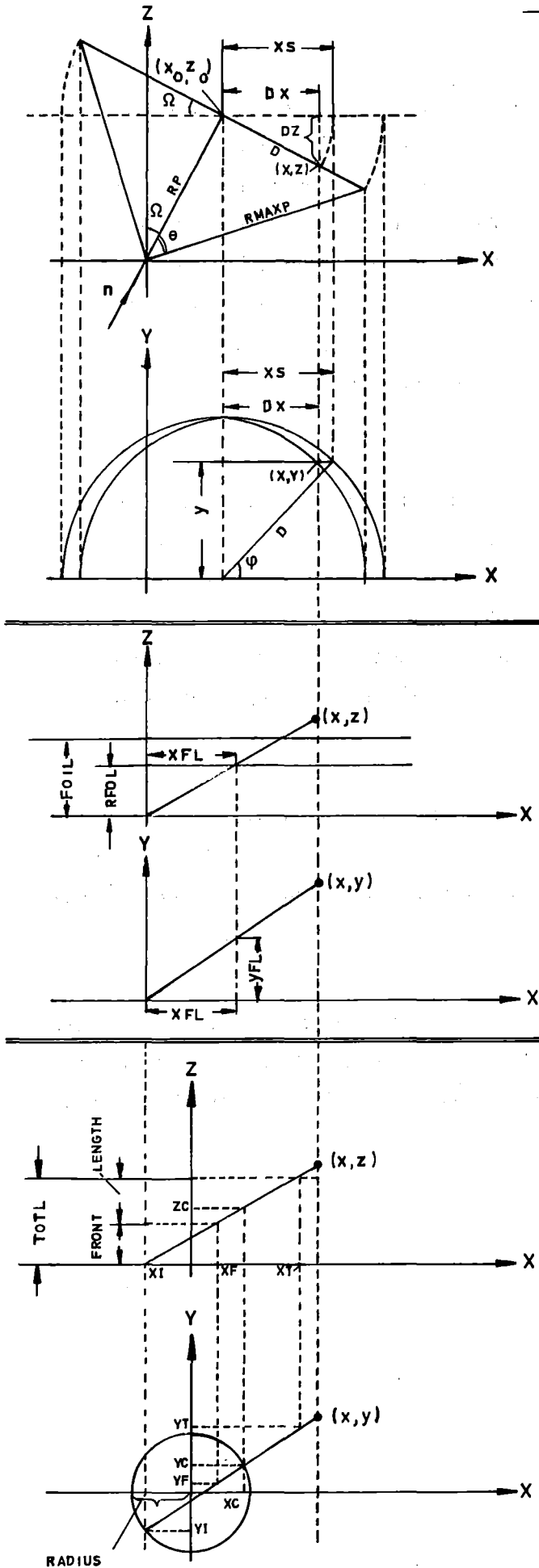


Abb. A1 n-p-Detektor (schematisch)



INPUT : EN, Ω ($0 \leq \Omega \leq \pi/2$)

TRACK END (X, Y, Z)

RANDOM $\cos^2 \theta$ ($0 \leq \cos^2 \theta \leq 1$)

EP=EN= $\cos^2 \theta$

RMAXP=RANGE1(EP)

D=RMAXP= $\sin \theta$

RP=RMAXP= $\cos \theta$

XO=RP= $\sin \Omega$

ZO=RP= $\cos \Omega$

RANDOM ϕ ($0 \leq \phi \leq \pi$, Symetry)

Y=D= $\sin \phi$

XS=D= $\cos \phi$

DX=XS= $\cos \Omega$

DZ=-XS= $\sin \Omega$

X=XO+DX

Z=ZO+DZ

ENERGY LOSS IN FOIL

AY=Y/X

YZ=Z/X

RANDOM RFOIL ($0 \leq RFOIL \leq FOIL$)

XFL=RFOIL/AZ

YFL=AY=XFL

SFL= $\sqrt{XFL^2 + YFL^2 + RFOIL^2}$

RMAXF=RANGE3(EP)

RERA=RMAXF-SFL

CORRECT TRACK END, RMAXP DUE LOSS IN FOIL

RANDOM TRACK START (XI, YI, 0)

(-RADIUS $\leq \frac{XI}{YI} \leq$ RADIUS, $XI^2 + YI^2 \leq$ RADIUS²)

CORRECT TRACK END X=X+XI, Y=Y+YI

RHO= $\sqrt{X^2 + Y^2}$

INTERSECTION WITH BOUNDARIES

BY=YI-AY=XI

BZ=-AZ=XI

FRONT $\left\{ \begin{array}{l} XF = (FRONT - BZ) / AZ \\ YF = AY = XF + BY \end{array} \right.$

SF= $\sqrt{(XF - XI)^2 + \dots}$

TOTL $\left\{ \begin{array}{l} XT = (TOTL - BZ) / AZ \\ YT = AY = XT + BY \end{array} \right.$

ST= $\sqrt{(XT - XI)^2 + \dots}$

CYLINDER $\left\{ \begin{array}{l} Y = AY = X + BY \\ X^2 + Y^2 = RADIUS^2 \\ (1 + AY^2) \cdot X^2 + 2 \cdot AY \cdot BY \cdot X + BY^2 - RADIUS^2 = 0 \\ \begin{matrix} AC & BC & CC \end{matrix} \\ XC = (-BC \pm \sqrt{BC^2 - 4 \cdot AC \cdot CC}) / 2 \cdot AC \\ \text{SELECT CORRECT XC} \\ YC = AY \cdot XC + BY \\ ZC = AZ \cdot XC + BZ \end{array} \right.$

Abb. A2 Geometrische Relationen und Definition der verwendeten Symbole

korrigiert. Dabei wird für die weiteren Rechnungen angenommen, daß der Spuranfang nach wie vor bei $z=0$ liegt, d.h. es wird eine dünne Folie (FOIL«Detektordimensionen) verausgesetzt. Danach werden die x- und y-Koordinaten des Spuranfangs mit einem Zufallsgenerator ausgewählt, wobei angenommen wird, daß diese sich gleichmäßig über die Folienfläche verteilen und damit die endgültige Lage des Spurendes bestimmt. Damit ist die Spur relativ zum Detektor festgelegt und es können die benötigten Durchdringungspunkte mit den verschiedenen Grenzflächen des Detektors berechnet werden.

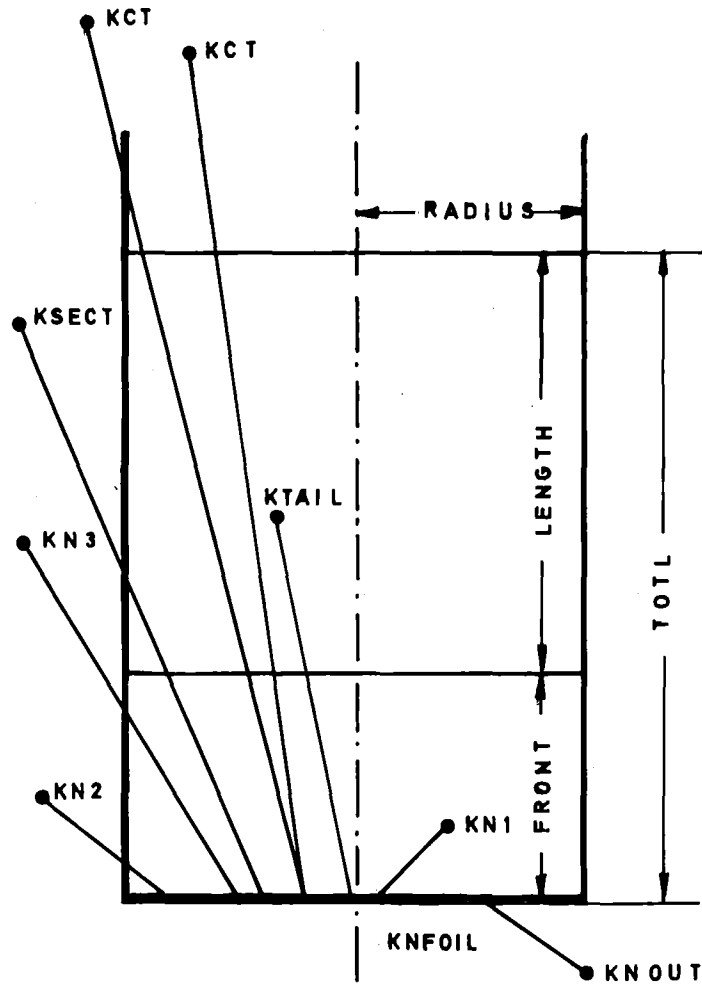
Die Protonenschicksale werden entsprechend den in Abb. A3 aufgeführten Kriterien klassifiziert. Die Ereignisse KNOUT, KNFOIL, KNI, KN2 und KN3 durchsetzen nicht den empfindlichen Bereich des Detektors und werden daher von diesem nicht registriert. Für die übrigen Ereignisse (KTAIL, KCT und KSECT) wird der Energieverlust im empfindlichen Bereich berechnet. Der gesamte Rechengang ist in Abb. A4 in Form eines Flußdiagramms zusammengestellt.

Es können drei Typen von Neutronenspektren behandelt werden:

Monoenergetische Neutronen, Spaltspektrum und eine beliebige, durch eine Reihe von Energie- und Flußwerten beschriebene, Neutronenenergieverteilung.

Vom Hauptprogramm werden vier Unterprogramme aufgerufen:

RANGE1(EP) und RANGE3(EP) berechnen die Reichweite von Protonen mit Energie EP im Füllgas bzw. in der Folie, RANGE2 (REST) und RANGE4(REST) berechnen den Energieverlust von Protonen mit einer Restreichweite entsprechend REST im Füllgas bzw. in der Folie.



	Z	RHO	ZC	RERA
KNOUT	≤ 0	-	-	-
KNFOIL	> 0	-	-	≤ 0
KN1	$\leq \text{FRONT}$	$\leq \text{RADIUS}$	-	-
KN2	$\leq \text{FRONT}$	$> \text{RADIUS}$	-	-
KTAIL	$\text{FRONT} < Z < \text{TOTL}$	$\leq \text{RADIUS}$	-	-
KCT	$> \text{TOTL}$	$\leq \text{RADIUS}$	-	-
	$> \text{FRONT}$	$> \text{RADIUS}$	$> \text{TOTL}$	-
KSECT	$> \text{FRONT}$	$> \text{RADIUS}$	$\text{FRONT} < ZC < \text{TOTL}$	-
KN3	$> \text{FRONT}$	$> \text{RADIUS}$	$\leq \text{FRONT}$	-

Abb. A3 Klassifizierung der Ereignisse

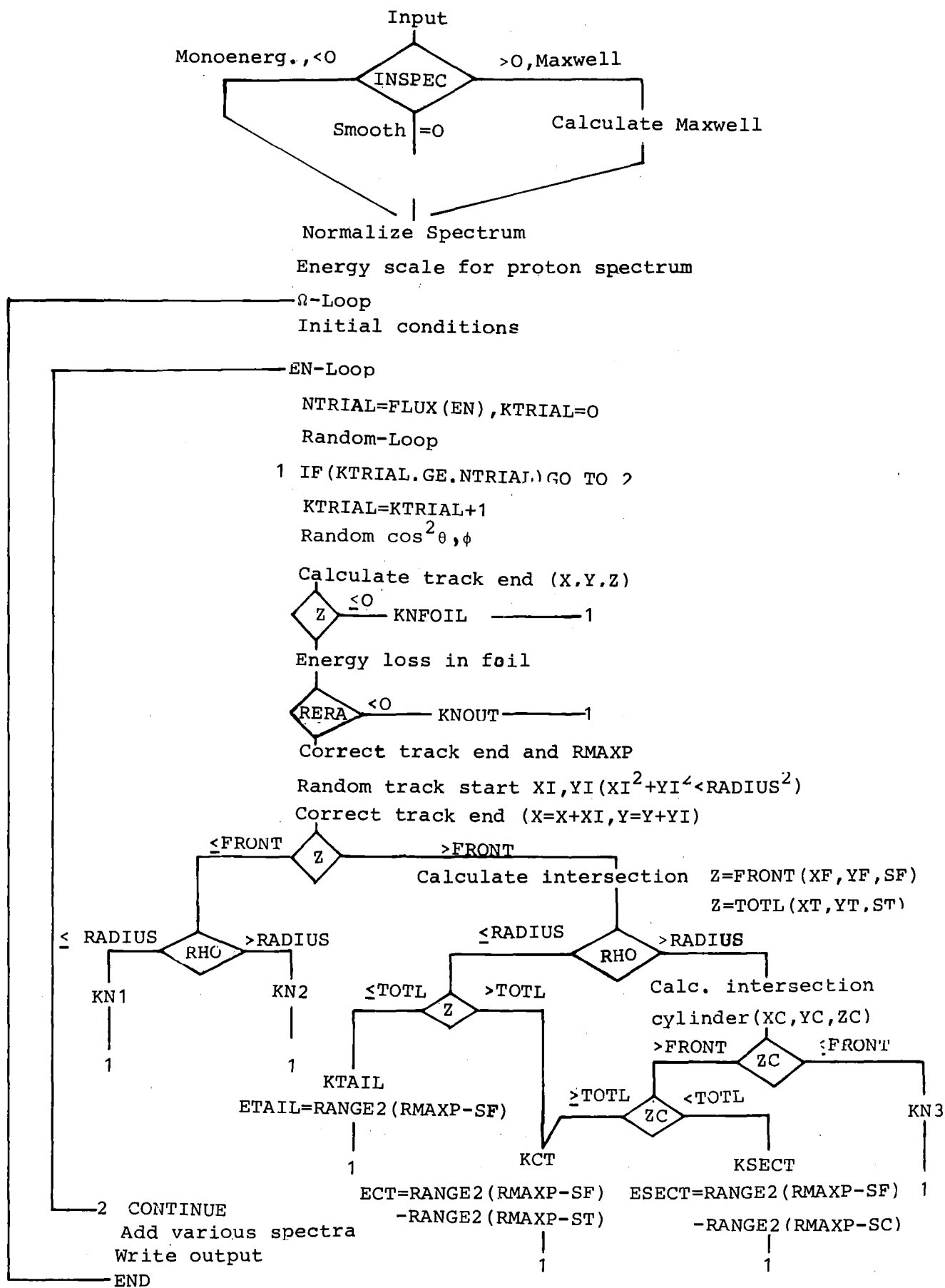


Abb. A4 Flußdiagramm

Ein- und Ausgabe-Beschreibung

<p>NR(I5)</p> <p>E(I), I=1, NR (16F5.2) (MeV)</p> <p>RAR(I), I=1, NR (16F5.2) (cm)</p> <p>RF (I), I=1, NR (8F10.2) (cm)</p>	<p>Anzahl von Energie-Reichweite-Werten</p> <p>Energie-Werte für Reichweite-Tabelle (Erster Wert .0)</p> <p>Protonen-Reichweite im Gas bei 1 bar (Erster Wert .0)</p> <p>Protonen-Reichweite in der Folie (Erster Wert .0)</p>
<p>PRESS (F5.2) (bar)</p> <p>RADIUS, LENGTH, FRONT, FOIL (4F5.2) (cm)</p>	<p>Gasdruck</p> <p>Detektor Radius, empfindliche Länge, Totlänge, Foliendicke</p>
<p>NTRITT (I5)</p>	<p>Anzahl von Schicksalen pro Ω-Wert (Einfallswinkel)</p>
<p>NO (I5)</p> <p>OMEGAD (I), I=1, NO (16F5.2) (Grad)</p>	<p>Anzahl von Ω-Werten</p> <p>Ω-Werte</p>
<p>INSPEC (I5)</p>	<p>Indikator für Neutronenspektrum</p> <p>< 0 monoenergetisch</p> <p>= 0 Verteilung, Eingabe durch Werte- Paare</p> <p>> 0 Spaltspektrum</p>
<p>NEN1 (I5)</p> <p>EN1 (I), I=1, NEN1 (16F5.2) (MeV)</p> <p>FE (I), I=1, NEN1 (16F5.2)</p>	<p>Anzahl von Neutronenenergie-Werten (wenn INSPEC \neq 0, setze NEN1 = 1)</p> <p>Neutronenenergie</p> <p>Wenn INSPEC > 0 (Spaltspektrum), EN1 = Mittl. Energie des Spaltspektrums</p> <p>Neutronenfluß (pro Energieintervall), wenn INSPEC \neq 0 ohne Bedeutung</p>
<p>NP (I5)</p>	<p>Anzahl Intervalle im Protonenspektrum</p> <p>EPMAX = EN1 (1) monoenergetisch</p> <p>= EN1 (NEN1) Verteilung</p> <p>= 10 MeV Spaltspektrum</p>

Die Ausgabe ist weitgehend selbsterklärend. Die letzte Spalte in der Protonenspektrums-Matrix ist die im Energiebereich oberhalb EP aufsummierte Anzahl von nachgewiesenen Ereignissen.