



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Reaktorentwicklung

**Numerische und experimentelle
Untersuchungen zur Beschreibung
der Wirkungsweise und Effektivität
von großflächigen hochsensitiven SPNDs
(Self-Powered-Neutron-Detectors)**

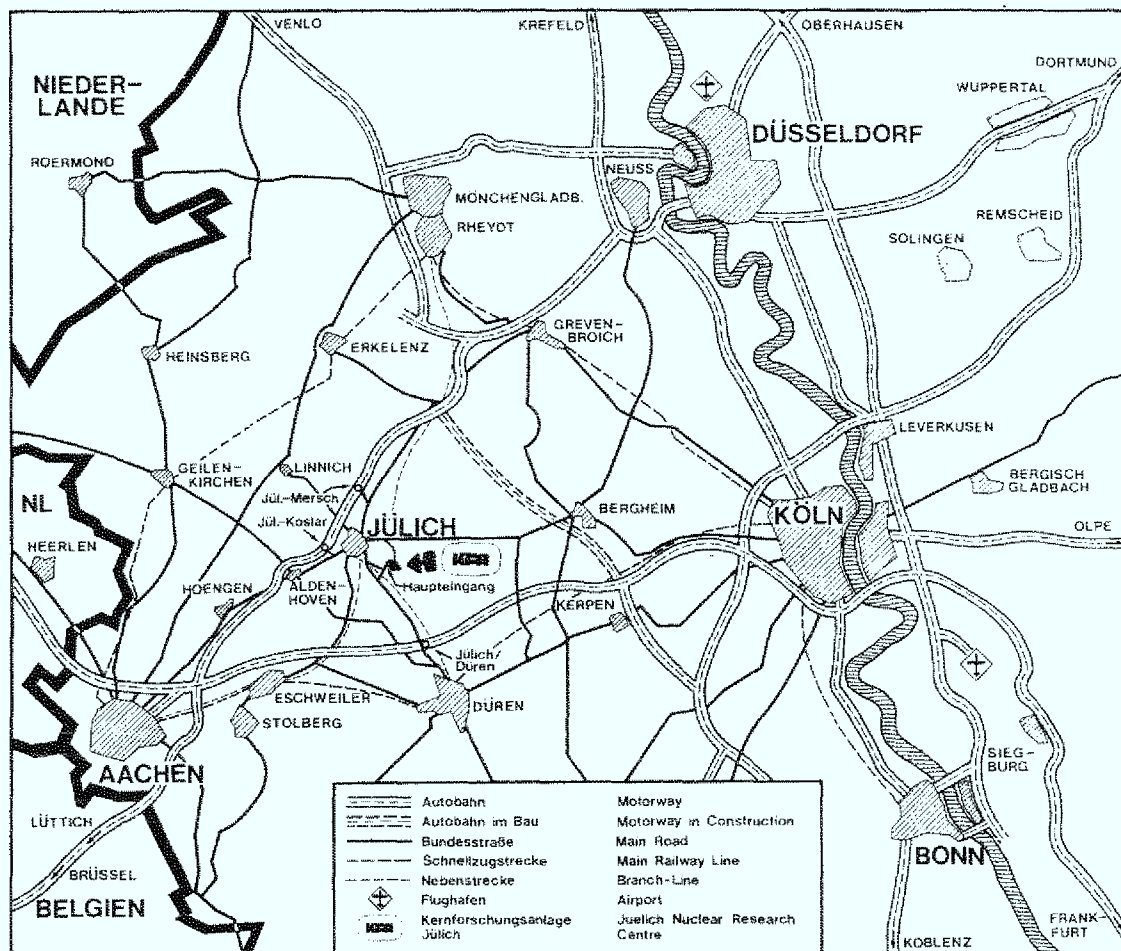
von

D. Al-Dabagh

Jül - 1728

August 1981

ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1728
 Institut für Reaktorentwicklung Jül – 1728

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833 556 kfa d

**Numerische und experimentelle
Untersuchungen zur Beschreibung
der Wirkungsweise und Effektivität
von großflächigen hochsensitiven SPNDs
(Self-Powered-Neutron-Detectors)**

von

D. Al-Dabagh

Numerical and Experimental Investigations
to Describe the Mode of Operation and Effectivity
of Large Surface High Sensitive SPNDs
(Self-Powered-Neutron-Detectors)

by

Dhaurgham AL-DABAGH

Abstract

In the present work the neutron sensitivity of large surface "Self-Powered-Neutron-Detectors" (SPNDs) is determined numerically and experimentally. First a computer model for the parametric calculation of the (n,γ) -reaction rates in the emitter of the SPND was developed under use of the Monte-Carlo-Program KENO II.

To determine the escape-probability of the electrons produced via Compton- or photoelectric effect by the emitter as well as from the surrounding isolator, a new Monte-Carlo-Program was implemented under consideration of the Klein-Nishina-formula and the energy-range relationships for electrons. The approximate calculations performed for the electrons produced in the isolator show that the "isolator flux" can give an important contribution to the total signal of the SPND.

Subsequently with this program system an optimization of the neutron sensitivity was performed by a suitable choice of geometry (emitter thickness, isolator thickness). For a specially built large surface SPND with Gadolinium-emitter the neutron sensitivity was calculated. These results were checked by an In-Pile-Experiment in the FRJ-1 reactor. Very good agreement was found. The detector was also shown to exhibit excellent linearity and showed also the expected enhanced sensitivity.

NUMERISCHE UND EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN
ZUR BESCHREIBUNG DER WIRKUNGSWEISE UND EFFEKTIVITÄT
VON GROSSFLÄCHIGEN HOCHSENSITIVEN SPNDs
(SELF-POWERED-NEUTRON-DETECTORS)

von

Dhaurgham AL-DABAGH

KURZFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurde die Neutronenempfindlichkeit von großflächigen "SELF-POWERED-NEUTRONEN-DETEKTOREN" (SPNDs) rechnerisch und experimentell bestimmt. Zunächst wurde ein Rechenmodell zur parametrischen Berechnung der (n,γ) -Reaktionsraten im Emitter des SPND unter Benutzung des Monte-Carlo-Programms KENO-II entwickelt.

Für die Bestimmung der Entkommwahrscheinlichkeit der durch Compton- oder Photo-Effekt ausgelösten Elektronen aus dem Emitter sowie aus dem ihn umgebenden Isolator wurde ein neues Monte-Carlo-Programm unter Berücksichtigung der Klein-Nishina-Formel und der Energie-Reichweitebeziehung für Elektronen erstellt. Die für die im Isolator ausgelösten Elektronen durchgeführten Näherungsrechnungen zeigten erstmals, daß der Isolatorstrom einen bedeutenden Beitrag zum Gesamtstromsignal des SPND liefern kann.

Es wurde mit diesem Programm-System anschließend eine Optimierung der Neutronenempfindlichkeit durch geeignete Wahl der Geometrie (Emitterdicke, Isolatordicke) durchgeführt. Für einen bereits vorhandenen großflächigen SPND wurde die Neutronenempfindlichkeit rechnerisch bestimmt und diese Ergebnisse experimentell durch ein In-Pile-Experiment im FRJ-1-Reaktor überprüft. Sehr gute Linearität des eingesetzten Detektors wurde nachgewiesen.

Ebenfalls wurde nachgewiesen, daß der Detektor die erwartete hohe Nachweisempfindlichkeit zeigt.

<u>I n h a l t s v e r z e i c h n i s</u>	Seite
1. Einleitung	1
2. Aufbau und Wirkungsweise von SPN-Detektoren	5
3. Emitterstrom	12
4. Bestimmung der (n,γ) -Reaktionsrate B im Emitter	12
5. Elektronenausbeute B_0 pro (n,γ) -Reaktion im Emitter	32
5.1 Energie und Häufigkeit Y_i der durch (n,γ) -Reaktion erzeugten γ -Quanten	33
5.2 Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der γ -Quanten mit dem Emitter	38
5.2.1 Bestimmung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Comptoneffektes p_i^C	38
5.2.2 Bestimmung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Photoeffektes p_i^P	40
5.3 Entkommwahrscheinlichkeit (ϵ_i^C) der Comptonelektronen und der Photoelektronen (ϵ_i^P) aus dem Emitter	41
5.3.1 Erzeugung der Startwinkel sowie Berechnung des potentiellen Austrittspunktes	41
5.4 Berechnung und Zuordnung der Elektronenenergie, der Häufigkeiten und Reichweiten	43
6. Emitterstrom	50
7. Experimentelle Untersuchungen an einem großflächigen SPN-Detektor mit Gadolinium als Emitter	56
7.1 Aufbau des Detektors und Lage des Experiments im Reaktor FRJ-1	56
7.2 Der Reaktorkern	57
7.3 Einsatz des Experimentes in die Bestrahlungsposition	57
7.4 Bestimmung der Flußdichte thermischer Neutronen aus Messungen mit Aktivierungsdetektoren	62

	Seite
7.5 Meßergebnisse	64
7.6 Empfindlichkeit des Detektors	66
8. Der Einfluß des Isolators	68
8.1 Vereinfachung der Beschreibungsweise am Hohlzylinder - Detektor	68
8.2.1 Potential im Isolator	70
8.2.2 Strombeitrag des Isolators	72
9. Diskussion der Ergebnisse	76
10. Literatur	80
Anhang 1	84
Anhang 2	86
Anhang 3	92
Anhang 4	96

1. EINLEITUNG

Ein Neutronendetektor, dem die heute übliche Bezeichnung "Selfpowered Neutron Detector (SPN)" zukommt, wurde zum ersten Mal 1940 von W.Ferrant /1/ beschrieben. Dieser Zeitpunkt liegt noch vor der Inbetriebnahme des ersten "Reaktorexperimentes".

Seitdem sind eine ganze Reihe verschiedener SPN-Detektoren entwickelt, erprobt und in Reaktoren eingesetzt worden. SPN-Detektoren, die nicht nur für Neutronenfluß, sondern auch für Gammastrahlungsmessungen hergestellt werden können, finden heute ihre Anwendung hauptsächlich bei der kontinuierlichen Messung der Neutronenflußverteilung in Leistungsreaktoren über lange Betriebszeiten sowie bei der Registrierung von schnellen Neutronenflußänderungen /3, 2, 6, 23/.

SPN-Detektoren werden im Neutronenflußbereich von 10^{11} bis $10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ eingesetzt /5, 4/.

Derartige Neutronenflußdetektoren werden heute in den kommerziellen Leistungsreaktoren verwendet; sie sollen aber auch zur Instrumentierung zukünftiger Hochtemperaturreaktoren gehören.

Aufgrund der hohen Temperaturen im Core des Hochtemperaturreaktors ist beim Einsatz handelsüblicher Neutronendetektoren mit größeren Schwierigkeiten zu rechnen; zumal beim in Deutschland entwickelten HTR mit Kugelhaufencore scheint ein "In-Core"-Einsatz schwierig. Ionisations- oder Spaltkammern müßten mit einem sehr großen Entwicklungs- und Konstruktionsaufwand für diese hohen Temperaturen einsatzfähig gemacht werden. In den letzten Jahren scheint man in Japan zu versuchen, derartige Kammern zu entwickeln.

Aus wirtschaftlichen und sicherheitstechnischen Gründen wird in HTRs der Einsatz von fest installierten Detektoren, die keiner Kühlung bedürfen, angestrebt. Es ist naheliegend, den Einsatz der bisher für In-Core-Zwecke im LWR verwendeten SPN-Detektoren (Einsatztemperatur ca. 400°C) auf die Verwendung bei einer corenahen (Reflektor-)Neutronenflußmessung im HTR auszudehnen (Einsatztemperatur $\geq 550^{\circ} \text{C}$). Da hier aber nur ein thermischer

Neutronenfluß von ca. $5 \cdot 10^{12}$ nv (axial gemittelt) herrscht, ist es notwendig, von der herkömmlichen Detektorkonstruktion abzuweichen. Es werden deshalb, um größere Sensitivität zu erreichen, großflächige SPNDs vorgesehen, um so ein ausreichendes Meßsignal auch bei solchen Flüssen, die um mindestens eine Zehnerpotenz niedriger sind als im Core, zu gewährleisten /7, 8/.

Um die geometrischen Abmessungen dieser großflächigen SPNDs im Hinblick auf eine möglichst gute Neutronenempfindlichkeit zu optimieren, ist es nützlich, Rechenmodelle zu entwickeln, nach denen die Auslegung dieser Detektoren vorgenommen werden kann.

Der größte Teil der bislang vorliegenden Veröffentlichungen beschäftigt sich mit Rechenmodellen zur Berechnung von SPNDs mit Vollzylindergeometrie (W.Jaschik, Warren, Schülken, Lynch, Pechacek, Haller /3, 9, 4, 10, 13, 16/). Nur Spillekothen /11/ hat bislang erste Berechnungen für SPNDs mit Hohlzylindergeometrie vorgelegt. Insbesondere kann mutmaßlich bei den von uns entwickelten Detektoren der Einfluß des Isolators nicht mehr vernachlässigt werden. Der Anteil am Detektorstrom, der aus Elektronen aus dem Isolator her stammt, muß abgeschätzt und in Relation zum Emitterstrom gesetzt werden.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist es daher - ausgehend von den vorliegenden Rechenmodellen - ein verbessertes bzw. neues Modell für die Optimierung von großflächigen SPNDs zu entwickeln und den im Isolator erzeugten Strombeitrag abzuschätzen.

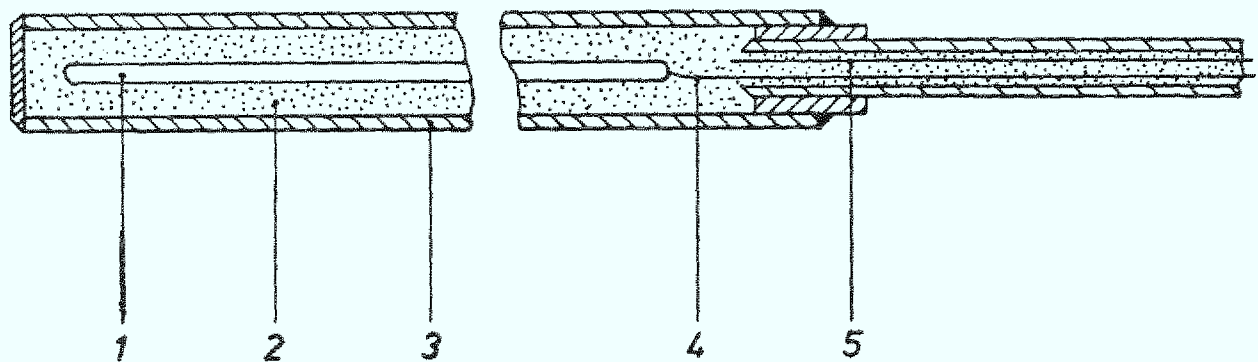
Benutzte Symbole:

a	Bohrscher Radius $(\frac{E_\gamma}{m_0 c^2} = \frac{E_\gamma}{0.511})$
B	(n, γ) -Reaktionsrate im Emitter pro Volumen ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)
B_0	Ausbeute an Elektronen pro (n, γ) -Reaktion im Emitter, die die Emitteroberfläche erreichen
B_{ok}	Ausbeute an Elektronen pro (n, γ) -Reaktion im Emitter, die den Kollektor erreichen
c	Die Indizierung kennzeichnet die Comptoneffekte
D_a	Emitteraußendurchmesser (cm)
D_i	Emitterinendurchmesser (cm)
D'	Austrittspunkt aus dem Emitter
D''	Austrittspunkt aus dem Isolator
e	Elementarladung ($1.602 \cdot 10^{-19}$ A sec)
$\bar{E}_\gamma$	mittlere γ -Energie je Gruppe (MeV)
f	Disadvantage-Faktor
F	Flußabsenkung
I_E	Im Detektor durch den Gesamt-Neutronenfluß erzeugtes Stromsignal $I_E = B_0 \cdot B \cdot V \cdot e$ (A)
I_{EK}	$I_{EK} = B_{ok} \cdot B \cdot V \cdot e$ (A)
N_a	Anzahl der Atome pro cm^3 im Emitter
p	Indizierung des Photoeffektes
p_i^c	Erststoßwahrscheinlichkeit von prompten Einfang-Gamma-quanten für Compton-Effekt bei einer Gamma-Energie im i-ten Energieintervall im Emitter
p_i^p	Erststoßwahrscheinlichkeit von prompten Einfang-Gamma-quanten für Photoeffekt bei einer Gamma-Energie im i-ten Energieintervall im Emitter
P_{Qi}	Die Entkommwahrscheinlichkeit eines Gamma-Quants aus dem Emitter
R	Reichweite der Elektronen (g cm^{-2})
r_i	Startpunkt (in Zylinderkoordinaten)

S_1, S_1''	Durchtrittspunkt, der auf die Emitterebene projiziert
V	Emittervolumen in cm^3
Y_i	Anzahl der bei der (n, γ) -Reaktion im Emitter entstandenen γ -Quanten mit einer γ -Energie im i -ten Energieintervall
α	$\frac{2\pi e^2}{h c} = \frac{1}{137}$ (Feinstrukturkonstante)
ϕ_{eff}	Neutronenfluß im Emitter
ϕ_0	ungestörter Neutronenfluß
Σ_i^C, Σ_i^P	Makroskopierter Wirkungsquerschnitt des Emitters für Compton Σ_i^C - bzw. Photo Σ_i^P -Wechselwirkungen, energieabhängig (Index i)
e_0^σ	Thomson'scher Streukoeffizient ($0.665 \cdot 10^{-24} \text{ cm}$)
ϵ_i^C	Wahrscheinlichkeit, daß das Comptonelektron den Emitter verläßt
ϵ_i^P	Wahrscheinlichkeit, daß ein Photoelektron den Emitter verläßt

2. AUFBAU UND WIRKUNGSWEISE VON SPN-DETEKTOREN

SPN-Detektoren zeichnen sich durch ihre vergleichsweise einfache Konstruktion aus. Die Abb. 2.1 und 2.2 zeigen den typischen Aufbau eines vollzylindrischen (Abb. 2.1) bzw. eines hohlzylindrischen (Abb. 2.2) SPN-Detektors.



1 *Emitter*
 2 *Isolierung*
 3 *Mantel als Kollektor*

4 *Meßader*
 5 *Kompensationsader*

Abb. 2.1: Vollzylindrischer SPN-Detektor

Hauptkomponenten:

- 1) Neutronenempfindlicher metallischer Emitter
- 2) Keramischer Isolator
- 3) Metallischer Kollektor (Mantel)

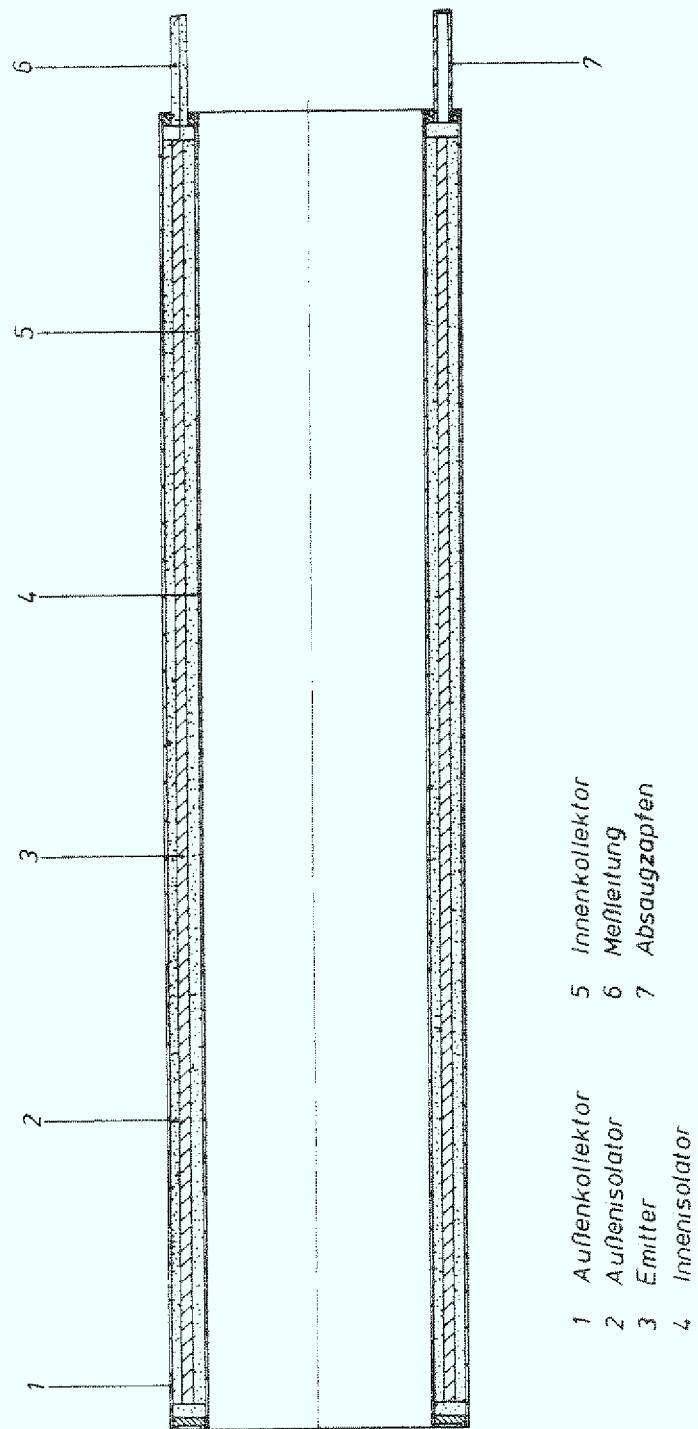


Abb. 2.2: Schematischer Aufbau eines hohlzylindrischen SPN-Detektors

Wirkungsweise:

Die Wirkungsweise von SPN-Detektoren - solche Detektoren werden im Gegensatz zu anderen Neutronenflußmeßgeräten ohne äußere Spannungsversorgung betrieben - beruht auf der Produktion genügend energiereicher Elektronen im Emitter und Isolator, die in der Lage sind, den Kollektor zu erreichen und so einen Ladungstransport von innen nach außen bewirken, der an den Klemmen des SPND als Stromsignal abgegriffen werden kann. Die Größe dieses Stromsignals ist direkt proportional dem Neutronenfluß am Detektorort.

Physikalisch gesehen bedeutet das eine direkte Konversion der örtlichen Leistungsdichte in ein dieser Leistungsdichte proportionales Stromsignal.

Dieser Strom beruht auf der Freisetzung von Ladungsträgern durch im folgenden kurz erläuterte Wechselwirkungen zwischen Neutronen und dem Emitttermaterial. Entsprechend den verschiedenen Wechselwirkungsprozessen führt man die folgende Klassifizierung der Detektoren ein:

a) Verzögert anzeigende Detektoren, sog. β -Stromdetektoren

Der Strom ist in erster Linie eine Folge der durch Einfang thermischer Neutronen gebildeten β -aktiven Produkte.

Einige dieser β -Teilchen besitzen eine ausreichende kinetische Energie, so daß sie vom Emitter durch den Isolator zum Kollektor gelangen können. Der zeitliche Stromverlauf dieser Detektoren ist abhängig von der Halbwertszeit der gebildeten β -Strahler. Vorteilhaft werden für verzögert anzeigende Detektoren Emitttermaterialien mit einem großen Absorptionsquerschnitt für Neutronen verwendet, deren β -aktiven Produkte eine kleine Halbwertszeit haben.

Als Emitttermaterialien haben sich Rh-103, V-51, Ag-107 und Ag-109 bewährt. Die Wirkungsquerschnitte und Halbwertszeiten der verwendeten Materialien sind im einzelnen in Tabelle 2.1 ausgeführt.

b) Prompt anzeigende Detektoren

Bei diesem Detektortyp liefern die beim (n,γ) -Prozeß durch die γ -Strahlung über Wechselwirkungsprozesse gebildeten Photo- und Compton-Elektronen den Hauptteil des Stromes. Dabei überwiegt, wie in Kapitel 5.2 gezeigt wird, der Anteil der Comptonelektronen wesentlich gegenüber dem Anteil der Photoelektronen.

Bei Gamma-Energien oberhalb 1.02 MeV sind neben Compton- und Photoeffekt auch Paarbildungseffekte möglich.

Da die hierbei entstehenden Elektronen und Positronen jedoch entgegengesetzte Ladungen tragen, kann ihr Nettobeitrag zur Signalerzeugung vernachlässigt werden. Bei Absorption der Neutronen im Emitter entstehen durch die ausgesendete prompte Gamma-Strahlung innerhalb von 10^{-14} sec nach dem Einfang Compton- und Photoelektronen, so daß dieser Detektor eine prompte Anzeige der Neutronen liefert.

Die örtliche Dosisleistung der Reaktorgammastrahlung, die sich zusammensetzt aus der prompten Spaltgammastrahlung und der Emission bei Zerfall der radioaktiven Spaltprodukte, verursacht einen weiteren Beitrag zum Detektorsignal; je nach Abbrandzustand des Kerns variiert das Verhältnis von prompter zu verzögerter Komponente leicht. Bei Volllast des Reaktors überwiegt deutlich der prompte Anteil dieser für Neutronendetektoren parasitären Effekte.

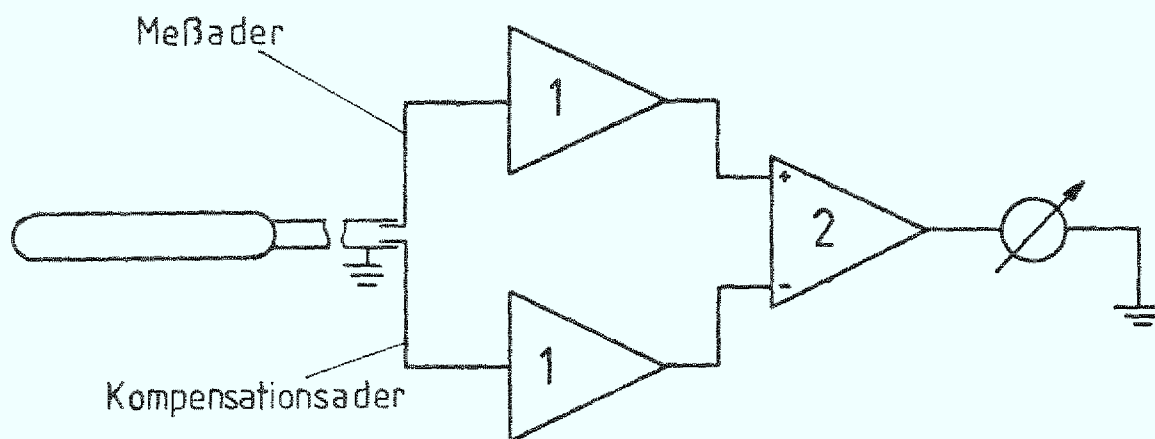
Die Reaktor-Gammastrahlung hat eine isotrope Verteilung, je nach Geometrie und den verwendeten Materialien (Emitter, Kollektor) können sich die durch diesen Effekt hervorgerufenen Ströme weitgehend kompensieren.

Die Anzeige prompter SPNDs ist zeitlich nur durch die Kabelkapazitäten und durch die nachgeschaltete Elektronik begrenzt. Die Emittermaterialien müssen auch in diesem Fall einen großen Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen besitzen. Der Neutroneneinfang sollte zu keinen β -aktiven Tochterkernen führen, jedoch können in der Praxis Materialien verwendet werden, deren β -aktive Tochterkerne lang-
lebig sind.

Mögliche Emitttermaterialien sind neben den in dieser Arbeit behandelten Materialien Kobalt und Gadolinium, Erbium, Hafnium und Cadmium.

c) Gamma-Detektoren

Bei diesen Detektoren erzeugt die einfallende Gamma-Strahlung im Emitter über den Photo- und Comptoneffekt Elektronen, die zum Kollektor gelangen. Hier werden Emitttermaterialien verwendet, die einen geringen Absorptionsquerschnitt für Neutronen besitzen, wie Blei, Zirkonium und Inconel-600. Nicht nur im eigentlichen Detektor, sondern auch im Kabel werden über verschiedenartige Reaktionen Elektronen erzeugt, die als Strömsignal wirken. Zur Eliminierung dieser Kabeleffekte wird üblicherweise im SPND eine Kompensationsleitung verwendet; sie kompensiert diese Ströme, so daß man nur den zum Neutronenfluß im Bereich des Emitters proportionalen Strom erhält (Abb. 2.3).



1 = Stromverstärker

2 = Differenzstromverstärker

Abb. 2.3: Prinzip der Signalerfassung

Beim großflächigen Hohlzylinder-Detektor kann auf die Kompensationsader verzichtet werden, da der Emitterteil dieses Detektors eine um Größenordnungen höhere Empfindlichkeit besitzt (im Vergleich zu üblichen SPNDs), die Effekte im Kabel jedoch gleich bleiben.

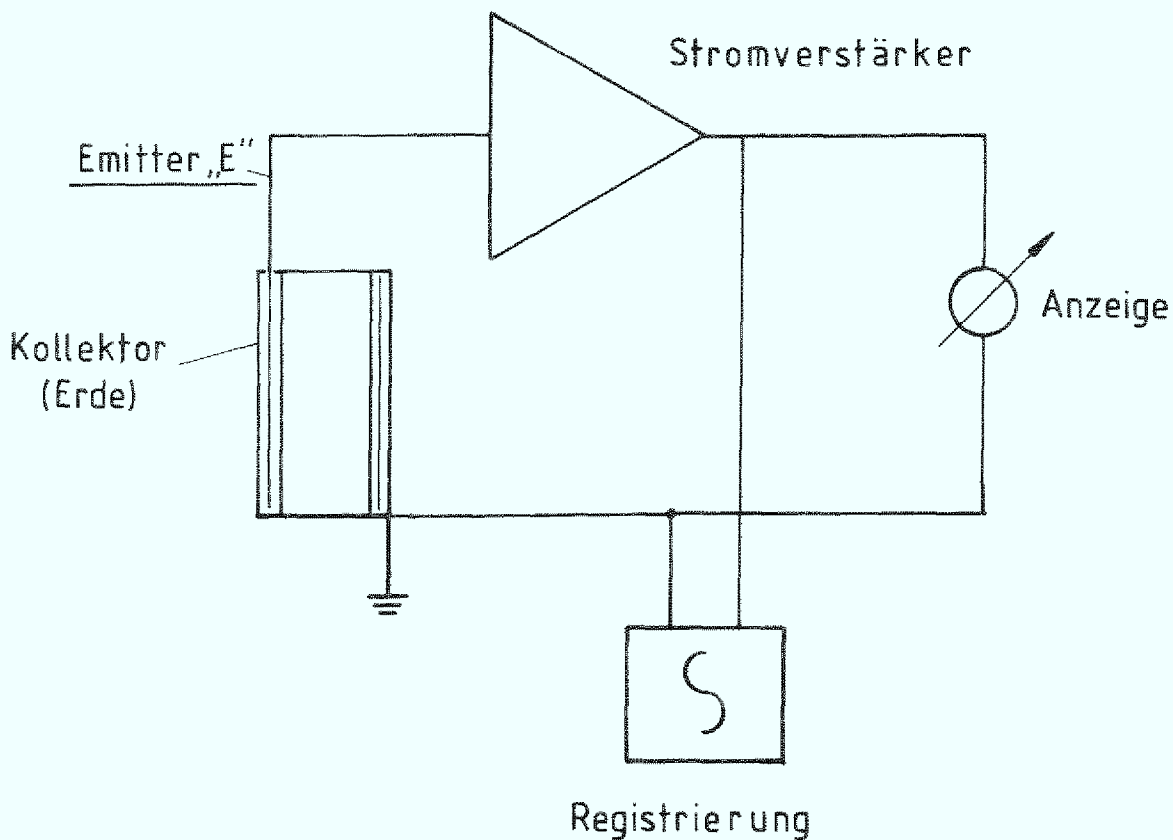


Abb. 2.4: Prinzip der Signalerfassung beim Hohlzylinder-SPND

Bei den Betastromdetektoren und bei den prompt anzeigenden Detektoren kommt es also in erster Linie auf einen ausreichend hohen Absorptionswirkungsquerschnitt des Emitters für thermische Neutronen an, wobei zugleich die Empfindlichkeit für externe Gammastrahlung nicht zu hoch sein darf. Die Energie der gebildeten Elektronen soll hinreichend hoch sein, damit sie in genügender Anzahl den Kollektor erreichen. Darüber hinaus muß bei der Wahl des Emittermaterials zwischen kleinem Abbrand und hoher Empfindlichkeit optimiert werden. Nur wenige Materialien erfüllen diese Bedingungen hinreichend /27/.

Tabelle 2.1 Einige gebräuchliche Emitttermaterialien

verzögert ansprechend						prompt ansprechend					
Element	stabile Isotope	Häufig- keit [%]	G_{act} (b)	Folge- nuklid	$T_{1/2}$	Element	stabile Isotope	Häufig- keit [%]	G_{act} (b)	Folge- nuklid	$T_{1/2}$
V	$^{50}\text{V}_{23}$	0,25	70	$^{51}\text{V}_{23}$	stabil	CO	$^{59}\text{CO}_{27}$	100	37	$^{60}\text{CO}_{27}$	5,27 a
	$^{51}\text{V}_{23}$	9975	4,9	$^{52}\text{V}_{23}$	375 m		$^{152}\text{Gd}_{64}$	0,2	1100	$^{153}\text{Gd}_{64}$	242 d
Rh	$^{103}\text{Rh}_{46}$	100	11(8%)	$^{104}\text{Rh}_{45}$	4,4 m	Gd	$^{154}\text{Gd}_{64}$	2,20	85	$^{155}\text{Gd}_{64}$	stabil
			135 (92%)	$^{104}\text{Rh}_{45}$	42 s		$^{155}\text{Gd}_{64}$	14,73	61000	$^{156}\text{Gd}_{64}$	stabil
Ag	$^{107}\text{Ag}_{47}$	51,82	34,2	$^{108}\text{Ag}_{47}$	2,41 m		$^{156}\text{Gd}_{64}$	20,47	1,5	$^{157}\text{Gd}_{64}$	stabil
	$^{109}\text{Ag}_{47}$	48,17	89	$^{110}\text{Ag}_{47}$	24,6 s		$^{157}\text{Gd}_{64}$	15,68	254000	$^{158}\text{Gd}_{64}$	stabil
							$^{158}\text{Gd}_{64}$	24,37	2,5	$^{159}\text{Gd}_{64}$	1856 h
							$^{160}\text{Gd}_{64}$	21,9	0768	$^{161}\text{Gd}_{64}$	3,6 m

3. EMITTERSTROM

Der bei Neutronenbestrahlung vom Emitter eines SPND gelieferte Strom I_E berechnet sich nach

$$I_E = B \cdot e \cdot V \cdot B_0$$

mit

B (n, γ) Reaktionsrate im Emitter ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)

e Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s}$

V Emittervolumen (cm^3)

B_0 Ausbeute an Elektronen pro (n, γ)-Reaktion im Emitter

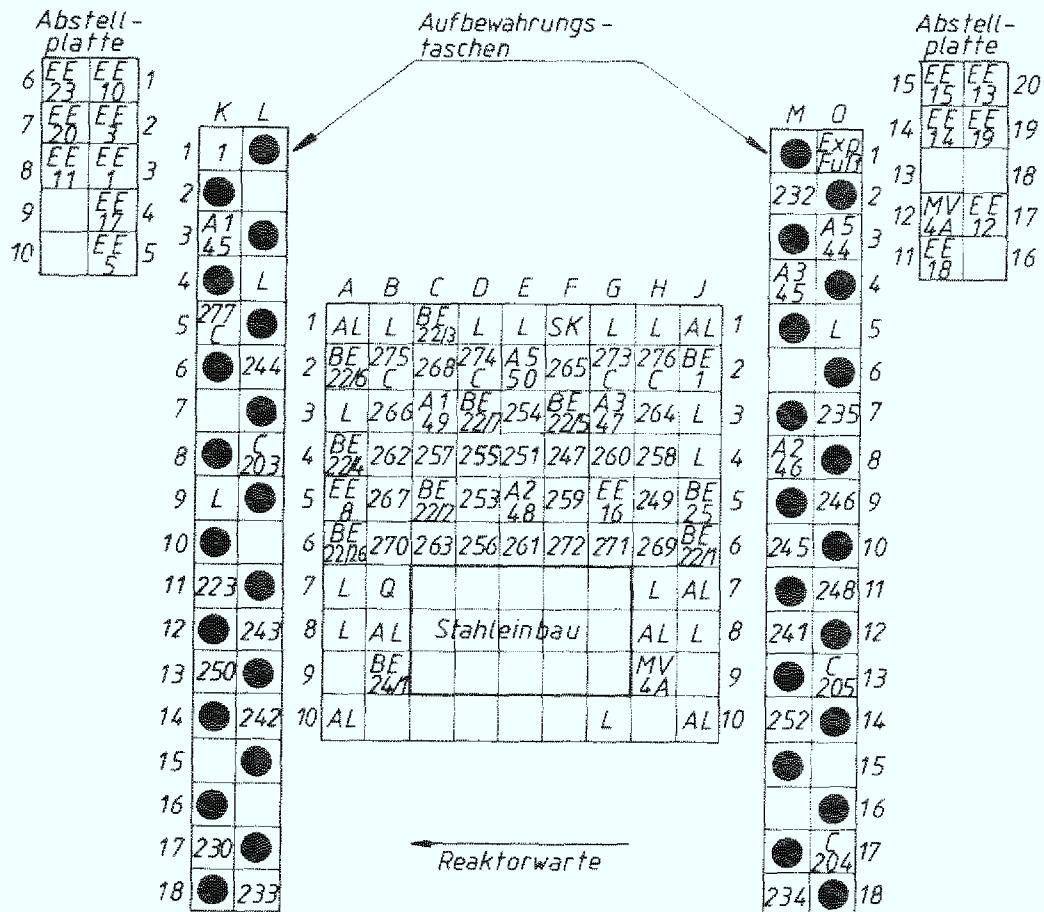
4. BESTIMMUNG DER (n, γ)-REAKTIONSRATE B IM EMITTER

Es wurden SPND (Hartmann und Braun, KFA-IRE) hergestellt, mit folgenden Dimensionen:

Dicke des Emitters	: 0,01 cm
Isolationsdicke je	: 0,2 cm
Dicke beider Kollektoren	: $d = 0,05 \text{ cm}$
Emittermaterial	: Gd_{nat}
Isolatormaterial	: Al_2O_3
Kollektormaterial	: Zircaloy

Dieser Detektor (Abb. 2.2) wurde im Forschungsreaktor Merlin in der Position B9 (Abb. 4.1) eingesetzt, um das Ansprechvermögen zu bestimmen und das Einsatzverhalten zu testen.

Parallel zum Experiment liefen Untersuchungen zur theoretischen Bestimmung des Ansprechvermögens. Der erste hier beschriebene Teil dieser Arbeiten befaßt sich mit der Berechnung der (n, γ)-



Erläuterungen:

z.B. 249 ≙ Nr. des Brennelementes

A2 ≙ Absorberstab Nr. 2

BE, EE ≙ Experimente

L ≙ Wasserkasten

AL ≙ Aluminium-Kasten

Q ≙ Neutronenquelle

B9 = Experiment position

Abb. 4.1: Verteilung der Experiment-Positionen im FRJ-1

Reaktionsrate im Gadolinium-Emitter (bzw. in einem Kobalt-Emitter) des SPND.

Hier soll zunächst die Größe B bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurden zwei unabhängige Rechnungen durchgeführt, einmal eine Reaktorrechnung mit dem Monte-Carlo-Programm KENO-II, zum anderen eine Modellrechnung, ebenfalls mit KENO II.

A. Reaktorrechnung mit KENO-II

Es wurden 2 Rechnungen /17/ mit dem Programm KENO-II in 53 Energiegruppen durchgeführt, um zunächst den Neutronenfluß in Position B9 im Reaktor Merlin (Position des Detektors im Experiment) zu berechnen. Anschließend wurde die gleiche Rechnung durchgeführt, aber mit Berücksichtigung des SPND, der als Gadoliniumplatte von gleicher Dicke wie der Emitter dargestellt wurde.

Diese Rechnungen lieferten sowohl die Neutronenflüsse, als auch die (n,γ) -Reaktionsraten in der Bestrahlungsposition und ihrer Umgebung für den Referenzfall, also ohne Detektor, und für den Fall mit Detektor, wobei allerdings zu beachten ist, daß die Detektorzone in der Rechnung 86 cm hoch ist.

Im Referenzfall beträgt die Gd (n,γ) -Reaktionsrate im B9-Meßbereich $RR = 5,75 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Unter Berücksichtigung des SPND-Emittermaterials stimmt die Reaktionsrate in 7 cm Entfernung vom Detektor mit dem Wert des Referenzfalles überein, während die Reaktionsrate im Detektor absinkt auf $1,415 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Daraus folgt, daß der Gesamtemitter nur 2,5% des ungestörten Flusses detektiert, nämlich

$$\phi_{\text{eff}} = \phi_0 \cdot F \cdot f$$

- ϕ_{eff} Neutronenfluß im Emitter
 ϕ_0 ungestörter Neutronenfluß
 F Flußabsenkung $F = \phi_s / \phi_0$

ϕ_s Neutronenfluß an der Emitteroberfläche

f Disadvantage-Faktor

Zum Vergleich mit den Rechnungen wurde an der zu B9 symmetrischen Position H9, bezogen auf die Mittelebene des Reaktors, von - 30 cm bis + 30 cm der thermische Neutronenfluß absolut gemessen, (siehe Kapitel 6.) und der absolute Neutronenfluß mit $E \leq 0.091$ eV bestimmt /18/ (Anhang 1).

Der aus den Messungen ermittelte absolute thermische Neutronenfluß für den Bereich von -30 cm bis +30 cm ergab

$$\bar{\phi} (E < 0,091 \text{ eV}) = 9,045 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$$

Um mit den KENO-II-Rechnungen vergleichen zu können, wurde mit Hilfe der Messwerte über den Bereich -46 bis + 40 cm zeichnerisch extrapoliert. Daraus ergab sich

$$\bar{\phi} (E < 0,091 \text{ eV}) = 7,478 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \pm 15\%$$

Dieser Wert muß mit dem für die gleiche Position B9 und dem gleichen Energiebereich berechneten Wert verglichen werden. Die KENO-Rechnung liefert

$$\bar{\phi}_{\text{theor.}} (E < 0,091 \text{ eV}) = 6,727 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \pm 15\%$$

-46/+40

und stimmt damit innerhalb der statistischen Fehlerbreite mit dem Meßwert überein. Daraus wird geschlossen, daß die KENO-II-Rechnung den Reaktor richtig erfaßt und insbesondere die Neutronenflüsse im Bestrahlungsbereich der Anlage richtig liefert. Da der eingesetzte SPN-Detektor eine Länge von 24 cm hatte, wurde auch der absolute Neutronenfluß für $E \leq 0,091$ eV im Bereich B9 von -12 cm bis +12 cm bestimmt, und zwar zu:

$$\bar{\phi}(E \leq 0,091 \text{ eV}) = 1,1664 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \quad 4.1$$

-12/+12

Zur Bestimmung des 53 Energiegruppen N_a -Flusses im Detektorbereich (von -12 cm bis +12 cm) wurden die KENO-Flußwerte mit dem Verhältnis

$$\frac{\bar{\phi}_{-12/+12}}{\bar{\phi}_{-46/+40}} = 1,56$$

multipliziert.

B. Modellrechnung mit KENO-II

Hier wurden Modellrechnungen mit KENO-II durchgeführt /9/, bei denen nur der Detektor und eine charakteristische Umgebung des Detektors berücksichtigt werden. Diese Rechnungen sind notwendig, um ohne großen Aufwand an Rechenzeit Parameterstudien durchführen zu können.

Es wurden hier der SPND mit 6 cm Wasser und einer 0.1 cm dicken Wasserzone mit etwas Spaltmaterial umgeben (Abb. 4.2). In dieser äußersten Zone wurde der gleiche Vielgruppen-Neutronenfluß eingestellt, wie er in der Referenzrechnung für Merlin, also ohne Gadolinium, an der vorgesehenen Detektorposition berechnet wurde.

Die ersten Rechnungen wurden für einen Gd-Emitter mit innerem Radius $R_i = 2,3 \text{ cm}$ und einer Dicke von $d = 0,01 \text{ cm}$ für unterschiedliche Abstände zwischen Emitter und Referenzflußzone durchgeführt. In Abb. 4.3 ist die Gd (n,γ)-Reaktionsrate über den Abständen aufgetragen. Es zeigt sich, daß sich bei einem Abstand von mehr als ca. 6 cm die Reaktionsrate kaum noch ändert.

Die Reaktionsrate im Emitter beträgt bei einem Abstand von ca. 6 cm

$$B(6 \text{ cm}) = 1,74 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$

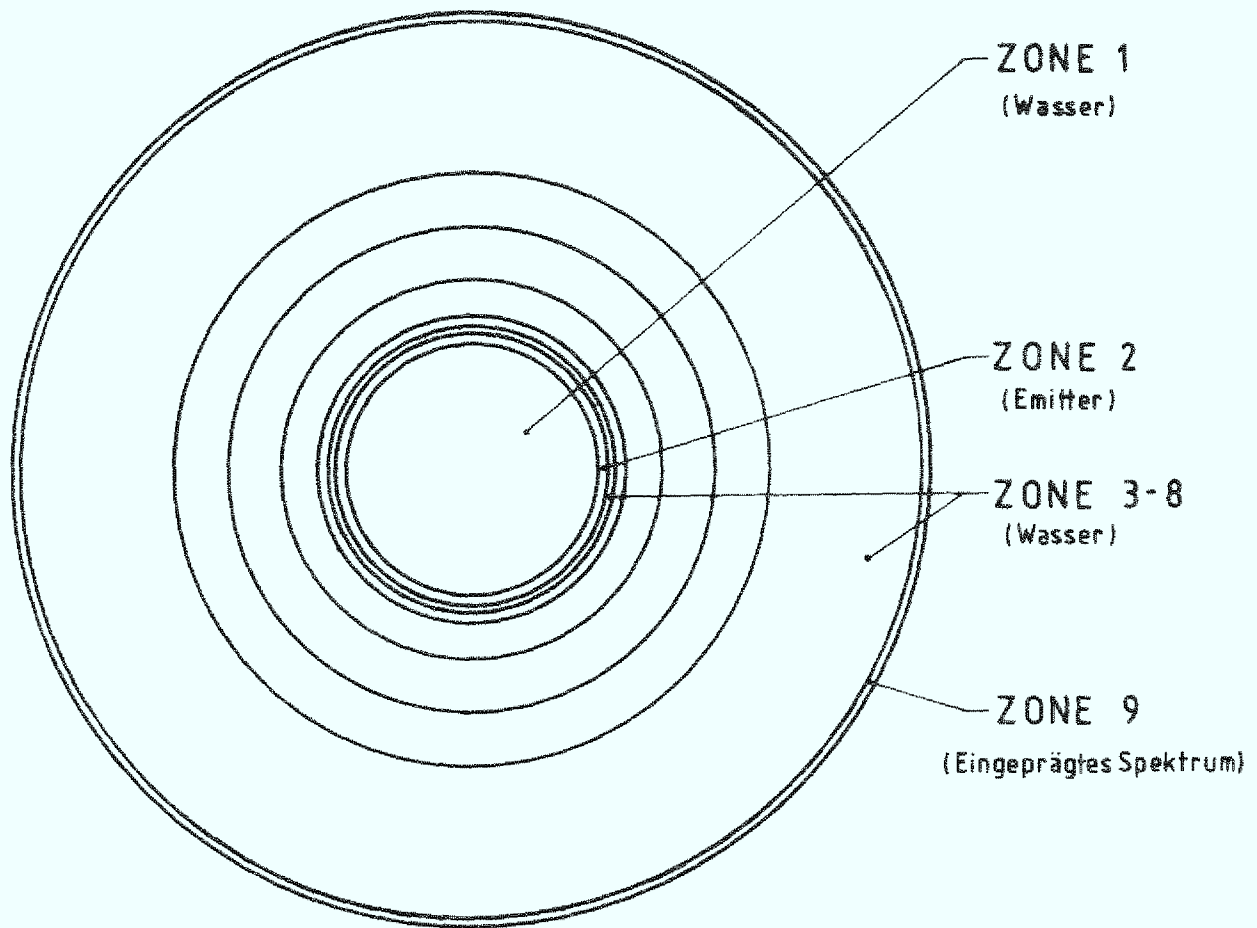


Abb. 4.2: Zoneneinteilung in der Modellrechnung mit KENO-II

während sie bei 12 cm

$$B(12 \text{ cm}) = 1.44 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$

beträgt und damit mit dem Wert aus der aufwendigen Reaktorrechnung übereinstimmt. Der Wert von $B(6 \text{ cm})$ für den ein statistischer Fehler von 15% gilt, liegt um ca. 24% über dem Wert aus der Reaktorrechnung, für die ein statistischer Fehler von ca. 18% angegeben wird, und stimmt damit noch innerhalb der statistischen Abweichung mit diesem überein. Damit ist die Gültigkeit der Modellrechnungen nachgewiesen. Der statistische Fehler von $B(12 \text{ cm})/5$ ist bei gleicher Rechenzeit größer als der von $B(6 \text{ cm})$. Um für $B(12 \text{ cm})$ den gleichen statistischen Fehler wie bei $B(6 \text{ cm})$ zu erhalten, muß die Rechenzeit wesentlich erhöht werden, ohne daß man dadurch vergleichbar bessere Ergebnisse erhält. Deshalb wird im Folgenden mit dem Wert von $B(6 \text{ cm})$ weitergerechnet. Abb. 4.3 zeigt den Verlauf der $Gd(n, \gamma)$ -Reaktionsrate für 6 cm Abstand zwischen aufgeprägter Flußzone und Emitter. In Abb. 4.5 ist der Verlauf des thermischen ($E \leq 0,091 \text{ eV}$) und des gesamten Flusses aus der gleichen Rechnung dargestellt. Aus diesen Abbildungen lassen sich leicht die Flußabsenkung F und der Disadvantagefaktor f bestimmen. Beide Faktoren sind energieabhängig (vgl. Abb. 4,5) und sollten daher integral nur über die Reaktionsraten B bestimmt werden.

Die Energie- und Lethargiegrenzen der verschiedenen Gruppen werden in Tabelle 4.1, der mikroskopische Wirkungsquerschnitt, der Neutronenfluß und die Reaktionsrate werden in Tabelle 4.3 dargestellt.

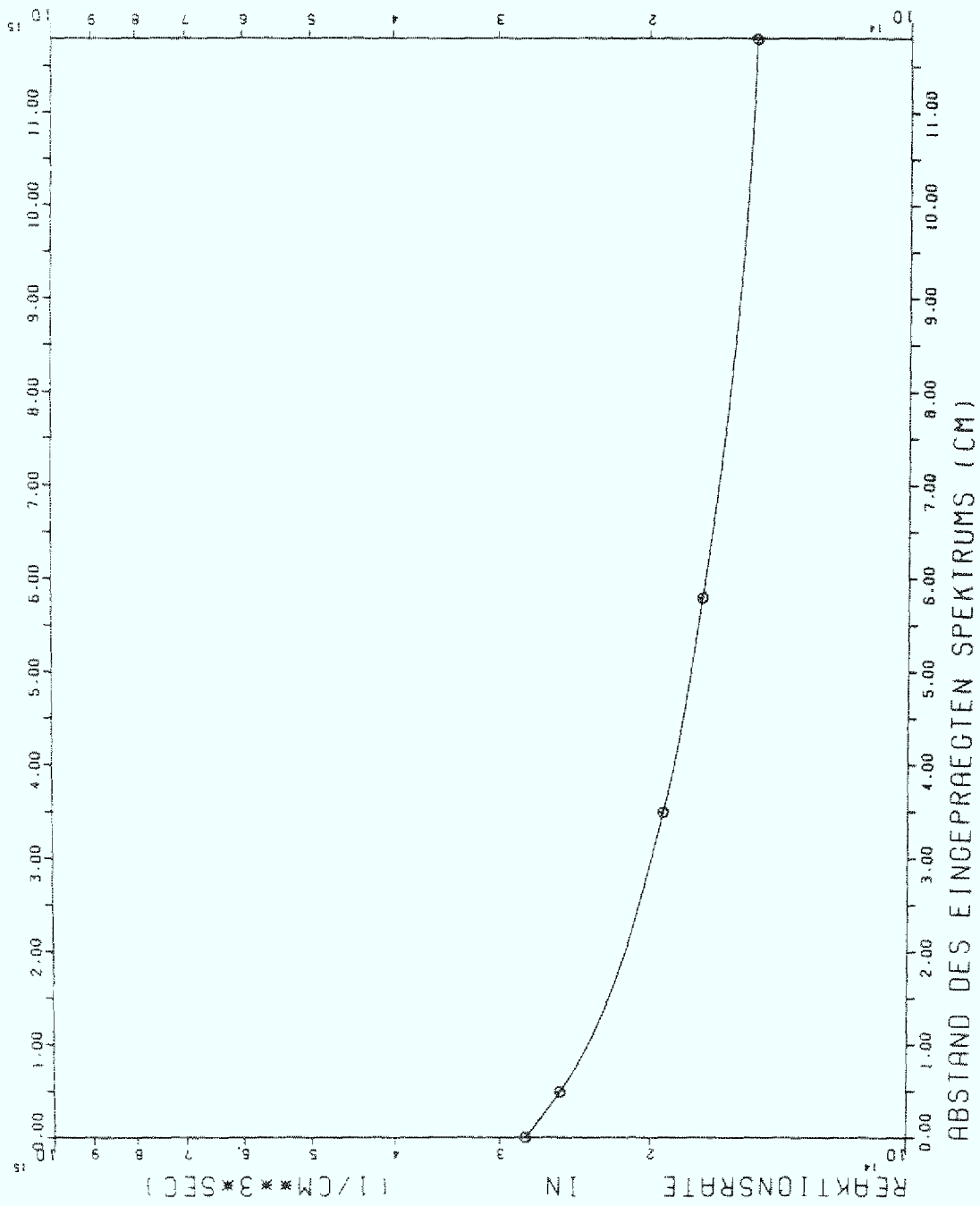


Abb. 4.3 : Reaktionsrate pro Volumen in Abhängigkeit vom Abstand des eingeprägten Spektrums .

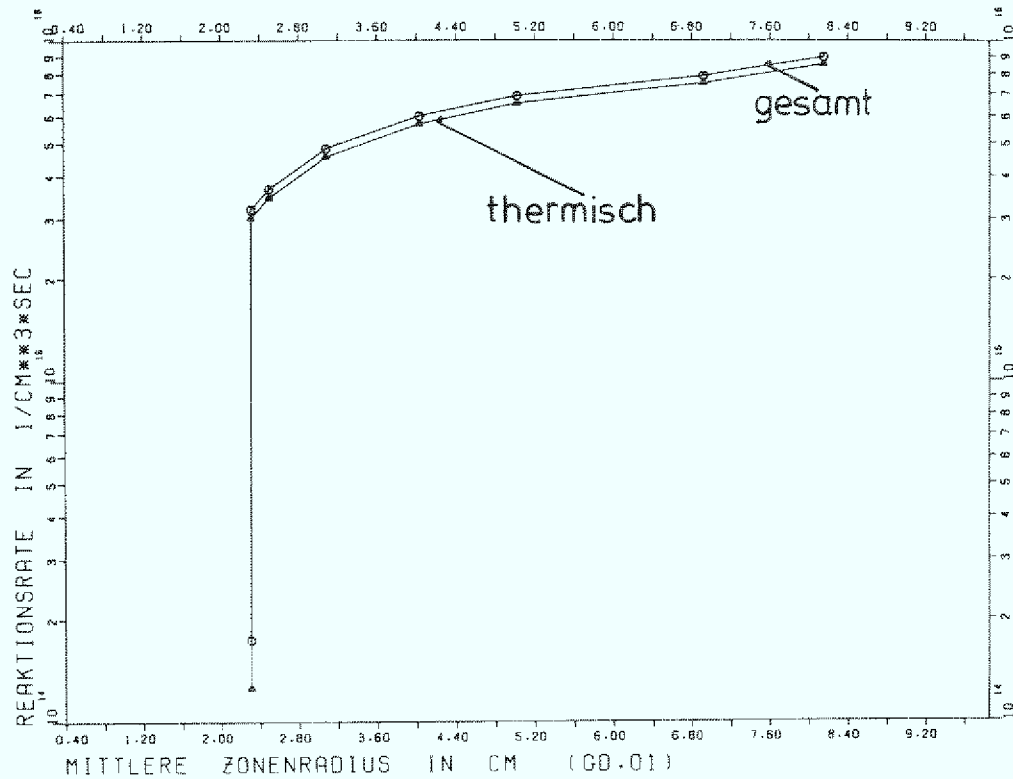


Abb. 4.4 Reaktionsrate pro Volumen in Abhängigkeit vom mittleren Zonenradius (Gd-Emitter 0.01 cm)

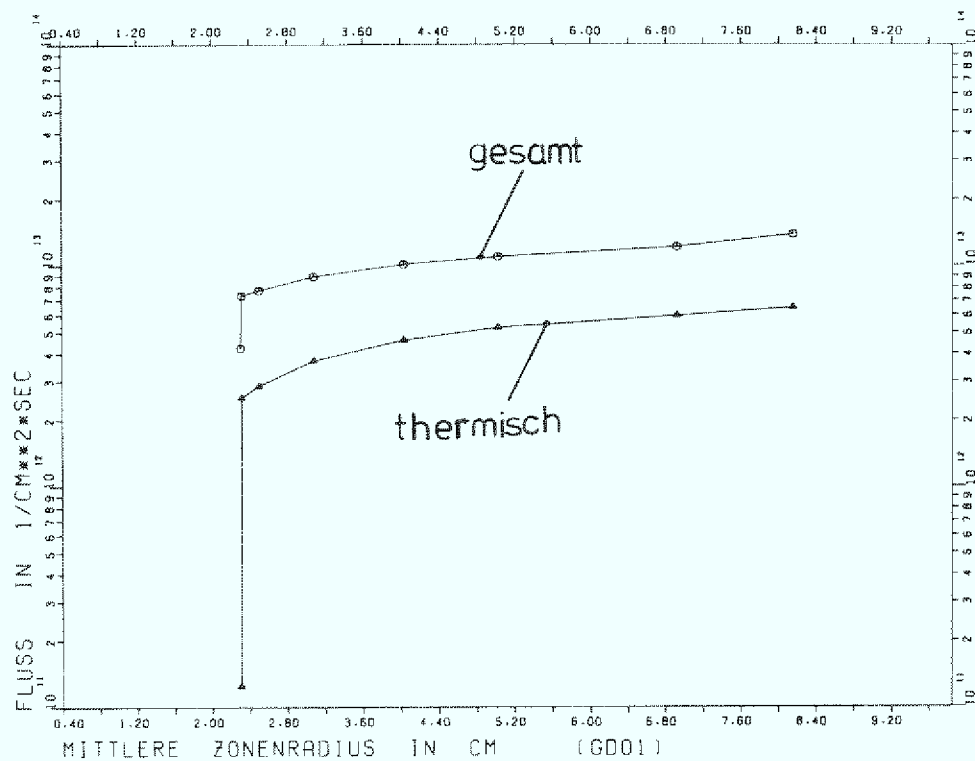


Abb. 4.5 Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonenradius (Gd-Emitter 0.01 cm)

Tab. 4.1: Energie- bzw. Lethargiegrenzen in 60-Gruppenstruktur

Gr.	1	2	3	4	5
E-Grenze	1.49182E+07	1.00000E+07	6.06531E+06	3.67879E+06	2.23130E+06
L-Grenze	-4.00000E-01	0.0	5.00000E-01	1.00000E+00	1.50000E+00
Gr.	6	7	8	9	10
E-Grenze	1.35335E+06	8.20850E+05	4.50492E+05	2.73237E+05	1.83156E+05
L-Grenze	2.50000E+00	2.50000E+00	3.10000E+00	3.60000E+00	4.00000E+00
Gr.	11	12	13	14	15
E-Grenze	1.11090E+05	5.24750E+04	2.47870E+04	1.17090E+04	4.30740E+03
L-Grenze	4.50000E+00	5.25000E+00	6.00002E+00	6.74998E+00	7.75001E+00
Gr.	16	17	18	19	20
E-Grenze	2.03470E+03	9.61120E+03	4.54000E+02	2.14450E+02	1.01300E+02
L-Grenze	8.49999E+00	8.49999E+00	1.00000E+01	1.07500E+01	1.15000E+01
Gr.	21	22	23	24	25
E-Grenze	4.78510E+01	2.26030E+01	1.06770E+01	5.04350E+00	3.05900E+00
L-Grenze	1.22500E+01	1.30000E+01	1.37500E+01	1.45000E+01	1.50000E+01
Gr.	26	27	28	29	30
E-Grenze	1.85540E+00	1.72616E+00	1.59500E+00	1.45748E+00	1.30791E+00
L-Grenze	1.55000E+01	1.55722E+01	1.56512E+01	1.57414E+01	1.58497E+01
Gr.	31	32	33	34	35
E-Grenze	1.16645E+00	1.09873E+00	1.07222E+00	1.06236E+00	1.05254E+00
L-Grenze	1.59641E+01	1.60239E+01	1.60484E+01	1.60576E+01	1.60669E+01
Gr.	36	37	38	39	40
E-Grenze	1.04277E+00	1.01374E+00	9.50700E-01	7.82110E-01	6.24930E-01
L-Grenze	1.60762E+01	1.61044E+01	1.61687E+01	1.63639E+01	1.65882E+01
Gr.	41	42	43	44	45
E-Grenze	5.03260E-01	4.17040E-01	3.57680E-01	3.20640E-01	3.01130E-01
L-Grenze	1.68047E+01	1.69927E+01	1.71462E+01	1.72555E+01	1.73183E+01
Gr.	46	47	48	49	50
E-Grenze	2.90750E-01	2.70530E-01	2.51040E-01	2.27700E-01	1.84440E-01
L-Grenze	1.73534E+01	1.74255E+01	1.75002E+01	1.75978E+01	1.78085E+01
Gr.	51	52	53	54	55
E-Grenze	1.45730E-01	1.11570E-01	8.19720E-02	5.69250E-02	4.27570E-02
L-Grenze	1.80441E+01	1.83112E+01	1.86195E+01	1.89841E+01	1.92703E+01
Gr.	56	57	58	59	60
E-Grenze	3.06130E-02	2.04930E-02	1.23970E-02	6.32500E-03	2.27700E-03
L-Grenze	1.96044E+01	2.00058E+01	2.05084E+01	2.11813E+01	2.22030E+01
Gr.	61				
E-Grenze	1.00000E-05				
L-Grenze	2.76310E+01				

Tabelle 4.2 Der mikroskopische Wirkungsquerschnitt, der Neutronenfluß und die Reaktionsrate in 60 Energiegruppen für Gd-Emitter mit Emitterdicke 0,01 cm

GRUPPE 1 1.6220E-03 1.6624E+10 8.2888E+05	GRUPPE 2 4.7280E-03 2.4269E+10 3.4767E+06	GRUPPE 3 1.3300E-02 5.0124E+10 2.0149E+07	GRUPPE 4 4.0030E-02 6.3003E+10 7.6417E+07	GRUPPE 5 5.1810E-02 1.3742E+11 3.8228E+08
GRUPPE 6 1.1340E-01 3.0538E+11 1.0493E+09	GRUPPE 7 1.0320E-01 2.6110E+11 8.1644E+08	GRUPPE 8 1.3200E-01 1.5270E+11 6.1074E+08	GRUPPE 9 2.1760E-01 1.0056E+11 6.6318E+08	GRUPPE 10 3.5890E-01 1.2011E+11 1.3062E+09
GRUPPE 11 5.4400E-01 1.5219E+11 2.7420E+09	GRUPPE 12 1.0310E+00 1.3670E+11 4.2705E+09	GRUPPE 13 1.5740E+00 1.3432E+11 6.4144E+09	GRUPPE 14 3.5580E+00 1.2775E+11 1.3773E+10	GRUPPE 15 6.1790E+00 7.6058E+10 1.4240E+10
GRUPPE 16 8.3370E+00 1.7551E+11 4.5466E+10	GRUPPE 17 1.4530E+01 1.6678E+11 7.3425E+10	GRUPPE 18 1.7730E+01 1.3119E+11 7.0477E+10	GRUPPE 19 2.7300E+01 1.2053E+11 1.0003E+11	GRUPPE 20 2.4420E+01 1.4099E+11 1.0432E+11
GRUPPE 21 1.3780E+02 1.0003E+11 4.5103E+11	GRUPPE 22 1.3030E+02 5.8012E+10 2.2904E+11	GRUPPE 23 1.5840E+02 1.5742E+11 7.5555E+11	GRUPPE 24 3.0460E+01 1.2192E+11 1.1253E+11	GRUPPE 25 2.4680E+02 9.7739E+10 7.3082E+11
GRUPPE 26 3.1103E+01 1.4409E+10 1.4337E+10	GRUPPE 27 2.1550E+01 1.6070E+10 1.0493E+10	GRUPPE 28 2.8340E+01 2.0439E+10 1.1389E+10	GRUPPE 29 1.8220E+01 4.0094E+10 2.2134E+10	GRUPPE 30 5.0140E+01 3.6700E+10 2.2488E+10
GRUPPE 31 2.4880E+01 2.4903E+10 1.7272E+10	GRUPPE 32 2.4590E+01 8.1602E+09 4.5898E+09	GRUPPE 33 2.5350E+01 8.9130E+09 6.8461E+09	GRUPPE 34 2.5780E+01 5.6853E+09 4.4410E+09	GRUPPE 35 2.6230E+01 4.0069E+09 3.1846E+09
GRUPPE 36 2.7140E+01 1.0485E+10 2.6383E+09	GRUPPE 37 2.9810E+01 1.6519E+10 1.4521E+10	GRUPPE 38 3.9630E+01 6.8989E+10 8.2841E+10	GRUPPE 39 6.4670E+01 1.4385E+11 2.8186E+11	GRUPPE 40 1.1100E+02 4.7801E+10 1.6077E+11
GRUPPE 41 1.3460E+02 4.0830E+10 2.2830E+11	GRUPPE 42 2.8550E+02 5.1072E+10 4.4180E+11	GRUPPE 43 4.0050E+02 4.9903E+10 6.0565E+11	GRUPPE 44 5.0020E+02 2.0937E+10 3.1733E+11	GRUPPE 45 5.6820E+02 1.5031E+10 2.5878E+11
GRUPPE 46 6.5550E+02 2.7128E+10 5.3880E+11	GRUPPE 47 7.9570E+02 1.3256E+10 3.1959E+11	GRUPPE 48 1.0030E+03 1.6640E+10 5.0571E+11	GRUPPE 49 1.5660E+03 5.6878E+10 2.7819E+12	GRUPPE 50 2.8320E+03 5.3296E+10 4.7784E+12
GRUPPE 51 3.4430E+03 7.3539E+10 1.2194E+13	GRUPPE 52 1.0710E+04 6.8389E+10 2.2193E+13	GRUPPE 53 2.0360E+04 5.0617E+10 3.1224E+13	GRUPPE 54 3.1240E+04 2.7679E+10 2.6201E+13	GRUPPE 55 4.0390E+04 2.0558E+10 2.5159E+13
GRUPPE 56 4.8680E+04 1.32226E+10 1.4508E+13	GRUPPE 57 5.7440E+04 8.6092E+09 1.4984E+13	GRUPPE 58 7.0540E+04 3.3075E+09 7.0694E+12	GRUPPE 59 5.6850E+04 4.2530E+08 1.7598E+12	GRUPPE 60 1.7120E+05 9.3080E+07 4.8284E+11

Entsprechend Abb. 4.4 ergibt sich für eine Emitterdicke von $d = 0.01$ cm

$$F = B \text{ (Zone 3)} / B \text{ (Zone 9)} = 0,359$$

$$f = B \text{ (Zone 2)} / B \text{ (Zone 3)} = 5,45 \cdot 10^{-2}$$

Eine weitere Parameterstudie befaßte sich mit der Variation der Emitterdicke bei gleichbleibendem Abstand zwischen Emitter und dem Ort des aufgeprägten Neutronenflusses. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.3 und Tab. 4.4 zusammengestellt. Bei Erhöhung der Emitterdicke von 0,01 cm auf den 30fachen Wert von 0,3 cm steigt die Gesamtrate (n,γ) um etwa 24%, d.h. daß Emitterdicken größer als 0,01 cm die Gesamtreaktionsrate nur unwesentlich ändern.

Tabelle 4.3: Absorptionsrate $Gd(n,\gamma)$ für verschiedene Emitterdicken bei 6 cm Abstand Emitter - eingepprägter Fluß

Emitterdicke d (cm)	Reaktionsrate B ($1/\text{cm}^3 \cdot \text{s}$)	Gesamtreaktionsrate ($1/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)	B · d
0.01	$0.2721 \cdot 10^{15}$	$0.2721 \cdot 10^{13}$	$\pm 2.12 \%$
0.02	$0.1320 \cdot 10^{15}$	$0.2640 \cdot 10^{13}$	$\pm 2.15 \%$
0.05	$0.5730 \cdot 10^{14}$	$0.2866 \cdot 10^{13}$	$\pm 1.94 \%$
0.1	$0.2979 \cdot 10^{14}$	$0.2979 \cdot 10^{13}$	$\pm 2.01 \%$
0.2	$0.1571 \cdot 10^{14}$	$0.3142 \cdot 10^{13}$	$\pm 2.06 \%$
0.3	$0.1198 \cdot 10^{14}$	$0.3594 \cdot 10^{13}$	$\pm 2.05 \%$

Der in Tab. 4.3 angegebene Fehler ist der statistische Fehler aus der KENO II-Rechnung.

Der Fehler der gesamten Rechnung setzt sich zusammen aus dem oben genannten statistischen Fehler der KENO II-Rechnung, aus der Änderung der Gruppenstruktur von 53-Energiegruppen auf 66 Energiegruppen sowie aus der Annahme, daß in einer Entfernung von 6 cm von der Emitteroberfläche das eingepprägte Spektrum vorliegt. Er beträgt ca. 15%.

Die Ursache dafür, daß sich die Gesamtreaktionsrate kaum ändert, ist der sehr große Absorptionsquerschnitt des Gadoliniums. Dieser bewirkt auch, daß sich die Flußabsenkung F mit zunehmender Emitterdicke kaum ändert, wie Tabelle 4.4 zeigt.

Tabelle 4.4: Vergleich der Werte von f und F des thermischen Energiebereichs $E < 0,091$ eV mit den Werten für den gesamten Energiebereich bei hohlzylindrischem Gadolinium-Emitter mit H_2O -Umgebung

KENO II $E < 0,091$ eV				KENO II E_{gesamt}		
Emitter- dicke (cm)	f	F	$f \cdot F$	f	F	$f \cdot F$
0,01	$4,183 \cdot 10^{-2}$	$3,54 \cdot 10^{-1}$	$1,482 \cdot 10^{-2}$	$5,452 \cdot 10^{-2}$	$3,592 \cdot 10^{-1}$	$1,958 \cdot 10^{-2}$
0,05	$8,118 \cdot 10^{-3}$	$3,504 \cdot 10^{-1}$	$2,845 \cdot 10^{-3}$	$1,162 \cdot 10^{-2}$	$3,549 \cdot 10^{-1}$	$4,124 \cdot 10^{-3}$
0,1	$4,303 \cdot 10^{-3}$	$3,311 \cdot 10^{-1}$	$1,425 \cdot 10^{-3}$	$6,409 \cdot 10^{-3}$	$3,346 \cdot 10^{-1}$	$2,1447 \cdot 10^{-3}$
0,2	$1,187 \cdot 10^{-3}$	$3,22 \cdot 10^{-1}$	$7,062 \cdot 10^{-4}$	$3,456 \cdot 10^{-3}$	$3,272 \cdot 10^{-1}$	$1,1308 \cdot 10^{-3}$
0,4	$1,129 \cdot 10^{-3}$	$3,197 \cdot 10^{-1}$	$3,591 \cdot 10^{-4}$	$1,869 \cdot 10^{-3}$	$3,222 \cdot 10^{-1}$	$6,023 \cdot 10^{-4}$

Die gleiche Rechnung wurde für einen hohlzylindrischen Kobalt-Emitter durchgeführt. Tabelle 4.5 zeigt im Gegensatz zu den Ergebnissen für den Gadolinium-Emitter, daß eine Erhöhung der Emitterdicke um den 30-fachen Wert (von 0,01 cm auf 0,3 cm) eine Erhöhung der Gesamtreaktionsrate (n, γ) etwa um den Faktor 7,4 bewirkt. Tabelle 4.6 zeigt die Änderung der Flußabsenkung mit zunehmender Emitterdicke.

Tabelle 4.5 : Absorptionsrate $CO(n,\gamma)$ für verschiedene Emitter-Dicken bei 6 cm Abstand Emitter - eingepprägter Fluß

Emitter- dicke d (cm)	Reaktions- rate B $1/cm^3 \cdot s$	Gesamtreak- tionsrate $(1/cm^2 \cdot s) B \cdot d$
0,01	0,3569 E 14	0,3569 E 12 $\pm 2,2\%$
0,05	0,2459 E 14	0,1229 E 13 $\pm 2,3\%$
0,1	0,1784 E 14	0,1784 E 13 $\pm 2,5\%$
0,2	0,1175 E 14	0,2350 E 13 $\pm 2,6\%$
0,3	0,8848 E 13	0,2654 E 13 $\pm 2,8\%$

Tabelle 4.6: Vergleich der Werte von f und F des thermischen Energiebereichs $E < 0,091$ eV mit den Werten für den gesamten Energiebereich bei hohlzylindrischem Kobalt-Emitter mit H_2O -Umgebung

KENO II $E < 0,091$ eV				KENO II E_{gesamt}		
Emitter- dicke (cm)	f	F	f · F	f	F	f · F
0,01	0,9517	0,9891	0,9413	0,9580	0,8985	0,8608
0,05	0,8934	0,7266	0,6491	0,9400	0,7484	0,7035
0,1	0,7876	0,5861	0,4616	0,8834	0,6640	0,5866
0,2	0,6358	0,4662	0,2963	0,8069	0,5914	0,4772
0,3	0,5051	0,4260	0,2152	0,7562	0,5603	0,4237

Die Abb. (4.6 - 4.9) zeigen den Verlauf sowohl des thermischen ($E \leq 0.091$ eV) als auch des gesamten Flusses für 6 cm Abstand zwischen aufgeprägter Flußzone und Gadolinium-Emitter für unterschiedliche Emitterdicken.

In der Abb. (4.10 - 4.13) sind die Ergebnisse für gleiche Rechnungen, jedoch mit Co-Emitter dargestellt.

Abb. 4.14 zeigt die gesamte Reaktionsrate ($B^*=B \cdot \text{Volumen}$ (1/sec) in Abhängigkeit von der Emitterdicke für Gd-Emitter und Co-Emitter Detektor.

Wie man aus der Abb. 4.14 entnehmen kann, ist die gesamte Reaktionsrate des Detektors mit einem 0,3 cm starken Co-Emitter kleiner als die Reaktionsrate eines Gd-Emitters mit einer Emitterdicke von 0,01 cm, was auf den großen Absorptionswirkungsquerschnitt des Gadoliniums zurückzuführen ist.

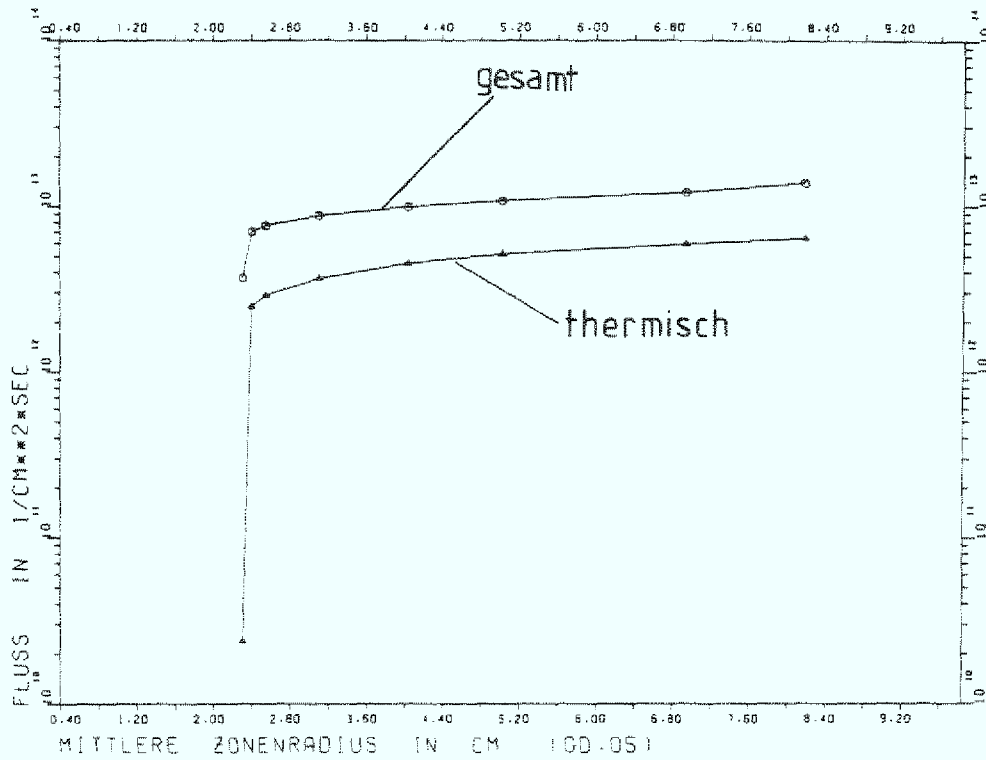


Abb. 4.6 : Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonnenradius (Gd-Emitterdicke 0.05 cm)

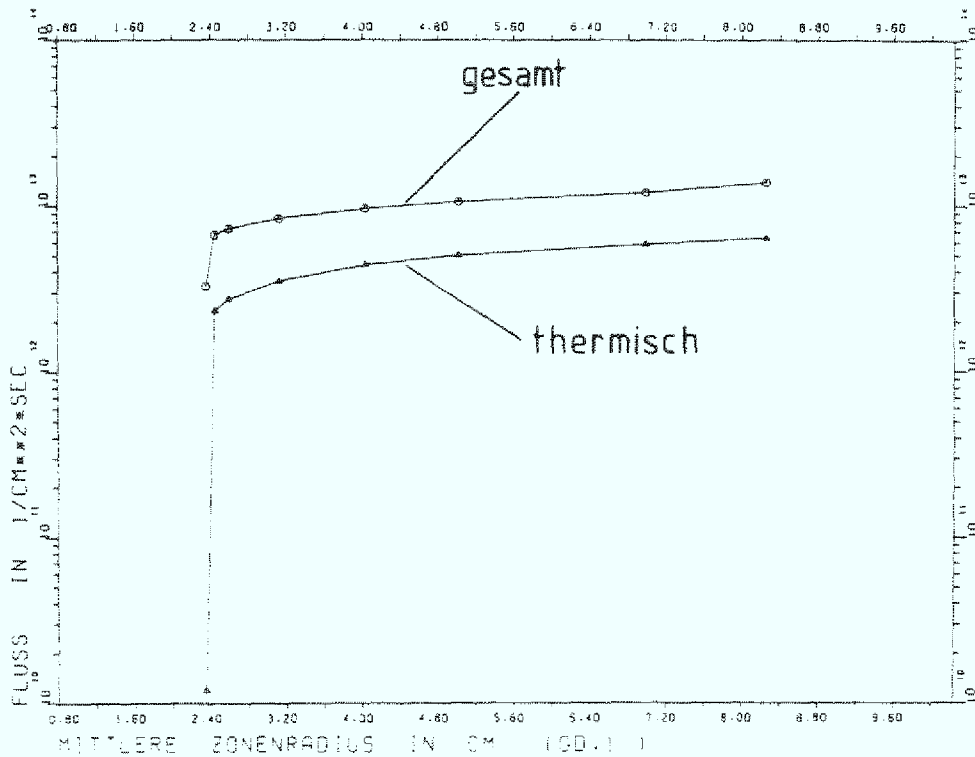


Abb. 4.7 : Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonnenradius (Gd-Emitterdicke 0.1 cm).

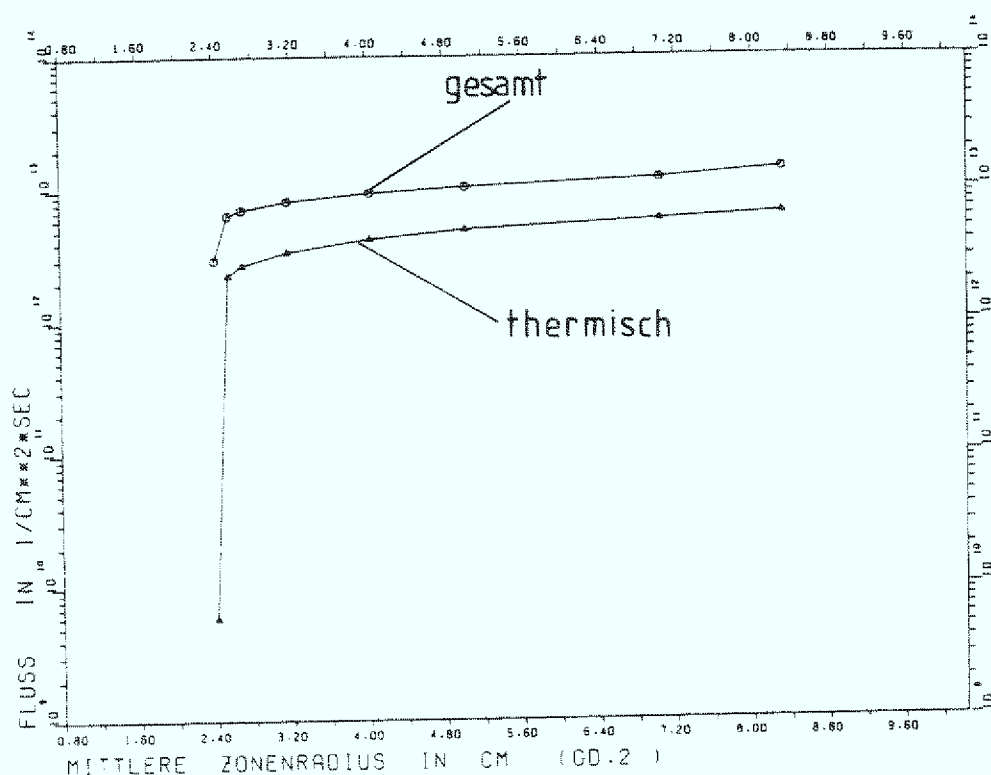


Abb. 4.8 : Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonenradius (Gd-Emitterdicke 0.2 cm).

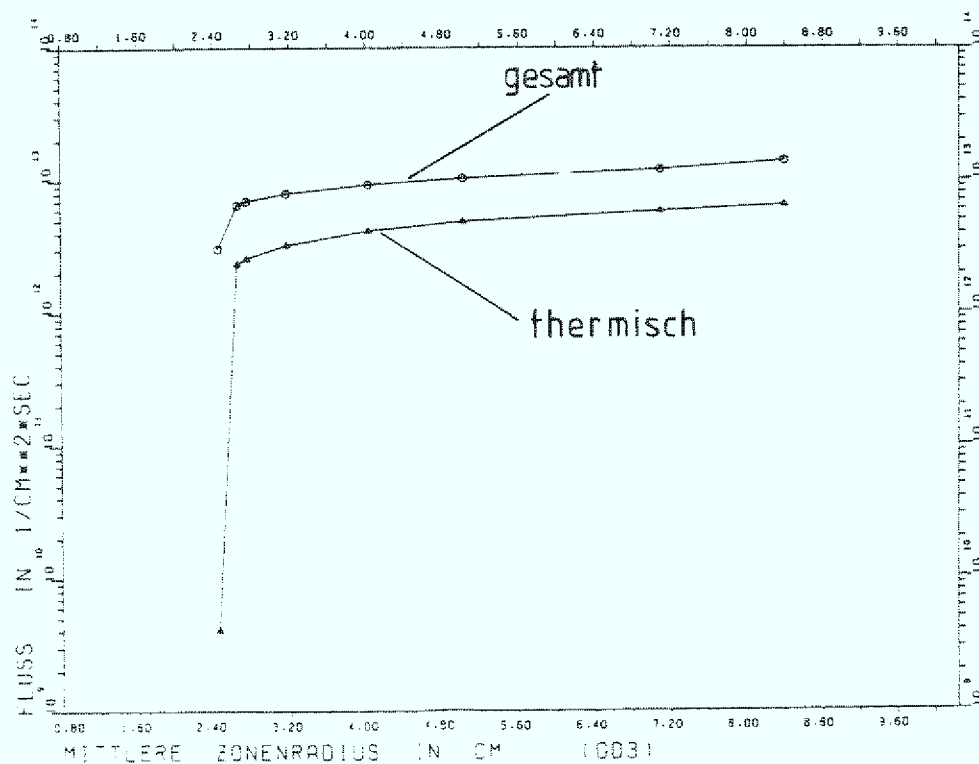


Abb. 4.9 : Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonenradius (Gd-Emitterdicke 0.3 cm).

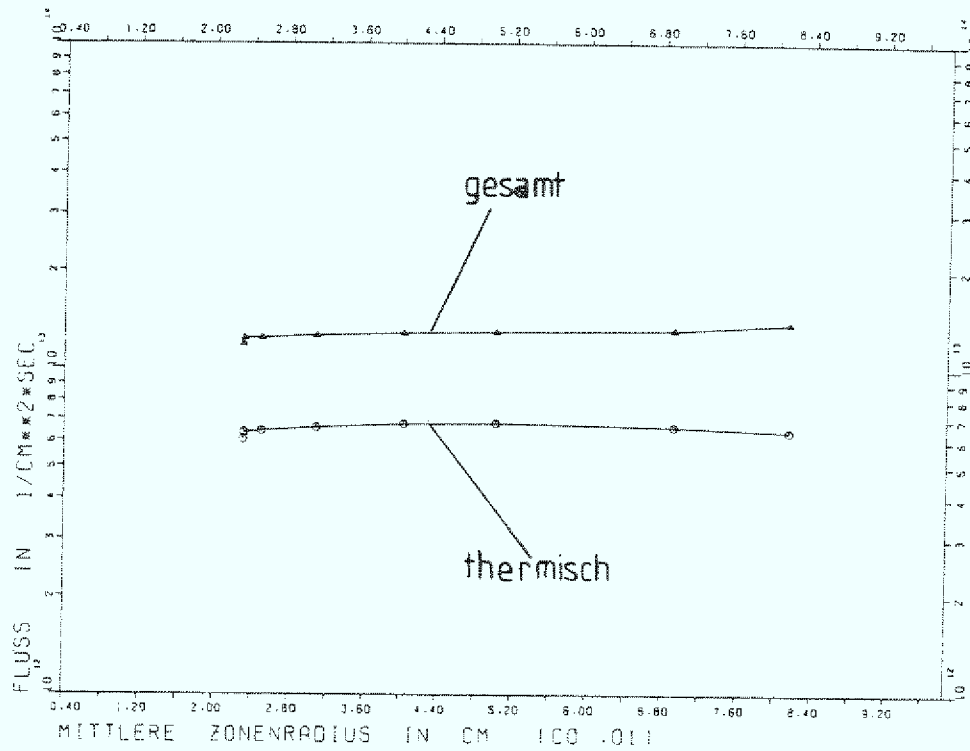


Abb. 4.10 : Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonenradius (Co-Emitterdicke 0.01 cm)

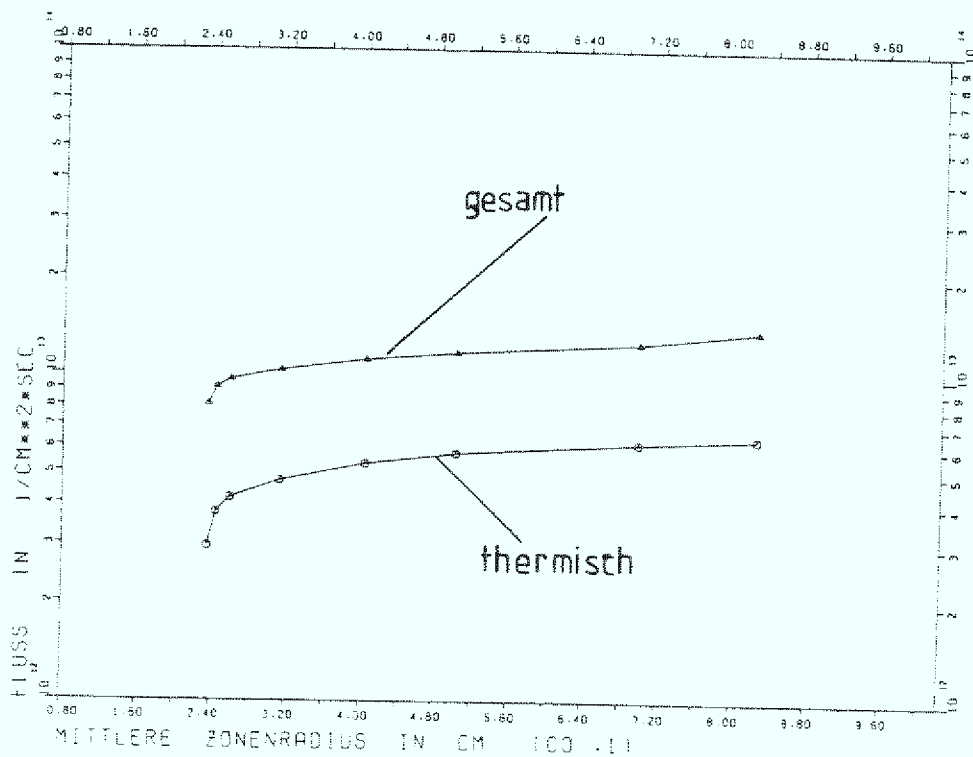


Abb. 4.11 : Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonenradius (Co-Emitterdicke 0.1 cm)

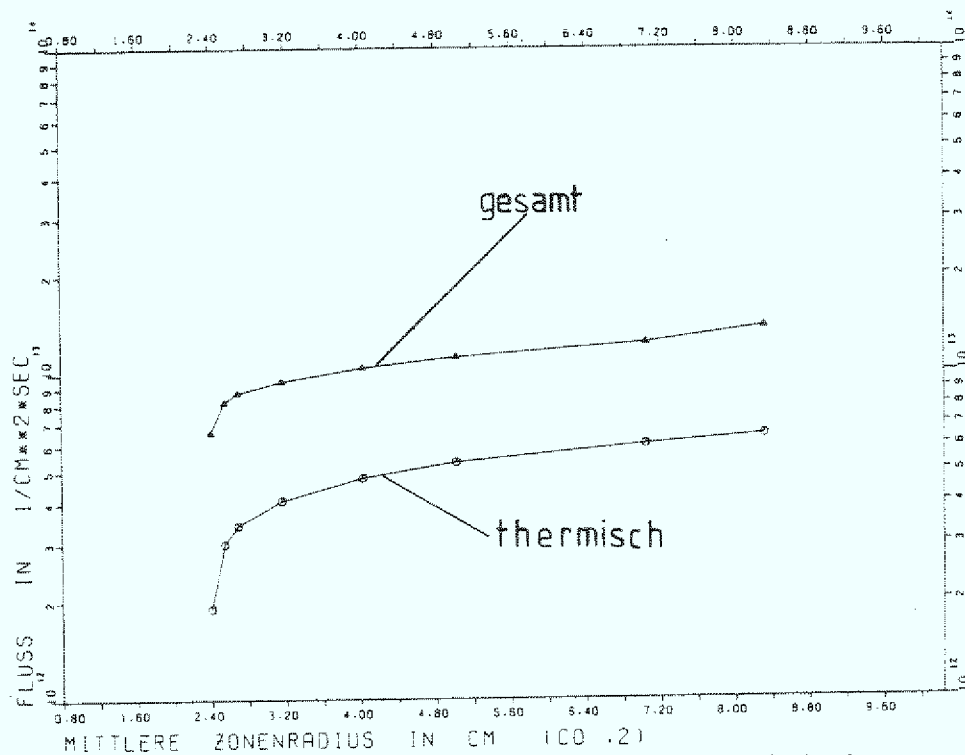


Abb. 4.12 : Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonenradius (Co-Emitterdicke 0.2 cm) .

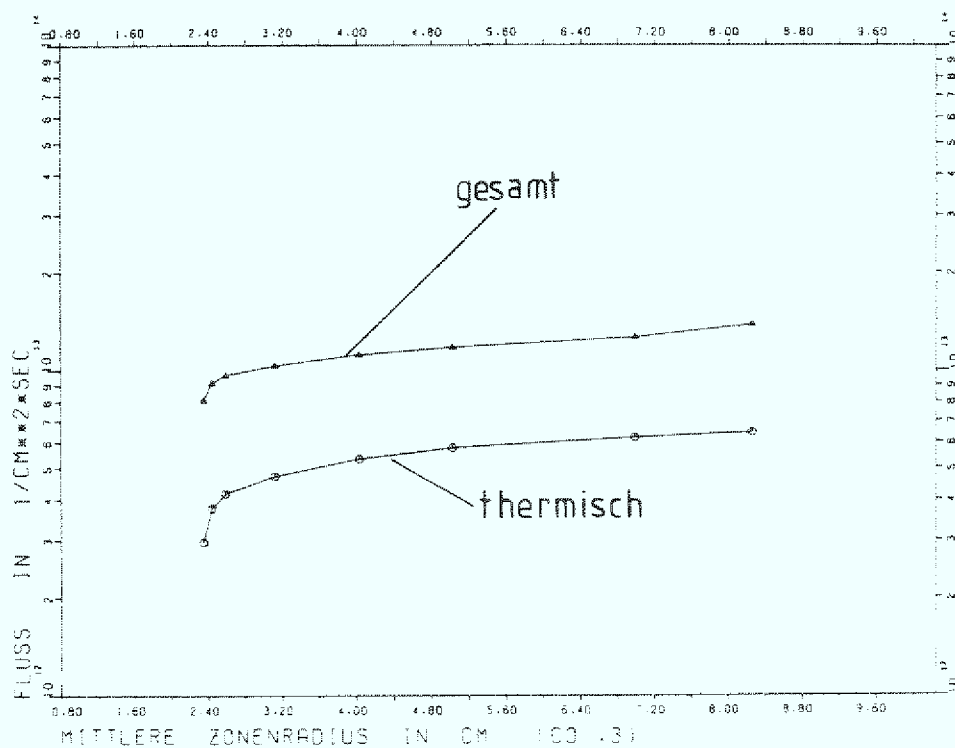


Abb.4.13 : Neutronenfluß in Abhängigkeit vom mittleren Zonenradius (Co-Emitterdicke 0.3 cm) .

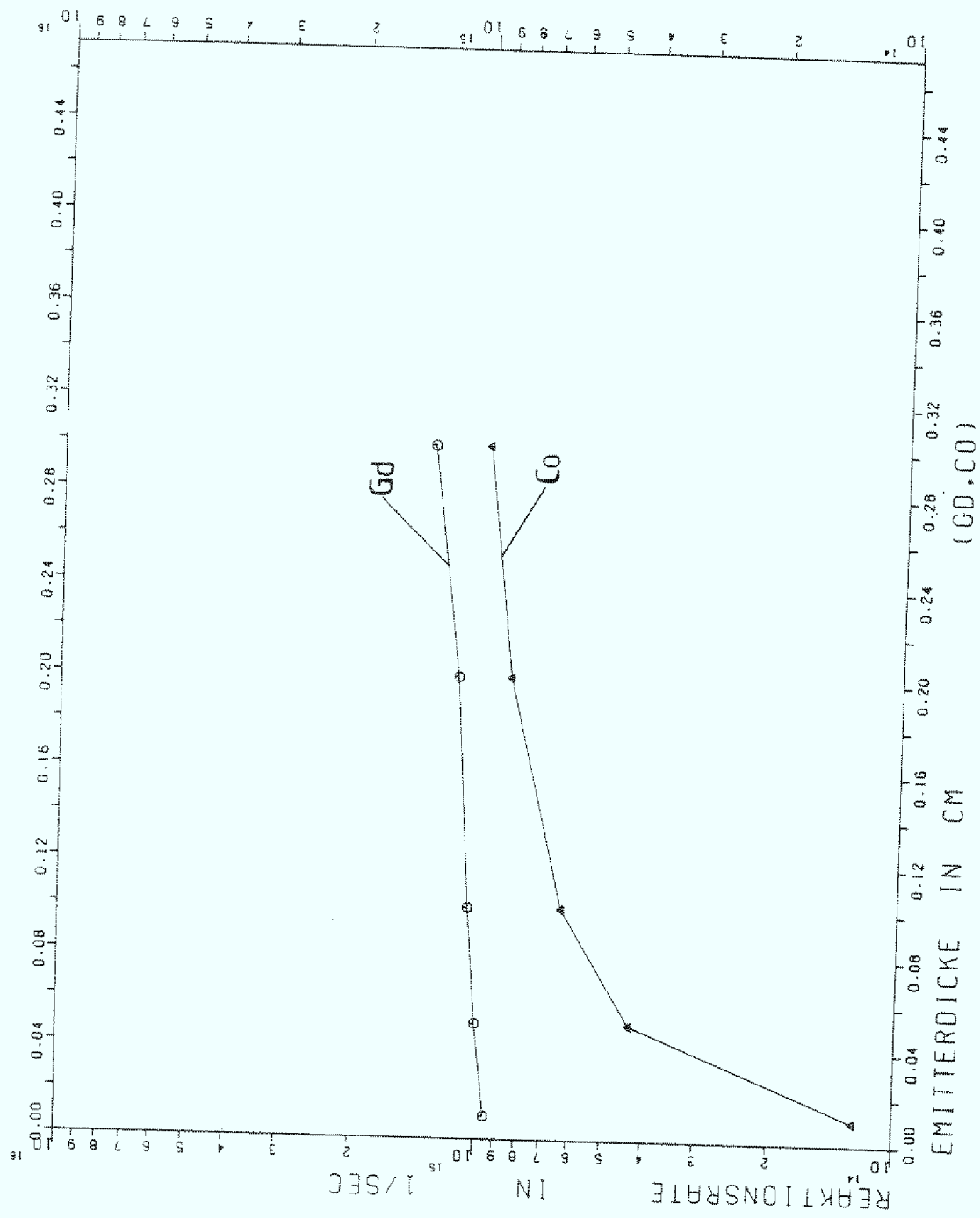


Abb. 4.14 : Reaktionsrate in Abhängigkeit von der Emitterdicke

5. ELEKTRONENAUSBEUTE B_0 PRO (n,γ) -REAKTION IM EMITTER

Die auf den Emitter auftreffenden Neutronen (aus der n -ten Energiegruppe) führen entsprechend dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt Σ_n zur (n,γ) -Reaktion, wobei sich die Energie der erzeugten γ -Quanten über einen Bereich von 0 bis 7,5 MeV erstreckt. Dabei wird die Entstehung der γ -Quanten im Emitter als homogen und isotrop angenommen (gute Näherung für kleine Produkte aus Emitterdicke und Absorptionsquerschnitt des Emitters). Die je (n,γ) -Prozeß in einem bestimmten Energiebereich i anzutreffende Anzahl von γ -Quanten y_i wird nun mit der Wahrscheinlichkeit p_i^C für Comptonprozesse oder mit der Wahrscheinlichkeit p_i^P für Photoprozesse im Emitter multipliziert und so die Elektronenzahl berechnet. Die in beiden Fällen erzeugten, durch den Stoß mit kinetischer Energie versehenen Compton- oder Photoelektronen werden mit einer Wahrscheinlichkeit ϵ_i^C bzw. ϵ_i^P den Emitter verlassen und sich in Richtung Kollektor bewegen.

Die Elektronenausbeute pro (n,γ) -Reaktion im Emitter berechnet sich aus

$$B_0 = \left(\sum_{i=1}^j y_i p_i^C \epsilon_i^C + \sum_{i=1}^j y_i p_i^P \epsilon_i^P \right) \quad 5.1$$

wobei bedeuten

y_i Anzahl der bei der (n,γ) -Reaktion im Emitter entstandenen γ -Quanten mit einer γ -Energie im i -ten Energieintervall

j Anzahl der Gamma-Energieintervalle

p_i^C Erststoßwahrscheinlichkeit von prompten Einfang-Gammaquanten für Compton-Effekt bei einer Gammaenergie im i -ten Energieintervall im Emitter

ϵ_i^C Wahrscheinlichkeit, daß das Comptonelektron den Emitter verläßt

p_i^P Erststoßwahrscheinlichkeit von prompten Einfang-Gammaquanten für Photoeffekt bei einer Gamma-Energie im i -ten Energieintervall im Emitter

ϵ_i^P Wahrscheinlichkeit, daß ein Photoelektron den Emitter verläßt

5.1 Energie und Häufigkeit y_i der durch (n,γ) -Reaktion erzeugten γ -Quanten

Für die Energie der γ -Quanten und deren Häufigkeiten wurden die Daten von Rassmussen /20/ übernommen. Diese Energien sind wie folgt unterteilt:

a) Diskrete γ -Energien

Im Bereich von 0.23 bis 7.49 MeV für Kobalt bzw. im Bereich von 0.199 bis 7.28 MeV für Gadolinium werden pro (n,γ) -Reaktion je 132 diskrete Häufigkeiten $y_i(E_{\gamma i})$ angegeben, die auf 44 (Kobalt) bzw. 34 (Gadolinium-Energiegruppen kondensiert werden. Die mittlere Energie im Energieintervall wird durch Wichtung der diskreten γ -Energienlinien mit ihren Häufigkeiten bestimmt.

$$\bar{E}_{\gamma i} = \frac{\sum_{i=1}^n E_{\gamma i} \cdot y_i(E_{\gamma i})}{\sum_{i=1}^n y_i(E_{\gamma i})}$$

Die zugehörige Häufigkeit je Gruppe wird nach

$$y_i = \sum_{i=1}^n y_i(E_{\gamma i})$$

errechnet.

b) Kontinuumteil der γ -Energien

Beim Einfang-Gammastrom ergibt sich ein Kontinuumteil, der von nicht aufgelösten oder schwachen Gammalinien herührt.

Die Energien des Kontinuums werden in 34 Energie-Gruppen unterteilt, wobei für jede Gruppe die maximale ($E_{\gamma \max}$) sowie die minimale ($E_{\gamma \min}$) γ -Energie und die dazugehörigen Häufigkeiten in den Tabellen von Rassmussen /20/ vorliegen.

Daraus errechnet sich die mittlere γ -Energie des Kontinuums-
teils je Gruppe zu

$$\bar{E}_{\gamma} = \frac{E_{\gamma \max i} - E_{\gamma \min i}}{2}$$

Anschließend werden für jede mittlere Energie $\bar{E}_{\gamma}$ die fol-
genden Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten P_i und die Ent-
kommwahrscheinlichkeiten der Elektronen ϵ_i berechnet:

zu a) Diskrete γ -Energien

Comptoneffekt P_i^C	: siehe Kapitel 5.2.1
Entkommwahrscheinlichkeit der Compton-Elektronen ϵ_i^C	: siehe Kapitel 5.3
Photoeffekt P_i^P	: siehe Kapitel 5.2.2
Entkommwahrscheinlichkeit der Photo-Elektronen ϵ_i^P	: siehe Kapitel 5.4

zu b) Kontinuumteil der Energien

Comptoneffekt p_i^C	: siehe Kapitel 5.2.1
Entkommwahrscheinlichkeit der Compton-Elektronen ϵ_i^C	: siehe Kapitel 5.3
Photoeffekt p_i^P	: siehe Kapitel 5.2.2
Entkommwahrscheinlichkeit der Photo-Elektronen ϵ_i^P	: siehe Kapitel 5.4

Um die Elektronenausbeute B_0 pro im Emitter absorbiertem
Neutron zu ermitteln, werden die oben erwähnten Faktoren in
Gleichung 5.1 eingesetzt und die Produkte $y_i \cdot P_i \cdot \epsilon_i$ für alle
Energiegruppen aufsummiert.

Dabei wird bei der Rechnung nur die erste Streuung eines

γ -Quants berücksichtigt. Mehrfachstreuung im dünnen Emitter-Material ist unwahrscheinlich und wird vernachlässigt.

In der Tabelle 5.1 sind die Elektronenausbeuten des Kontinuums-teils B_{02} sowie die des diskreten Energieteils B_{01} und die Summe der beiden Anteile $B_0 = B_{01} + B_{02}$ in Abhängigkeit von der Emitterdicke für hohlzylindrischen Gadolinium-Emitter, bezogen auf ein Neutron, angegeben (Abb. 5.1).

Tabelle 5.1: Elektronenausbeute B_{01} (diskret), B_{02} (Kontinuum) und B_0 (Gesamtausbeute in Abhängigkeit von der Emitterdicke; Gd-Emitter

Emitter- dicke(cm)	B_{01}	B_{02}	B_0
0,01	0,8875 E-2	0,1010 E-1	0,1898 E-1
0,02	0,1054 E-1	0,1756 E-1	0,2810 E-1
0,03	0,1121 E-1	0,2333 E-1	0,3450 E-1
0,04	0,1144 E-1	0,2785 E-1	0,3929 E-1
0,05	0,1151 E-1	0,3143 E-1	0,4294 E-1
0,1	0,1155 E-1	0,4024 E-1	0,5179 E-1
0,2	0,1110 E-1	0,4165 E-1	0,5275 E-1
0,3	0,1034 E-1	0,3941 E-1	0,4975 E-1

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse für die gleichen Rechnungen, jedoch mit Kobalt-Emitter angegeben (Abb. 5.2).

Tabelle 5.2: Elektronenausbeute B_{01} (diskret) B_{02} (Kontinuum) und B_0 (Gesamtausbeute) in Abhängigkeit von der Emitterdicke; Kobalt-Emitter

Emitter- dicke(cm)	B_{01}	B_{02}	B_0
0,01	0,9961 E-2	0,1171 E-2	0,1171 E-2
0,05	0,2425 E-1	0,5999 E-2	0,3025 E-1
0,1	0,3353 E-1	0,8290 E-2	0,4182 E-1
0,2	0,4044 E-1	0,9463 E-2	0,4990 E-1
0,3	0,4043 E-1	0,9260 E-2	0,4969 E-1

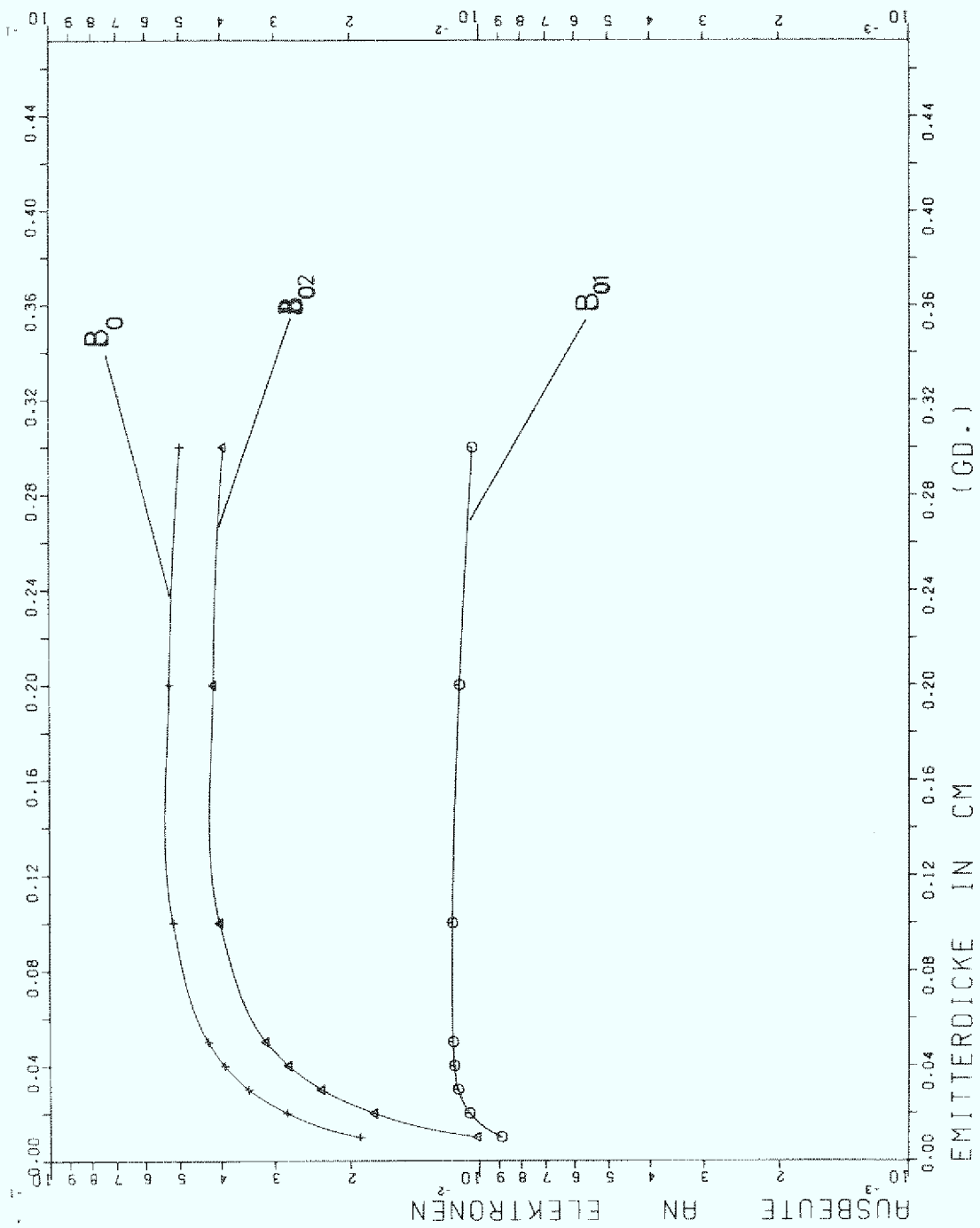


Abb. 5.1: Elektronenausbeute in Abhängigkeit von der Gd-Emitterdicke, bei einer Isolatorstärke von 0.2 cm

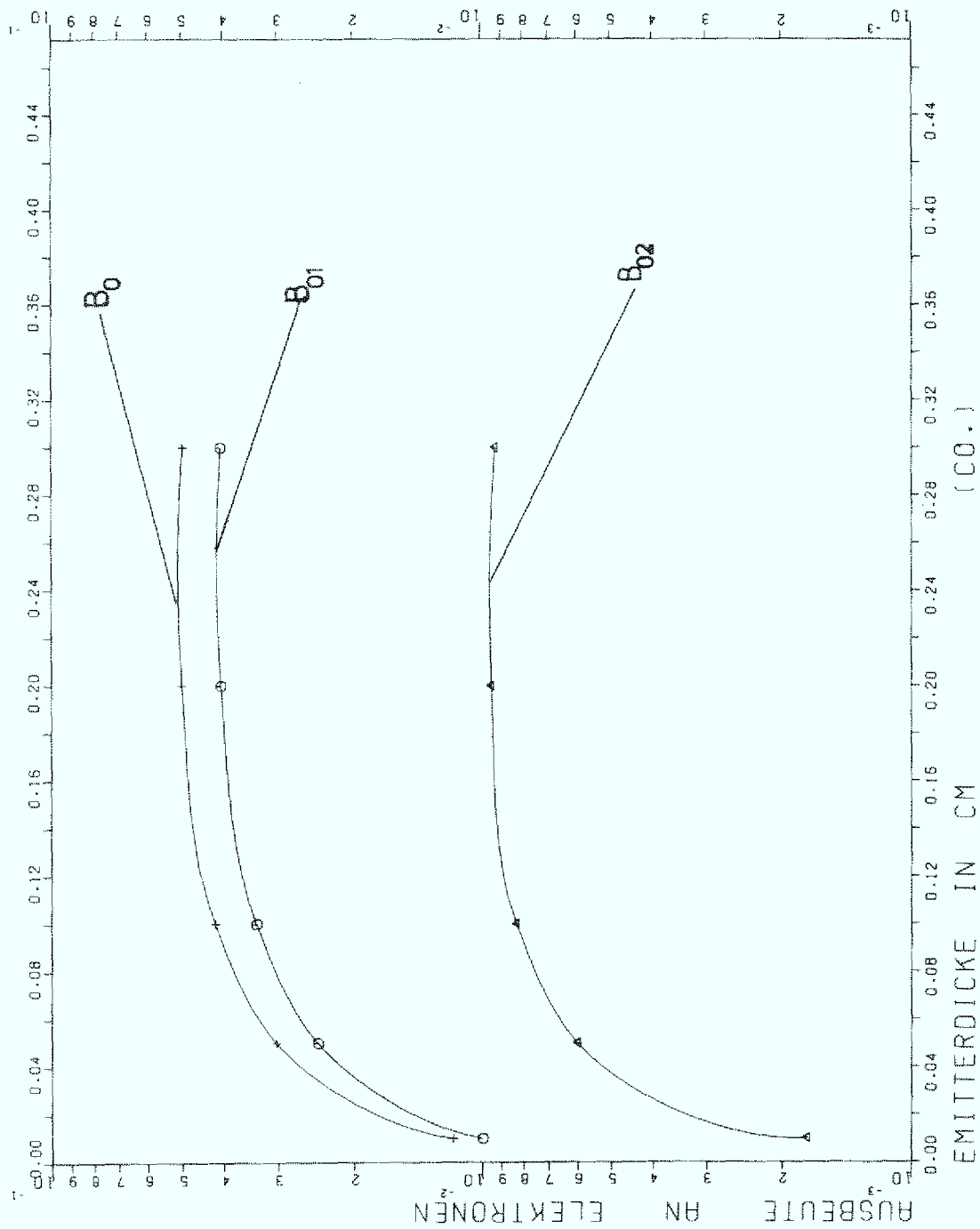


Abb. 5.2: Elektronenausbeute in Abhängigkeit von der Co-Emitterdicke, bei einer Isolatorstärke von 0.2 cm

5.2 Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der γ -Quanten mit dem Emitter

5.2.1 Bestimmung der Wechselwahrscheinlichkeit des Compton-effektes p_i^C

P_i^C ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines γ -Quants mit dem Emitter, unter der vereinfachenden Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der Gammaquellen und isotroper Emission der Quanten im ganzen Emittervolumen /11/.

$$P_i^C = \frac{\Sigma_i^C}{\Sigma_i^C + \Sigma_i^P} (1 - P_{Q_i})$$

P_{Q_i} ist die Entkommwahrscheinlichkeit eines γ -Quants aus dem Emitter (siehe Gleichung 5.2)

Σ_i^C, Σ_i^P Makroskopischer Wirkungsquerschnitt des Emitters für Compton Σ_i^C - bzw. Photo Σ_i^P -Wechselwirkungen, energieabhängig (Index i)

Um Σ_i^C zu bestimmen, wurde die Formel Klein und Nischina /21,11/ benutzt:

$$\Sigma^C = N_a \cdot Z \cdot e \sigma_0 \left(-\frac{1+a}{2} \left| \frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{1}{a} \ln(1+2a) \right| + \frac{1}{2a} \ln(1+2a) - \frac{1+3a}{(1+2a)^2} \right)$$

N_a = Anzahl der Atome pro cm^3

Z = Ordnungszahl

$e \sigma_0$ = Thomson'scher Streukoeffizient = $0.665 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$

$a = \frac{\bar{E}_\gamma}{m_0 \cdot c^2}$, $m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$

$\bar{E}$ = mittlere Energie der γ -Quanten

Σ_i^P = berechnet sich /21,22/ zu

$$\Sigma_i^P = N_a \cdot 4 \cdot \sqrt{2} \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot a^{-7/2} \cdot e \sigma_0 \cdot 1.25$$

$$\alpha = \frac{2\pi \cdot e^2}{h \cdot c} \approx \frac{1}{137}$$

Der Ausdruck für Σ_i^P gilt unter der Voraussetzung $E \gg B_K$.

B_K = Bindungsenergie der Elektronen der K-Schale.

Ohne den Faktor 1.25 wird nur der Photoeffekt an der K-Schale berücksichtigt.

Mit ausreichender Genauigkeit berücksichtigt man die Mitwirkung der L- und M-Schalen mit dem um den Faktor 1.25 größeren Wirkungsquerschnitt für k-Elektronen /24/.

Für die Entkommwahrscheinlichkeit P_Q eines γ -Quants aus dem Emitter für Hohlzylinder wurde die folgende Formel aus einer Arbeit von Kiesewetter und Marbach /12/ abgeleitet:

$$P_Q = P_{Q_1} (1 - P_Z (1 - P_{Q_{12}})) + P_{Q_2} \quad 5.2$$

P_{Q_1} = Entkommwahrscheinlichkeit der Gamma-Quanten aus dem Emitter in den Innenraum

P_{Q_2} = Entkommwahrscheinlichkeit der Gamma-Quanten aus dem Emitter unmittelbar in die äußere Umgebung

$P_{Q_{12}}$ = Entkommwahrscheinlichkeit der Gamma-Quanten aus dem Innenraum in die äußere Umgebung

P_Z = Entkommwahrscheinlichkeit der Gamma-Quanten auf dem Weg durch den Innenraum

P_{Q_1} , P_{Q_2} , $P_{Q_{12}}$ und P_Z lassen sich relativ einfach mit Hilfe der "Tabellen der Entkommwahrscheinlichkeiten für Hohlzylinder" /12/ ermitteln. Dabei sind die Werte für die Entkommwahrscheinlichkeiten von zwei Hilfsgrößen (k und d) abhängig:

$$1/k = \frac{\text{Außendurchmesser}}{\text{Innendurchmesser}} = \frac{D_a}{D_i}$$

$$d_k = (1-K) (D_a - D_i) \cdot (\Sigma_i^C + \Sigma_i^P);$$

d.h. d ist energie- und geometrieabhängig.

Jede der oben angegebenen Entkommwahrscheinlichkeiten ist als $f(d)$ tabelliert in n-Wertpaaren (P_i, d_i) ; $(P_i \cong P_{Q1}, P_{Q2}, P_{Q12})$

Für einen beliebigen Wert d_k wird der zugehörige Wert P_k berechnet. Dabei wird das Newtonsche Näherungsverfahren mit 4 Stützstellen benutzt /11/. Danach werden die Werte für die verschiedenen Entkommwahrscheinlichkeiten in Gleichung 5.2 eingesetzt.

Da P_Q die Entkommwahrscheinlichkeit der γ -Quanten aus dem Emitter ist, gibt $1-P_Q$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein γ -Quant im Emitter eine Wechselwirkung macht.

Für die Parameterrechnungen, die hier durchgeführt worden sind, wurde der Innenraum des Detektors als hohl angenommen (für Co-Emitter), d.h. für die Entkommwahrscheinlichkeit der Gammaquanten auf dem Weg durch den Innenraum wurde $P_Z = 1$ eingesetzt. Für den Spezialfall unseres durchgeführten Experimentes wird P_Z extra gerechnet, da der Detektor sich in Wasser befand. Durch die Berücksichtigung von P_Z verringert sich der Detektorstrom um den Faktor 0.99. (Parameterrechnungen für Gd: hier mit P_2 für Wasser).

5.2.2 Bestimmung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Photoeffekts: P_i^P

$$p_i^P = \frac{\Sigma_i^P}{\Sigma_i^C + \Sigma_i^P} (1-P_Q)$$

Die Größen Σ_i^P und Σ_i^C wurden bereits in Kapitel 5.2.1 ermittelt, ebenso P_Q .

Für Emittermaterial mit einer Ordnungszahl $Z < 40$, z.B. Co, ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit p_i^P für Photoeffekt im Verhältnis zu der für den Comptoneffekt sehr klein. Bei Co-Emitter mit einer Emitterdicke von 0.05 cm sinkt bei Erhöhung der γ -Energie von 0.246 MeV auf 1.06 MeV die Wechsel-

wirkungswahrscheinlichkeit des Photoeffektes um den Faktor 154, während der Comptoneffekt in diesem Bereich nur um den Faktor 1.7 abfällt.

Aus diesem Grunde ist der Comptoneffekt entscheidend für die Berechnung, dennoch wurde der Photoeffekt bei den Rechnungen berücksichtigt.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Photoeffekts p_i^P fällt auch bei Gadolinium mit steigender γ -Energie ab.

In der Rechnung ergibt sich ein Faktor 14 bei einer Energieerhöhung von 0.87 MeV auf 1.87 MeV. Im gleichen Energiebereich sinkt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für den Comptoneffekt jedoch nur um den Faktor 1.47 (Gd-Emitter mit 0.01 cm Emitterdicke).

5.3 Entkommwahrscheinlichkeit (ϵ_i^C) der Comptonelektronen und der Photoelektronen (ϵ_i^P) aus dem Emitter

Zur Ermittlung der Werte ϵ_i^C wurde ein MONTE-CARLO-Programm (SELPOND) entwickelt, das in der hier angegebenen Schrittfolge: Startpunkt, Startwinkel, Austrittspunkt und Elektronenenergie berechnet unter der Annahme, daß die Elektronen homogen und isotrop im Emitter stehen. (Beschreibung des Programms siehe Anhang 4).

5.3.1 Erzeugung der Startpunkte und der Startwinkel sowie Berechnung des potentiellen Austrittspunktes

Dazu wurden über den Emitterquerschnitt zufallsverteilte Startpunkte (r_i, φ_i) erzeugt und den von diesem Startpunkt ausgehenden Elektronen zunächst die Projektion des Startwinkels in der Emitterebene φ_2 zugeordnet (Abb. 5.3). Der Winkel φ_2 wird ebenfalls zwischen 0 und 2π zufallsverteilt gewählt. Der Winkelbereich nahe $\pi/2$ und $3\pi/2$ wird aus programmtechnischen Gründen bei der Rechnung zur Vermeidung von Divergenzen in diesen Richtungen ausgeschlossen. Für den Fall, daß das Elektron genügend Energie hat und aus dem Emitter in den Isolator austritt, wird angenommen, daß sich die Richtung des Elektrons dann nicht mehr ändert. Diese Annahme ist berechtigt, da der Isolator im

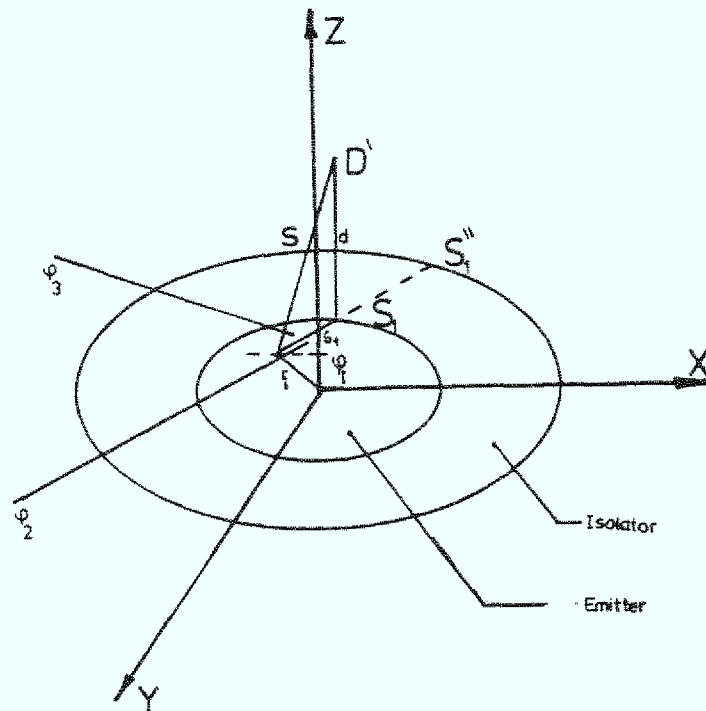


Abb. 5.3: Erzeugung, Startpunkte, Startwinkel und Austrittspunkt aus dem Emitter, Isolator

Vergleich zum Emitter eine viel geringere Dichte besitzt und es nur zu geringfügigen Abweichungen der Elektronenbahn von der mittleren Elektronenbahn kommt, die der mittleren Elektronenreichweite zugeordnet wird. Tatsächlich bewegt sich das Elektron jedoch dreidimensional durch den Emitter und entsprechend auch durch den Isolator. Zur Berücksichtigung dieser Bewegung wird dem Elektron ein weiterer Winkel φ_3 (ebenfalls zufallsverteilt) zwischen Emitterquerschnittsebene und Flugbahn zugeordnet. Um zu ermitteln, ob das Elektron den Emitter verlassen kann, werden zunächst der auf der Emitterebene projizierte Austrittspunkt D' und die Höhendifferenz $D'S_1 = d$ zwischen Durchtrittspunkt S_1 und potentiellm Austrittspunkt D' unter Berücksichtigung des Winkels φ_3 berechnet. Der von den Elektronen vom Startpunkt bis zum Austrittspunkt zurückzulegende Weg berechnet sich dann nach folgendem Schema:

Für die Koordinaten von S_1 (Abb. 5.3) gelten die folgenden Beziehungen:

$$y_1 = \tan \varphi_2 \cdot x + r_i \cdot \sin \varphi_i - \tan \varphi_2 \cdot r_i \cos \varphi_i$$

$$x_1 = - \frac{m_i \cdot n_i}{m_i^2 + 1} \pm \sqrt{\left(\frac{m_i \cdot n_i}{m_i^2 + 1} \right)^2 - \frac{n_i^2 - r_i^2}{m_i^2 + 1}} \quad \text{wobei}$$

$$m_i = \tan \varphi_2$$

$$n_i = r_i \cdot \sin \varphi_i - \tan \varphi_2 \cdot r_i \cos \varphi_i$$

Damit erhält man für den Abstand s zwischen Startpunkt (r_1, φ_1) und potentielltem Austrittspunkt

$$D':$$

$$s = s_1 \cdot \sqrt{1 + \tan^2 \varphi_3} \quad 4.10$$

wobei

$$s_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$$

5.4 Berechnung und Zuordnung der Elektronenenergien, der Häufigkeiten und Reichweiten:

Bei Behandlung der Elektronenerzeugung ist zu unterscheiden zwischen dem Comptonstreuungseffekt und den Photoeffekten.

Aus der Compton'schen Streutheorie (SIEGBAHN /22/) läßt sich $P(E', E_\gamma)$ berechnen; dabei ist

$P(E', E_\gamma) dE'$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron nach der Streuung mit einem Gamma-Quant der Energie E_γ eine Energie zwischen E' und $E' + dE'$ besitzt, wobei $P(E', E_\gamma)$ so normiert ist, daß gilt:

$$\int_0^{E'_{\max}} P(E', E_\gamma) dE' = 1; \text{ d. h., pro gestreutem Gammaquant wird}$$

gerade ein Comptonelektron erzeugt.

Das normierte Elektronenquellspektrum $P(E', E_Y)$ ergibt sich aus:

$$P(E', E_Y) = F \cdot \left(2 + \frac{E'^2}{\beta'^2 (E_Y - E')^2} + \frac{E'^2}{(E_Y - E') E_Y} - \frac{2E'}{\beta' (E_Y - E')} \right)^{1/\text{MeV}}$$

wobei F die Normalisationskonstante ist.

$$F = \frac{1}{X_1 + X_2 + X_3 + X_4}$$

mit

$$X_1 = E'_{\max} \left(1 + \frac{1}{\beta'^2} \right)^2, \quad X_4 = - \frac{E'^2_{\max}}{2 E_Y}$$

$$X_2 = \frac{1}{\beta'^2} \cdot \frac{E_Y \cdot E'_{\max}}{E_Y - E'_{\max}}$$

$$X_3 = \left(\frac{2}{\beta'^2} + \frac{2}{\beta'} - 1 \right) \cdot E_Y \cdot \ln \left(\frac{E_Y - E'_{\max}}{E_Y} \right)$$

$E'_{\max} = E_Y \cdot \frac{2\beta'}{1+2\beta'} < E_Y$ maximale Energie, die ein Comptonelektron erhalten kann.

$$\beta' = \frac{E_Y}{m_0 c^2}, \quad m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$$

Das typische Elektronenspektrum für diese Elektronen, das aus dem Comptoneffekt entstanden ist, hat die in Abb. 5.4 dargestellte bekannte Form:

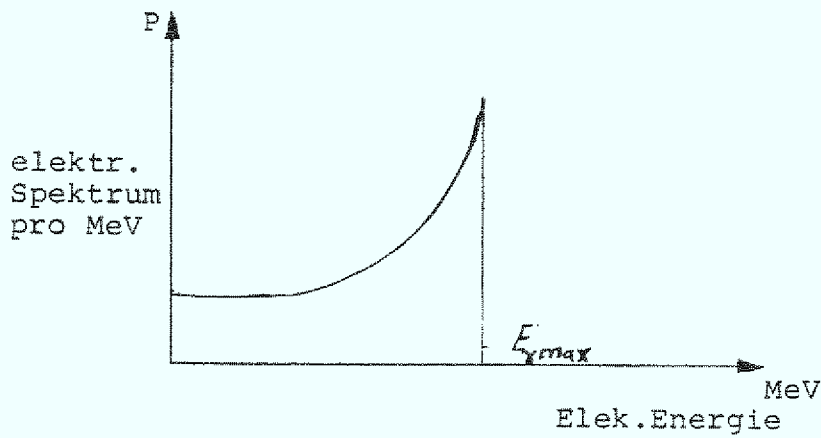


Abb. 5.4: Typisches Elektronenspektrum für Compton-elektronen

Die Fläche unter der Kurve der spektralen Energieverteilung wurde in Energieintervalle

$$\Delta E = E_{i+1} - E_i$$

aufgeteilt.

Für jedes Intervall wurde die mittlere Elektronenenergie

$$\bar{E}_i = E_i + \frac{\Delta E}{2}$$

ermittelt.

Die Häufigkeitsverteilung der Elektronen berechnet sich nach

$$H_i = \Delta E \cdot \bar{P}_i$$

wobei $\bar{P}_i$ die mittlere spektrale Energieverteilung ist:

$$\bar{P}_i = (P_i + P_{i+1})/2$$

Anschließend wurde für jede mittlere Elektronenenergie die zugehörige Reichweite errechnet (Marmier /21/, die Formel hierfür war

$$R_i = 0.412 \cdot (\bar{E}_i)^n \quad (\text{g cm}^{-2}) \quad 0.01 < \bar{E}_i < 3 \text{ MeV} \quad 5.3$$

$$n = 1.265 - 0.953 \ln \bar{E}_i \text{ (MeV)}$$

$$R_i = 0.53 \bar{E}_i \text{ (MeV)} - 0.109 \text{ (g cm}^{-2}\text{)} \quad 1 \text{ MeV} < \bar{E}_i < 20 \text{ MeV} \quad 5.4$$

Die mittlere Elektronenenergie $\bar{E}_i$, die mittlere Reichweite R und die Häufigkeit der Elektronen H_i werden benötigt, um die Einzelschicksale der Comptonelektronen zu verfolgen.

Sie werden mit dem Unterprogramm Z6 des Monte-Carlo-Hauptprogramms SELPOND berechnet.

Für den Photoeffekt wurde ein normiertes Elektronenspektrum in Form einer Dirac'schen Deltafunktion angenommen /3/.

$$P_2(E', E_Y) = \delta(E' - (E_Y - E_B))$$

Für die Bindungsenergie des Hüllenelektrons, E_B , kann vereinfachend der Wert der k-Schale eingesetzt werden, da durchschnittlich in 80 % aller photoelektrischen Effekte die k-Elektronen betroffen sind.

$$E_B = R_y (Z-1)^2$$

$$R_y = 13.52 \text{ eV} \quad (\text{Ionisationsenergie})$$

5.4.1 Verfolgung des Einzelschicksals der Compton- und Photoelektronen:

Es wurden 20 x 1000 Elektronen gestartet, wobei die Startpunkte und Startwinkel isotrop und zufällig verteilt waren. Jedem Elektron wurde entsprechend der Elektronenenergieverteilung eine zufällig gewählte Energie E_e und eine entsprechende Reichweite zugeordnet.

Nach Starten des Elektrons wurde überprüft, ob es mit seiner Energie und Reichweite bis an die Emitteroberfläche gelangt.

In erster Näherung wird hier zunächst angenommen:

Alle Elektronen, die die äußere Emitteroberfläche erreichen, liefern einen vollen Beitrag zum Detektorstrom.

Von den Elektronen, die sich in Richtung auf die innere Emitteroberfläche bewegen, liefern nur die unter dem Winkel ϕ (s. Abb. 5.5) einen vollen Beitrag zum Strom.

Der Winkel ϕ ist von der Isolatorstärke abhängig; durch ihn ist u.a. die Anzahl der Elektronen bestimmt, die tatsächlich den inneren Kollektor erreichen.

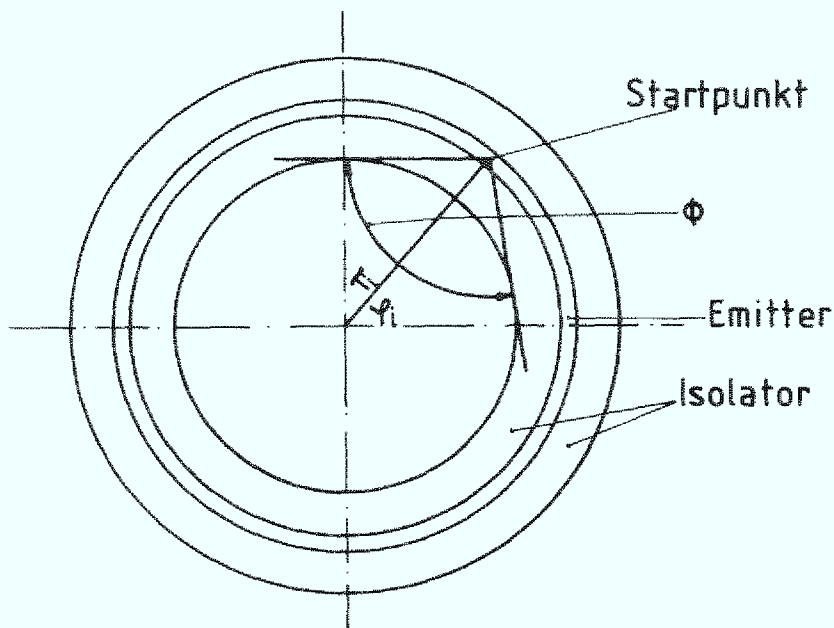


Abb. 5.5: Startpunkt im Emitter und der Winkel ϕ , unter dem die Elektronen den inneren Kollektor erreichen.

Die auf diese Weise berechneten Entkommwahrscheinlichkeiten ϵ_i^C und ϵ_i^P wurden in Gleichung 5.1 eingesetzt und damit die Ausbeute an Elektronen pro (n, γ) Reaktion B_0 berechnet. (Siehe Tabelle 5.1, 5.2)

Um zu prüfen, wieviel Elektronen im Isolator stecken bleiben, wurde folgende Rechenmethode angewendet:

Für die Elektronen, die den Emitterrand überschreiten, wurde zunächst die Restreichweite bestimmt, indem die Differenz aus

Reichweite und der Strecke zwischen Start- und Durchtrittspunkt gebildet wurde.

Die Austrittsenergie (E) am Emitterrand ergibt sich mit Hilfe der Gleichung 5.3, 5.4 wie folgt:

$$E = \exp(6.3 - \sqrt{40 - 10 \cdot \ln 2.43 \cdot \mathcal{E} \cdot r}) \quad r < 0.0463 \text{ cm}$$

$$E = 1.89 (0.106 + \mathcal{E} \cdot r) \quad r > 0.0463 \text{ cm}$$

Aus Gleichung (5.3, 5.4) erhält man für das Isolatormaterial eine neue Reichweite im Isolator und man kann mit dem oben beschriebenen Verfahren die Entkommwahrscheinlichkeit aus dem Isolator und die Elektronenausbeute B_{ok} berechnen, für diejenigen Elektronen, deren Energie hinreichend groß ist, um den Kollektor direkt zu erreichen.

Die Differenz $B_o - B_{ok}$ gibt den Anteil der Elektronen an, die im Isolator stecken bleiben. Die Tabelle 5.3 zeigt für einen Gd-Emitter die Ausbeute an Elektronen, die die Emitteroberfläche (B_o) bzw. den Kollektor erreichen (B_{ok}), und den Anteil, der im Isolator stecken bleibt ($B_o - B_{ok}$).

In Tabelle 5.4 finden sich die entsprechenden Ergebnisse für einen Detektor mit Kobalt-Emitter.

Tabelle 5.3: Elektronenausbeute B_o , B_{ok} und $B_o - B_{ok}$ in Abhängigkeit von der Emitterdicke; Gd-Emitter (Isolator-dicke = 0.2 cm)

Emitter-dicke(cm)	B_o	B_{ok}	$B_o - B_{ok}$
0,01	0,1898 E-1	0,1355 E-2	0,1763 E-1
0,02	0,2810 E-1	0,2441 E-2	0,2565 E-1
0,03	0,3450 E-1	0,3299 E-2	0,3120 E-1
0,04	0,3929 E-1	0,4004 E-2	0,3529 E-1
0,05	0,4294 E-1	0,4566 E-2	0,3837 E-1
0,1	0,5179 E-1	0,6079 E-2	0,4571 E-1
0,2	0,5275 E-1	0,6599 E-2	0,4615 E-1
0,3	0,4975 E-1	0,6390 E-2	0,4336 E-1

Tabelle 5.4: Elektronenausbeute B_0 , B_{0k} und $B_0 - B_{0k}$ in Abhängigkeit von der Emitterdicke; Co-Emitter (Isolator-dicke = 0.2 cm)

Emitter-dicke(cm)	B_0	B_{0k}	$B_0 - B_{0k}$
0,01	0,1171 E-1	0,2322 E-2	0,9386 E-2
0,05	0,3025 E-1	0,9228 E-2	0,2102 E-1
0,1	0,4182 E-1	0,1119 E-1	0,2763 E-1
0,2	0,4990 E-1	0,1745 E-1	0,3245 E-1
0,3	0,4969 E-1	0,1708 E-1	0,3261 E-1

6. EMITTERSTROM I_E

In der Tabelle 5.5. sind die Elektronenausbeute B_0 , die Reaktionsrate $B \cdot V$ (1/s) und der Strom I_E (A) in Abhängigkeit von der Emitterdicke angegeben.

In Tabelle 5.6 finden sich die entsprechenden Ergebnisse für einen Detektor mit Kobalt-Emitter. Die Werte der Tabellen 5.5 und 5.6 wurden unter folgenden Annahmen berechnet:

- a) Die Wechselwirkungen der γ -Quanten erfolgt nur im Emitter
- b) Jedes produzierte Elektron, das die Emitteroberfläche erreicht, erreicht auch den Kollektor (Einschränkung für den inneren Emitter s. 5.4.3)
- c) Homogene und isotrope Verteilung der γ -Quanten im Emitter.

Tabelle 5.5: Die Elektronenausbeute B_0 , die Gesamt-Reaktionsrate $B \cdot V$ (1/s) und der Strom I_E (A) für Gd-Emitter

Emitter- dicke(cm)	B_0	$B \cdot V$ (s ⁻¹)	I_E (A)
0,01	0,1898 E-1	9,1555 E 14	2,8700 E-6
0,02	0,2810 E-1	9,6699 E 14	4,3530 E-6
0,03	0,3450 E-1	9,8001 E 14	5,4160 E-6
0,04	0,3929 E-1	9,9000 E 14	6,2313 E-6
0,05	0,4294 E-1	1,0045 E 15	6,9099 E-6
0,1	0,5179 E-1	1,0555 E 15	8,7570 E-6
0,2	0,5275 E-1	1,1371 E 15	9,6091 E-6
0,3	0,4975 E-1	1,3277 E 15	1,0581 E-5

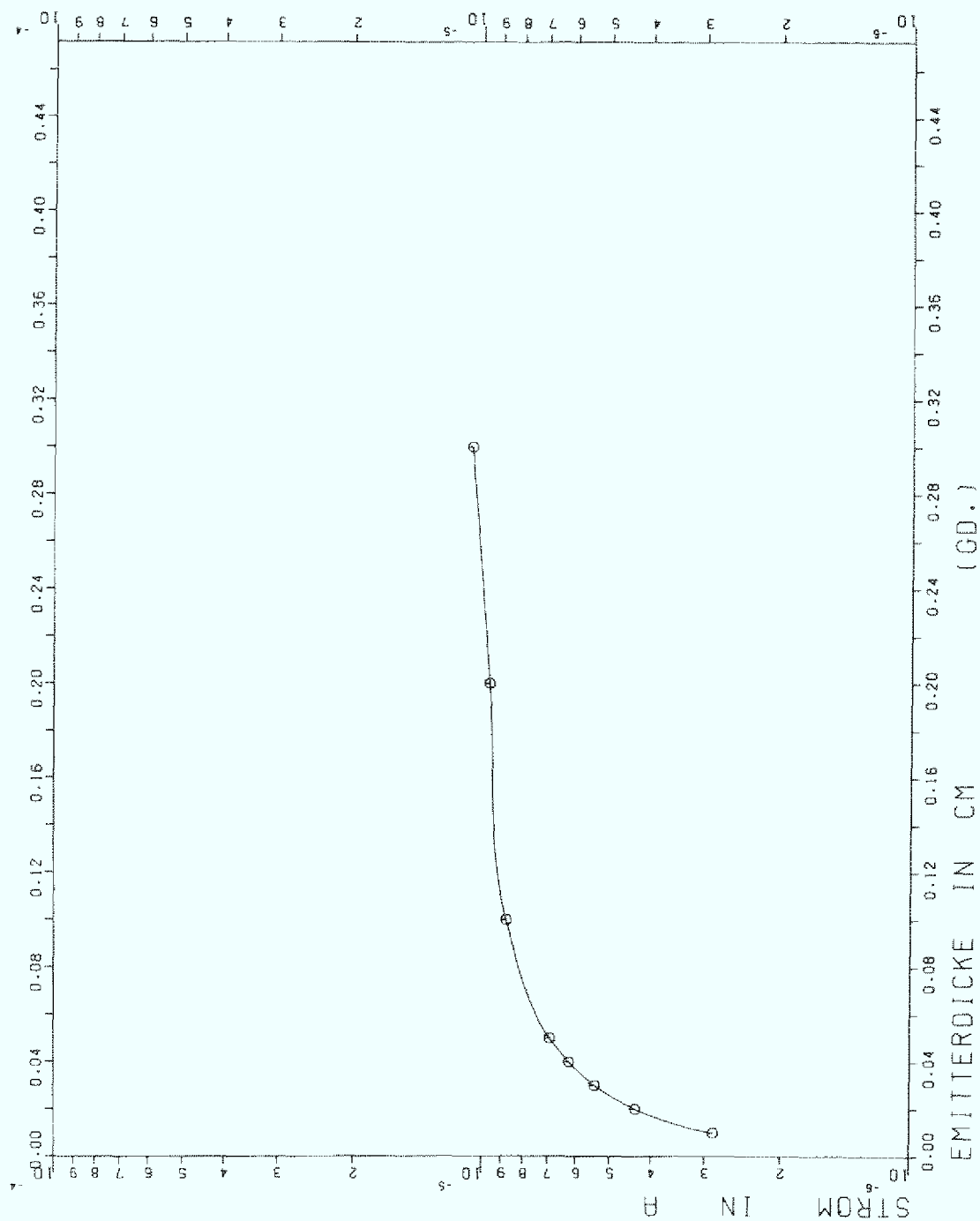


Abb. 5.5: Strom $I_E = B_0 \cdot B \cdot V \cdot e$ (A)
 in Abhängigkeit von der Gd-Emitterdicke
 bei einer Isolatorstärke von 0.2 cm

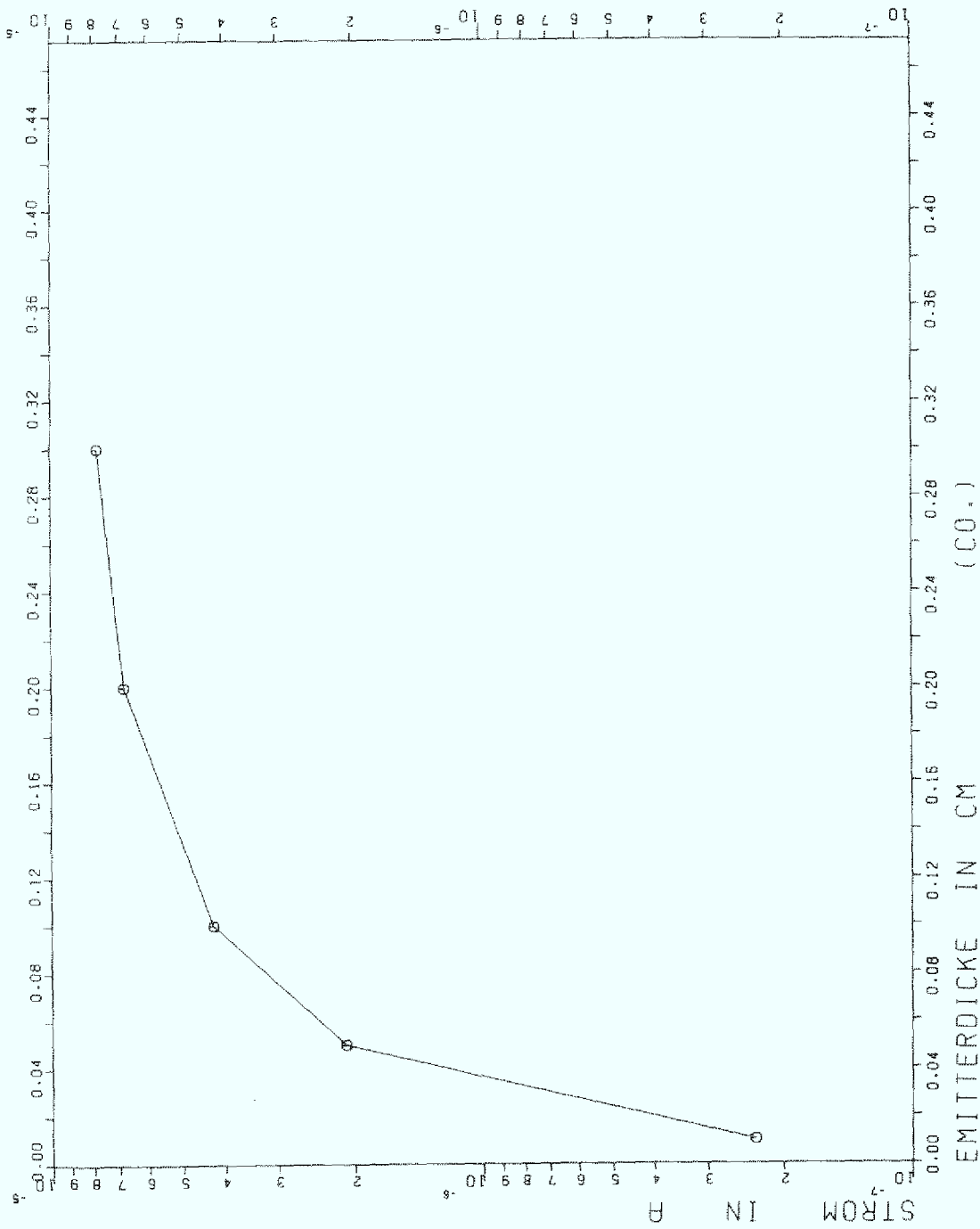


Abb. 5.6: Strom $I_E = B_0 \cdot B \cdot V \cdot E$ (A)
in Abhängigkeit von der Co-Emitterdicke
bei einer Isolatorstärke von 0,2 cm

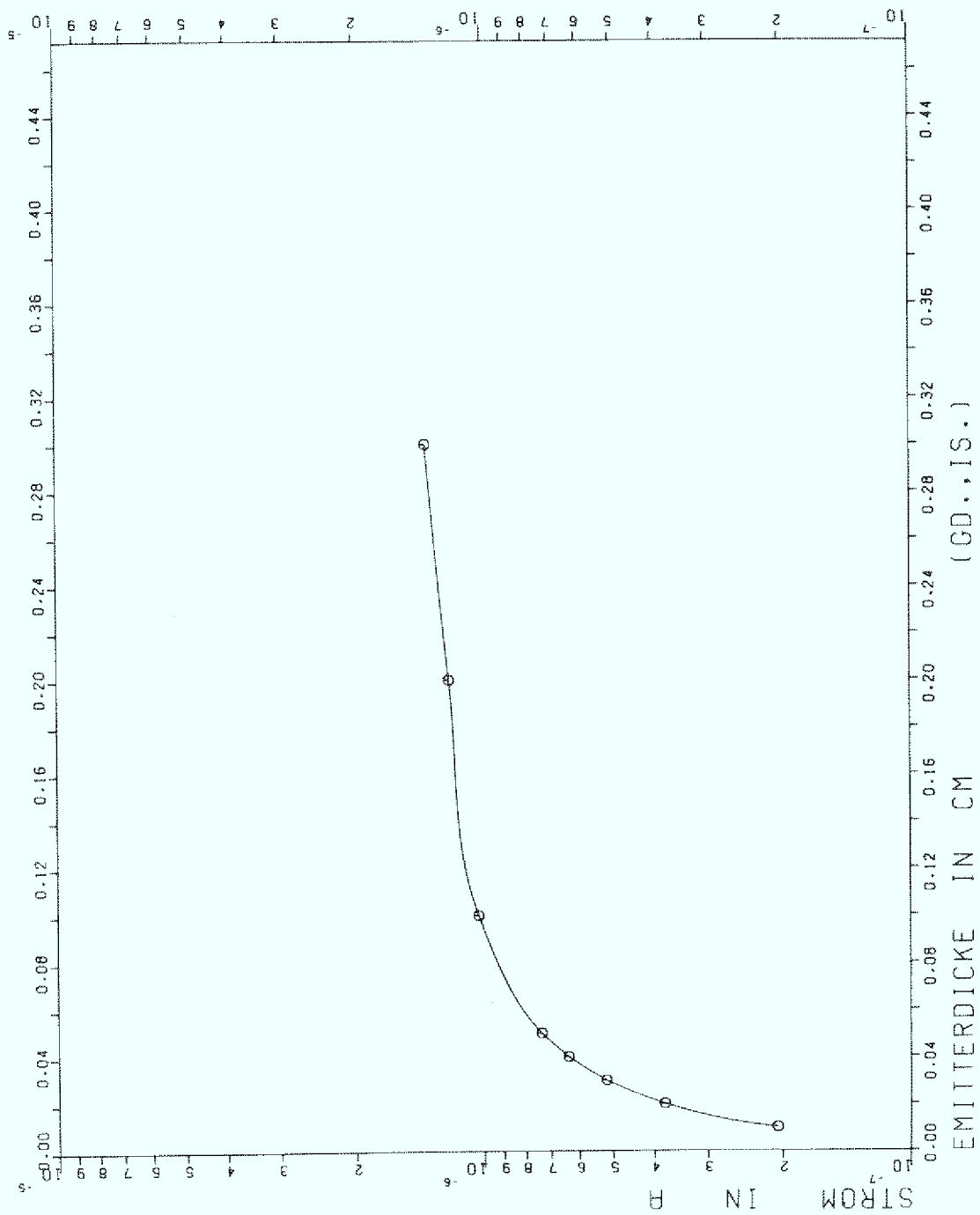


Abb. 5.7: Strom $I_{Ek} = B_{ok} \cdot B \cdot V \cdot e$ (A)
 in Abhängigkeit von der Emitterdicke
 bei einer Isolatorstärke von 0.2 cm
 (Gd-Emitter)

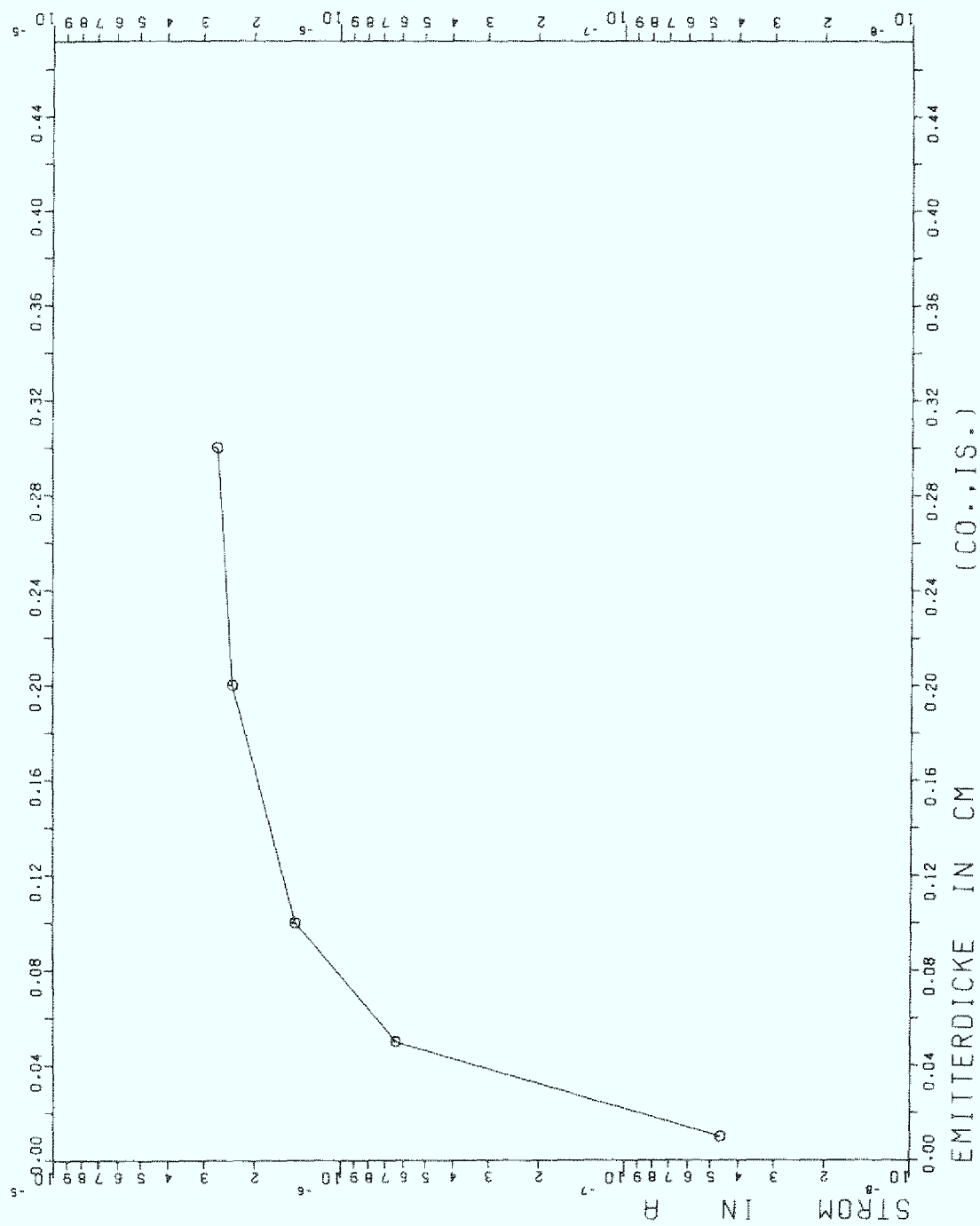


Abb. 5.8: Strom $I_{Ek} = B_{ok} \cdot B \cdot V \cdot e$ (A)
 in Abhängigkeit von der Emitterdicke
 bei einer Isolatorstärke von 0.2 cm
 (Co-Emitter)

7. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN AN EINEM GROSSFLÄCHIGEN SPN-DETEKTOR MIT GADOLINIUM ALS EMITTER

(Bauart: Firma Hartmann und Braun sowie KFA/IRE)

Im folgenden werden der Reaktor und das Reaktorexperiment kurz beschrieben, soweit es zum Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen und den Rechenergebnissen notwendig ist.

7.1 Aufbau des Detektors und Lage des Experimentes im Reaktor FRJ-1

Der großflächige SPN-Detektor mit Gadolinium-Emitter besteht aus ineinandergeschobenen Rohren und hat im zusammengebauten Zustand eine hohlzylindrische Form, deren Außendurchmesser 55 mm und Innendurchmesser 45 mm beträgt.

Die Gesamtlänge beträgt 250 mm. Die Stirnseiten sind mittels Deckel dicht abgeschlossen. An einer Seite befindet sich eine mineralisolierte Meßleitung, deren Ader an den Gadolinium-Emitter angeschlossen ist.

Der Mantel der Meßleitung ist mit der äußeren Umhüllung des Detektors verbunden.

Der Emitter hat eine Wandstärke von 0.1 mm, eine Länge von 240 mm und ist allseitig mit hartgesintertem Aluminiumoxid mit einer Wandstärke von 2 mm als Isolator umgeben.

Der Isolator ist innen und außen mit einem Mantel aus 0.5 mm dickem Zirkaloy-Blech umhüllt. Abb. 2.2 zeigt den Aufbau eines großflächigen SPN-Detektors schematisch.

Ein großflächiger SPN-Detektor mit Gadolinium-Emitter der oben beschriebenen Bauart wurde im Forschungsreaktor FRJ-1 bei einem Neutronenfluß von ca. 10^{12} bis 10^{13} n·v untersucht. Hierfür wurde der Detektor zwei Gitterreihen vom Kernrand entfernt installiert. Der Aufnehmer positioniert den Detektor derart, daß während der Bestrahlung die axiale Mittelebene des Detektors auf gleicher Höhe liegt wie die des Kerns.

7.2 Der Reaktorkern

Der Forschungsreaktor FRJ-1 ist ein Leichtwasser-Reaktor in Beckenbauweise. Der Kern besteht aus ca. 30 kastenförmigen Brennelementen und 4 Absorberstäben. Die Brennelemente enthalten 90% angereichertes Uran in Form einer Legierung aus Uran und Aluminium. Über dem Kern befindet sich eine Wasserschicht von ca. 2 m. Das Becken ist von oben frei zugänglich, so daß Bestrahlungs-Experimente verschiedener Art durchgeführt werden können. Hierfür stehen Positionen zur Verfügung mit höheren Flußdichten (ca. 10^{14} nv) im Kern-Bereich und andere mit niedrigeren Flußdichten außerhalb des Kerns, z.B. beträgt der Fluß in BE 24/1 in der Mittelebene $1,1 \cdot 10^{13}$ nv. Hinzu kommen horizontale und vertikale Bestrahlungskanäle sowie zwei thermische Säulen. Abb. 7.1 und 7.2 zeigen den Kern schematisch.

7.3 Einsatz des Experimentes in die Bestrahlungsposition

Um den vorgesehenen großflächigen SPN-Detektor bestrahlen zu können, war es erforderlich, einen Aufnehmer zu bauen, der einerseits in das Experiment BE 24/1 paßte und andererseits den Detektor einschloß. Der Aufnehmer sollte innen hohl sein und von Reaktorwasser durchströmt werden, um speziell in diesem Fall unzulässige Temperaturerhöhungen des Detektors zu vermeiden. Es wurde eine Doppelrohr-Schweißkonstruktion aus Aluminium, bestehend aus einem Innen- und einem Außenteil, gefertigt. Auf diese Weise war der Detektor dicht eingeschlossen. Mittels eines mit dem Aufnehmer festverbundenen Halterohres wurde der Detektor in die Bestrahlungsposition gebracht. Durch das Halterohr hindurch wurde die Meßleitung zum Reaktortop und weiter zum Meßschrank geführt. Abb. 7.3 zeigt die beiden Teile des Aufnehmers. Abb. 7.4 stellt eine Schemazeichnung der gesamten Anordnung dar.

Wiederholte Messungen der Kapazität und des Isolationswiderstandes zeigten, daß der Detektor nach den verschiedenen Fertigungs- und Einbauschritten voll funktionsfähig war.

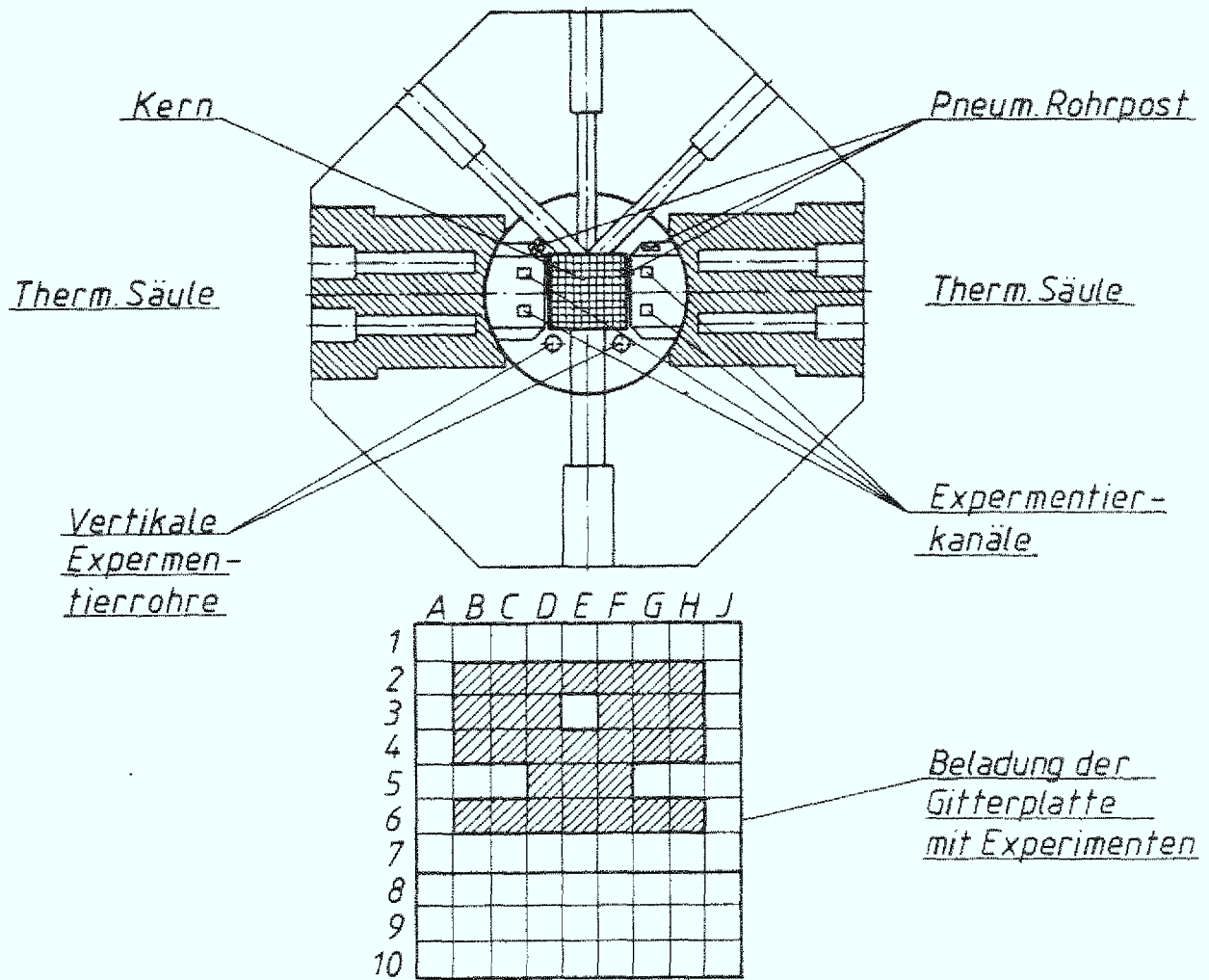


Abb. 7.1: Querschnitt des FRJ-1 mit Angabe möglicher Bestrahlungspositionen

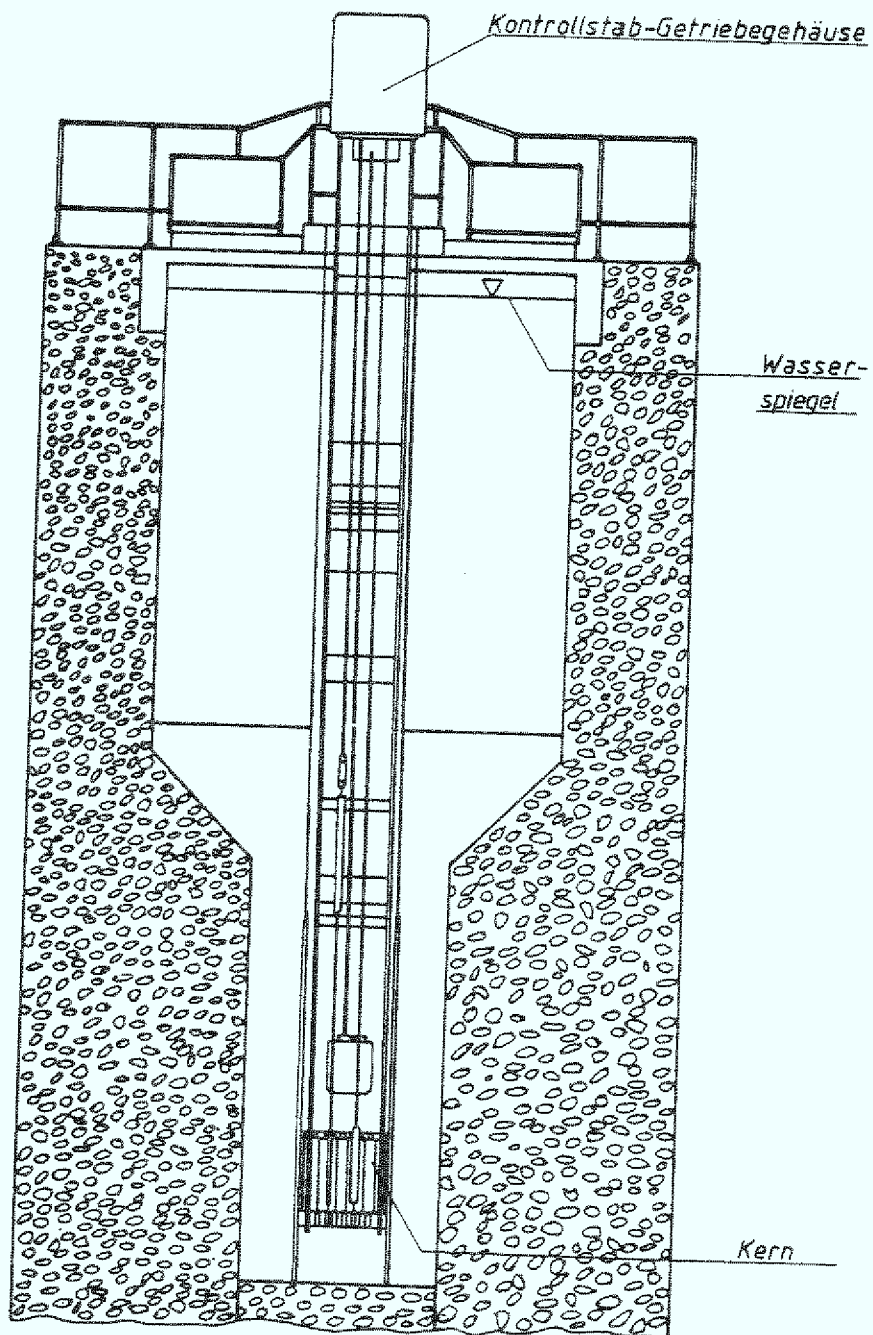


Abb. 7.2: Schematischer Vertikalschnitt des FRJ-1

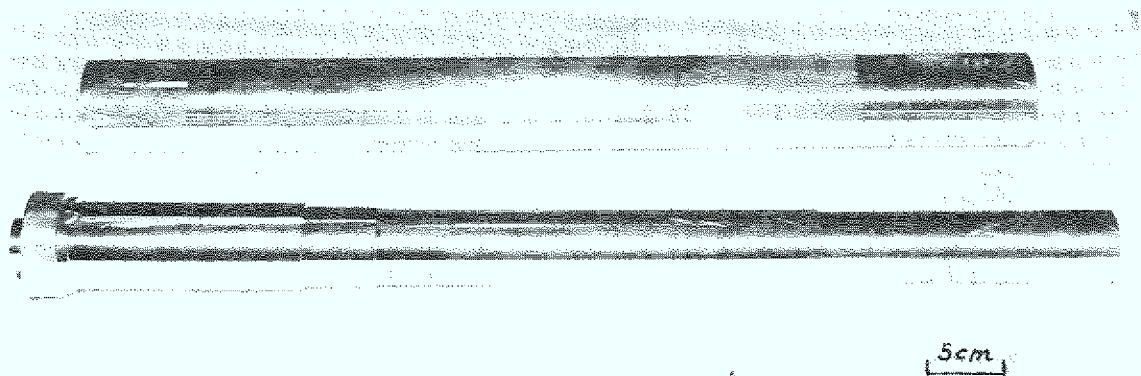


Abb. 7.3 : Außen- und Innenteil des Einsatzes

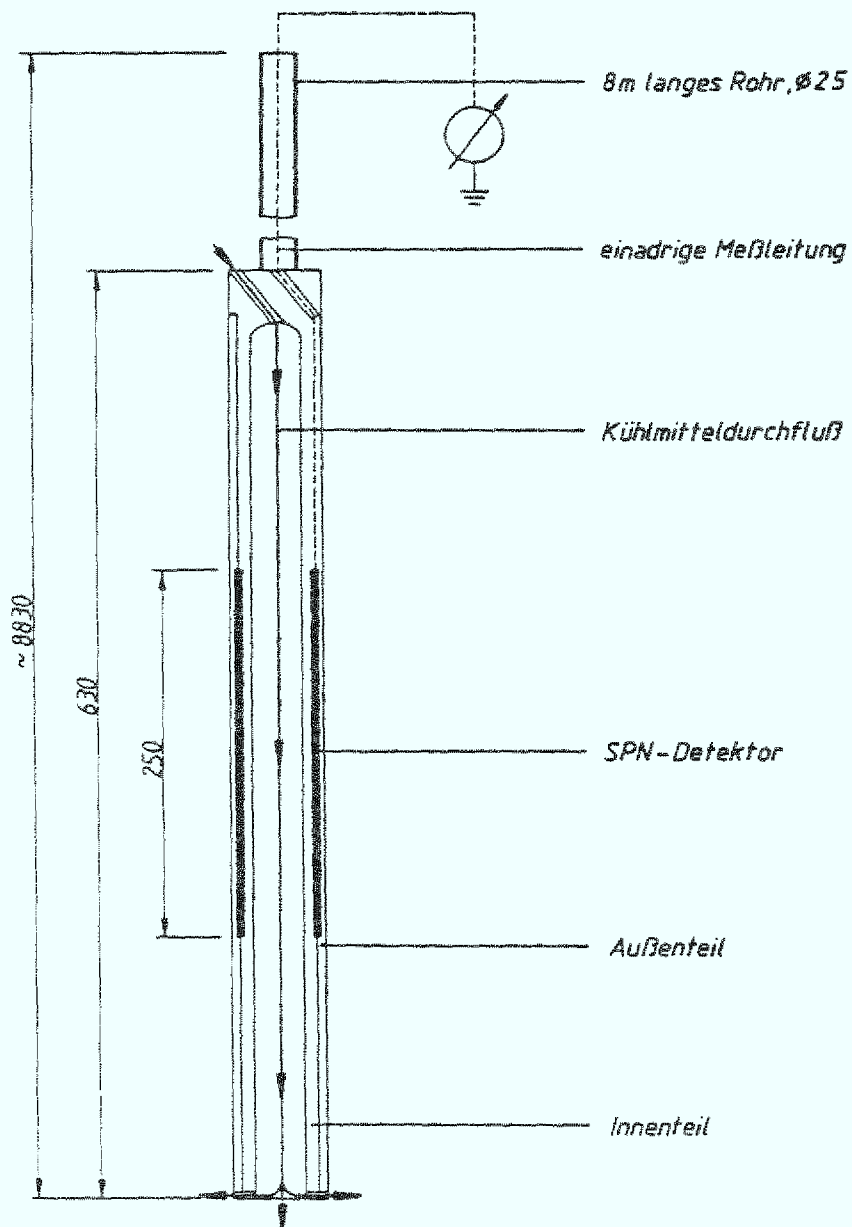


Abb. 7.4 : Schematischer Aufbau des Experimentes

7.4 Bestimmung der Flußdichte thermischer Neutronen aus Messungen mit Aktivierungsdetektoren:

Zur Bestimmung des absoluten thermischen Neutronenflusses wurde während des Experimentes an der zu B9 symmetrischen Position H9 -bezogen auf die Mittelebene des Reaktors- von -30 cm bis +30 cm Core-Höhe der thermische Fluß absolut gemessen. Mit Kobaltsonden wurde an 7 Positionen (Abb. 7.5) der absolute Neutronenfluß $E \leq 0,091$ eV bestimmt /18,23/ (Kapitel 4) /Anhang 1/. Die Einzelergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt.

Tabelle 7.1: Absoluter Neutronenfluß ($E \leq 0,091$ eV) an der Bestrahlungsposition

Bestr.-Position	Thermischer Neutronenfluß
-300 mm	$6,61 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$
-200 mm	$9,35 \cdot 10^{12}$ "
-100 mm	$1,13 \cdot 10^{13}$ "
0 mm	$1,17 \cdot 10^{13}$ "
+100 mm	$1,06 \cdot 10^{13}$ "
+200 mm	$8,16 \cdot 10^{12}$ "
+300 mm	$5,60 \cdot 10^{12}$ "

Da der eingesetzte SPN-Detektor eine Länge von 24 cm hatte, wurde auch der absolute Neutronenfluß für $E \leq 0.091$ eV im Bereich B9 von -12 cm bis + 12 cm bestimmt, und zwar zu: (Kapitel 4)

$$\overline{\Phi}_{-12/+12} (E \leq 0.091 \text{ eV}) = 1.1664 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$$

7.5 Meßergebnisse:

Abb. 7.6 zeigt das Detektorsignal in Abhängigkeit von der Reaktorleistung. Das Detektorsignal ist streng flußproportional /25/. Die Schwankung des Stromsignals ergibt sich durch die Regelung des Reaktors von Hand bei den jeweiligen Leistungen (automatische Regelung bei 10 MW). Abb. 7.7 zeigt den zeitlichen Signalverlauf nach Scram. Das Restsignal nach 0.2 sec ist auf die verzögerten Neutronen zurückzuführen, wie ein Vergleich mit dem Signal einer Ionisationskammer zeigte. Ein Untergrundsignal -etwa durch Aufbau und β -Zerfall von Tochterisotopen- ist nicht feststellbar.

Bemerkenswert ist, daß bei einem Fluß $\phi_{th} = 1.10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ auch nach vier Monaten Betriebsdauer noch kein Abbrand festzustellen war. Dies ist zumindest zum Teil darauf zurückzuführen, daß der gemittelte thermische Fluß über dem Emitter infolge von Flußdepression und Selbstabschirmung nur ca. 2,5% des oben angegebenen ungestörten Flusses beträgt (siehe Kapitel 4). Aufgrund dieser Ergebnisse kann gesagt werden, daß der großflächige Gd-SPND die an ihn gestellten Erwartungen hinsichtlich Empfindlichkeit, Linearität und Zeitverhalten erfüllt.

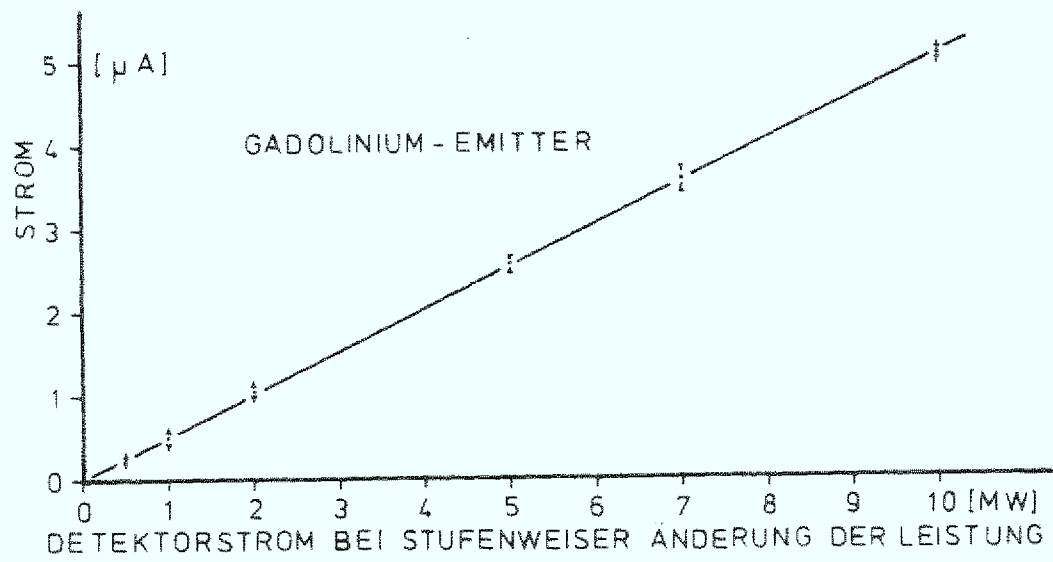


Abb. 7.6

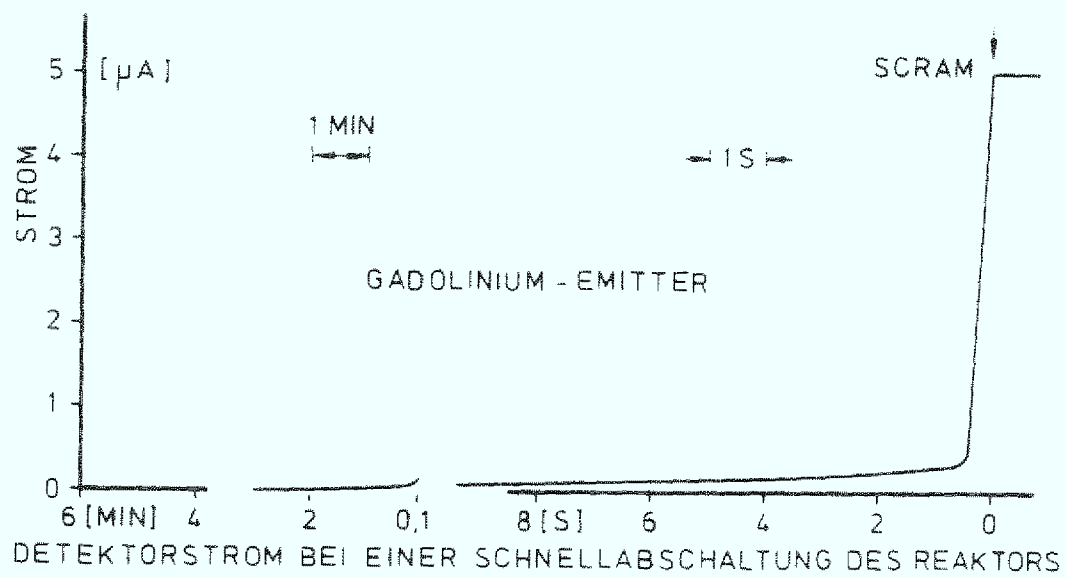


Abb. 7.7

7.6 Empfindlichkeit des Detektors

Diese hier ermittelte Sensitivität des großflächigen SPN-Detektors mit Gadolinium-Emitter gilt exakt nur für das im FRJ-1 in diesem Zyklus vorhandene Neutronenflußspektrum in der gewählten Bestrahlungsposition. Bei einem anderen Kernaufbau und geänderter Position ergäbe sich vermutlich ein etwas anderes Spektrum, und die Empfindlichkeit des Detektors könnte dann von der hier ermittelten differieren. In ähnlicher Weise gilt das auch für SPNDs mit Co-Emitter, wobei die Auswirkungen von Änderungen des Flußspektrums hier wegen des geringeren Gradienten von ϕ_{Co} gegenüber ϕ_{Gd} geringer sind. Aus den gemittelten Werten des gemessenen thermischen Neutronenflusses und des Detektorstromes I_M resultiert folgende Empfindlichkeit E:

$$E = \frac{I_M}{\phi_{-12/+12}} \frac{|A|}{|cm^{-2}s^{-1}|}$$

$$E = \frac{4,7 \cdot 10^{-6}}{1,17 \cdot 10^{13}} \approx 4,0 \cdot 10^{-19} \quad |A/cm^2 \cdot s|$$

Zum Vergleich sei hier der theoretisch berechnete Strom für den verwendeten Detektor angegeben, berechnet unter der Annahme, daß jedes im Emitter erzeugte Elektron, das die Emitteroberfläche verläßt, einen vollen Beitrag zum Strom liefert:

$$I_E = 3,13 \cdot 10^{-6} \quad |A|$$

Werden nur diejenigen Elektronen gezählt, die den Kollektor wirklich erreichen (Vernachlässigung der Elektronen, die im Isolator steckenbleiben), so erhält man den Strom

$$I_{EK} = 2,22 \cdot 10^{-7} \quad |A| \quad (\text{bei einer Isolatorstärke von } 0,2 \text{ cm})$$

In beiden Fällen ist die Wechselwirkung der Gamma-Quanten mit dem Isolator nicht berücksichtigt.

Der Vergleich des gemessenen Stromes I_M ($4.7 \cdot 10^{-6}$ A) mit dem berechneten Emitterstrom I_E und I_{EK} zeigt, daß wesentliche Effekte im Isolator stattfinden; sie werden im folgenden Kapitel behandelt.

8. DER EINFLUSS DES ISOLATORS (Im Experiment, (Kap. 7))

8.1 Vereinfachung der Beschreibungsweise am Hohlzylinder-Detektor

Die Vorgänge im Isolator eines hohlzylindrischen Detektors lassen sich an Hand der Abb. 8.1 beschreiben.

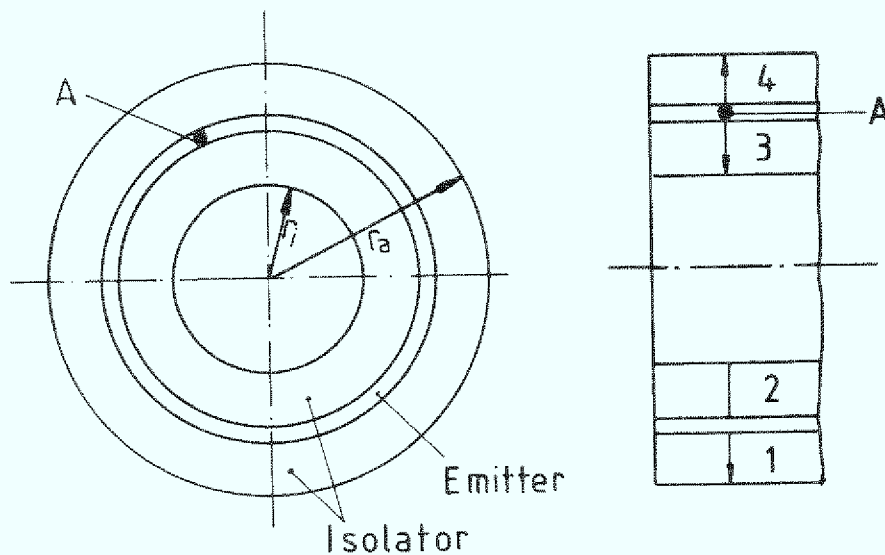


Abb. 8.1: Schnitt durch einen hohlzylindrischen Detektor senkrecht zur Achse

Die im Emitter im Volumenelement A mit isotroper Verteilung entstehenden γ -Quanten werden im Emitter selbst nur zu einem kleinen Teil absorbiert (siehe Kap. 5.2: im Emitter absorbierte γ -Quanten ca. 4%; Folgeprodukte: Emittierelektronen, die in den vorausgegangenen Kapiteln abgehandelt wurden) sie entweichen zu etwa gleichen Teilen in den äußeren und inneren Isolator (Näherung: Dicke des Detektors $r_a - r_i \ll r_i$).

Die nach außen entweichenden γ -Quanten werden teilweise im äußeren Isolator (Zone 4 in Abb. 8.1) absorbiert und produzieren Photo- und Compton-Elektronen mit Vorzugsrichtung zum äußeren Kollektor.

Die nach innen entweichenden γ -Quanten durchqueren den inneren

Isolator (Zone 3), dann den inneren Kollektor - Medium im Hohlraum - inneren Kollektor, wiederum den inneren Isolator (Zone 2), den Emitter und den äußeren Isolator (Zone 1).

Die in den Zonen 2 und 3 erzeugten Elektronen haben entgegengesetzte Richtungen (zum inneren Kollektor bzw. zum Emitter) und kompensieren sich somit weitgehend. Sie werden deshalb hier nicht weiter betrachtet.

Wegen der geringen Absorption in den einzelnen Schichten sind die γ -Intensitäten in den Zonen 1 und 4 nicht sehr verschieden.

Es wird aus diesem Grunde näherungsweise einheitlich mit der in Zone 1 vorhandenen γ -Intensität gerechnet.

Aus Symmetriegründen gelten für den gesamten Emitter die gleichen Aussagen wie für das Volumenelement A.

Der innere Isolator eines Hohlzylinder-Detektors bewirkt in obiger Näherung keinen zusätzlichen Strom; bezüglich des Isolators unterscheidet sich ein Hohlzylinder-Detektor von einem Vollzylinder-Detektor üblicher Bauart daher nur durch die unterschiedliche Größe der Radien der Komponenten. (Dies hat jedoch Auswirkungen auf die weiter unten gemachte Näherung hinsichtlich der Geometrie, beim Vergleich Hohlzylinder-/Vollzylinder-Detektor). (Die durch die Reaktorgammastrahlung induzierten Ströme kompensieren sich weitgehend; s. Abb. 8.1 und Kap. 2.b).

8.2 Der Einfluß des Isolators auf den Detektorstrom

Der im Experiment untersuchte großflächige Hohlzylinder-Detektor hatte eine Emitterdicke von 0,01 cm, eine Isolatorstärke von 0,2 cm und einen inneren Emitterradius von 2,49 cm. Man kann sich deshalb in guter Näherung auf die Anordnung:

Emitter - äußerer Isolator - äußerer Kollektor

in Plattengeometrie mit nur einer Variablen x beschränken (siehe Abb. 8.2).

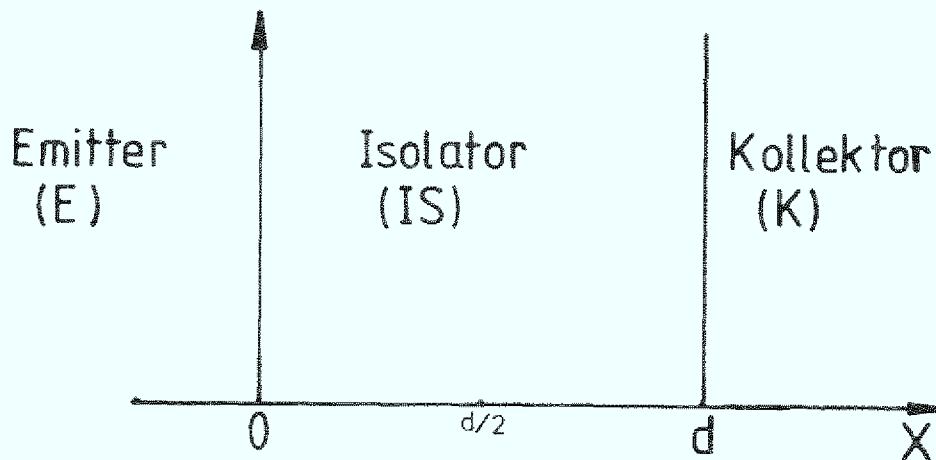


Abb. 8.2

8.2.1 Potential im Isolator

Beim Vergleich der Zahlenwerte des im Experiment gemessenen Stromes $J_M = 4,7 \cdot 10^{-6}$ A und des berechneten Emittierstromes $J_E = 3,13 \cdot 10^{-6}$ A (d.h. des Stromes, den man erhält, wenn alle im Emittier produzierten Elektronen, die die Emittieroberfläche erreichen, voll zum Meßstrom beitragen) sieht man, daß selbst dieses J_E nicht ausreicht, um den gemessenen Wert von J_M zu erklären. Das heißt aber auch, daß durch die den Emittier verlassenden γ -Quanten im Isolator mehr Elektronen produziert werden, die zum Kollektor gelangen ($J_{IS\ K}$), als Emittierelektronen im Isolator stecken bleiben ($J_E - J_{EK}$): Das heißt, der Isolator lädt sich positiv auf ($J_E - J_{EK} < J_{ISK}$).

Hinsichtlich der Form der Ladungsverteilung im Isolator kann man folgende Überlegungen anstellen:

a) Effekt der Gamma-Quanten aus dem (n, γ) -Prozeß

Die den Emittier verlassenden γ -Quanten (herrührend vom Neutroneneinfang) erzeugen (wegen der geringen Absorption)

in guter Näherung im Isolator Elektronen (El_{IS}) in homogener Verteilung mit Vorzugsrichtung zum Kollektor und somit eine homogene positive Ladungsverteilung; diese Isolator-Elektronen El_{IS} werden zum großen Teil im Isolator wieder abgebremst (s. Anhang 2), wodurch die positive Ladung ($El_{IS} \quad IS$) zum Emitter hin verschoben wird. Andererseits bleiben die im Isolator abgebremsten Emitter-elektronen $El_E \quad IS$ vorzugsweise in der Nähe des Emitters stecken (Verteilung der $El_E \quad IS$ s. Anhang 2).

Insgesamt wird daher die primär sich aufbauende positive Ladungsverteilung im Isolator bzw. die Erzeugungsdichte n der positiven Ladung (s. Anhang 3) näherungsweise für die folgenden Überlegungen als homogen angenommen (Abb. 8.3).

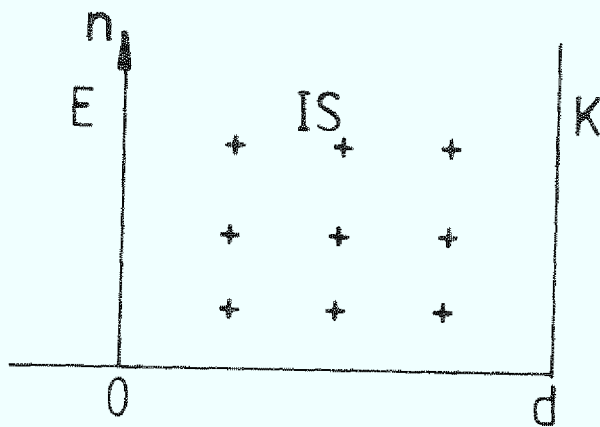


Abb. 8.3: Primäre Erzeugungsdichte der Ladung n im Isolator

b) Effekt von Emitter und Kollektor

Da Emitter und Kollektor potentialmäßig auf Masse liegen, wird die Form der primär entstehenden homogenen positiven Ladungsverteilung und die Form des entsprechenden primären Potentials symmetrisch zu $d/2$ durch Elektronen verändert (wie in Anhang 3 abgeleitet), die in gleicher Anzahl aus Emitter ($El_{E,pot}$) und Kollektor ($El_{K,pot}$) in den Isolator hineinfließen (Abb. 8.4).

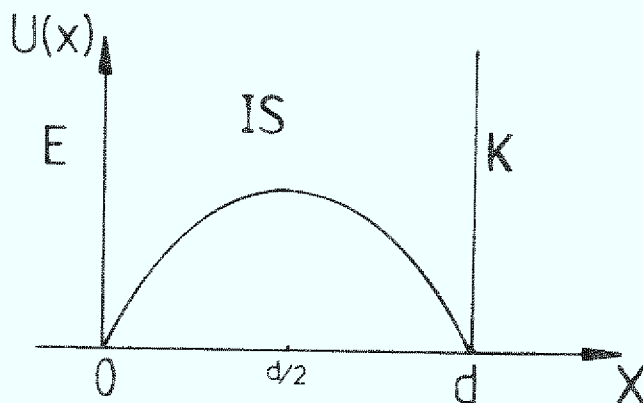


Abb. 8.4:
Stationäre Potential-
verteilung im Isolator

Die Höhe des Potentials im stationären Zustand wird durch die Produktionsrate (Erzeugungsdichten) der positiven Ladungen und durch die elektrische Leitfähigkeit des Isolatormaterials bestimmt. Man erhält Form und Höhe des Potentials im stationären Zustand durch Lösung der entsprechenden Poisson'schen Differentialgleichung (siehe Anhang 3).

8.2.2 Strombeitrag des Isolators

Mit obigen Vereinfachungen ergeben sich folgende neutroneninduzierte Ströme am großflächigen SPND (Abb. 8.5)

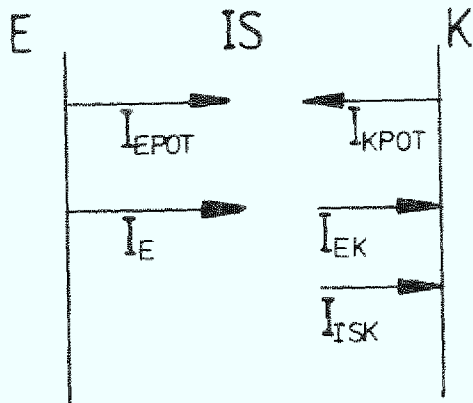


Abb. 8.5:
Ströme am Emitter
und Kollektor

J_E : Strom aus dem Emitter, hervorgerufen durch Elektronen, die im Emitter erzeugt werden und die die Emitteroberfläche erreichen

J_{EK} : Strom in den Kollektor, hervorgerufen durch diejenigen im Emitter erzeugten Elektronen, die genügend Energie besitzen, um den Kollektor zu erreichen

$I_{s K}$: Strom in den Kollektor, hervorgerufen durch diejenigen im Isolator erzeugten Elektronen, die genügend Energie besitzen, um den Kollektor zu erreichen

$J_{E Pot}$: Strom aus dem Emitter, hervorgerufen durch Elektronen, die aufgrund des positiven Potentials des Isolators aus dem Emitter (der sich auf Masse-Potential befindet) in den Isolator fließen

$J_{K Pot}$: Strom aus dem Kollektor, hervorgerufen durch Elektronen, die aufgrund des positiven Potentials des Isolators aus dem Kollektor (der sich auf Masse-Potential befindet) in den Isolator fließen.

Man erhält für die Ströme am Emitter $J(E)$ und am Kollektor $J(K)$:

$$J(E) = J_E + J_{E Pot} \quad (8.1)$$

$$J(K) = J_{EK} + J_{Is K} - J_{K Pot} \quad (8.2)$$

Im stationären Zustand ist

$$J(E) = J(K) = J(Det), \quad (8.3^*)$$

und man erhält für den Detektorstrom $J(\text{Det})$ unter der Voraussetzung (s.oben)

$$|J_E \text{ Pot}| = |J_K \text{ Pot}| \quad (8.3)$$

$$J(\text{Det}) = 1/2 (J_{EK} + J_{Is K} + J_E) \quad (8.4)$$

Zum besseren physikalischen Verständnis kann man Gl. 8.4 in folgender Weise schreiben:

$$J(\text{Det}) = J_{EK} + J_E \text{ Is} + \frac{J_{Is K} - J_E \text{ Is}}{2} = J^*(E_m) + J^*(Is) \quad (8.5)$$

bzw.

$$J(\text{Det}) = J_{EK} + J_{Is K} - \frac{J_{Is K} - J_E \text{ Is}}{2} = J^*(E_m) + J^*(Is) \quad (8.6)$$

Der erste Term in der Gl. 8.5 und 8.6 gibt den Strom an, für den allein der Emitter verantwortlich ist: $J^*(E_m) = J_{EK}$.

Die beiden anderen Terme beschreiben Vorgänge im Isolator:

$$J^*(Is) = J_E \text{ Is} + \frac{J_{Is K} - J_E \text{ Is}}{2} \quad (8.7)$$

$$= J_{Is K} - \frac{J_{Is K} - J_E \text{ Is}}{2} \quad (8.8)$$

Der erste Term $J_E \text{ Is}$ des Isolatorstromes $J^*(Is)$ in Gl. 8.7 beschreibt den Teil der im Isolator erzeugten, den Kollektor erreichenden Elektronen ($E|_{Is K}$), der ersetzt wird (d.h. deren positive Löcher aufgefüllt werden) durch im Emitter erzeugte Elektronen, die im Isolator stecken bleiben ($E|_{E \text{ Is}} \rightarrow J_E \text{ Is}$)⁺

⁺ Ein Elektron trägt mit dem Bruchteil zum Strom bei, der gegeben ist durch die vom Elektron im Isolator senkrecht zu den Elektroden durchlaufene Strecke, bezogen auf die Gesamtdicke des Isolators

| Mit der oben gemachten Voraussetzung einer homogenen Quellverteilung der positiven Ladungen im Emitter, tragen zu $J_{E \text{ Is}}$ (entsprechend der von ihnen zurückgelegten Wegstrecke im Isolator) auch diejenigen Elektronen bei, die im Isolator erzeugt werden und im Isolator stecken bleiben ($El_{Is,Is} + J_{Is,Is}$). |

Dieser Teil von $El_{Is \text{ K}}$ kann deshalb voll gezählt werden (Faktor 1 bei $J_{E \text{ Is}}$) so, wie wenn die Elektronen den gesamten Isolator durchquert hätten.

Der zweite Term $1/2 \cdot (J_{Is \text{ K}} - J_{E \text{ Is}})$ des Isolatorstromes $J^*(Is)$ in Gl. (8.7) beschreibt den Teil der im Isolator erzeugten den Kollektor erreichenden Elektronen ($El_{Is \text{ K}}$), der ersetzt wird durch Elektronen aus Emitter ($El_{E \text{ Pot}}$) und Kollektor ($El_{K \text{ Pot}}$), die auf Grund des positiven Potentials in den Isolator hineinfließen.

Die Elektronen $El_{E \text{ Pot}}$ und $El_{K \text{ Pot}}$ ergeben wegen der entgegengesetzten Flußrichtung keinen Beitrag zum Strom; der durch sie kompensierte Teil der Elektronen $El_{Is \text{ K}}$ durchläuft in unserer Näherung im Mittel nur den halben Isolator: Der Strom $(J_{Is \text{ K}} - J_{E \text{ Is}})$ wird deshalb in Gleichung (8.7) mit dem Faktor $1/2$ gewichtet.

In ähnlicher Weise kann man Gleichung (8.8) physikalisch deuten: Hier ist $J^*(Is)$ mit $J_{Is \text{ K}}$ überbewertet; man muß $J_{K \text{ Pot}}$ abziehen, wobei sich $J_{K \text{ Pot}}$ aus den Gleichungen (8.1) und (8.2) mit (8.3) und 8.3* ergibt zu:

$$J_{K \text{ Pot}} = 1/2 (J_{Is \text{ K}} - J_{E \text{ Is}}) \quad (8.9)$$

Der Zahlenwert von $J_{Is \text{ K}}$ (für das Experiment in Kap. 7.6) ist näherungsweise im Anhang 2 berechnet. Damit und mit den Werten von J_{EK} und J_E aus Kap. 7.6 erhält man für den Detektorstrom nach Gleichung (8.4):

$$\begin{aligned} J(\text{Det}) &= 1/2(J_{EK} + J_{Is \text{ K}} + J_E) = 1/2 (0,22 \cdot 10^{-6} + 6,26 \cdot 10^{-6} + 3,13 \cdot 10^{-6}) \\ &= 4,8 \cdot 10^{-6} \text{ A}. \end{aligned}$$

Es ergibt sich also eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Strom

$$J_M = 4,7 \cdot 10^{-6} \text{ A}.$$

9. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

9.1 Allgemeine Überlegungen zum Isolator

Vergleicht man bei dem im Bestrahlungsexperiment untersuchten großflächigen Gd-SPND die Rate ($\frac{\text{Anzahl}}{\text{Zeit}}$) der Emittierelektronen, die in den Isolator gelangen, mit der der im Isolator erzeugten Elektronen ($El_E = 1.908 \cdot 10^{-2}$; $El_{Is} = 1,16 \cdot 10^{-1}$),

so ist klar, daß bei diesem Detektor der überwiegende Anteil des Detektorstromes durch Vorgänge im Isolator bestimmt wird, wenn man von der (n, γ)-Reaktionsrate absieht.

Ganz eindeutig ergibt sich in diesem Fall ein positives Potential im Isolator.

In Abhängigkeit von den geometrischen Daten und den Materialdaten (Dichte, Atomgewicht) von Emitter und Isolator kann sich jedoch auch ein negatives Potential im Isolator aufbauen, und zwar dann, wenn die im Isolator steckenbleibenden Emittierelektronen die den Kollektor erreichenden Isolatorelektronen übertreffen (z.B. bei größeren Emitterdicken und kleineren Isolator-dicken).

Die im Isolator vor dem Potentialmaximum abgebremsten Elektronen fließen dann - soweit sie nicht positive Ladungen kompensieren - zum Emitter zurück; entsprechend fließen die hinter dem Potentialmaximum steckenbleibenden Elektronen zum Kollektor ab.

Die Höhe des Potentials spielt bei der Abbremsung der Elektronen praktisch keine Rolle wegen der vergleichsweise hohen kinetischen Energien der Compton- und Photo-Elektronen.

Im Falle eines negativen Isolatorpotentials lassen sich quantitativ ähnliche Überlegungen anstellen wie beim positiven Isolatorpotential in Kapitel 8. Nach Abb. 9.1 erhält man für die Ströme am Emitter $I(E)$ und am Kollektor $I(K)$:

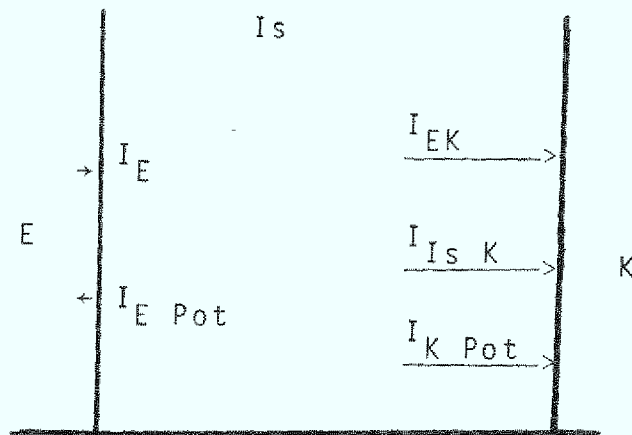


Abb. 9.1: Ströme am Emitter und Kollektor bei negativem Isolator-Potential

$$I(E) = I_E - I_{E \text{ Pot}}$$

$$I(K) = I_{EK} + I_{Is \text{ K}} + I_{K \text{ Pot}}$$

Im stationären Zustand und unter der Voraussetzung $|I_{E \text{ Pot}}| = |I_{K \text{ Pot}}|$ erhält man wieder Gleichung (8.4):

$$I(\text{Det}) = \frac{1}{2}(I_{EK} + I_{Is \text{ K}} + I_E) \quad (9.1)$$

Im allgemeinen wird sich das Potentialmaximum nicht in der Mitte zwischen Emitter und Kollektor bei $d/2$ befinden, sondern entsprechend den Werten für $E|_{E \text{ Is}}$ und $E|_{Is \text{ Is}}$ und den Materialdaten aus der Mitte verschoben sein. Dann ist

$$|I_{E \text{ Pot}}| \neq |I_{K \text{ Pot}}|.$$

Wie stark das Potentialmaximum aus der Isolatormitte verschoben ist, hängt wesentlich auch von der Größe des Isolationswiderstandes des Isolatormaterials ab. Dabei rückt das Potentialmaximum um so näher in die Isolatormitte, je kleiner der Isolationswiderstand wird.

9.2 Überlegungen zur Steigerung der Empfindlichkeit von SPND

Beim Vergleich der Zahlenwerte in Tabelle 5.5 für Gd-SPND erkennt man, daß die (n,γ) -Reaktionsrate bei Steigerung der Emitterdicke über 0,01 cm hinaus nur unwesentlich vergrößert werden kann. Die Elektronenausbeute B_o hingegen steigt, bei Verdopplung der Emitterdicke von 0,01 auf 0,02 cm, um ca. 50%. Eine weitere Vergrößerung der Emitterdicke auf 0,03 cm bringt dann nur noch 22% für B_o .

Entsprechend steigt J_E bei Verdopplung der Emitterdicke von 0,01 auf 0,02 cm um 50%.

Andererseits ist bei einem Gd-SPND mit 0,01 cm Emitterdicke und 0,2 cm Isolatorstärke $I_{Is K}$ (siehe Tab.1, Anhang 2) um einen Faktor 2 größer als I_E - dabei ist zu berücksichtigen, daß J_{EK} (siehe Tab. 5.3: B_{oK}) nur ca. 10% von I_E ausmacht -, so daß der Gesamtbeitrag von I_E zu $I(Det)$ bei Verdopplung der Emitterdicke auf 0,02 cm wesentlich geringer als 25% ist. Da der Preis für Gd-Folie recht hoch ist (ca. 200.-- DM/g), verteuert sich ein Detektor beim Überang von 0,01 auf 0,02 cm Emitterdicke beträchtlich. Dem steht eine nur unwesentliche Steigerung der Empfindlichkeit des Detektors gegenüber. Eine Reduzierung der Emitterdicke unter 0,01 cm, die von der Empfindlichkeit her möglich erschiene, würde die Fertigung eines solchen SPND erschweren.

Eine Verringerung der Isolatorstärke unter 0,2 cm bei gleichzeitiger Steigerung der Emitterdicke würde im wesentlichen nur das Verhältnis der Beiträge vom Isolator und Emitter zum Gesamtstrom verändern, nicht aber deren Summe; bei der Herstellung der Isolatorzylinder ergäben sich jedoch große Schwierigkeiten.

Eine Vergrößerung der Isolatorstärke über 0,2 cm hinaus schwächt den Emitteranteil J_{EK} , erhöht jedoch den Isolatoranteil $I_{Is K}$ nicht mehr allzu stark (die im Isolator erzeugten Elektronen bleiben größtenteils wieder im Isolator stecken; s. Tabelle 1, Anhang 2).

Insgesamt kann man aus obigen Überlegungen den Schluß ziehen, daß bei Berücksichtigung aller Parameter der im Bestrahlungsexperiment untersuchte Detektor (Emitter 0,01 cm, Isolator 0,2 cm) in etwa optimal ausgelegt war.

Eine Vergrößerung der Emitterdicke bei Gd-SPND über 0,01 cm hinaus könnte dann zweckmäßig sein, wenn eine besonders hohe Lebensdauer (Einsatzzeit) gefordert wird. Da der Emitter von außen nach innen abbrennt, bedeutet eine Verdopplung der Emitterdicke in etwa eine Verdopplung der Lebensdauer.

Ein Bestrahlungsexperiment mit 0,02 cm Emitter und 0,2 cm und/oder 0,3 cm Isolator könnte zur Überprüfung sinnvoll erscheinen.

Bei einem Co-SPND steigt die (n,γ) -Reaktionsrate bei Vergrößerung der Emitterdicke von 0,01 auf 0,2 cm um den Faktor 7 (siehe Tabelle 5.6); für B_0 bringt die Vergrößerung (des Emitters) einen Faktor 4, für die Gamma-Intensität im Isolator und dessen Beitrag zum Gesamtstrom näherungsweise den Faktor 7.

Eine weitere Steigerung der Emitterdicke auf 0,3 cm vergrößert die (n,γ) -Reaktionsrate um 15%, erschwert jedoch wesentlich die Fertigung (wegen Kaltverfestigung und Versprödung des Co).

Der Preis für Co spielt hier - im Vergleich zum Gd - eine untergeordnete Rolle (ca. 11.-- DM/g).

Im übrigen gelten in ähnlicher Weise die beim Gd-SPND angestellten Überlegungen. Auch für den Co-SPND kann somit festgestellt werden, daß die Abmessungen der bereits gefertigten Detektoren (0,2 cm Emitter, 0,2 cm Isolator) in guter Näherung optimal gewählt worden sind.

10. LITERATUR

- /1/ W. Ferrant:
Deutsche Patentschrift Nr. 691575, Mai (1940)
- /2/ E. Schröder:
Strahlung und Strahlungsmeßtechnik in Kernkraftwerken
Elitera Verlag (1974)
- /3/ W. Jaschik et al.:
Model for Calculating Prompt-Response/Self-Powered
Neutron Detectors.
Nuclear Science and Engineering: 53, 61-78 (1974)
- /4/ Fa. Reuter-Stokes:
Self Powered Flux Detectors (Prospekt)
Canada, Box 45, Preston, Ontario
- /5/ P. Gebureck et al.:
Development and Incore-Appliation of Selfpowered
Neutron Detectors
IAEA/SM-168/G-8 (1973)
- /6/ D. Bellmann:
Untersuchungen an SPN-Detektoren.
GKSS 73/I/52
- /7/ R. Hecker u.a.:
Entwicklungsarbeiten zur Instrumentierung von Hochtemperatur-
reaktoren.
Reaktortagung 1977, Deutsches Atomforum e.V.
- /8/ H. Brixy, u.a.:
Problematiken bei der Entwicklung von SPN-Detektoren
für HTR-Anwendungen und erste Versuchsergebnisse.
KFA-Jülich, Interner IRE-Bericht.
- /9/ H.D. Warren:
Calculational Model for Self-Powered Neutron Detectors.
Nucl. Sci. Eng. 48, 331 (1972)
- /10/ G.F. Lynch:
Some theoretical Aspects of "Self powered Detectors.
Veröffentlicht in "Proceeding of the IAEA Specialists'
Meeting on Incore Instrumentation and failed Fuel Detection
and Location".
May 1974, Mississauga, Ontario, Canada.
AECL-5124
- /11/ H.G. Spillekothen u.a.:
HTR-Neutronenflußmessung:
Auslegung und Gestaltung von großflächigen Self-Powered-
Detektoren für Mittel- und Leistungsbereich.
INTERATOM, November 1976

- /12/ F. Tsekouras u.a.:
Miniatur-Ionisationskammern und Neutronen-Beta-Detektoren zur Neutronenflußmessung im Reaktorkern.
ATM-Archiv für technisches Messen, Blatt V8238-3 (Mai 1975)
- /13/ K. Penchacek:
Ansprechzeit, Abbrand und Empfindlichkeit von Aktivierungsdetektoren (Theor. Betrachtungen).
(Interne Arbeitsnotiz RE 8-23/66 vom 02.06.66 der Siemens AG, Erlangen)
- /14/ H. Schülken
KFK-Report, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1970)
Nr. 1355
- /15/ H. Kiesewetter, u.a.:
Tabellen der Entkommwahrscheinlichkeit für Hohlzylinder.
Kernenergie, 6. Jahrgang, Heft 9/1973
- /16/ P. Haller u.a.:
Langzeitverhalten der Signal-Komponenten von SPN-Detektoren mit Thulium-Emitter.
Reaktortagung 1975 (Compact-Band)
- /17/ K.J. Kalker:
Privat Mitteilung
KFA-Jülich, ZFR
- /18/ W.D. Schneider:
Private Mitteilung
KFA-Jülich, ZBB
- /19/ E. Carlson et al.:
Sensitivity of Fast Fission Chambers for Flux Monitoring in Pebble-Bed HTGRs.
ANS Annual Meeting Las Vegas, Juni 1980
- /20/ Rasmussen et al.:
Line and Continuum Gamma-Ray Yields from thermal Neutron Capture in 75 Elements.
Gulf General Atomic, DASA 2570, GA-10248
GEA-Project 6122, July 31, 1970
- /21/ P. Marmier:
Kernphysik I
Verlag des Vereins der Mathematiker und Physiker an ETH Zürich (1968)
- /22/ K. Siegbahn:
Alpha, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy Vol. I; Chap II.
North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1968)
- /23/ R. Hecker:
Meßverfahren und Experimente an Reaktoren I/II.
Vorlesung an der RWTH-Aachen, 1975/76

- /24/ F. Herz:
Lehrbuch der Kernphysik, Bd. 1,
Verlag M. Dausien (1966)
- /25/ H.G. Spillekothen u.a.:
Großflächige Self-Powered-Neutronenflußdetektoren.
Auslegung und experimentelle Ergebnisse.
Jahrestagung Kerntechnik, 1981, Düsseldorf
- /26/ E. Klar u.a.:
(KWU) Deutsches Bundespatent 23-60-221 (1977)
- /27/ P. Gebureck:
Untersuchung spezieller Neutronenflußdetektoren und
ihre Anwendung im Siedewasserreaktor.
Dissertation an der Universität Hannover (Mai 1979)
- /28/ B. Gross:
Compton Dosimeter for measurement of Penetrating
x-Rays and Gamma-Rays.
(Rad. Research 15, (117-130) (1961))

Anhang

A N H A N G 1

Die thermische Flußdichte wird ermittelt nach folgender Formel:

$$\phi_{th} = \frac{a_s (1 - F_{Cd}/R_{Cd})}{\tau_0 \cdot K_{th}}$$

Darin bedeuten:

a_s die Sättigungsaktivität (Reaktionsrate) pro Atom des Ausgangsnuklids der Meßreaktion (d.i. Co-59 im Co-Aktivierungsdetektor)

σ_i den Aktivierungsquerschnitt (von Co-59) für 2200 m/s Neutronen, entsprechend der wahrscheinlichsten Energie $kT = 0,0253$ eV und $T = 293,6$ K Temperatur der Neutronen in der Maxwell-Verteilung $\tau_0 = 37.2$ barn

K_{th} den Flußstörungen-Korrekturfaktor für thermische Neutronen für die verwendete Detektorart

R_{Cd} das Cadmium-Verhältnis⁺ für die verwendeten Detektoren in der Meßposition

$$F_{Cd} = 1 + \frac{\int_{E_g}^{E_{Cd}} \sigma(E) K(E, D_A) \frac{dE}{E}}{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma(E) K(E, D_A) \frac{dE}{E}}$$

E_a den Cd-Korrekturfaktor für die Abweichung zwischen der Grenzenergie, zwischen dem thermischen und dem $1/E$ -Flußdichtebereich (mit Voraussetzung eines gut moderierten Systems) von der

E_{Cd} Cd-Abschneide-Energie

In F_{Cd} bedeuten ferner:

$\sigma(E)$ den energieabhängigen Neutronenaktivierungsquerschnitt für das Ausgangsnuklid (Co-59)

$K(E, D_A)$ den Flußstörungs-Korrekturfaktor für Neutronen
der Energie E im Aktivierungsdetektor mit Dicke D_A

Die Abschneideenergie E_{Cd} hängt im wesentlichen von der
Dicke des benutzten Neutronenfilters Cd ab. Die Grenzenenergie
 E_g ist hier wie folgt definiert:

$$E_g = \mu \cdot kT$$

mit

Temperatur $T = 293,6 \text{ K}$

k Boltzmann-Konstante

$\mu = 3.6$ nach Bekurts-Wirtz für D_2O Moderator
näherungsweise auch für H_2O angenommen.

$$E_g = 0.091 \text{ eV}$$

A N H A N G 2

Elektronenausbeute im Isolator

Um eine Abschätzung für die Wechselwirkungen der γ -Quanten im Isolator zu erhalten, wird eine Abschwächungsrechnung durchgeführt; dabei wird von der vereinfachenden Annahme ausgegangen, daß alle γ -Quanten aus dem (n,γ) -Prozeß die Emitteroberfläche senkrecht verlassen.

Als Ergebnis dieser Rechnung erhält man y_{2i} ; y_{2i} ist die Anzahl der γ -Quanten, die im Isolator zu Wechselwirkungen führt.

$$y_{2i} = y_i \cdot P_Q (1 - e^{-(\sum_i^C \sigma_i^{is} + \sum_i^P \sigma_i^{is}) \cdot d})$$

y_i : Anzahl der bei der (n,γ) -Reaktion im Emitter entstehenden γ -Quanten mit einer γ -Energie im i -ten Energieintervall

P_Q : Entkommwahrscheinlichkeit der γ -Quanten aus dem Emitter

$\sum_i^C \sigma_i^{is}$: Makroskopischer Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung im Isolator

$\sum_i^P \sigma_i^{is}$: Makroskopischer Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt im Isolator

d : Isolatorstärke

Hiermit berechnet sich der Teil der Elektronenausbeute im Isolator, der den Kollektor erreicht, zu:

$$B_{Is_K} = \left(\sum_{i=1}^j y_{2i} \cdot P_{is_K}^C \cdot \epsilon_{i, is_K}^C + \sum_{i=1}^j y_{2i} \cdot P_{is_K}^P \cdot \epsilon_{i, is_K}^P \right) \quad (A2.1)$$

y_{2i} : Anzahl der γ -Quanten, die im Isolator zu Wechselwirkungen führen

$$P_{iis}^C = \frac{\Sigma_{iis}^C}{\Sigma_{iis}^C + \Sigma_{iis}^P}$$

: Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein wechselwirkendes γ -Quant mit einer Energie im i -ten Energieintervall einen Compton-Effekt im Isolator verursacht

$$P_{iis}^P = \frac{\Sigma_{iis}^P}{\Sigma_{iis}^C + \Sigma_{iis}^P}$$

: Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein wechselwirkendes γ -Quant mit einer Energie im i -ten Energieintervall einen Photo-Effekt im Isolator verursacht

$$\epsilon_{iisK}^C \quad \epsilon_{iisK}^P$$

: Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein im Isolator von einem γ -Quant des i -ten Energieintervalls erzeugtes Compton-(Photo-)Elektron den Kollektor erreicht

Die Wahrscheinlichkeiten ϵ_{iis}^C und ϵ_{iis}^P wurden wie folgt berechnet: Es wurde angenommen, daß die Elektronen auf Grund der geringen Absorption der γ -Quanten im Isolator homogen verteilt entstehen (Näherung: Plattengeometrie). Für jedes Compton- oder Photoelektron wurde dann geprüft, ob es auf Grund seiner Energie (und der damit verbundenen Reichweite) in der Lage ist, den Kollektor zu erreichen. Für die Comptonelektronen gelten die Verhältnisse nach Abb. A2.1). Wegen der relativ hohen Energien der Gamma-Quanten wird hier näherungsweise Emission der

Photoelektronen in Vorwärtsrichtung angenommen /21/.

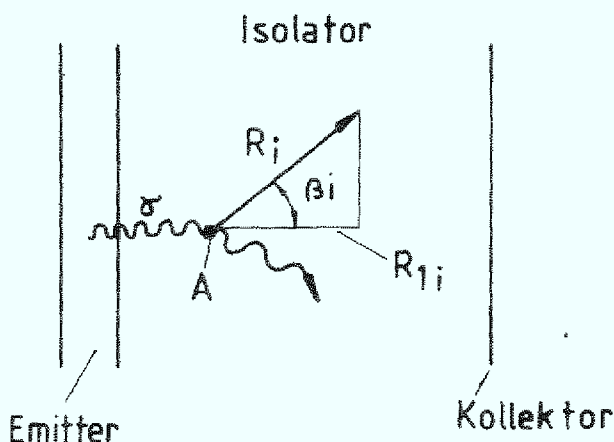


Abb. A2.1:
Schematische Darstellung
des Compton-Effekts im
Isolator

Ein γ -Quant erzeugt z.B. im Punkt A (Abb. A2.1) ein Elektron, das im Isolator eine von der Einfallenergie des γ -Quants abhängige mittlere Reichweite $\bar{R}$ und einen mittleren Streuwinkel β_i hat.

$$R_i = \bar{R}_i \cdot \cos \beta_i$$

stellt dann die Komponente der Reichweite eines Compton-Elektrons dar, die direkt zum Kollektor hinführt. R_{1i} stellt somit näherungsweise ein Maß dafür dar, ob ein Comptonelektron den Kollektor erreichen kann. Die Berechnung von R_{1i} wurde wie folgt durchgeführt:

Die mittlere Energie $\bar{E}_{\beta_i}$ der Komptonelektronen, die von γ -Quanten des i -ten Energieintervalls produziert werden, berechnet sich zu /21/

$$\bar{E}_{\beta_i} = \frac{\sigma_{iis}^{ca}}{\sigma_{iis}^c} \bar{E}_{\gamma_i}$$

σ_{iis}^{ca} : Compton-Energieabsorptionsquerschnitt im Isolator für γ -Quanten des i -ten Energieintervalls

σ_{iis}^c : Totaler Compton-Wirkungsquerschnitt im Isolator für γ -Quanten des i -ten Energieintervalls

$\bar{E}_{\gamma_i}$: Mittlere γ -Energie der γ -Quanten des i -ten Energieintervalls

Für die Reichweiten R_i gelten nach /21/ Gl. 5.3 und 5.4:

$$R_i = \frac{1}{\rho} \cdot 0.412 (\bar{E}_{\beta_i})^m \text{ |cm|} \quad 0.1 < \bar{E}_{\beta_i} < 3 \text{ MeV}$$

mit $m = 1.265 - 0.0954 \cdot \ln(\bar{E}_{\beta_i})$

$$R_i = \frac{1}{\rho} (0.53 \bar{E}_{\beta_i} - 0.106) \text{ |cm|} \quad 1 < \bar{E}_{\beta_i} < 20 \text{ MeV}$$

ρ : Dichte des Isolatormaterials in $[\text{g/cm}^3]$.

Der mittlere Streuwinkel β_i der Comptonelektronen, die von γ -Quanten des i -ten Energieintervalls erzeugt wurden, berechnet sich wie folgt /28/:

$$\cos \beta_i = \frac{1 + a^2}{a^2 + 2a \frac{E_{\gamma i}}{E_{\beta i}}}$$

$$\text{mit } a = \frac{E_{\gamma i}}{0.511}$$

Damit berechnet sich der gesamte Strom, der durch im Isolator erzeugte den Kollektor erreichende Elektronen hervorgerufen wird, zu:

$$I_{Is K} = B \cdot e \cdot V \cdot B_{Is K}$$

mit B : Reaktionsratendichte im Emitter $[\text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}]$

e : Elementarladung ($e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Asec}$)

V : Emittervolumen cm^3

Für die geometrischen Abmessungen des im Experiment verwendeten Detektors ergibt die Rechnung einen Wert von

$$I_{Is K} = 6.256 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

Im folgenden sind weitere Größen angegeben, die in den Kapiteln 8 und 9 verwendet werden.

$EL_{Is K} = B_{Is K}$ wurde entsprechend Gleichung (A2.1) berechnet. $B_{Is K}$ ist die Anzahl der Elektronen pro (n, γ) -Reaktion im Emitter, die im Isolator produziert werden und den Kollektor erreichen.

$EL_{Is} = B_{Is}$ ($= y_{2i}$; Gl. A2.1) ergibt sich, wenn man für die Entkommwahrscheinlichkeit der Elektronen $\epsilon_{Is K}$ in Gleichung (A2.1)

Tabelle A2.1 zeigt in Abhängigkeit von der Isolatorstärke die Anzahl der Elektronen pro (n,γ)-Reaktion, die im Isolator produziert wird (EL_{Is}), die Anzahl der Elektronen, die im Isolator erzeugt wird und den Kollektor erreicht ($EL_{Is\ K}$) sowie den Strom $I_{Is\ K}$, der durch im Isolator erzeugte den Kollektor erreichende Elektronen hervorgerufen wird. (Die Daten der Tabelle beziehen sich auf den Gd-Detektor des Experiments.)

Isolatorstärke cm	EL_{Is}	$EL_{Is\ K}$	$I_{Is\ K}$
0.05	3.03E-2	1.932E-2	3.165E-6
0.1	5.853E-2	3.024E-2	4.958E-6
0.15	8.730E-2	3.579E-2	5.868E-6
0.2	1.159E-1	3.816E-2	6.257E-6
0.3	1.720E-1	4.004E-2	6.565E-6

Tabelle A2.1

In Abb. A2.2 werden die im Isolator abgebremsten Emitterelektronen EL_E in Abhängigkeit von der Isolatorstärke dargestellt. Hierzu wurden, wie in Kapitel 5, für eine Reihe von verschiedenen Isolatorstärken die den Kollektor erreichenden Elektronen berechnet. Durch geeignete Differenzenbildung ergaben sich die Werte in Abb. A2.2. Nach dem gleichen Schema sowie Gl. A2.1 wurden die Werte in Abb. A2.3 gerechnet.

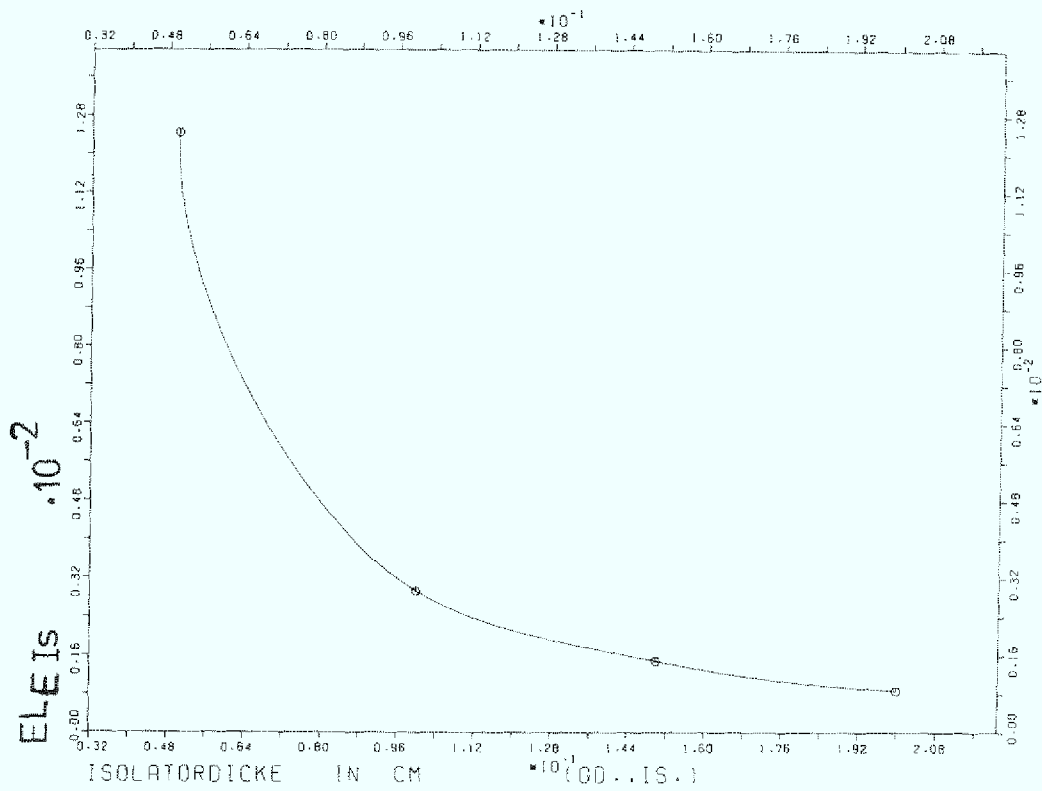


Abb. A2.2: $EL_E Is$ in Abhängigkeit von der Isolatorstärke

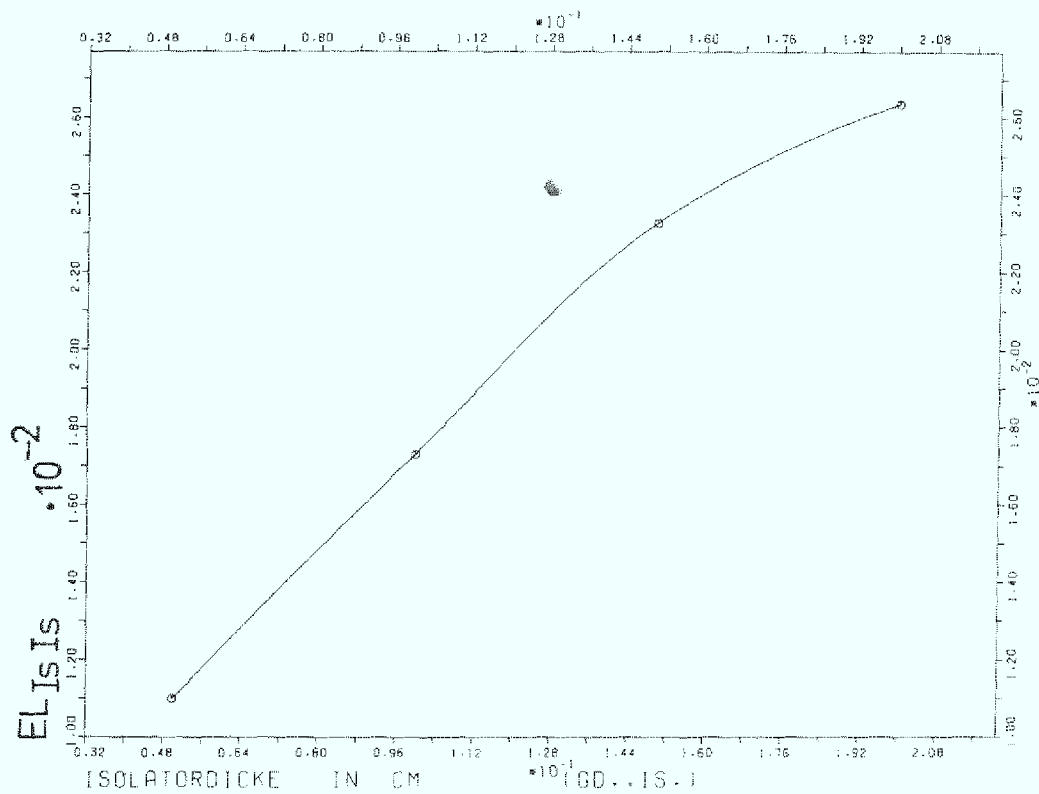


Abb. A2.3: $EL_{Is Is}$ in Abhängigkeit von der Isolatorstärke

A N H A N G 3

Elektrisches Potential im Isolator

Bei positivem Potential lautet die Bilanzgleichung für die Menge der positiven Ladung im Isolator:

$$\frac{dQ}{dt} = N - J \quad (A3,1)$$

- $Q(t)$ = Menge der positiven Ladung im Isolatorvolumen
 J = Strom der positiven Ladung aus dem Isolatorvolumen in den Kollektor und den Emitter (bzw. Strom der Elektronen aus Emitter und Kollektor in den Isolator), hervorgerufen durch das positive Potential
 N = im Isolatorvolumen erzeugte positive Ladungsmenge pro Zeiteinheit (Erzeugung), hervorgerufen durch die Gamma-Strahlung aus dem (n,γ) -Prozeß im Emitter

Da Q eine räumliche Verteilung besitzt, kann man schreiben:

$$Q = \iiint q(\vec{r}, t) dv, \quad J = \oiint \vec{j}(\vec{r}, t) d\vec{f}, \quad N = \iiint n(\vec{r}, t) dv$$

$$(\vec{r} = (x, y, z)) \quad (A3,2a, 2b, 2c)$$

q , $\vec{j}$ und n sind die je zu Q , J und N gehörende Ladungsdichte, Stromdichte und Erzeugungsdichte der Ladung.

Mit Gleichung A3,1 und unter Berücksichtigung des Gauss'schen Satzes für die Stromdichte erhält man in üblicher Weise die zu Gleichung A3,1 gehörige infinitesimale Form:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = n - \frac{\partial \vec{j}}{\partial \vec{r}} \quad (A3,3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \right)$$

Mit der Beziehung für die Ladung

$$Q = C \cdot U \quad \text{bzw.} \quad q = c \cdot U \quad (\text{A3,4})$$

(C = Kapazität; c = spezifische Kapazität, U = Potential)

und mit der Beziehung für die Stromdichte

$$\vec{j} = -\kappa \cdot \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} \quad (\text{A3,5})$$

κ = elektrische Leitfähigkeit

erhält man aus Gleichung A3,3 (c und κ als konstant vorausgesetzt):

$$c \frac{\partial U}{\partial t} = n + \kappa \cdot \Delta U \quad (\text{A3,6})$$

Gleichung A3,6 beschreibt zeitabhängig das Potential im Isolator.

Im stationären Zustand vereinfacht sich Gleichung A3,6:

$$-\kappa \cdot \Delta U = n \quad (\text{A3,7})$$

In Kapitel 8.2 wurde der großflächige Hohlzylinder-SPND vereinfachend in Plattengeometrie mit nur einer Variablen x beschrieben (s. Abb. 8.2). Damit vereinfacht sich die Poisson'sche Differentialgleichung A3,7 zu:

$$\frac{d^2 U(x)}{dx^2} = -\frac{1}{\kappa} \cdot n(x) \quad (\text{A3,8})$$

mit der allgemeinen Lösung

$$U(x) = -\frac{1}{\kappa} \int dx' \int_{x'}^{x''} dx'' n(x'') + Ax + B \quad (\text{A3,9})$$

Nimmt man die Erzeugungsdichte der Ladung n als unabhängig von x an (homogene Erzeugung der positiven Ladung, Kapitel 8.2.1), so wird

$$U(x) = - \frac{n}{\kappa} \frac{x^2}{2} + Ax + B \quad (\text{A3,10})$$

Die Integrationskonstanten A und B erhält man aus den Randbedingungen, wonach das Potential am Emitter und am Kollektor verschwinden muß (s. Abb. 8.4):

$$A = \frac{n}{2\kappa} \cdot d; \quad B = 0 \quad (\text{A3,11})$$

Damit wird

$$U(x) = \frac{n}{2\kappa} (d \cdot x - x^2) \quad (\text{A3,12})$$

Führt man die Meßgröße R_{is} (Isolationswiderstand zwischen Emitter und Kollektor) ein : $\kappa = \frac{d}{R_{is} \cdot F}$,

so erhält man

$$U(x) = \frac{n \cdot R_{is} \cdot F}{2d} (d \cdot x - x^2) \quad (\text{A3,13})$$

Dabei ist angenommen, daß der Isolationswiderstand eines Detektors durch den Isolationswiderstand des Emitterteils bestimmt wird, d.h. der Kabelwiderstand wird demgegenüber als hoch angesehen.

Das Potentialmaximum ergibt sich mit den hier gemachten Voraussetzungen für $x = \frac{d}{2}$:

$$U\left(\frac{d}{2}\right) = \frac{1}{8} \cdot n \cdot R_{is} \cdot F \cdot d \quad (\text{A3,14})$$

Die im Isolator erzeugte positive Ladungsmenge n pro Zeiteinheit wird im stationären Zustand kompensiert durch die Ströme

$I_{E \text{ Pot}}$ und $I_{K \text{ Pot}}$ aus dem Emitter und Kollektor (Kap. 8.2.2).

Damit ergibt sich für die Berechnung von n :

$$n = \frac{|I_{E \text{ Pot}}| + |I_{K \text{ Pot}}|}{Vol_{Is}} \quad \text{und mit Gleichung (8.9)}$$

$$n = \frac{I_{IsK} - I_{E Is}}{Vol_{Is}} \quad (A3,15)$$

Mit den Zahlenwerten für den Gd-SPND des Experimentes

$$Vol_{Is} = 78,41 \text{ cm}^3 ; \quad I_{IsK} = 6,26 \cdot 10^{-6} \text{ A und } I_{E Is} = 2,91 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

(s. Anhang 2)

wird
$$n = 4,27 \cdot 10^{-8} \frac{\text{A}}{\text{cm}^3} .$$

Für das Potentialmaximum erhält man dann ($d = 0,2 \text{ cm}$)

$$F = 2\pi r_{is} \cdot L = 2\pi 2,5 \cdot 24 = 377 \quad |\text{cm}^2|$$

$$U\left(\frac{d}{2}\right) = \frac{1}{8} \cdot 4,27 \cdot 10^{-8} \cdot R_{is} \cdot 377 \cdot 0,2 \approx 4 \cdot 10^{-7} \cdot R_{is} \quad |V|$$

(R_{is} in Ohm).

Man erkennt, daß das Potentialmaximum im Isolator zwar bei hohen Isolationswiderständen beträchtliche Werte annehmen kann (z.B. 4000 V bei $R_{is} = 10^{10} \Omega$), daß es auf die Abbremsung der Photo- und Compton-Elektronen wegen deren wesentlich höheren Energien (niedrigste Energiegruppe in Anhang 4: 0,201 MeV) jedoch kaum Einfluß hat.

Die gleichen Überlegungen lassen sich bei negativem Isolatorpotential anstellen, so daß obige Ableitungen auch hier gültig sind.

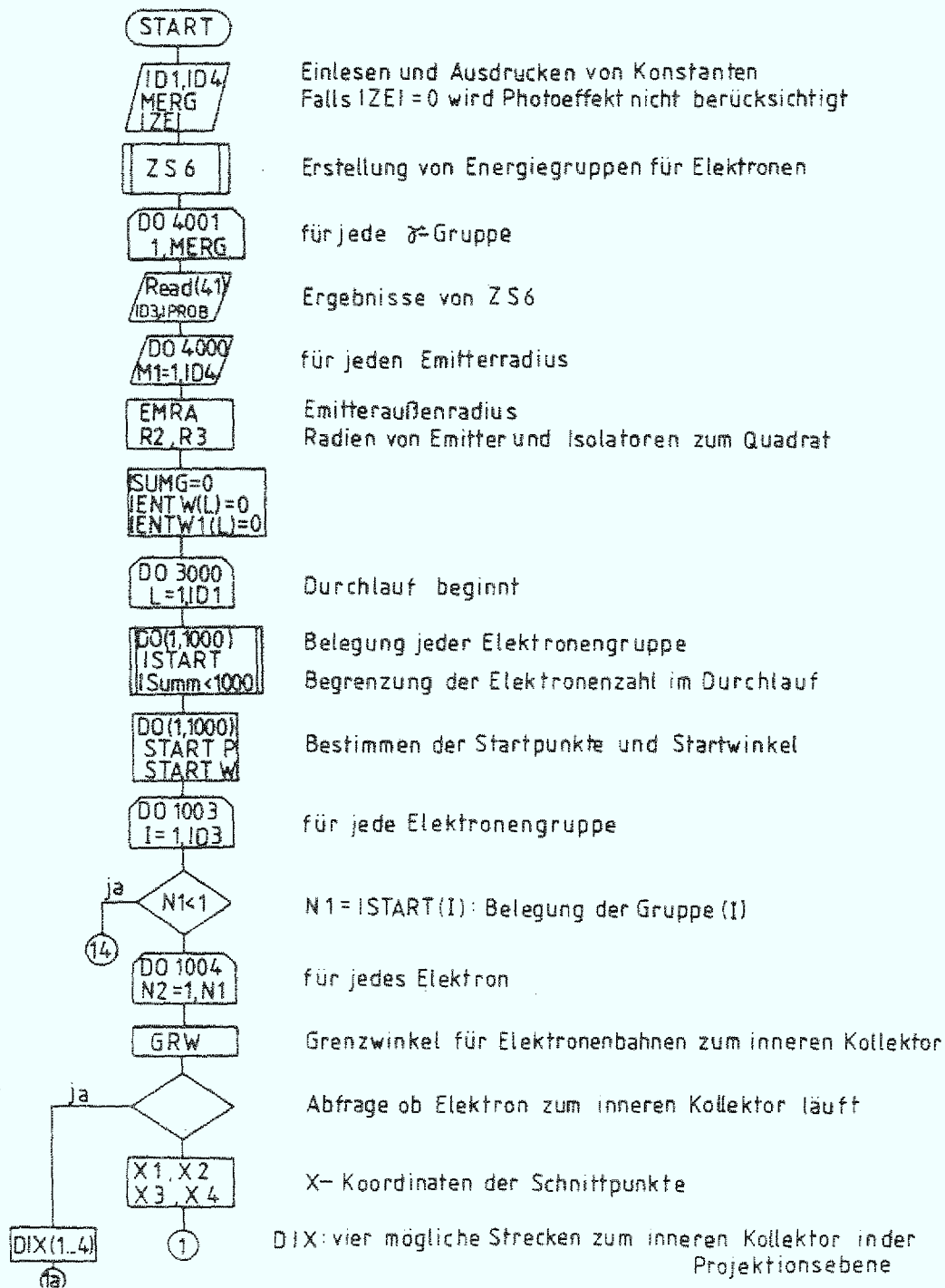
A N H A N G 4

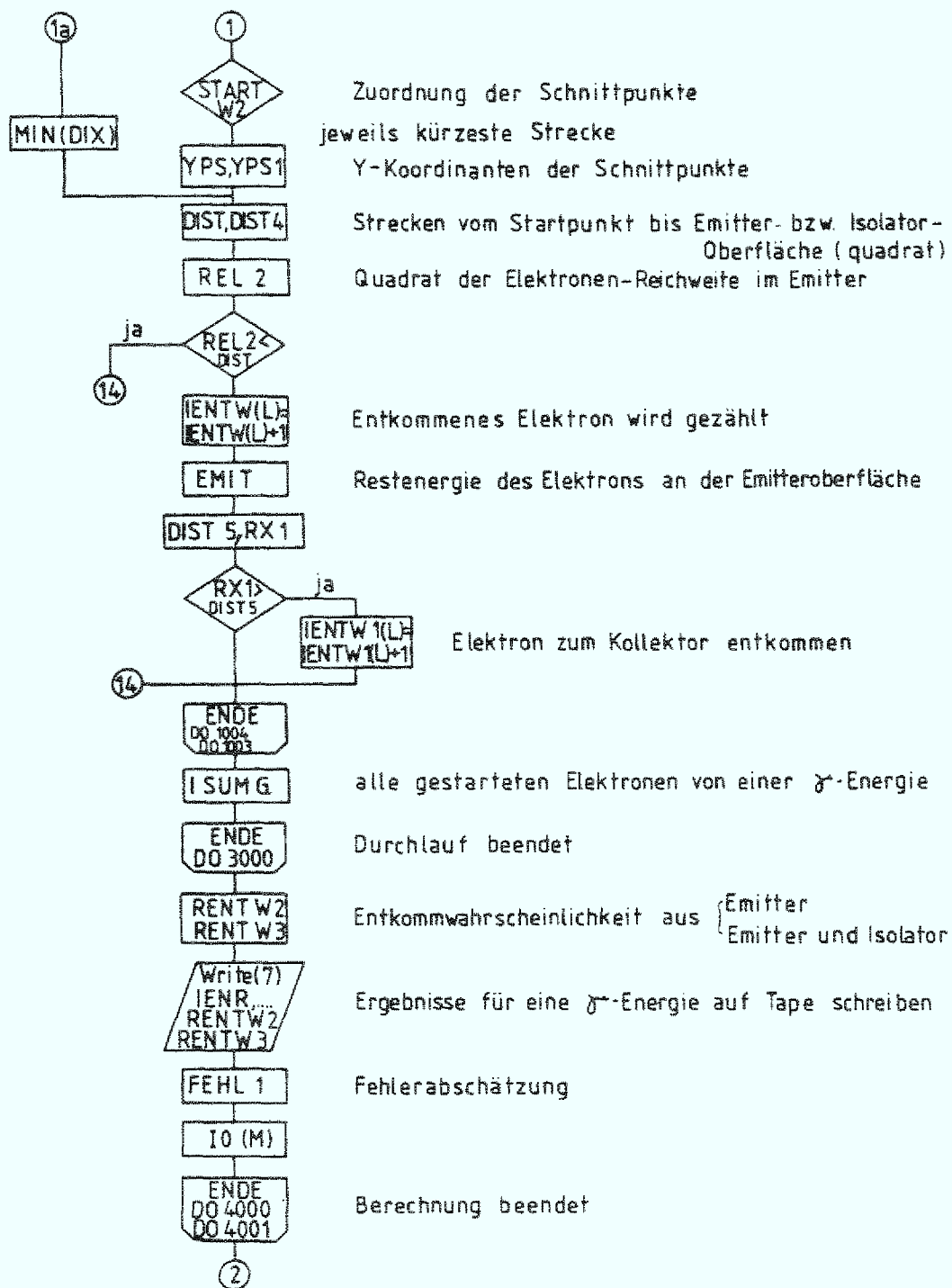
SELPOND-PROGRAMM besteht aus einem Hauptprogramm und 4 Unterprogrammen.

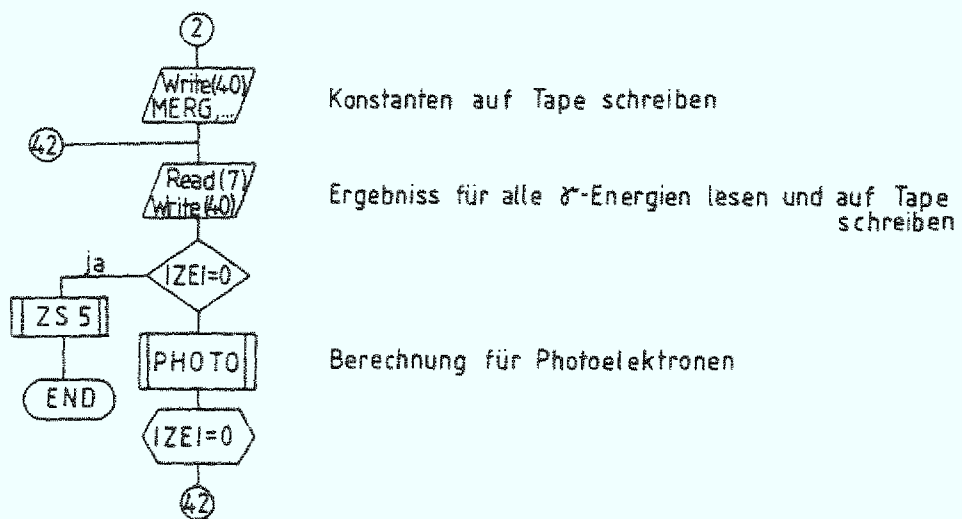
Das Hauptprogramm liest einen Teil der Eingabedaten ein und berechnet die Entkommwahrscheinlichkeit an den Compton-elektronen.

- 1) Unterprogramm GGUBS ist ein Zufallgenerator, der für die Monte-Carlo-Rechnungen benötigt wird.
- 2) Unterprogramm ZS6 liest die γ -Quant(Energien) ein und berechnet
 - a) Elektronenenergie
 - b) Elektronenreichweiten
 - c) Elektronenverteilung für jede Energie-Gruppe
- 3) Unterprogramm PHOTO berechnet die Entkommwahrscheinlichkeit des Photoelektrons.
- 4) Unterprogramm ZS5 berechnet die Ausbeute an Elektronen für eine bestimmte Emitterdicke und Isolatorstärke.

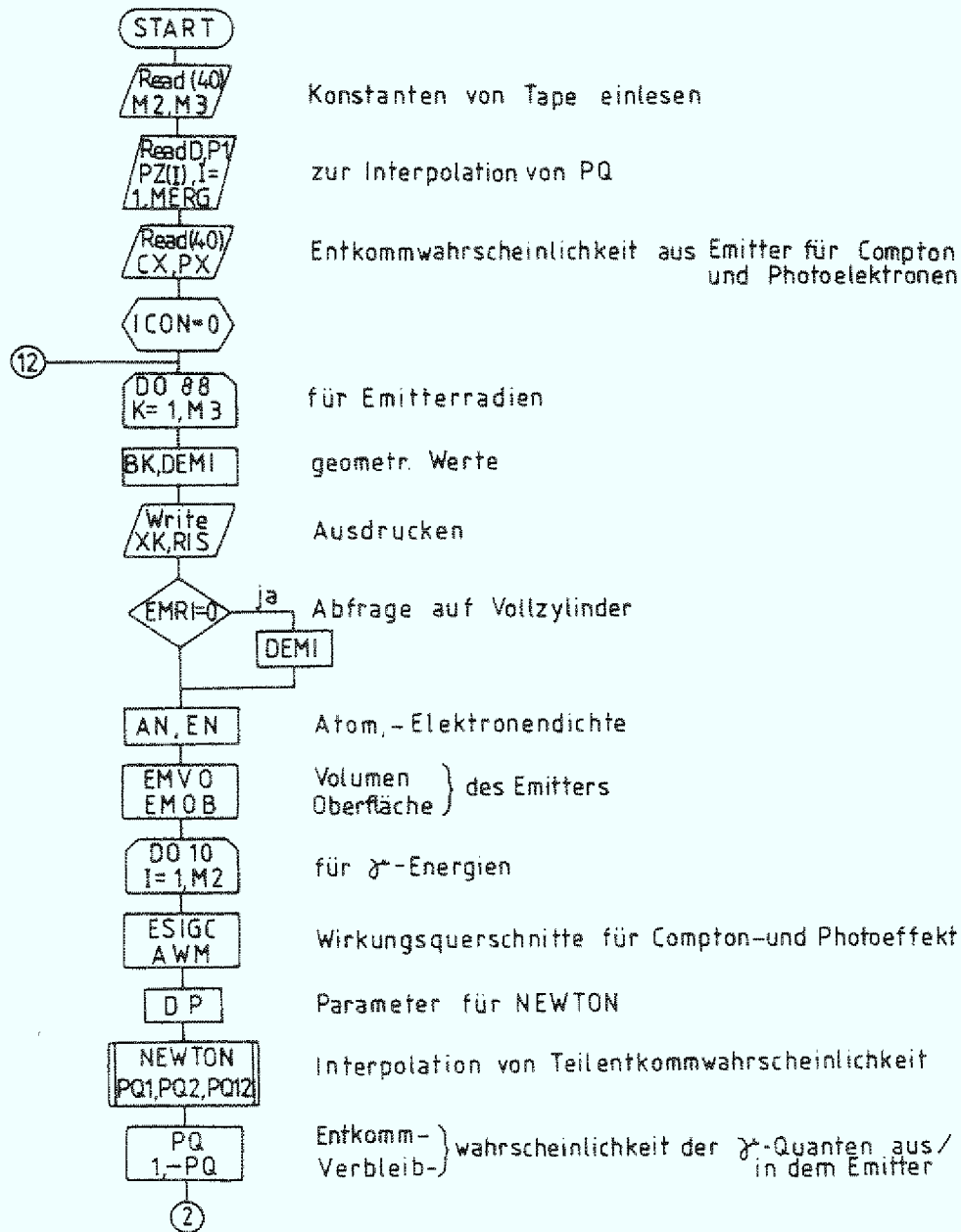
HAUPTPROGRAMM

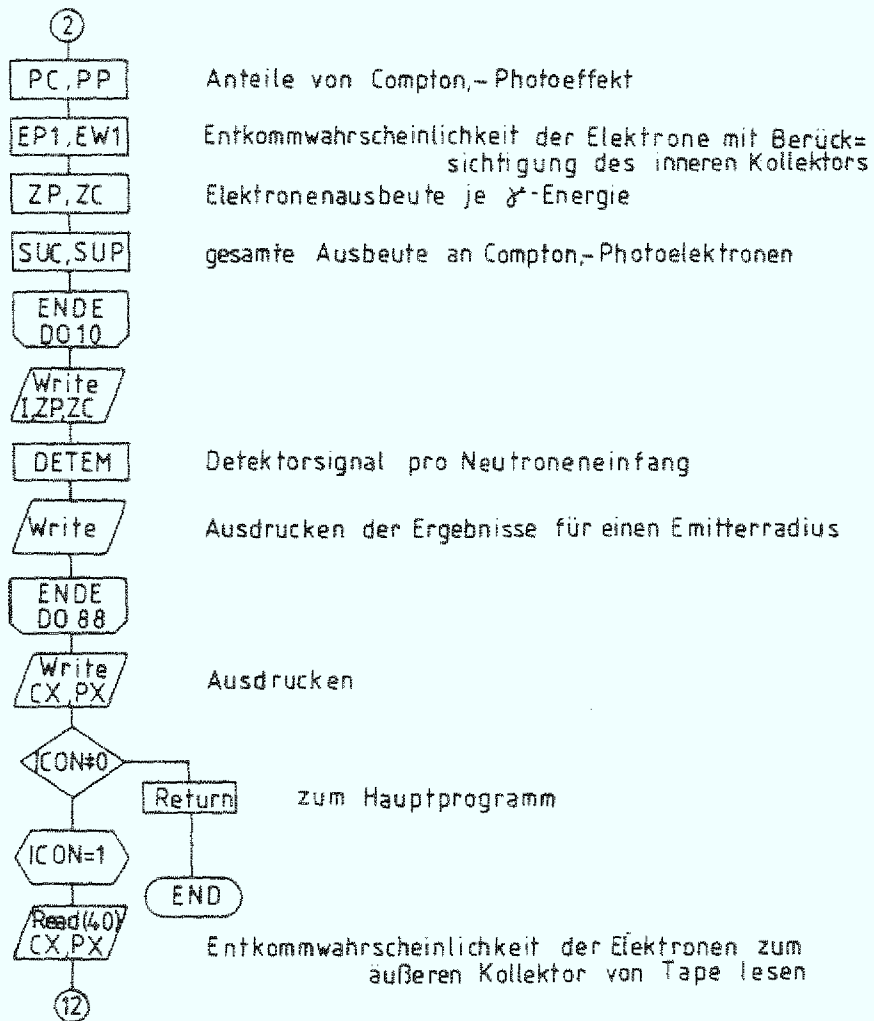






Unterprogramm ZS5





Eingabebeschreibung des Programms

SELPOND:

<u>Karte 1</u>	FORMAT (x)
1. IDA	Anzahl der Durchläufe
2. ID2	Anzahl der Zufallzahlen
3. ID4	Anzahl der Emitterdicken
4. ID5	Anzahl der Isolatorordicken
5. RHO	Emitterdichte (g/cm^3)
6. RHOIS	Isolatorordichte (g/cm^3)
7. OZA	Ordnungszahl (Emitter)
8. A	Atomgewicht (Emitter)
9. RIN	Innerer Radius des Emitters (cm)
10. EML	Emitterlänge (cm)
11. MERG	Anzahl der Gamma-Energiegruppen
12. IZEI	= 1 (Rechnersteuerung)

<u>Karte 2</u>	FORMAT (x)
RAD	Außenradius des Emitters (cm)

<u>Karte 3</u>	FORMAT (x)
RSD	Isolatorordicke (cm)

Karte 4

FORMAT (10I7)

IS(I)

Zufallzahlen

Karte 5

FORMAT (E12.4)

ENG1(I)

Gammaenergie (MeV)

Karte 6

FORMAT (2F12.4)

Y(I)

Anzahl der Gamma-Quanten

Karte 7

FORMAT (x)

1. D(I)

berücksichtigt Geometrie und
MaterialeigenschaftenKarte 8

FORMAT (x)

1. P1(I)

Entkommwahrscheinlichkeit der
Gamma-Quanten aus dem Emitter
in den InnenraumKarte 9

FORMAT (x)

P2(I)

Entkommwahrscheinlichkeit der
Gamma-Quanten aus dem Emitter
unmittelbar in die äußere
UmgebungKarte 10

FORMAT (x)

P12(I)

Entkommwahrscheinlichkeit der
Gamma-Quanten aus dem Innen-
raum in die äußere Umgebung

Karte 11

FORMAT (E12.4)

PZ(I)

Entkommwahrscheinlichkeit der
Gamma-Quanten auf dem Weg durch
den Innenraum falls im Innenraum
Vakuum $PZ(I) = 1$,
sonst $PZ(I) = f(\text{Material})$

PROGRAMKARTEN

```

//REQ049GK JOB 1152.0118551,ALDABAGH.TIME=18.001,
// MSGCLASS=Y
//*PASSWORD DURGAM
//*ROUTE PRINT R9
//*JOBPARM LINES=15,CARDS=100
// EXEC CLGFORTE
//C.SYSPRINT DD DUMMY
//C.SYSIN DD *
C SUBMIT,SPND 1HOHLZYL.-GEOM. COMPTON-ENTK.1KONTINUUM
C PROGRAMM ZUR BERECHNUNG VON ESCAPE-WAHRSCHEINLICHKEIT AUS EMITTER
C GAMMA-YIELD IN EMITTER BESTIMMT VERTEILUNG DER ELEKTRONEN-ENERG
C STARTPUNKTE HOMOGEN. WINKEL ISOTROP
C DER EMITTER HAT EIN ENDLICHES VOLUMEN ABER EINE UNENDLICHE OBERFLAECHE
C ES WIRD EINE ENERGIE-REICHWEITEN-BEZIEHUNG BENUTZT
C ZUNAECHST WIRD NUR EIN EMITTER-VOLLZYLINDER BERECHNET
C ES WERDEN 1000 ELEKTRONEN JE DURCHLAUF VERFOLGT
      LOGICAL ITERN/'*'/,ILANK/' '/,IOLAR/'$'/
      LOGICAL IO
      DIMENSION RAND1(1000)
      DIMENSION RAND2(1000)
      DIMENSION RAND3(1000)
      DIMENSION RAND4(1000)
      DIMENSION RAND5(1000)
      DIMENSION RAND6(1000)
      DIMENSION STARTP(3000,3),STARTW(2000,2)
      DIMENSION IPROB(3000)
      DIMENSION ISTART(3000),ISTAR(3000),IO(3000)
      DIMENSION REL(1500)
      DIMENSION DIST(3000),DIST4(3000)
      DIMENSION IS(200),RADI(15),RSD(15),EMRA(15)
      DIMENSION IENTW(150),IENTW(150)
      DIMENSION ENGA(150)
      DIMENSION ENG1 (1500),RENUW(150),RENUW2(150)
      REAL*8 DSEED(200)
C ID1 :ANZAHL DER DURCHLAUEFE
C ID2 :ANZAHL DER STARTZAHLEN
C ID3 :ANZAHL ELEKTRONENENERGIEN
C ID4 :ANZAHL EMITTER-RADIEN
C ID5 :ANZAHL ISOLATOR-DICKEN
C EMIT.DICHTE=RHO,ISOL.DICHTE=RHOIS,ORONUNGSZAHL=OZA,ATOMGEW.*A
C EMIT.INNENRADIUS=RIN,EMIT.LAENGE=EML,ANZAHL ENERG.-GRUPPEN=MERG
      READ(5,*)ID1,ID2,ID4,ID5,RHO,RHOIS,OZA,A,RIN,EML,MERG,IZEI
C ID5=1 BERECHNUNG FUER EIN ISOLATORDICKE
      ID5=1
      WRITE(6,*)ID1,ID2,ID4,ID5,RHO,RHOIS,OZA,A,RIN,EML,MERG,IZEI
      IOGE=ID4*ID5
      MGES=MERG*IOGE
C EINLESEN DER EMITTER-DICKEN IN CM
      READ(5,*) (RADIM(I),M1=1,ID4)
C EINLESEN ISOLATOR-DICKE IN CM EINGEBEN
      READ(5,*) (RSD(M2),M2=1,ID5)
      PI=3.14159
C EINLESEN DER STARTZAHLEN
      READ(5,9000) (IS(I),I=1,ID2)
C
      WRITE(6,9227)
9227 FORMAT(' DIE STARTZAHLEN AUSSCHREIBEN ')
      DO 9233 I=1,ID2
      DSEED(I)=IS(I)
9233 CONTINUE
      INI=1000
C
      WRITE(6,9000) (IS(I),I=1,ID2)
      N9=41
      REWIND N9
      CALL ZSG(MERG,RHO,N9,ENGA)
      REWIND N9
      DO 4001 I4001=1,MERG
C DIE ENERGIE-GRUPPE=IENR,ANZAHL ENERGIE,REICHWEITE,VERTEIL.=ID3
      READ(N9) IENR

```

```

      READ(N9)ID3
1900  FORMAT(17)
      DD3 =FLOAT(ID3)
C EINLESEN DER ELEKTRONEN-ENERGIEVERTEILUNG
      READ(N9) ((PROB(I),I=1,103)
C EINLESEN DER ENERGIE-GRUPPEN UND REICHWEITEN
      DO 4300 I=1,103
        READ(N9) ENG(I),REL(I)
9111  FORMAT(2E12,5)
4300  CONTINUE
CCCC  WRITE(6,9011)ENR
9011  FORMAT(' COMPTON-EFFEKT  ENERGIEGRUPPE  ',14,1)
C      WRITE(6,9003)((REL(I),I=1,103)
9003  FORMAT(6E12,5)
C BESTIMMUNG DER ELEKTRONEN-ENERGIEN
      DO 4000 M1=1,104
      DO 4000 M2=1,105
        EMRA(M1)=RIN+RAD(M1)
        R3 = EMRA(M1)+RSD(M2)
        R3=R3**2
        R2=EMRA(M1)**2
        R4=RIN**2
        RISI=RIN-RSD(M2)
        R5=RISI**2
        LI=0
        ISUMG =0
      DO 3010 L=1,101
        IENTW(L)=0
        IENTW(L)=0
3010  CONTINUE
CCCC  WRITE(6,9229)RAD(M1),RSD(M2)
9229  FORMAT('HOEHEMITTER-RAD.=',E12,4,'  ISOLATOR-RAD.=',E12,4,'  IST')
      DO 2000 I=1,103
2000  ISTAR(I)=0.
      DD3=FLOAT(ID3)
      DO 3000 L=1,101
        KAUS = 0
      DO 3040 I=1,103
        ISTAR(I)=0
3040  CONTINUE
        LI=LI+1
        CALL GGUBS(0SEED(L),.IN1,RAND1)
        ISUMM=0
C      WRITE(6,9231)RAND1(I)
      DO 1000 J=1,1000
        RAND=RAND1(I)*DD3+1.5
        INDEX=IFIX(RAND)
        NELEK=IPROB (INDEX)
        ISUMM=ISUMM+NELEK
        IF ISUMM.GE.1000 GOTO 5000
        ISUMMA=ISUMM
        ISTAR(INDEX)=ISTAR(INDEX)+NELEK
1000  CONTINUE
5000  ISUMG=ISUMG+ISUMMA
C      WRITE(6,9012)
9012  FORMAT(' ES WIRD DIE HAEUFIGKEIT DER ELEKTRONEN AUSGESCHRIEBEN ')
C      WRITE(6,9000) ((ISTAR(I),I=1,103)
      DO 2100 I=1,103
2100  ISTAR(I)=ISTAR(I)+ISTAR(I)
9000  FORMAT(10I7)
C ERZEUGEN DER STARTPUNKTE
      LI=LI+1
C      CALL GGUBS(0SEED(L),.IN1,RAND2)
      LI=LI+1
      CALL GGUBS(0SEED(L),.IN1,RAND3)
      LI=LI+1
      CALL GGUBS(0SEED(L),.IN1,RAND4)
      DO 1001 I=1,1000
        STARTP(I,1)=RAND2(I)*EML
        STARTP(I,2)=RIN+(RAND3(I)*RAD(M1)*.9999)
        STARTP(I,3)=RAND4(I)*2.*PI
1001  CONTINUE

```

```

C ERZEUGEN DER WINKEL
  L1=L1+1
  CALL GGUBS(DSEED,L1,IN1,RAND5)
  L1=L1+1
  CALL GGUBS(DSEED,L1,IN1,RAND6)
  DO 1002 I=1,1000
    STARTW(1,1)=RAND5(1)*PI-PI/2.
    IF(STARTW(1,1).GT.1.57075) STARTW(1,1)=1.57075
    W1=-STARTW(1,1)
    IF(W1.GT.1.57075) STARTW(1,1)=-1.57075
    STARTW(1,2)=RAND6(1)*2.*PI
    IF(STARTW(1,2).GT.1.5700.AND.STARTW(1,2).LT.1.5715)
      STARTW(1,2)=1.5700
    IF(STARTW(1,2).GT.4.7119.AND.STARTW(1,2).LT.4.7134)
      STARTW(1,2)=4.7119
  1002 CONTINUE
C ABARBEITEN DER ELEKTRONEN
C BERECHNUNG DES DURCHTRITTPUNKTES
C ZUORDNUNG VON STARTPUNKTEN UND REICHWEITEN
  NST=0
  DO 1003 I=1,103
    N1=1START(1)
    IF(N1.LT.1) GOTO 1003
    REL2=REL(1)**2
    DO 1004 N2=1,N1
      NST=NST+1
      STEIG= TAN(STARTW(NST,2))
      SSTW=SIN(STARTP(NST,3))
      CSTW=COS(STARTP(NST,3))
      ABS=STARTP(NST,2)*SSTW-STEIG*CSTW
      BM=STEIG*ABS/(STEIG**2+1.)
      GR1=(R1S1/STARTP(NST,2))
      GRW=ARSIN(GR1)
      GRW1=PI+STARTP(NST,3)-GRW
      GRW2=PI+STARTP(NST,3)+GRW
      PI2=6.283185
      IF(GRW2.LT.PI2) GOTO 35
      GRW2=GRW2-PI2
      IF(GRW1.GE.PI2) GOTO 15
      IF(STARTW(NST,2).GT.GRW1.OR.STARTW(NST,2).LT.GRW2) GOTO 6005
      GOTO 55
15    GRW1=GRW1-PI2
35    IF(STARTW(NST,2).GT.GRW1.AND.STARTW(NST,2).LT.GRW2) GOTO 6005
55    X01=BM**2-(ABS**2-R2)/(STEIG**2+1.)
    X02=BM**2-(ABS**2-R3)/(STEIG**2+1.)
    IF(X01.GT..0) GOTO 25
    S01=0.0
    IF(X02.GT..0) GOTO 45
    S02=0.0
    GOTO 85
25    S01=SQRT(X01)
45    S02=SQRT(X02)
85    X1=-BM+S01
    X3=-BM+S02
    X2=-BM-S01
    X4=-BM-S02
    XR=AMAX1(X1,X2)
    XR1=AMAX1(X3,X4)
    XL=AMIN1(X1,X2)
    XL1=AMIN1(X3,X4)
    IF(STARTW(NST,2).LT.1.5708) GOTO 6000
    IF(STARTW(NST,2).GT.4.7124) GOTO 6000
    XPS=XL
    XPS1=XL1
    YPS=STEIG*XL+ABS
    YPS1=STEIG*XL1+ABS
    GOTO 6001
6000 XPS=XR
    XPS1=XR1
    YPS=STEIG*XR+ABS
    YPS1=STEIG*XR1+ABS
6001 CONTINUE

```

```

DIST1=(YPS-STARTPINST.2)*SSTW1**2+
.IXPS-STARTPINST.2)*CSTW1**2
DIST3=(YPS1-STARTPINST.2)*SSTW1**2+
.IXPS1-STARTPINST.2)*CSTW1**2
6005  GOTD 6010
CONTINUE
X01=BM**2-(ABS**2-R41/(STEIG**2+1.))
X02=BM**2-(ABS**2-R51/(STEIG**2+1.))
IF(X02.GT..01) GOTD 125
SQ2=0.0
IF(X01.GT..01) GOTD 145
SQ1=0.0
GOTD 185
125  SQ2=SQRT(X02)
145  SQ1=SQRT(X01)
185  X1=-BM+SQ1
X3=-BM+SQ2
X2=-BM-SQ1
X4=-BM-SQ2
Y1=STEIG*X1+ABS
Y2=STEIG*X2+ABS
Y3=STEIG*X3+ABS
Y4=STEIG*X4+ABS
DIX1=(Y1-STARTPINST.2)*SSTW1**2+(X1-STARTPINST.2)*CSTW1**2
DIX3=(Y3-STARTPINST.2)*SSTW1**2+(X3-STARTPINST.2)*CSTW1**2
DIX2=(Y2-STARTPINST.2)*SSTW1**2+(X2-STARTPINST.2)*CSTW1**2
DIX4=(Y4-STARTPINST.2)*SSTW1**2+(X4-STARTPINST.2)*CSTW1**2
DIST1=AMIN1(DIX1,DIX2)
DIST3=AMIN1(DIX3,DIX4)
6010  CONTINUE
TW1=TAN(STARTW/INST.1)
DIST(INST)=DIST1*(1.+TW1**2)
DIST4(INST)=DIST3*(1.+TW1**2)
IF(IREL2.LT.DIST(INST)) GOTD 1004
IENTWIL1=IENTWIL1+1
9425  FORMAT(8X,'I',8X,'N1',8X,'N2',8X,'L',8X,'IENTWIL',//)
C  WRITE(6,9426)(I,N1,N2,L,IENTWIL1)
9426  FORMAT(5I10)
KAUS=KAUS+1
OREL = REL11 - SORT(DIST(INST))
IF(OREL.LE.0.0001) GOTD 1004
IF(OREL.GT.0.0463) GOTD 7000
BW=ALOG(2.43*RHO*OREL)
RW=6.3 -SQRT(40-10*BW)
EMIT=EXP(RW)
GOTD 9320
7000  EMIT=1.89*(0.106+RHO*OREL)
9320  IF (EMIT.LE.01) GOTD 1004
DISTS = SORT(DIST4(INST))-SORT(DIST(INST))
DISTS = DISTS**2
C  WRITE(6,9228)EMIT
9228  FORMAT(' EMIT = ',E12.5,' (ST ')
SI = 1.265-0.0954*ALOG(EMIT)
RX1 = 10.412*EMIT**SI/RHOIS)
IF (EMIT.GT.1.1) RX1=(10.53*EMIT-0.106)/RHOIS)
RX1=RX1**2
IF (RX1.GT.DISTS1)IENTWIL1=IENTWIL1+1
1004  CONTINUE
1003  CONTINUE
C  WRITE(6,9051)
9051  FORMAT(' ARGUMENT NEGATIV ')
DO 3030 I=1,1000
RAND1(1)=.0
RAND4(1)=.0
RAND3(1)=.0
RAND5(1)=.0
RAND6(1)=.0
3030  CONTINUE
3000  CONTINUE
C  WRITE(6,2200)
2200  FORMAT(' ES WIRD SUMMEN DIE HAUFIGKEITEN AUSGESCHRIEBEN ')
C  WRITE(6,9000)(ISTART(1),I=1,103)

```

```

      SUMG=FLOAT(I SUMG)
      RENTW=.0
      RENTW1=.0
      DO 3020 L=1,101
      RENTW=RENTW+FLOAT(I ENTW(L))
      RENTW1=RENTW1+FLOAT(I ENTW1(L))
C      WRITE(6,9427) L,ENTW(L),ENTW1(L),RENTW,RENTW1
9427  FORMAT(IX,3110,2E12.5)
3020  CONTINUE
CCCCC WRITE(6,9010) SUMG,RENTW
9010  FORMAT(1H0,'VON',E12.5,'ELEKTR. ENTWEIFCHEN ',E12.5,'AUS EMITTE')
CCCCC WRITE(6,9400) SUMG,RENTW1
9400  WRITE(6,9430)
9400  FORMAT(1H0,'VON',E12.5,'ELEKTR. ENTW. ',E12.5,' AUS ISOLATOR ')
      RENTW2=RENTW/SUMG
      RENTW3=RENTW1/SUMG
      RENTW4=RENTW2-RENTW3
9430  FORMAT(1H0,'ENTK.AUS EMIT.',BX,'ENTK. ISOL.',BX,'IN ISOL.')
CCCCC WRITE(6,9431)RENTW2,RENTW3,RENTW4
      WRITE(7)IENR,RAD(1),RSD(1),RENTW2,RENTW3
9400  FORMAT(12,2F5.2,2E11.4)
9431  FORMAT(3E15.4)
      DEV2=.0
      DO 3050 L=1,20
      DEV2=DEV2+I RENTW-FLOAT(I ENTW(L))**2
3050  CONTINUE
      FEHLX=D3*I D3-11
      FEHL=SQRT(DEV2/FEHLX)
      FEHL1=FEHL*100./SUMG
CCCCC WRITE(6,9015) FEHL1
9015  FORMAT(1H0'STREUUNG DES ERGEBNISSE = + -',E12.5,' ')
      IMA=ISTAR(1)
      IMB=IPROB(1)
      DO 2221 L=2,103
      IMA=ISTAR(1,L)
      IMB=IPROB(1,L)
      IMA=MAX(I MA, IMA1)
      IMB=MAX(I MB, IMB1)
2221  CONTINUE
      DO 2111 M=1,100
      IO(1)=1LANK
2111  DO 2122 L=1,103
      IZE1C=ISTAR(1,L)*100/IMA
      IZE1C1=IPROB(1,L)*100/IMB
      J=IZE1C1
      IF (J.LE.1.) J=1
      I=IZE1C
      IF (I.LE.1.) I=1
      IO(1)=ITERN
      IO(J)=1OLAR
C      WRITE(6,2123)I L, (IO(M),M=1,100)
2123  FORMAT(1H0,' ',13,100A1)
      IO(1)=1LANK
2122  IO(J)=1LANK
4000  CONTINUE
4001  CONTINUE
      WRITE(40) MERG,104,EHL,RIN,RHO,R,0ZA,RHOIS
      WRITE(40) (EMRA(K),K=1,104)
      WRITE(40)RSD(1)
4002  CONTINUE
C DATEN VORBEREITUNG AUS DIE KARTEN ENTK.
      N7=7
      REWIND N7
      DO 10 I=1,MGES
      READ(N7)IENR,RAD(1),RSD(1),RENTW1(1),RENTW2(1)
10    CONTINUE
100   FORMAT(12,2F5.2,2E11.4)
300   FORMAT(1H1,' EMITERRADIUS IST ',E11.4)
      DO 30 J=1,10GE
      IN =0
C      WRITE(6,3001)RAD(1)
      DO 20 J=1,MGES,1DGE

```

```

      IF (IN.EQ.MGES) IN=0
      IN=IN+1
CCCC  WRITE(6,101) (IN,RAD(J),RENW1(J),RENW2(J)
      WRITE(40) (RENW1(J),RENW2(J)
20    CONTINUE
30    CONTINUE
101   FORMAT(1X,I2,F5.2,2E12.4)
201   FORMAT(E12.4)
      IF (IZEI.EQ.0) GOTO 4003
      CALL PHOTO(ID1,ID2,ID4,ID5,RHO,RHOIS,OZA,A,RIN,EML,RAD(1),
1     RSD(1),DSEED,N9,ENG1)
      IZEI =0
      GOTO 4002
4003   CONTINUE
      CALL ZSS(ENG1,MERG)
      STOP
      END
      SUBROUTINE PHOTO(ID1,ID2,ID4,ID5,RHO,RHOIS,OZA,A,RIN,
1     EML,RAD,RSD,DSEED,N9,ENG1)
C     BERECHNUNG DES PHOTO-EFFEKTES
C     STARTPUNKTE UND WINKEL WERDEN ISOTROP VERTEILT
C     DER EMITTER HAT EIN ENDLICHES VOLUMEN ABER EINE UNENDLICHE OBERFLAECHE
C     ES WIRD EINE ENERGIE REICHWEITEN-BEZIEHUNG BENUTZT
C     ZUNAECHST WIRD NUR EIN EMITTER-VOLLZYLINDER BERECHNET
C     ES WERDEN 1000 ELEKTRONEN VERFOLGT
      DIMENSION RAD(104),RSD(105)
      DIMENSION RAND1(1000)
      DIMENSION RAND2(1000)
      DIMENSION RAND3(1000)
      DIMENSION RAND4(1000)
      DIMENSION RAND5(1000)
      DIMENSION RAND6(1000)
      DIMENSION STARTP(3000,3),STARTW(2000,2)
      DIMENSION IPROB(100)
      DIMENSION REL(100)
      DIMENSION DIST(3000),DIST4(3000)
      DIMENSION IENTW(30),IENTW1(30)
      DIMENSION ENG1(100)
      REAL*8 DSEED,ID2)
      N7=7
      REWIND N7
C     ID1 : ANZAHL DER DURCHLAUEFE
C     ID2 : ANZAHL DER ZUFALLZAHLEN
C     ID3 : ANZAHL DER ENERGIE,REICHWEITEN
C     IENR:NR DER ENERGIE-GRUPPE
C     ID4 : ANZAHL DER EMITTER-RADIEN
C     ID5 : ANZAHL DER ISOL.DICKEN
C     EMIT,DICHTE=RHO,ISOL.DICHTE=RHOIS,ORDNUNGZAHL=OZA,ATOMGE.=A
C     EMITTERINNENRADIUS=RIN,EMITTER LAENGE=EML,ENERGIE GRUP.=MERG
C     DIE ENERGIE-GRUPPE=IENR,ANZAHL ENERGIE,REICHWEITE,VERTEIL.=ID3
      READ(N9) IENR
      READ(N9) ID3
1900   FORMAT(17)
      OD3 =FLOAT(ID3)
C     EINLESEN DER ELEKTRONEN-ENERGIEVERTEILUNG
      READ(N9) (IPROB(I),I=1,ID3)
C     EINLESEN DER ENERGIE-GRUPPEN UND REICHWEITEN
      DO 4300 I=1,ID3
      READ(N9) ENG1(I),REL(I)
9111   FORMAT(2E12.5)
4300   CONTINUE
C     WRITE(6,901) IENR
9011   FORMAT(' PHOTO-EFFEKT ENERGIEGRUPPE ',I4)
C     WRITE(6,9003) (REL(I),I=1,ID3)
9003   FORMAT(6E12.5)
C     BESTIMMUNG DER ELEKTRONEN-ENERGIEN
      IN1=1000
      PI=3.14159
      DO 4200 IN=1,ID3
C     IN = UEBER DIE MERG ENERGIE
CCCC  WRITE(6,901) IN
CCCC  WRITE(6,9003) (REL(IN),ENG1(IN))

```

```

      DO 4000 M1=1.,104
      DO 4000 M2=1.,105
      R2=RIN*RA0(M1)
      R3=R2+R50(M2)
      R2=R2**2
      R3=R3**2
      R4=RIN**2
      R151=RIN-R50(M2)
      R5=R151**2
      L1=0
      ISUMG =0
      DO 3010 L=1.,101
      IENTW(L)=0
      IENTW1(L)=0
3010  CONTINUE
      D3=FLOAT(101)
      DO 3000 L=1.,101
      KAUS = 0
      L1=L1+1
      ISUMM=1000
      ISUMG=ISUMG+ISUMM
9000  FORMAT(1017)
      C ERZEUGEN DER STARTPUNKTE
      L1=L1+1
      C      CALL GGUBSIDSEED(L1),IN1,RAND2)
      L1=L1+1
      CALL GGUBSIDSEED(L1),IN1,RAND3)
      L1=L1+1
      CALL GGUBSIDSEED(L1),IN1,RAND4)
      DO 1001 I=1.,1000
      C      STARTP(I,1)=RAND2(I)*EML
      STARTP(I,2)=RIN*IRAND3(I)*RAD(M1)*.9999)
      STARTP(I,3)=RAND4(I)*2.*PI)
1001  CONTINUE
      C ERZEUGEN DER WINKEL
      L1=L1+1
      CALL GGUBSIDSEED(L1),IN1,RAND5)
      L1=L1+1
      CALL GGUBSIDSEED(L1),IN1,RAND6)
      DO 1002 I=1.,1000
      STARTW(I,1)=RAND5(I)*PI-PI/2.
      IF(STARTW(I,1).GT.1.57075) STARTW(I,1)=1.57075
      WT=-STARTW(I,1)
      IF(WT.GT.1.57075) STARTW(I,1)=-1.57075
      STARTW(I,2)=RAND6(I)*2.*PI
      IF(STARTW(I,2).GT.1.5700.AND.STARTW(I,2).LT.1.5715)
      . STARTW(I,2)=1.5700
      IF(STARTW(I,2).GT.4.7119.AND.STARTW(I,2).LT.4.7134)
      . STARTW(I,2)=4.7119
1002  CONTINUE
      C ABARBEITEN DER ELEKTRONEN
      C BERECHNUNG DES DURCHTRITTPUNKTES
      C ZUORDNUNG VON STARTPUNKTEN UND REICHWEITEN
      NST=0
      REL2=REL(IN1)**2
      DO 1004 N2=1.,1000
      NST=NST+1
      STEIG=TAN(STARTWINST,2)
      SSTW=SIN(STARTPINST,3)
      CSTW=COS(STARTPINST,3)
      ABS=STARTPINST,2)*(SSTW-STEIG*CSTW)
      BM=STEIG*ABS/(STEIG**2+1.)
      GR1=(R151/STARTPINST,2)
      GRW=ARSIN(GR1)
      GRW1=PI+STARTPINST,3)-GRW
      GRW2=PI+STARTPINST,3)+GRW
      PI2=6.283185
      IF(GRW2.LT.PI2) GOTO 35
      GRW2=GRW2-PI2
      IF(GRW1.GE.PI2) GOTO 15
      IF(STARTWINST,2).GT.GRW1.OR.STARTWINST,2).LT.GRW2) GOTO 6005
      GOTO 55

```

```

15  GRW1=GRW1-P12
35  IF(STARTWINST.2).GT.GRW1.AND.STARTWINST.2).LT.GRW2) GOTO 6005
55  X01=BM**2-(ABS**2-R2)/ISTEIG**2+1.1
    X02=BM**2-(ABS**2-R3)/ISTEIG**2+1.1
    IF(X01.GT..0) GOTO 25
    S01=0.0
    IF(X02.GT..0) GOTO 45
    S02=0.0
    GOTO 85
25  S01=SQRT(X01)
45  S02=SQRT(X02)
85  X1=-BM+S01
    X3=-BM+S02
    X2=-BM-S01
    X4=-BM-S02
    XR=AMAX1(X1,X2)
    XR1=AMAX1(X3,X4)
    XL=AMIN1(X1,X2)
    XL1=AMIN1(X3,X4)
    IF(STARTWINST.2).LT.1.5708) GOTO 6000
    IF(STARTWINST.2).GT.4.7124) GOTO 6000
    XPS=XL
    XPS1=XL1
    YPS=STEIG*XL+ABS
    YPS1=STEIG*XL1+ABS
    GOTO 6001
6000 XPS=XR
    XPS1=XR1
    YPS=STEIG*XR+ABS
    YPS1=STEIG*XR1+ABS
6001 CONTINUE
    DIST1=(YPS-STARTPINST.2)*SSTW1**2+
    .1XPS-STARTPINST.2)*CSTW1**2
    DIST3=(YPS1-STARTPINST.2)*SSTW1**2+
    .1XPS1-STARTPINST.2)*CSTW1**2
    GOTO 6010
6005 CONTINUE
    X01=BM**2-(ABS**2-R4)/ISTEIG**2+1.1
    X02=BM**2-(ABS**2-R5)/ISTEIG**2+1.1
    IF(X02.GT..0) GOTO 125
    S02=0.0
    IF(X01.GT..0) GOTO 145
    S01=0.0
    GOTO 185
125  S02=SQRT(X02)
145  S01=SQRT(X01)
185  X1=-BM+S01
    X3=-BM+S02
    X2=-BM-S01
    X4=-BM-S02
    Y1=STEIG*X1+ABS
    Y2=STEIG*X2+ABS
    Y3=STEIG*X3+ABS
    Y4=STEIG*X4+ABS
    D1X1=(Y1-STARTPINST.2)*SSTW1**2+(X1-STARTPINST.2)*CSTW1**2
    D1X3=(Y3-STARTPINST.2)*SSTW1**2+(X3-STARTPINST.2)*CSTW1**2
    D1X2=(Y2-STARTPINST.2)*SSTW1**2+(X2-STARTPINST.2)*CSTW1**2
    D1X4=(Y4-STARTPINST.2)*SSTW1**2+(X4-STARTPINST.2)*CSTW1**2
    DIST1=AMIN1(D1X1,D1X2)
    DIST3=AMIN1(D1X3,D1X4)
6010 CONTINUE
    TW1=TAN(STARTWINST.1)
    DIST(INST)=DIST1*(1.+TW1**2)
    DIST4(INST)=DIST3*(1.+TW1**2)
    IF(REL2.LT.DIST(INST)) GOTO 1004
    TENTW(L)=TENTW(L)+1
9425 FORMAT(8X,'1',8X,'N1',8X,'N2',8X,'L',8X,'TENTWL',//)
C    WRITE(6,9426)11,N1,N2,L,TENTW(L)
9426 FORMAT(5110)
    DREL = REL(IN) - SQRT(DIST(INST))
    IF(DREL.GT.0.0463) GOTO 7000
    BW=ALOG12.43*RD=DREL)

```

```

      AW=6.3 -SQRT(40-10*BW)
      EMIT=EXP(AW)
      GOTO 9320
7000  EMIT=1.89*(0.106+RHO*DREL)
9320  IF (EMIT.LE.0) GOTO 1004
      DISTS = SORT(DIST4(INST))-SORT(DIST(INST))
      DISTS = DISTS**2
      C    WRITE(6,9228)EMIT
9228  FORMAT(' EMIT = '.E12.5,' IST ')
      S1 = 1.265-0.0954*ALOG(EMIT)
      RX1 = 10.412*EMIT**S1/RHO1S1
      IF (EMIT.GT.1.1) RX1=(10.53*EMIT-0.106)/RHO1S1
      RX1=RX1**2
      IF (RX1.GT.DISTS) IENTW(1)=IENTW(1)+1
1004  CONTINUE
1003  CONTINUE
      C    WRITE(6,9051)
9051  FORMAT(' ARGUMENT NEGATIV ')
      DO 3030 I=1,1000
        RAND1(1)=.0
        RAND4(1)=.0
        RAND3(1)=.0
        RAND5(1)=.0
        RAND6(1)=.0
3030  CONTINUE
3000  CONTINUE
      SUMG=FLOAT(SUMG)
      NTW=0
      NTW1=0
      DO 3020 L=1,101
        NTW=NTW+IENTW(L)
        NTW1=NTW1+IENTW1(L)
3020  CONTINUE
      RENTW=FLOAT(NTW)
      RENTW1=FLOAT(NTW1)
      C    WRITE(6,9010) SUMG,RENTW
9010  FORMAT(1H0,'VON',E12.5,'ELEKTR. ENTWEICHEN ',E12.5,'AUS EMITTE')
      C    WRITE(6,9400) SUMG,RENTW1
9400  WRITE(6,9430)
      C    FORMAT(1H0,'VON',E12.5,'ELEKTR. ENTW. ',E12.5,'AUS ISOLATOR ')
      RENTW2=RENTW/SUMG
      RENTW3=RENTW1/SUMG
      RENTW4=RENTW2-RENTW3
9430  FORMAT(1H0,'ENTK.AUS EMIT,',8X,'ENTK. ISOL.',8X,'IN ISOL. ')
      C    WRITE(6,9431)RENTW2,RENTW3,RENTW4
9431  WRITE(17)1ENR,RAD(1),RSD(1),RENTW2,RENTW3
4100  FORMAT(1X,12.2F5.2,2E11.4)
9431  FORMAT(3E15.4)
      DEV2=.0
      DO 3050 L=1,20
        DEV2=DEV2+(RENTW-FLOAT(IENTW(L)))**2
3050  CONTINUE
      FEHLX=D9*(D3-1)
      FEHL=SQRT(DEV2/FEHLX)
      FEHL1=FEHL*100./SUMG
      C    WRITE(6,9015) FEHL1
9015  FORMAT(1H0'STREUUNG DES ERGEBNISSES = + -.E12.5,' ')
4000  CONTINUE
4200  CONTINUE
      RETURN
      END
      SUBROUTINE ZSS1ENGR,MERG1
      DIMENSION ENGR1MERG1
      DIMENSION Y1(50),DP(50),ESIGC(50),
1EW(50),P01(50),P012(50),P1(50),P2(50),P12(50),
1PQ(50),P(50),D(50),PC(50)
      2.AWM(50),PP(50),EWP(50)
      3.P011(50),ZP(50),ZC(50)
      4.EMRA(5),DEM1(5),DETEMS(5),DETEMS(5)
      5.PX(10,50),CX(10,50)
      6 PZ(50),P02(50)
      REWIND 40

```

```

      READ(40)M2,M3,EML,EMRI,EMRHO,EMA,DZAH,PHO)
      READ(40) (EMRA(K),K=1,M3)
      READ(40)RIS
      READ(5,102) (X,Y(1),I=1,MERG)
      READ(5,*) (D(1),I=1,15)
      READ(5,*) (P(1),I=1,15)
      READ(5,*) (P2(1),I=1,15)
      READ(5,*) (P12(1),I=1,15)
      READ(5,103) (PZ(1),I=1,MERG)
102  FORMAT(2F12,4)
C PZ(1)=1 INNENRAUM IST HOML
      KX=2
      IF(KX,NE.1) GOTO 8
      DO 7 I=1,MERG
7     PZ(I)=1.
8     CONTINUE
      DO 2 I2=1,M3
      DO 3 I3=1,M2
      READ(40)CX(12,I3),X
36    FORMAT(1X,'CX',I2,'.',I2,'') = 'E12,4)
11    FORMAT(2E12,4)
3     CONTINUE
2     CONTINUE
      DO 4 I4=1,M3
      DO 5 I6=1,M2
      READ(40)PX(14,I6),X
6     CONTINUE
4     CONTINUE
      ICON=0
12    CONTINUE
21    FORMAT(7X,E12,4)
      DO 88 K=1,M3
      BK=EMRI/EMRA(K)
      EMU=2.*EMRA(K)
      WRITE(6,617)KX
103   FORMAT(3X,E12,4)
617   FORMAT(1H0,'FALLS HOML:KX=1 -- GELESEN: KX =',I2,/)
      DEM(K)=EMRA(K)-EMRI
      AN=(6.02E+23*EMRHO)/EMA
      EN=AN*DZAH
      EMV0 = 3.1416 * EML * (EMRA(K)**2.- EMRI**2.)
      EM08 = 6.2832 * (EMRA(K)+EMRI)*(EML+DEM(K))
      SUC=0
      SUP=0
      DO 10 I=1,M2
      A=ENGR(I)/0.511
902   ESIGC(I)=0.5E-24*(12.*I)+A**2.1/(A**2.*(1.+2.*A))-(1.+3.
2*A)/(1.+2.*A)**2.-1/(1.+A/A**3.-1./12.*A)*ALOG(1.+2.*A)
      AWM(I) = AN*1.394E-32 *(DZAH**5./ A**3.5)
      DP(I)=2.*(1+BK)*DEM(K)*(EN*ESIGC(I)+AWM(I))
      DP1=DP(I)
      CALL NEWTON (D,P1,M2,DP1,BU)
905   PQ1(I)=BU
      DP1=DP(I)
      CALL NEWTON (D,P2,M2,DP1,BU)
705   PQ2(I)=BU
      DP1=DP(I)
      CALL NEWTON (D,P12,M2,DP1,B
706   PQ12(I)=BU
      PQ(I)=(PQ1(I)+PQ2(I))-(PQ1(I)*PZ(I)*(1.-PQ12(I)))
906   PQM(I)=1.-PQ(I)
907   PC(I)=(ESIGC(I)*EN*PQM(I))/(ESIGC(I)*EN+AWM(I))
      EQ(I)=CX(K,I)
      EWP(I)=PX(K,I)
914   PP(I)=(AWM(I)*PQM(I))/(ESIGC(I)*EN+AWM(I))
      ZP(I)=Y(I)*PP(I)*EWP(I)
      ZC(I)=Y(I)*PC(I)*EQ(I)
      SUP=SUP+ZP(I)
      SUC=SUC+ZC(I)
10    CONTINUE
      BEL=SUC+SUP
      EL=1.602E-19

```

```

      DETEM = EL * EMVD * BEL
      DETEMSIK1=DETEM
      BEL1=BEL*EMVD
C
      WRITE(6,203)
203  FORMAT(///2X,'INDEX',3X,'ENGAI',1X,'Y',12X,'PZ',10X,'DP',10X,
      1'PD',9X,'1-PD'//)
      DO 40 I=1,M2
40   WRITE(6,204)I,ENGAI(I),Y(I),PZ(I),DP(I),PD(I),POM(I)
204  FORMAT(3X,12,F12.3,E15.4,3F12.4,E15.4)
      WRITE(6,201)
201  FORMAT(1H1,X,'INDEX',3X,'ESIG',1CM2/E1',12X,'PC',12X,'FWC',
      1,9X,'ZC'//)
      DO 30 I=1,M2
30   WRITE(6,202)I,ESIG(I),PC(I),EW(I),ZC(I)
202  FORMAT(3X,12,E15.4,6X,E15.4,2X,F10.4,E15.4)
      WRITE(6,208)
208  FORMAT(///2X,'INDEX',4X,'AWM',1CM',15X,'PP',12X,'EWP',9X,
      1'ZP'//)
      DO 50 I=1,M2
50   WRITE(6,209)I,AWM(I),PPI(I),EWP(I),ZP(I)
209  FORMAT(3X,12,3X,E12.4,9X,E12.4,F12.4,E15.4)
      WRITE(6,206)DEMI(K),EML,RIS,EMRAIK)
206  FORMAT(1H1,9X,'GROSSFLAECHEIGER NEUTRONEN-BETA-DETEKTOR'///,
      110X,'=====')
210X,'BERECHNUNG DER NEUTRONENEMPFINDLICHKEIT'///
410X,'DETEKTORABMESSUNGEN:'///
510X,'EMITTERDICKE           D =',F10.5,' CM'//
610X,'EMITTERLAENGE          L =',F10.5,' CM'//
610X,'ISOLATORDICKE          ID =',F10.5,' CM'//
710X,'EMITTERRADIUS          ED =',F10.5,' CM'//
      110X,'=====')
      WRITE(6,205)EMRHO,EMA,OZAHL,AN,EN,EL,EMVD,EMOB,BEL,BEL1
205  FORMAT(10X,'MATERIALDATEN DES DETEKTORS:'///
      110X,'DICHE (EMITTER)           RHO =',F10.3,' IG/CM**3'//
210X,'ATOMGEWICHT (EMITTER)         A =',F10.1//
310X,'ORDNUNGZAHL (EMITTER)         Z =',F10.1//
410X,'ANZ. DER ATOMKERNE PRO CM**3   AN =',F10.1//
      EE10.3,' (1/CM3)'//
510X,'ELEKTRONDICHT (EMITTER)       EN =',F10.1//
      EE10.3,' (E/CM**3)'//
610X,'ELEMENTARLADUNG              E =',E10.4,' (A.SEC)'//
610X,'VOLUMEN (EMITTER)             V =',F8.4,' (CM**3)'//
810X,'OBERFLAECHE (EMITTER)         O =',F10.4,' (CM2)'//
710X,'AUSBEUTE AN ELEKTRONEN        BO =',E10.4,' //
      710X,'BO * V =',E10.4,' (CM**3)'//
      WRITE(6,207)DETEM
207  FORMAT(///15X,'BO * V * E =',F1PE12.5,' (A.SEC,CM**3)'//)
88  CONTINUE
      WRITE(6,27)
27  FORMAT(1H1,'CX=ENTK.WAHR.COMPTON',10X,'PX=ENTK.WAHR.PHOTO')
      DO 23 I=1,M2
      WRITE(6,24)I,CX(I),ITT(I),PX(I),ITT(I),ITT=1,M3)
24  FORMAT(1X,F20.4,10X,F20.4)
23  CONTINUE
C
      WRITE(6,33)
33  FORMAT(1H1,'P1',10X,'P2',10X,'P3',10X,'P4',10X,'P5')
      DO 35 I=1,M2
C
      WRITE(6,34)I,PX(I),ITT(I),ITT=1,M3)
34  FORMAT(3X,5E12.4)
35  CONTINUE
      WRITE(6,31)
31  FORMAT(1X,' (RA-R1) (CM)',10X,'BO=VOLUMEN*E ')
      DO 28 K=1,M3
      WRITE(6,29)I(DEMI(K),DETEM(SIK))
29  FORMAT(1X,E12.4,10X,E12.4)
28  CONTINUE
      IF(ICON.NE.0) GOTO 13
      ICON=1
      REWIND 40
      READ(40)X
      READ(40)X

```

```

      READ(40)X
      WRITE(6,41)
41  FORMAT(1H1,' BERECHNUNG MIT BERUECKSICHTIGUNG DER ISOLATORDICKE'.
      1 /,1X,'=====')
      DO 14 I14=1,M3
      DO 15 I15=1,M2
      READ(40)X,CX(I14,I15)
CCC  WRITE(6,36)I14,I15,CX(I14,I15)
15  CONTINUE
14  CONTINUE
      DO 16 I16=1,M3
      DO 17 I17=1,M2
      READ(40)X,PX(I16,I17)
CCCC WRITE(6,37)I16,I17,PX(I16,I17)
17  CONTINUE
16  CONTINUE
      GOTO 12
13  CONTINUE
      RETURN
      END
      SUBROUTINE NEWTON (A,B,N,AU,BU)
      DIMENSION A(N),B(N),X(4),Y(4)
      DO 10 L=1,N
      NN=L
      IF (A(L)-AU)10,20,30
10  CONTINUE
40  K=N-3
      GOTO 80
30  IF (NN-2)50,50,60
50  K=1
      GOTO 80
60  IF (NN-N)70,40,40
70  K=NN-2
80  DO 90 L=1,4
      M=L-1
      X(L)=A(K)+M
      Y(L)=B(K)+M
90  CONTINUE
      C  WRITE(6,666)X(1),X(2),X(3),X(4)
C666  FORMAT(4E12,4)
      S1=X(2)-X(1)
      S2=X(3)-X(2)
      S3=X(4)-X(3)
      S4=X(3)-X(1)
      S5=X(4)-X(2)
      S6=X(4)-X(1)
      T1=(Y(2)-Y(1))/(X(2)-X(1))
      T11=(Y(3)-Y(2))/(X(3)-X(2))
      T12=(Y(4)-Y(3))/(X(4)-X(3))
      T2=(T11-T1)/(X(3)-X(1))
      T21=(T12-T11)/(X(4)-X(2))
      T3=(T21-T2)/(X(4)-X(1))
      BU=Y(1)+T1*(AU-X(1))+T2*(AU-X(1))*(AU-X(2))+T3*(AU-X(1))
      1*(AU-X(2))*(AU-X(3))
      RETURN
20  BU=B(NN)
      RETURN
      END
      SUBROUTINE ZS6(N44,EMRHO,N6,ENGR)
      DIMENSION ENGR(N44)
      DIMENSION EB(10000),P2(10000),P3(4000),R(50)
      C N6=TAPE,N44=ZAHL DER ENERGIEEN,
      C EMRHO=EMITTERDICHTEN
      READ(5,200) (ENGR(I),I=1,N44)
200  FORMAT(F12,4)
      N2000=10000
      N2222=N2000-1
      Z3=ENGR(N44)*1000.
      Z240=ENGR(1)*1000.+30.
      R24=Z240/20.
      U240=Z240-R24
      Z1000=5000.

```

```

      A100=Z1000/20.
      A1000= Z3/30.
      U1000=Z1000-A100
      DO 1 I=1,N2000
      EB11=0.
      P211=0.
1      CONTINUE
      DO 2 J=1,N44
      WRITE(N6,1)
      DE=ENGA(I1)*1000.
      Q1=DE/10.S11*1000.1
      DMAX=DE/11.+0.5/Q11
      IM=FIX(DE)
      IF(IM.LE.Q1) STOP 2100
      IF(IM.GT.N2222) STOP 2200
      EB11=A24
      DO 3 J=1,IM
      EB1=A24
      EB2=EB1J1
      IF(EB2.GT.U240) EB1=A100
      IF(EB2.GT.U1000) EB1=A1000
      CALL SPEKTR(D1,DE,EB2,P11)
      P21J=P1
      EBR=EB2+EB1
      IF(EBR.GT.DMAX) GO TO 20
      EB1J+1=EBR
3      CONTINUE
20     CALL SPEKIP2,EB,J,N6,EMRHO1
2      CONTINUE
C EC =ELEKTRONEN-ENERGIE DER K-SCHALE
      EC=0.054
      DO 111 I=1,N44
      ENG1=ENGAI11- EC
      IF(ENG1.GT.1) GOTO 11
      S1=1.265-10.0954*ALOG1ENG111
111     R111=0.412*(ENG1**S11)/EMRHO
11      DO 112 J=1,N44
      ENG1=ENGAIJ1- EC
112     R1J1=10.53*ENG1-0.1061/EMRHO
      DO 203 I=1,N44
      WRITE(N6) R111
203     CONTINUE
      RETURN
      END
      SUBROUTINE SPEKTR(D1,DE,EB2,P11)
C      D1=ENGA/0.511
C      DE=ENGA
C      EB2=EB1J1 AKTUELLER ENGERGIEPUNKT FUER BETA
C      P1=ERGEBNIS FUER ENGA111 UND EB1J1
C      DIESES PROGRAMM RECHNET COMPTON-SPEKTRUM FUER ELEKTRONENSTREUUNG
      A1=DE*2.*D1/11.+2*D11
      A2=A1*(1.+1./D11)**2
      A3=DE*A1/101**2*(DE-A111)
      A4=12./D1**2-1.+2./D11*DE*ALOG1(DE-A11)/DE1
      A5=-A1**2/12.*DE1
      B1=2+EB2**2/101**2*(DE-EB21**21)
      B2=EB2**2/1(DE-EB21)*DE1
      B3=2.*EB2/101*(DE-EB21)
      BA=A2+A3+A4+A5
C
C 9994 FORMAT(2X,9E12,4)
      P1=(B1+B2-B3)/BA
      RETURN
      END
      SUBROUTINE SPEKIP2,EB,N,N6,EMRHO1
      DIMENSION P2(1N1,EB1N1)
      DIMENSION R1(200),P3(200),EB3(200)
      DIMENSION IPP3(50)
C      = SPEKTR.-MITTEL (P3=(1P2111+P211+111)/2)*DELTA)
C      = MITTLERE REICHWEITE,R=F1EB31)
C      EMITTER DICHT=EMRHO
C BEZIEHT SICH AUF 1000. ELEKTR

```

```

      REL=1000.
      SAEL=0.
      DO 4 K=1,200
      RIKI=0.
      P3IKI=0.
      EB3IKI=0.
4      CONTINUE
      EB3(I) = EB(I)/2.
      P3(I) = P2(I)*EB(I)
      DO 1 J=2,N
      J1=J-1
      DELTA=EB(IJ1)-EB(IJ)
      P3(IJ)=(P2(IJ1)+P2(IJ1))*DELTA/2.
      EB3(IJ)=(EB3(IJ1)+EB3(IJ1))/2.
1      CONTINUE
      DO 2 I=1,N
      EB4=EB3(I)/1000.
      S1=1.265-10.0954*ALOG(EB4)
      R1I=0.412*(EB4**S1)/EMRHO
      IF(EB4.GT.1)R1I=10.53*EB4-0.1061/EMRHO
C      R2=R1I)*2./3
2      CONTINUE
      IX=0
      DO 3 I=1,N
      IX=I
      IF(P3(I).GT.1.) P3(I)=1.
      IF(P3(I).LE.0.) P3(I)=0.01
      P3(I)=P3(I)*REL
      SAEL=SAEL+P3(I)
3      CONTINUE
      WRITE(N6)IX
      DO 6 I=1,N
      P3(I)=P3(I)*REL/SAEL
      IF(P3(I).LE.1.) P3(I)=1.
      IF(P3(I).GT.1)P3(I)=1
6      CONTINUE
      WRITE(N6)I)PP3(I),I=1,N)
      DO 5 I=1,N
      EB3(I)=EB3(I)/1000.
      WRITE(N6)EB3(I),R1I)
5      CONTINUE
      RETURN
      END
//L.SYSLIB DD
//      DD
//      DD DSN=SYS3.1MSLL185.DISP=SHR
//G.FT07F001 DD UNIT=TEMP.SPACE=(TRK.(20.10)).
// DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=3520).
// DISP=(NEW,PASS),DSN=*&TP07
//*G.FT40F001 DD SYSOUT=A.DCB=(RECFM=UR,BLKSIZE=133)
//G.FT40F001 DD UNIT=TEMP.SPACE=(TRK.(20.10)).
// DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=3520).
// DISP=(NEW,PASS),DSN=*&TP40
//G.FT41F001 DD UNIT=TEMP.SPACE=(TRK.(20.10)).
// DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=3520).
// DISP=(NEW,PASS),DSN=*&TP41
/*
//G.SYSIN DD *
```

C. EINGABE DATEN

20.180.1.1.1.7.9.3.8.64.157.2.49.24.34.1

0.01

0.2

245657 784789 573880 367875 896579 512377 823082 647956 987645 823433
 546782 768688 265788 896756 768962 764322 876422 765512 345672 676757
 546722 867462 978662 753536 644737 997437 524516 156527 384871 454545
 274365 386549 727668 677865 868889 144367 946734 477645 546346 232323
 134516 534868 466400 854649 112809 219798 234546 654678 456456 898989
 345345 789789 123123 123456 789123 345678 999889 345877 276531 345679
 345345 789789 123123 123456 789123 345678 999889 345877 276531 345679
 245667 784789 573880 367875 896579 512377 823082 647956 987645 823433
 556882 768665 546788 843556 564562 745642 846442 566512 345645 643757
 512322 234462 978665 546566 644438 992337 521316 123527 343871 453445
 243265 384332 423668 677823 138889 144543 956744 472145 513246 232312
 133416 534348 433204 534259 154359 253458 234566 654528 454326 898425
 436845 754541 123435 534456 785345 445678 345853 345373 253431 346345
 243557 784435 534880 334575 854379 534577 823542 647943 355445 843533
 553453 534555 543588 843435 543432 643564 546462 566435 345655 643643
 543522 235462 948565 546546 635436 935437 534516 123435 355431 434545
 243345 534342 443558 674353 138345 543543 943544 472436 564536 264532
 134316 534358 433435 454259 154465 264356 543566 543528 454365 854545

.2011

.2747

.4586

.6043

.7916

.8678

.9254

.9679

1.006

1.0989

1.1336

1.1993

1.4172

2.2443

2.5429

2.6853

2.886

3.5814

3.9438

4.1359

4.3179

4.4677

4.5339

4.8764

5.0234

5.1642

5.2537

5.4526

5.5910

5.6994

5.9264

6.4027

6.7318

7.0731

.1082

.0481

.0089

.0143

.0505

.0250

.2004

.1285

.0404

.0790

.0705

.1442

.0414

.0135

.0073

.0114

```

.0083
.0045
.0047
.0068
.0041
.0029
.0040
.0073
.0040
.0057
.0044
.0073
.0068
.0094
.0117
.0045
.0267
.0026
0.0.2.0.4.0.6.0.8.1.2.4.6.8.10.15.20.25.30
0.4016.0.3790.0.3588.0.3408.0.3244.0.3095.0.2501.0.1768.0.1336.
0.1062.0.0874.0.0596.0.0449.0.00360.0.0300
0.5984.0.5345.0.4864.0.4480.0.4162.0.3893.0.2968.0.2014.0.1504.
0.1187.0.0973.0.0663.0.0499.0.04000.0.0333
1.0000.0.9158.0.8405.0.7728.0.7116.0.6562.0.4442.0.2142.0.1077.
0.0556.0.0292.0.0062.0.0014.0.003.0.0001
1 0.5318E+00
2 0.5653E+00
3 0.6232E+00
4 0.6552E+00
5 0.6865E+00
6 0.6970E+00
7 0.7044E+00
8 0.7095E+00
9 0.7139E+00
10 0.7239E+00
11 0.7274E+00
12 0.7338E+00
13 0.7523E+00
14 0.8009E+00
15 0.8134E+00
16 0.8187E+00
17 0.8256E+00
18 0.8454E+00
19 0.8538E+00
20 0.8578E+00
21 0.8614E+00
22 0.8642E+00
23 0.8654E+00
24 0.8713E+00
25 0.8736E+00
26 0.8757E+00
27 0.8771E+00
28 0.8799E+00
29 0.8818E+00
30 0.8832E+00
31 0.8861E+00
32 0.8916E+00
33 0.8950E+00
34 0.8984E+00
/*
/*      END OF JOB

```


Erläuterung der ausgegebenen Rechenwerte:

Programm	math. Bez.	Dim.	Bedeutung und Erläuterung
ASIGF(I)	σ_i^P	cm^2	Wirkungsquerschnitt der Elektronen für Photoeffekt
AWM(I)	$\Sigma_i^P = \sigma_i^P \cdot N_a$	cm^{-1}	Makroskopischer Wirkungsquerschnitt der Photoeffekte
BK	K	1	$K = \frac{r_i}{r_a}$ (Innenradius des Emitters dividiert durch seinen Außenradius)
DP(I)	d_{Bi}	1	$d_B = 2(1+k)(r_a - r_i) (\Sigma_i^C + \Sigma_i^P)$
ENGA(I)	$E_{\gamma i}$	MeV	mittlere γ - Energie pro Energieintervall
ESIGC(I)	σ_i^C	$\text{cm}^2 / \text{Elektronen}$	Wirkungsquerschnitt der Elektronen für Comptoneffekt
EW(I)	Σ_i^C	1	Entkommwahrscheinlichkeit der Comptonelektronen aus dem Emitter.
EWP(I)	Σ_i^P	1	Entkommwahrscheinlichkeit der Photoelektronen aus dem Emitter.
PC(I)	p_i^C	1	Wahrscheinlichkeit für die Bildung von Comptonelektronen
PP(I)	p_i^P	1	Wahrscheinlichkeit für die Bildung von Photoelektronen
PQ(I)	p_Q	1	Entkommwahrscheinlichkeit der γ -Quanten aus dem Emitter
PQM1(I)	$1 - p_Q$	1	Wahrscheinlichkeit, daß die γ -Quanten den Emitter nicht verlassen

Programm	math.Bez.	Dim.	Bedeutung und Erläuterung
Y(I)	Y_i	1	Häufigkeit der γ -Quanten aus (n, γ)-Reaktionen mit dem Emitter
ZP(I)	$Y_i \cdot P_i^D \cdot \Sigma_i^D$	1	Elektronenausbeute der Photo- effektenteile
ZC(I)	$Y_i P_i^C \cdot \Sigma_i^C$	1	Elektronenausbeute der Compton- effektenteile

AUSGABEDATEN

AIDISKRETEnteIL

FALLS MOHL:KX=1 -- GELFSEN: KX = 2

INDEX	ENGA(MEV)	Y	PZ	DP	PD
1	0.201	0.1082E+00	0.5318	0.4844	0.7849 x
2	0.275	0.4810E-01	0.5653	0.1804	0.9046
3	0.459	0.8900E-02	0.6232	0.0485	0.9717
4	0.604	0.1430E-01	0.6552	0.0303	0.9820
5	0.792	0.5050E-01	0.6865	0.0221	0.9867
6	0.868	0.2500E-01	0.6970	0.0203	0.9877
7	0.925	0.2004E+00	0.7044	0.0192	0.9884
8	0.968	0.1285E+00	0.7095	0.0185	0.9887
9	1.006	0.4040E-01	0.7139	0.0179	0.9891
10	1.099	0.7900E-01	0.7239	0.0168	0.9897
11	1.134	0.7050E-01	0.7274	0.0165	0.9899
12	1.199	0.1442E+00	0.7338	0.0158	0.9903
13	1.417	0.4140E-01	0.7523	0.0142	0.9912
14	2.244	0.1350E-01	0.8009	0.0107	0.9933
15	2.543	0.7300E-02	0.8134	0.0099	0.9937
16	2.685	0.1140E-01	0.8187	0.0096	0.9939
17	2.886	0.8300E-02	0.8256	0.0092	0.9942
18	3.581	0.4500E-02	0.8454	0.0080	0.9949
19	3.944	0.4700E-02	0.8538	0.0075	0.9952
20	4.136	0.6800E-02	0.8578	0.0073	0.9953
21	4.318	0.4100E-02	0.8614	0.0071	0.9955
22	4.468	0.2900E-02	0.8642	0.0069	0.9956
23	4.534	0.4000E-02	0.8654	0.0069	0.9956
24	4.876	0.7300E-02	0.8713	0.0065	0.9958
25	5.023	0.4000E-02	0.8736	0.0064	0.9959
26	5.164	0.5700E-02	0.8757	0.0063	0.9960
27	5.254	0.4400E-02	0.8771	0.0062	0.9960
28	5.453	0.7300E-02	0.8799	0.0061	0.9961
29	5.591	0.6800E-02	0.8818	0.0060	0.9962
30	5.699	0.9400E-02	0.8832	0.0059	0.9962
31	5.926	0.1170E-01	0.8861	0.0057	0.9963
32	6.403	0.4500E-02	0.8916	0.0054	0.9965
33	6.732	0.2670E-01	0.8950	0.0052	0.9966
34	7.073	0.2600E-02	0.8984	0.0051	0.9967

INDEX	ESIGC (CM2/E)	PC	ENC	ZC
1	0.4066E-24	0.1397E-01	0.1197	0.1809E-03
2	0.3657E-24	0.1496E-01	0.1769	0.1273E-03
3	0.3003E-24	0.1353E-01	0.1004	0.1209E-04
4	0.2672E-24	0.1229E-01	0.2890	0.5081E-04
5	0.2366E-24	0.1104E-01	0.4811	0.2683E-03
6	0.2256E-24	0.1062E-01	0.4641	0.1232E-03
7	0.2198E-24	0.1033E-01	0.3736	0.7732E-03
8	0.2151E-24	0.1013E-01	0.4074	0.5302E-03
9	0.2110E-24	0.9953E-02	0.5312	0.2136E-03
10	0.2020E-24	0.9561E-02	0.5604	0.4233E-03
11	0.1989E-24	0.9425E-02	0.5431	0.3609E-03
12	0.1933E-24	0.9180E-02	0.5295	0.7010E-03
13	0.1772E-24	0.8471E-02	0.5796	0.2033E-03
14	0.1373E-24	0.6666E-02	0.7392	0.6652E-04
15	0.1275E-24	0.6217E-02	0.7653	0.3473E-04
16	0.1234E-24	0.6028E-02	0.7238	0.4973E-04
17	0.1181E-24	0.5782E-02	0.7673	0.3682E-04
18	0.1032E-24	0.5086E-02	0.7884	0.1804E-04
19	0.9706E-25	0.4794E-02	0.7884	0.1777E-04
20	0.9412E-25	0.4655E-02	0.7976	0.2524E-04

21	0.9151E-25	0.4531E-02	0.7985	0.1483E-04
22	0.8948E-25	0.4434E-02	0.7951	0.1022E-04
23	0.8862E-25	0.4393E-02	0.8046	0.1414E-04
24	0.8444E-25	0.4194E-02	0.8060	0.2468E-04
25	0.8278E-25	0.4114E-02	0.8062	0.1327E-04
26	0.8126E-25	0.4041E-02	0.8102	0.1865E-04
27	0.8033E-25	0.3997E-02	0.8117	0.1427E-04
28	0.7833E-25	0.3901E-02	0.8049	0.2292E-04
29	0.7701E-25	0.3838E-02	0.8143	0.2125E-04
30	0.7601E-25	0.3789E-02	0.8158	0.2906E-04
31	0.7401E-25	0.3693E-02	0.8299	0.3585E-04
32	0.7017E-25	0.3507E-02	0.8330	0.1315E-04
33	0.6777E-25	0.3391E-02	0.8256	0.7475E-04
34	0.6547E-25	0.3279E-02	0.8181	0.6974E-05

INDEX	AWH11/CM1	PP	EWP	ZP
1	0.1135E+02	0.2011E+00	0.1256	0.2735E-02
2	0.3809E+01	0.8040E-01	0.2438	0.9428E-03
3	0.6336E+00	0.1473E-01	0.5301	0.6949E-04
4	0.2412E+00	0.5726E-02	0.6358	0.5214E-04
5	0.9377E-01	0.2257E-02	0.7055	0.8042E-04
6	0.6798E-01	0.1643E-02	0.7230	0.2970E-04
7	0.5429E-01	0.1316E-02	0.7325	0.1932E-03
8	0.4639E-01	0.1127E-02	0.7380	0.1069E-03
9	0.4053E-01	0.9859E-03	0.7465	0.2974E-04
10	0.2975E-01	0.7263E-03	0.7568	0.4343E-04
11	0.2668E-01	0.6523E-03	0.7629	0.3508E-04
12	0.2191E-01	0.5367E-03	0.7719	0.5975E-04
13	0.1221E-01	0.3011E-03	0.7856	0.9794E-05
14	0.2444E-02	0.6122E-04	0.8208	0.6785E-06
15	0.1578E-02	0.3970E-04	0.8267	0.2396E-06
16	0.1304E-02	0.3266E-04	0.8310	0.3113E-06
17	0.1013E-02	0.2559E-04	0.8362	0.1776E-06
18	0.4761E-03	0.1210E-04	0.8440	0.4595E-07
19	0.3997E-03	0.8656E-05	0.8470	0.3446E-07
20	0.2876E-03	0.7338E-05	0.8517	0.4250E-07
21	0.2474E-03	0.6318E-05	0.8532	0.2210E-07
22	0.2196E-03	0.5612E-05	0.8575	0.1396E-07
23	0.2085E-03	0.5333E-05	0.8539	0.1822E-07
24	0.1616E-03	0.4140E-05	0.8582	0.2594E-07
25	0.1457E-03	0.3734E-05	0.8557	0.1278E-07
26	0.1322E-03	0.3392E-05	0.8586	0.1660E-07
27	0.1245E-03	0.3196E-05	0.8550	0.1202E-07
28	0.1093E-03	0.2808E-05	0.8549	0.1753E-07
29	0.1001E-03	0.2574E-05	0.8597	0.1505E-07
30	0.9364E-04	0.2408E-05	0.8616	0.1950E-07
31	0.8167E-04	0.2102E-05	0.8630	0.2122E-07
32	0.6231E-04	0.1606E-05	0.8665	0.6264E-08
33	0.5229E-04	0.1349E-05	0.8729	0.3145E-07
34	0.4398E-04	0.1136E-05	0.8703	0.2571E-08

GROSSFLAECHIGER NEUTRONEN-BETA-DETEKTOR

BERECHNUNG DER NEUTRONENEMPFINDLICHKEIT

DETEKTORABMESSUNGEN:

EMITTERDICKE D = 0.01000 CM
 EMITTERLAENGE L = 24.00000 CM
 ISOLATORDICKE ID = 0.20000 CM
 EMITTERRADIUS ED = 2.50000 CM

=====

MATERIALDATEN DES DETEKTORS:

DICHTE (EMITTER)	RHO =	7.90016/CM**3
ATOMGEWICHT (EMITTER)	A =	157.0
ORDNUNGSZAHL (EMITTER)	Z =	64.0
ANZ. DER ATOMKERNE PRO CM**3	AN =	0.303E+23 1/CM3
ELEKTRONENDICHTE (EMITTER)	EN =	0.194E+25 1E/CM**3
ELEMENTARLADUNG	E =	0.1602E-18 1A.SEC
VOLUMEN (EMITTER)	V =	3.7622 1CM**3
OBERFLAECHE (EMITTER)	D =	752.7888 1CM2
AUSBEUTE AN ELEKTRONEN	BO =	0.8920E-02
	BO * V =	0.3356E-01 1CM**3

BO * V * E = 5.37581E-21 1A.SEC.CM**3

CX-ENTK.WAHR.COMPTON	PX-ENTK.WAHR.PHOTO
0.1197	0.1256
0.1769	0.2438
0.1004	0.5301
0.2890	0.6368
0.4811	0.7055
0.4641	0.7230
0.3736	0.7325
0.4074	0.7380
0.5312	0.7466
0.5604	0.7568
0.5431	0.7629
0.5295	0.7719
0.5796	0.7856
0.7392	0.8208
0.7653	0.8267
0.7238	0.8310
0.7673	0.8362
0.7884	0.8440
0.7884	0.8470
0.7976	0.8517
0.7985	0.8532
0.7951	0.8575
0.8046	0.8539
0.8060	0.8582
0.8062	0.8557
0.8102	0.8586
0.8117	0.8550
0.8049	0.8549
0.8143	0.8597
0.8158	0.8616
0.8299	0.8630
0.8330	0.8665
0.8256	0.8729
0.8181	0.8703

(RA-R1) 1CM)	BO*VOLUMEN*E
0.9999E-02	0.5376E-20

BERECHNUNG MIT BERUECKSICHTIGUNG DER ISOLATORDICKE
=====

FALLS HOHL: KX = 1 -- GEFÜHLEN: KX = 2

INDEX	ENGHMEV1	Y	PZ	DP	PO
1	0.201	0.1092E+00	0.5318	0.4644	0.7849
2	0.275	0.4810E-01	0.5653	0.1804	0.9046
3	0.459	0.8900E-02	0.6232	0.0487	0.9717
4	0.604	0.1430E-01	0.6552	0.0303	0.9820
5	0.792	0.5050E-01	0.6865	0.0221	0.9867
6	0.868	0.2500E-01	0.6970	0.0203	0.9877
7	0.925	0.2004E+00	0.7044	0.0192	0.9884
8	0.968	0.1285E+00	0.7095	0.0185	0.9887
9	1.006	0.4040E-01	0.7139	0.0179	0.9891
10	1.099	0.7900E-01	0.7239	0.0168	0.9897
11	1.134	0.7050E-01	0.7274	0.0165	0.9899
12	1.199	0.1442E+00	0.7388	0.0158	0.9903
13	1.417	0.4140E-01	0.7523	0.0142	0.9912
14	2.244	0.1350E-01	0.8009	0.0107	0.9933
15	2.543	0.7300E-02	0.8134	0.0099	0.9937
16	2.685	0.1140E-01	0.8187	0.0096	0.9939
17	2.886	0.8300E-02	0.8256	0.0092	0.9942
18	3.581	0.4500E-02	0.8454	0.0080	0.9949
19	3.944	0.4700E-02	0.8538	0.0075	0.9952
20	4.136	0.6800E-02	0.8578	0.0073	0.9953
21	4.318	0.4100E-02	0.8614	0.0071	0.9955
22	4.468	0.2900E-02	0.8642	0.0069	0.9956
23	4.534	0.4000E-02	0.8654	0.0069	0.9956
24	4.876	0.7300E-02	0.8713	0.0065	0.9958
25	5.023	0.4000E-02	0.8736	0.0064	0.9959
26	5.164	0.5700E-02	0.8757	0.0063	0.9960
27	5.254	0.4400E-02	0.8771	0.0062	0.9960
28	5.453	0.7300E-02	0.8799	0.0061	0.9961
29	5.591	0.6800E-02	0.8818	0.0060	0.9962
30	5.699	0.9400E-02	0.8832	0.0059	0.9962
31	5.926	0.1170E-01	0.8861	0.0057	0.9963
32	6.403	0.4500E-02	0.8916	0.0054	0.9965
33	6.732	0.2670E-01	0.8950	0.0052	0.9966
34	7.073	0.2600E-02	0.8984	0.0051	0.9967
1	0.4066E-24	0.1397E-01	0.0	0.0	0.0
2	0.3657E-24	0.1496E-01	0.0	0.0	0.0
3	0.3003E-24	0.1353E-01	0.0	0.0	0.0
4	0.2672E-24	0.1229E-01	0.0	0.0	0.0
5	0.2366E-24	0.1104E-01	0.0	0.0	0.0
6	0.2266E-24	0.1062E-01	0.0	0.0	0.0
7	0.2198E-24	0.1033E-01	0.0	0.0	0.0
8	0.2151E-24	0.1013E-01	0.0	0.0	0.0
9	0.2110E-24	0.9933E-02	0.0	0.0	0.0
10	0.2020E-24	0.9561E-02	0.0001	0.4862E-07	0.0
11	0.1989E-24	0.9425E-02	0.0001	0.9966E-07	0.0
12	0.1933E-24	0.9180E-02	0.0	0.0	0.0
13	0.1772E-24	0.841E-02	0.0	0.0	0.0
14	0.1373E-24	0.6666E-02	0.0595	0.351E-05	0.0
15	0.1275E-24	0.6217E-02	0.1035	0.4693E-05	0.0
16	0.1234E-24	0.6028E-02	0.0692	0.4758E-05	0.0
17	0.1181E-24	0.5782E-02	0.1321	0.6342E-05	0.0
18	0.1032E-24	0.5086E-02	0.2431	0.5563E-05	0.0
19	0.9706E-25	0.4794E-02	0.2364	0.5326E-05	0.0
20	0.9412E-25	0.4656E-02	0.2843	0.5998E-05	0.0
21	0.9151E-25	0.4531E-02	0.3192	0.5930E-05	0.0
22	0.8948E-25	0.4434E-02	0.2756	0.5644E-05	0.0
23	0.8862E-25	0.4393E-02	0.3472	0.6101E-05	0.0
24	0.8444E-25	0.4194E-02	0.3288	0.1007E-04	0.0
25	0.8278E-25	0.4114E-02	0.3902	0.6421E-05	0.0
26	0.8126E-25	0.4041E-02	0.3513	0.8092E-05	0.0
27	0.8033E-25	0.3997E-02	0.4090	0.7193E-05	0.0

28	0.7833E-25	0.3901E-02	0.3453	0.9835E-05
29	0.7701E-25	0.3838E-02	0.4058	0.1059E-04
30	0.7601E-25	0.3789E-02	0.4298	0.1531E-04
31	0.7401E-25	0.3693E-02	0.4800	0.2074E-04
32	0.7017E-25	0.3507E-02	0.5106	0.8058E-05
33	0.6777E-25	0.3391E-02	0.4712	0.4266E-04
34	0.6547E-25	0.3279E-02	0.4371	0.3727E-05

INDEX	AHM(1/CM)	PP	EWP	ZP
1	0.1135E+02	0.2011E+00	0.0	0.0
2	0.3809E+01	0.8040E-01	0.0	0.0
3	0.6336E+00	0.1473E-01	0.0	0.0
4	0.2412E+00	0.5725E-02	0.0	0.0
5	0.9377E-01	0.2257E-02	0.0	0.0
6	0.6798E-01	0.1643E-02	0.0	0.0
7	0.5429E-01	0.1316E-02	0.0	0.0
8	0.4639E-01	0.1127E-02	0.0	0.0
9	0.4053E-01	0.9859E-03	0.0	0.0
10	0.2975E-01	0.7263E-03	0.0	0.0
11	0.2668E-01	0.6523E-03	0.0	0.0
12	0.2191E-01	0.5357E-03	0.0	0.0
13	0.1221E-01	0.3011E-03	0.0001	0.1247E-08
14	0.2444E-02	0.6122E-04	0.1658	0.1371E-08
15	0.1578E-02	0.3970E-04	0.2393	0.6935E-07
16	0.1304E-02	0.3286E-04	0.2688	0.1007E-06
17	0.1013E-02	0.2559E-04	0.3116	0.6620E-07
18	0.4761E-03	0.1210E-04	0.4073	0.2217E-07
19	0.3397E-03	0.8656E-05	0.4525	0.1841E-07
20	0.2876E-03	0.7338E-05	0.4737	0.2364E-07
21	0.2474E-03	0.6318E-05	0.4875	0.1253E-07
22	0.2196E-03	0.5512E-05	0.5038	0.8201E-08
23	0.2085E-03	0.5333E-05	0.5061	0.1080E-07
24	0.1616E-03	0.4140E-05	0.5394	0.1630E-07
25	0.1457E-03	0.3734E-05	0.5403	0.8071E-08
26	0.1322E-03	0.3392E-05	0.5546	0.1072E-07
27	0.1245E-03	0.3196E-05	0.5584	0.7852E-08
28	0.1093E-03	0.2808E-05	0.5671	0.1163E-07
29	0.1001E-03	0.2574E-05	0.5791	0.1014E-07
30	0.9364E-04	0.2408E-05	0.5810	0.1315E-07
31	0.8167E-04	0.2102E-05	0.5972	0.1469E-07
32	0.6231E-04	0.1606E-05	0.6209	0.4489E-08
33	0.5229E-04	0.1349E-05	0.6387	0.2301E-07
34	0.4398E-04	0.1136E-05	0.6513	0.1924E-08

GROSSFLÄCHIGER NEUTRONEN-BETA-DETEKTOR

BERECHNUNG DER NEUTRONENEMPFINDLICHKEIT

DETEKTORABMESSUNGEN:

EMITTERDICKE D = 0.01000 CM

EMITTERLÄNGE L = 24.00000 CM

ISOLATORDICKE ID = 0.20000 CM

EMITTERRADIUS ED = 2.50000 CM

MATERIALDATEN DES DETEKTORS:

DICHTE (EMITTER)	RHO =	7.90016/CM**3
ATOMGEWICHT (EMITTER)	A =	157.0
ORDNUNGSZahl (EMITTER)	Z =	54.0
ANZ. DER ATOMKERNE PRO CM**3	AN =	0.303E+23 /1/CM3
ELEKTRONDICHTE (EMITTER)	EN =	0.194E+25 /1/ CM**3
ELEMENTARLADUNG	E =	0.1602E-18(A.SEC)
VOLUMEN (EMITTER)	V =	3.7622 (CM**3)
OBERFLAECHE (EMITTER)	O =	752.7888 (CM2)
AUSBEUTE AN ELEKTRONEN	BO =	0.2000E-03
	BO * V	= 0.7524E-03(CM**3)

$$BO * V * E = 1.20528E-22 (A.SEC.CM**3)$$

CX=ENTK.WAHR.COMPTON	PX=ENTK.WAHR.PHOTO
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0001	0.0
0.0001	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0001
0.0595	0.1658
0.1035	0.2393
0.0692	0.2688
0.1321	0.3116
0.2431	0.4073
0.2364	0.4525
0.2843	0.4737
0.3192	0.4875
0.2756	0.5038
0.3472	0.5061
0.3288	0.5394
0.3902	0.5403
0.3513	0.5546
0.4090	0.5584
0.3453	0.5671
0.4058	0.5791
0.4298	0.5810
0.4800	0.5972
0.5106	0.6209
0.4712	0.6387
0.4371	0.6513
(RA-R1) (CM)	BO*VOLUMEN*E
0.9999E-02	0.1205E-21

EINGABEDATEN (KONTINUUMTEIL)

20.180.1.1.7.9.3.8.64.157.2.49.24.28.1

0.01

0.15

245667	784789	673880	367875	896579	612377	823082	647956	987645	823433
546782	768688	265788	896756	768962	764322	876422	765517	345672	676767
546722	867462	978662	753538	644737	997437	524516	156517	384871	454545
274365	386549	727668	677866	868889	144367	946734	477645	546346	232323
134516	534868	466400	654649	112809	219798	234546	654673	456456	898989
345345	789789	123123	123456	789123	345678	999889	345877	276531	345679
345345	789789	123123	123456	789123	345678	999889	345877	276531	345679
245667	784789	673880	367875	896579	612377	823082	647956	987645	823433
556882	768665	546788	843556	564962	745642	846442	566512	345645	643767
512322	234462	978665	546566	644436	932337	521316	123527	343871	453445
243265	384332	423668	677823	138889	144543	956744	472145	513246	232312
133416	534348	433204	534259	154359	253458	234566	654528	454326	898425
436845	754541	123435	534456	785345	445678	345853	345373	253431	346345
243557	784435	534880	334575	854379	534577	823542	647940	355445	843533
553453	534555	543588	843435	543432	643564	546462	566435	345655	643643
543522	235462	948565	546546	635436	935437	534516	123435	355431	434545
243345	534342	443558	674353	138345	543543	943544	472436	564536	264532
134316	534358	433435	454259	154465	264356	543566	543528	454365	854545

.875

1.125

1.375

1.625

1.875

2.125

2.375

2.625

2.875

3.125

3.375

3.625

3.875

4.125

4.375

4.625

4.875

5.125

5.375

5.625

5.875

6.125

6.375

6.625

6.875

7.125

7.375

7.625

.0185

.06

.1

.1533

.1912

.2324

.2623

.2508

.228

.188

.1361

.1057

.0823

.0652

.0548

.0423

.0425

.0257

.021

```

      .0192
      .0139
      .0099
      .0062
      .0064
      .0038
      .0007
      .0023
      .0041
0.0.2.0.4.0.6.0.8.1.2.4.6.8.10.15.20.25.30
0.4016.0.3790.0.3588.0.3408.0.3244.0.3095.0.2501.0.1758.0.1338.
0.1062.0.0874.0.0596.0.0449.0.0360.0.0300
0.5984.0.5345.0.4864.0.4480.0.4162.0.3893.0.2968.0.2014.0.1504.
0.1187.0.0973.0.0663.0.0499.0.0400.0.0333
1.0000.0.9158.0.8405.0.7728.0.7116.0.6562.0.4442.0.2142.0.1077.
0.0556.0.0292.0.0062.0.0014.0.0003.0.0001
 1  0.6980E+00
 2  0.7266E+00
 3  0.7489E+00
 4  0.7671E+00
 5  0.7824E+00
 6  0.7954E+00
 7  0.8066E+00
 8  0.8165E+00
 9  0.8252E+00
10  0.8330E+00
11  0.8401E+00
12  0.8465E+00
13  0.8523E+00
14  0.8576E+00
15  0.8625E+00
16  0.8670E+00
17  0.8712E+00
18  0.8752E+00
19  0.8788E+00
20  0.8822E+00
21  0.8854E+00
22  0.8884E+00
23  0.8913E+00
24  0.8945E+00
25  0.8965E+00
26  0.8989E+00
27  0.9011E+00
28  0.9033E+00
GRD.      4.850E-20 1.600E-22      7.9      157.      64.      1.9
/*
/*      END OF JOB

```

AUSGABEDATEN

B1 KONTINUUMTEIL

FALLS MOHL:KX=1 -- GELESEN: KX = 2

INDEX	ENG1(MEV)	Y	PZ	DP	PQ
1	0.875	0.1850E-01	0.6980	0.0201	0.9878
2	1.125	0.6000E-01	0.7266	0.0165	0.9899
3	1.375	0.1000E+00	0.7489	0.0145	0.9911
4	1.625	0.1533E+00	0.7671	0.0130	0.9919
5	1.875	0.1912E+00	0.7824	0.0120	0.9925
6	2.125	0.2324E+00	0.7954	0.0111	0.9931
7	2.375	0.2623E+00	0.8066	0.0104	0.9935
8	2.625	0.2508E+00	0.8165	0.0097	0.9939
9	2.875	0.2280E+00	0.8252	0.0092	0.9942
10	3.125	0.1980E+00	0.8330	0.0087	0.9945
11	3.375	0.1361E+00	0.8401	0.0083	0.9947
12	3.625	0.1067E+00	0.8465	0.0079	0.9949
13	3.875	0.8230E-01	0.8523	0.0076	0.9951
14	4.125	0.6620E-01	0.8576	0.0073	0.9953
15	4.375	0.5480E-01	0.8625	0.0070	0.9955
16	4.625	0.4230E-01	0.8670	0.0068	0.9957
17	4.875	0.4250E-01	0.8712	0.0065	0.9958
18	5.125	0.2570E-01	0.8752	0.0063	0.9959
19	5.375	0.2100E-01	0.8788	0.0061	0.9961
20	5.625	0.1920E-01	0.8822	0.0059	0.9962
21	5.875	0.1390E-01	0.8854	0.0058	0.9963
22	6.125	0.9900E-02	0.8884	0.0056	0.9964
23	6.375	0.6200E-02	0.8913	0.0054	0.9965
24	6.625	0.6400E-02	0.8945	0.0053	0.9966
25	6.875	0.3800E-02	0.8965	0.0052	0.9967
26	7.125	0.7000E-03	0.8989	0.0050	0.9967
27	7.375	0.2300E-02	0.9011	0.0049	0.9968
28	7.625	0.4100E-02	0.9033	0.0048	0.9969

INDEX	ESIGC (CM2/E)	PC	ENC	ZC
1	0.2257E-24	0.1058E-01	0.6309	0.1235E-03
2	0.1996E-24	0.9458E-02	0.5120	0.2906E-03
3	0.1801E-24	0.8597E-02	0.5585	0.4801E-03
4	0.1647E-24	0.7910E-02	0.6180	0.7493E-03
5	0.1521E-24	0.7344E-02	0.6631	0.9312E-03
6	0.1417E-24	0.6868E-02	0.6762	0.1079E-02
7	0.1328E-24	0.6460E-02	0.6754	0.1145E-02
8	0.1251E-24	0.6106E-02	0.7281	0.1115E-02
9	0.1184E-24	0.5795E-02	0.7236	0.9560E-03
10	0.1125E-24	0.5519E-02	0.7470	0.7750E-03
11	0.1072E-24	0.5272E-02	0.7667	0.5501E-03
12	0.1024E-24	0.5049E-02	0.7696	0.4146E-03
13	0.9817E-25	0.4847E-02	0.7772	0.3100E-03
14	0.9428E-25	0.4662E-02	0.7892	0.2436E-03
15	0.9073E-25	0.4494E-02	0.7865	0.1937E-03
16	0.8746E-25	0.4338E-02	0.7856	0.1442E-03
17	0.8446E-25	0.4195E-02	0.8044	0.1434E-03
18	0.8168E-25	0.4062E-02	0.7989	0.8339E-04
19	0.7910E-25	0.3938E-02	0.8119	0.6714E-04
20	0.7670E-25	0.3822E-02	0.8150	0.5981E-04
21	0.7445E-25	0.3714E-02	0.8096	0.4180E-04
22	0.7235E-25	0.3613E-02	0.8234	0.2945E-04
23	0.7038E-25	0.3517E-02	0.8235	0.1796E-04
24	0.6853E-25	0.3428E-02	0.8270	0.1814E-04
25	0.6678E-25	0.3343E-02	0.8228	0.1045E-04
26	0.6513E-25	0.3263E-02	0.8340	0.1905E-05

27	0.6357E-25	0.3187E-02	0.8411	0.6164E-05
28	0.6209E-25	0.3115E-02	0.8430	0.1076E-04

INDEX	AWM11/CM1	PP	EWB	ZP
1	0.6604E-01	0.1597E-02	0.7251	0.2142E-04
2	0.2740E-01	0.6697E-03	0.7620	0.3062E-04
3	0.1358E-01	0.3343E-03	0.7865	0.2630E-04
4	0.7566E-02	0.1875E-03	0.8002	0.2300E-04
5	0.4585E-02	0.1142E-03	0.8062	0.1760E-04
6	0.2959E-02	0.7399E-04	0.8173	0.1405E-04
7	0.2005E-02	0.5031E-04	0.8251	0.1089E-04
8	0.1412E-02	0.3556E-04	0.8318	0.7418E-05
9	0.1027E-02	0.2593E-04	0.8337	0.4930E-05
10	0.7671E-03	0.1942E-04	0.8380	0.3059E-05
11	0.5860E-03	0.1487E-04	0.8412	0.1702E-05
12	0.4563E-03	0.1160E-04	0.8457	0.1047E-05
13	0.3613E-03	0.9202E-05	0.8474	0.6418E-06
14	0.2903E-03	0.7406E-05	0.8482	0.4159E-06
15	0.2363E-03	0.6037E-05	0.8514	0.2817E-06
16	0.1945E-03	0.4976E-05	0.8516	0.1793E-06
17	0.1618E-03	0.4145E-05	0.8560	0.1508E-06
18	0.1358E-03	0.3483E-05	0.8587	0.7688E-07
19	0.1150E-03	0.2952E-05	0.8585	0.5322E-07
20	0.9804E-04	0.2520E-05	0.8617	0.4170E-07
21	0.8420E-04	0.2167E-05	0.8608	0.2592E-07
22	0.7277E-04	0.1874E-05	0.8636	0.1603E-07
23	0.6327E-04	0.1631E-05	0.8679	0.8776E-08
24	0.5530E-04	0.1427E-05	0.8680	0.7927E-08
25	0.4857E-04	0.1254E-05	0.8671	0.4132E-08
26	0.4286E-04	0.1108E-05	0.8699	0.6744E-09
27	0.3799E-04	0.9823E-06	0.8734	0.1973E-08
28	0.3381E-04	0.8747E-06	0.8774	0.3147E-08

GROSSFLAECHEIGER NEUTRONEN-BETA-DETEKTOR

BERECHNUNG DER NEUTRONENEMPFINDLICHKEIT

DETEKTORABMESSUNGEN:

EMITTERDICKE	D =	0.01000 CM
EMITTERLAENGE	L =	24.00000 CM
ISOLATORDICKE	ID =	0.20000 CM
EMITTERRADIUS	ED =	2.50000 CM

MATERIALDATEN DES DETEKTORS:

DICHTE (EMITTER)	RHO =	7.90016/CM**3
ATOMGEWICHT (EMITTER)	A =	157.0
ORDNUNGSZAHL (EMITTER)	Z =	64.0
ANZ. DER ATOMKERNE PRO CM**3	AN =	0.303E+23 11/CM3
ELEKTRONENDICHTE (EMITTER)	EN =	0.194E+25 1E/CM**3
ELEMENTARLADUNG	E =	0.1602E-191A.SEC1

VOLUMEN (EMITTER) V = 3.7622 (CM**3)
 OBERFLAECHE (EMITTER) D = 752.7888 (CM2)
 AUSBEUTE AN ELEKTRONEN BO = 0.1016E-01
 BO * V = 0.3821E-01 (CM**3)

BO * V * E = 6.12045E-21 (A.SEC.(CM**3))

CX=ENTK.WAHR.COMPTON	PX=ENTK.WAHR.PHOTO
0.6309	0.7251
0.5120	0.7620
0.5585	0.7865
0.6180	0.8002
0.6631	0.8062
0.6762	0.8173
0.6754	0.8251
0.7281	0.8318
0.7236	0.8337
0.7470	0.8380
0.7667	0.8412
0.7696	0.8457
0.7772	0.8474
0.7892	0.8482
0.7865	0.8514
0.7856	0.8516
0.8044	0.8560
0.7989	0.8587
0.8119	0.8585
0.8150	0.8617
0.8096	0.8608
0.8234	0.8636
0.8235	0.8679
0.8270	0.8680
0.8228	0.8671
0.8340	0.8699
0.8411	0.8734
0.8430	0.8774

(RA-R1) (CM) BO*VOLUMEN*E
 0.9999E-02 0.6120E-20

BERECHNUNG MIT BERUECKSICHTIGUNG DER ISOLATORDICKE

 FALLS HOHL: KX=1 -- GELESEN: KX = 2

INDEX	ENG (MEV)	Y	PZ	DP	PD
1	0.875	0.1850E-01	0.6980	0.0201	0.9878
2	1.125	0.6000E-01	0.7266	0.0165	0.9899
3	1.375	0.1000E+00	0.7489	0.0145	0.9911
4	1.625	0.1539E+00	0.7671	0.0130	0.9919
5	1.875	0.1912E+00	0.7824	0.0120	0.9925
6	2.125	0.2324E+00	0.7954	0.0111	0.9931
7	2.375	0.2629E+00	0.8065	0.0104	0.9935
8	2.625	0.2508E+00	0.8165	0.0097	0.9939
9	2.875	0.2280E+00	0.8252	0.0092	0.9942
10	3.125	0.1880E+00	0.8330	0.0087	0.9945
11	3.375	0.1361E+00	0.8401	0.0083	0.9947
12	3.625	0.1067E+00	0.8465	0.0079	0.9949
13	3.875	0.8230E-01	0.8523	0.0076	0.9951
14	4.125	0.5620E-01	0.8576	0.0073	0.9953
15	4.375	0.5480E-01	0.8625	0.0070	0.9955
16	4.625	0.4230E-01	0.8670	0.0068	0.9957

INDEX	ESIC (CMZ/E)	PC	EMC	ZC	INDEX	RMM (1/CM)	PP	EMP	ZP
17	4.875	0.4250E-01	0.8712	0.0055	0.9958	0.6604E-01	0.1597E-02	0.0	0.0
18	5.125	0.2570E-01	0.8752	0.0053	0.9959	0.2740E-01	0.6697E-03	0.0468	0.1022E-05
19	5.375	0.2100E-01	0.8788	0.0051	0.9961	0.1358E-01	0.3343E-03	0.0	0.0
20	5.625	0.1920E-01	0.8822	0.0059	0.9962	0.4555E-02	0.1142E-03	0.0000	0.1437E-08
21	5.875	0.1390E-01	0.8854	0.0058	0.9963	0.2959E-02	0.7399E-04	0.1318	0.2266E-05
22	6.125	0.9900E-02	0.8884	0.0056	0.9964	0.2005E-02	0.5031E-04	0.2003	0.2644E-05
23	6.375	0.6200E-02	0.8913	0.0054	0.9965	0.1412E-02	0.3556E-04	0.2542	0.2267E-05
24	6.625	0.6400E-02	0.8945	0.0053	0.9966	0.7038E-25	0.2593E-04	0.2986	0.1766E-05
25	6.875	0.3800E-02	0.8965	0.0052	0.9967	0.6853E-25	0.1947E-04	0.3442	0.1256E-05
26	7.125	0.7000E-03	0.8989	0.0050	0.9968	0.6513E-25	0.1487E-04	0.3829	0.7747E-06
27	7.375	0.2300E-02	0.9011	0.0049	0.9968	0.6357E-25	0.3263E-02	0.4187	0.5183E-06
28	7.625	0.4100E-02	0.9033	0.0048	0.9969	0.6209E-25	0.3343E-02	0.4384	0.2297E-06
1	0.2257E-24	0.1058E-01	0.0	0.0	0.0	0.5530E-04	0.1427E-05	0.6287	0.5742E-08
2	0.1996E-24	0.9458E-02	0.0	0.0	0.0	0.6327E-04	0.1631E-05	0.6236	0.6306E-08
3	0.1801E-24	0.8597E-02	0.0	0.0	0.0	0.7277E-04	0.1874E-05	0.6033	0.1119E-07
4	0.1647E-24	0.7910E-02	0.0	0.0	0.0	0.8420E-04	0.2167E-05	0.5977	0.1800E-07
5	0.1521E-24	0.7344E-02	0.0	0.0	0.0	0.9804E-04	0.2520E-05	0.5780	0.2797E-07
6	0.1417E-24	0.6868E-02	0.0068	0.0	0.1079E-04	0.1150E-03	0.2952E-05	0.5646	0.3500E-07
7	0.1328E-24	0.6460E-02	0.0286	0.0614	0.4845E-04	0.1518E-03	0.4976E-05	0.5141	0.4928E-07
8	0.1251E-24	0.6106E-02	0.0614	0.0864	0.9397E-04	0.1618E-03	0.6037E-05	0.5321	0.9373E-07
9	0.1184E-24	0.5795E-02	0.0864	0.1142E-03	0.1422E-03	0.1945E-03	0.7406E-05	0.5493	0.1082E-06
10	0.1125E-24	0.5519E-02	0.1464	0.1519E-03	0.1513E-03	0.2363E-03	0.9202E-05	0.5686	0.1632E-06
11	0.1072E-24	0.5272E-02	0.1551	0.1113E-03	0.1113E-03	0.2833E-03	0.1160E-04	0.4932	0.1082E-06
12	0.1024E-24	0.5045E-02	0.1971	0.1062E-03	0.1062E-03	0.3393E-03	0.1487E-04	0.4686	0.2297E-06
13	0.9817E-25	0.4847E-02	0.2098	0.8368E-04	0.8368E-04	0.3980	0.1947E-04	0.4384	0.3320E-06
14	0.9428E-25	0.4662E-02	0.2546	0.7858E-04	0.7858E-04	0.4487	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
15	0.9073E-25	0.4494E-02	0.2573	0.6336E-04	0.6336E-04	0.4401	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
16	0.8746E-25	0.4338E-02	0.2863	0.5253E-04	0.5253E-04	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
17	0.8446E-25	0.4195E-02	0.2863	0.5253E-04	0.5253E-04	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
18	0.8168E-25	0.4062E-02	0.3228	0.3369E-04	0.3369E-04	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
19	0.7910E-25	0.3938E-02	0.3676	0.3039E-04	0.3039E-04	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
20	0.7670E-25	0.3822E-02	0.3903	0.2864E-04	0.2864E-04	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
21	0.7445E-25	0.3714E-02	0.3980	0.2055E-04	0.2055E-04	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
22	0.7235E-25	0.3613E-02	0.4191	0.1499E-04	0.1499E-04	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
23	0.7038E-25	0.3517E-02	0.4221	0.9206E-05	0.9206E-05	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
24	0.6853E-25	0.3428E-02	0.4401	0.5657E-05	0.5657E-05	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
25	0.6678E-25	0.3343E-02	0.4487	0.5699E-05	0.5699E-05	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
26	0.6513E-25	0.3263E-02	0.4753	0.1086E-05	0.1086E-05	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
27	0.6357E-25	0.3187E-02	0.5038	0.3693E-05	0.3693E-05	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07
28	0.6209E-25	0.3115E-02	0.5075	0.6481E-05	0.6481E-05	0.4221	0.2593E-04	0.4686	0.4928E-07

25	0.4857E-04	0.1254E-05	0.6384	0.3042E-08
26	0.4286E-04	0.1108E-05	0.6511	0.5048E-09
27	0.3799E-04	0.9823E-06	0.6592	0.1489E-08
28	0.3361E-04	0.8747E-06	0.6666	0.2398E-08

GROSSFLAECHTIGER NEUTRONEN-BETA-DETEKTOR

=====

BERECHNUNG DER NEUTRONENEMPFINDLICHKEIT

DETEKTORABMESSUNGEN:

EMITTERDICKE D = 0.01000 CM
 EMITTERLAENGE L = 24.00000 CM
 ISOLATORDICKE ID = 0.20000 CM
 EMITTERRADIUS ED = 2.50000 CM

=====

MATERIALDATEN DES DETEKTORS:

DICHTE (EMITTER) RHO = 7.900 (G/CM**3)
 ATOMGEWICHT (EMITTER) A = 157.0
 ORDNUNGSZahl (EMITTER) Z = 64.0
 ANZ. DER ATOMKERNE PRO CM**3 AN = 0.303E+23 (1/CM3)
 ELEKTRONENDICHTE (EMITTER) EN = 0.194E+25 (E/CM**3)
 ELEMENTARLADUNG E = 0.1602E-18 (A.SEC)
 VOLUMEN (EMITTER) V = 3.7622 (CM**3)
 OBERFLAECHE (EMITTER) O = 752.7888 (CM2)
 AUSBEUTE AN ELEKTRONEN BO = 0.1155E-02
 BO * V = 0.4345E-02 (CM**3)

BO * V * E = 6.96089E-22 (A.SEC.CM**3)

CX=ENTK.WAHR.COMPTON	PX=ENTK.WAHR.PHOTO
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0
0.0	0.0000
0.0	0.0468
0.0068	0.1318
0.0286	0.2003
0.0614	0.2542
0.0864	0.2986
0.1464	0.3442
0.1551	0.3829
0.1971	0.4187
0.2098	0.4384
0.2546	0.4686
0.2573	0.4932
0.2863	0.5141

0.3501	0.5321
0.3228	0.5504
0.3676	0.5646
0.3903	0.5780
0.3980	0.5977
0.4191	0.6033
0.4221	0.6236
0.4401	0.6287
0.4487	0.6384
0.4753	0.6511
0.5038	0.6592
0.5075	0.6686

(RA-R1) (CM)	60*VOLUME*E
0.9999E-02	0.6961E-21

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich GmbH durchgeführt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. R.Hecker für die vorzügliche Betreuung und Förderung dieser Arbeit sowie für sein stetes Interesse an ihrem Verlauf und für die kritische Durchsicht mit zahlreichen Diskussionen.

Herrn Professor Dr.R.Schulten danke ich für die Bereitwilligkeit zur Übernahme des Korreferates.

Bei den Herren Dr. H.Brixy und Dr. T.Serpekian bedanke ich mich für die freundliche Unterstützung der Arbeit durch fruchtbare Diskussionen und für die kritische Durchsicht an den verschiedenen Stadien.

Den Herren Dr. D.Filges, Dr.R.D.Neef und Dipl.-Phys. H.Schaal bin ich für weitere wertvolle Diskussionen und Anregungen zu Dank verpflichtet.

Herrn Dr. K.J.Kalker (KFA-ZFR) und Herrn Dr.W.D.Schneider (KFA-ZBB) danke ich für verschiedene persönliche Mitteilungen.

Für die Beiträge zu fachlichen Diskussionen bedanke ich mich besonders bei den Herren Dr. M.Helmbold, Dipl.-Ing. H.H.Höwener und Dr. H.Seyfarth (KFA-IKP).

Mein besonderer Dank gilt außerdem Frau Ch.Sauer für die Sorgfalt und Mühe beim Schreiben des Manuskripts sowie Fräulein H.Hermanns für die saubere Anfertigung der Bilder.

