Detektoren zum Nachweis von Neutronen aus myoninduzierten Prozessen

Diplomarbeit

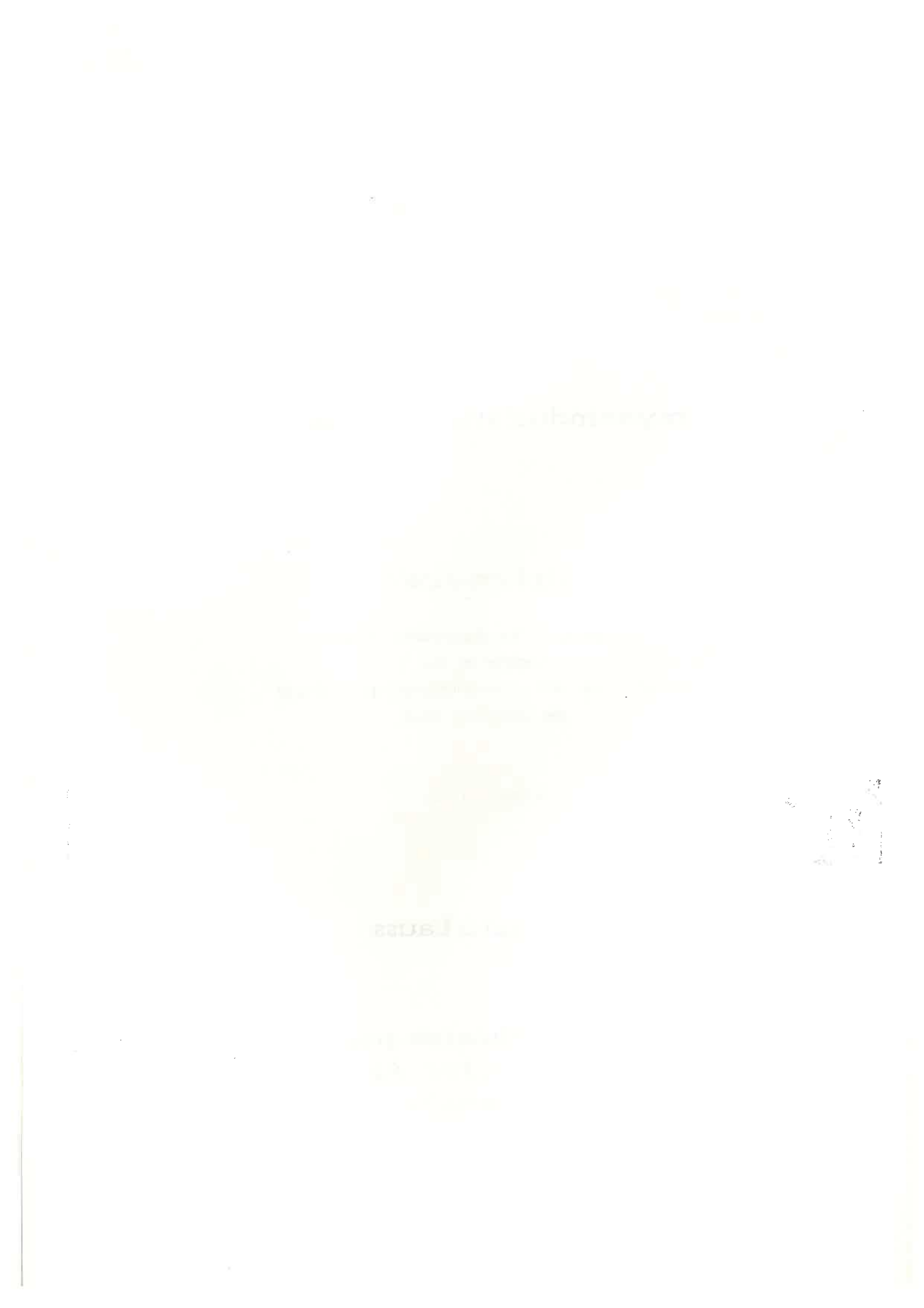
zur Erlangung des akademischen Grades
" Magister rer. nat. "
an der formal- und naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Wien

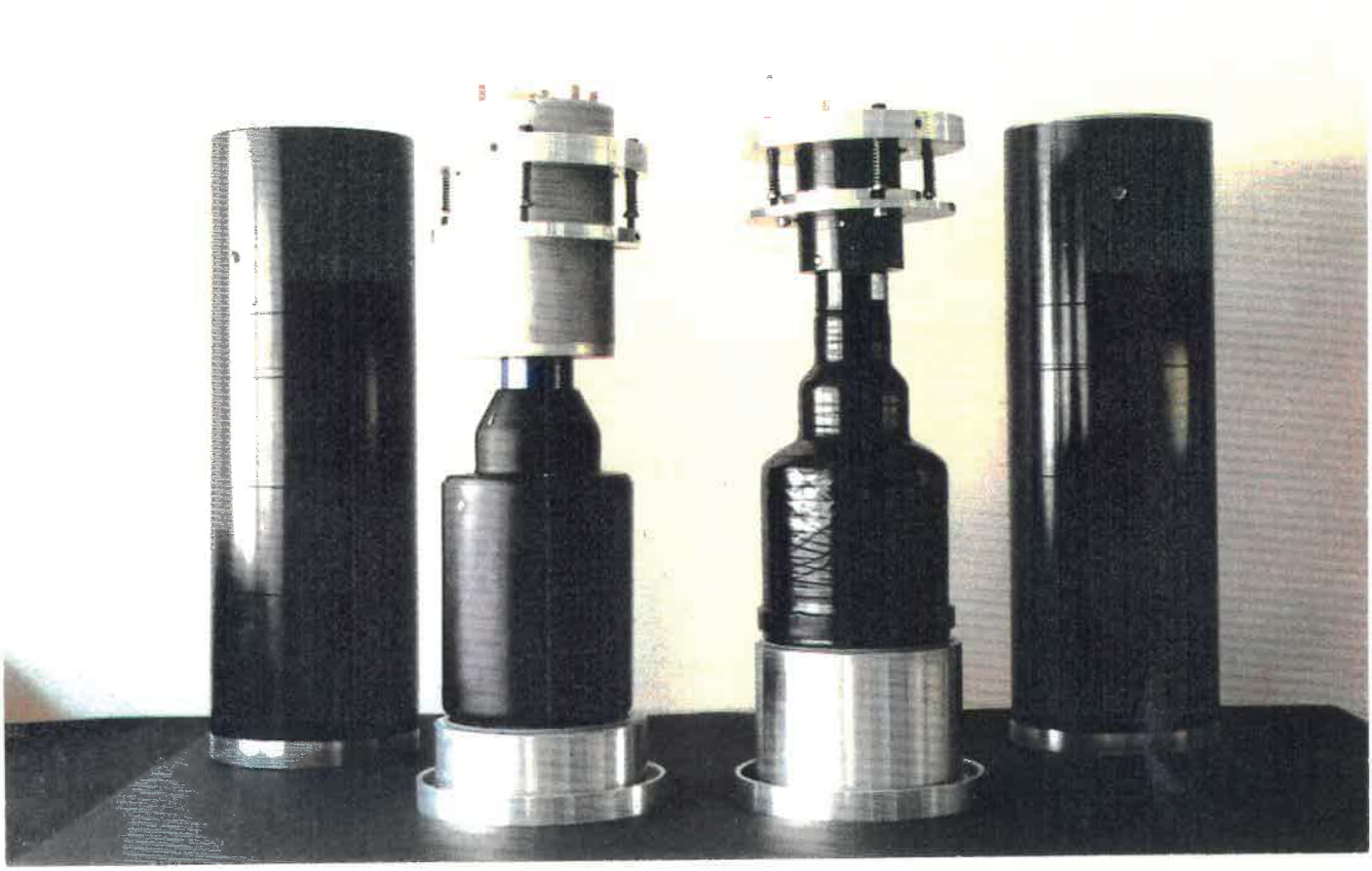
eingereicht von

Bernhard Lauss

Institut für Mittelenergiephysik
der Österreichischen Akademie
der Wissenschaften

Wien , Mai 1991





Neutronendetektoren

mit verschieden großen Flüssigszintillatorzellen
und unterschiedlichen Photomultipliertypen

Abstract

Because of unavoidable large background rates or small branching ratios a good discrimination of neutrons and gamma-rays is of paramount importance in experimental muon physics.

This work reports on a comparative investigation of a pulse shape discrimination system using cylindrical cells (125 × 50 / 100 mm) filled with NE 213 liquid scintillator and Hamamatsu R 1250 or Philips XP 2041 photomultipliers: The pulse height resolution for several experimental set-ups has been determined. Particular emphasis is given to the low energy discrimination behavior of various detector arrangements. Data evaluation using a Poisson type fit function yields reasonable discrimination above 45 keV of electron equivalent energy. The dependence of various figures of merit on the energy of the incident particles and the recorded energy range has been studied. A count-rate test has shown a decrease in goodness of discrimination for higher count rates due to gamma pile-up events. The time resolution of differently sized detectors has also been investigated.

In conclusion, the Monte-Carlo calculated intrinsic neutron detection efficiencies for the above - mentioned scintillator cells are presented.

Abkürzungen und Übereinkünfte

Energie : Da , wie in Kapitel 4.4 erläutert wird , die durch γ-Strahlung einer bestimmten Energie definierte Pulshöhe nicht gleich der durch Neutronen gleicher Energie erzeugte ist , wird im experimentellen Teil dieser Arbeit der Begriff Energie stets mit γ-Energie (Elektronäquivalent-energie) verbunden. Energieangaben bei Darstellungen und Tabellen entsprechen daher stets γ-Energien (Elektronäquivalentenergien) , außer es wird explizit z.B. auf Neutronenenergie hingewiesen.

PSD - Darstellung : Definition in Kapitel 6.2 . Schnitt durch 3 dimensionales Pulshöhen - Pulsform - Zählraten Spektrum bei einer bestimmten Energie.

Abkürzungen:

BT . . . break through ratio
ch . . . channel
E . . . Energie
$E_{1/2}$ . . . Energie der Halbhöhe
E_c . . . Energie der Comptonkante
FWHM . . full width half maximum
γ . . . Gammaquant
H . . . Hamamatsu
n . . . Neutron
P . . . Philips
PH . . . Pulshöhe
PM . . . Photomultiplier
PSD . . . Pulse Shape Discrimination
PV . . . peak to valley ratio
Q . . . Ladung
SZ . . . Szintillator

A_γ . . . Anzahl der durch γ-Quanten vorgetäuschten Neutronen
A_n . . . Anzahl der durch Schwellensetzung verlorenen Neutronen
A_e . . . Gesamtzählrate im γ-peak
A_p . . . Gesamtzählrate im Neutron - peak

Inhalt

1 **Einleitung** 13

2 **Theoretische Grundlagen** 15

2.1 Wechselwirkungsmechanismen 15

2.1.1 Geladene Teilchen 15

2.1.2 γ - Strahlung 16

2.1.3 Neutronen 17

2.2 Der Szintillationsprozeß im organischen Molekül . . . 18

2.2.1 Struktur der Moleküle 18

2.2.2 Energieniveaubild 19

2.2.3 Entstehung der Komponenten des Szintillationslichtes 20

2.3 NE 213 22

3 **Experimenteller Aufbau** 23

3.1 Detektormechanik 23

3.2 PSD - Messung 25

3.2.1 Meßaufbau 25

3.2.2 Pulsformdiskriminierung 26

3.2.3 Meßelektronik 28

3.3 Messung der Zeitauflösung 32

3.3.1 Grundlagen 32

3.3.2 Meßaufbau 32

3.3.3 Meßelektronik 33

3.4 Photomultiplier 33

4 **Kalibrierung der Detektoren** 35

4.1 Primäreinstellungen 35

4.2 Energiekalibrierung 36

4.3 Pulshöhenauflösung für γ-Strahlung 39

4.4 γ - n Energiezuordnung 41

5 Messung der " Americiumauflösung " 43
5.1 Definition 43
5.2 Datenanalyse 43

6 PSD - Eigenschaften 47
6.1 Primäreinstellungen 48
6.2 Darstellung der Daten 48
6.3 Definition der Meßgrößen 50
6.4 Fitfunktion 52
6.5 PM - Vergleich bei 60 keV 55
6.6 Variation der Schwelle 60
6.7 Energieabhängigkeit der Gütefaktoren 61
6.8 Dynamikverhalten 66

7 Zeitauflösung 69

8 Nachweiswahrscheinlichkeit 71

9 Zusammenfassung 73

Anhang 75

Literaturverzeichnis 86

Lebenslauf 91

Danksagung 93

Tabellenverzeichnis

Tab.		Seite
1	getestete Photomultiplier	33
2	verwendete Eichpräparate	35
3	Maximal- und Comptonenergien der Eichpräparate	36
4	Parameter der Detektorauflösung	37
5	γ-Auflösung für Szintillatoren mit d = 5 cm	40
6	γ-Auflösung für Szintillatoren mit d = 10 cm	41
7	" peak to valley ratio " und Energieauflösung	45
8	" peak to valley ratio " mit Aluminiumabsorber	46
9	Definition der Detektoranordnungen mit genauer Energie des Meßbereiches	55
10	A_γ, A_n und H_n / H_T für den 60 keV Meßbereich	56
11	M , B und $FWHM_n$ / $FWHM_\gamma$ für den 60 keV Meßbereich	56
12	Energieabhängigkeit verschiedener Gütefaktoren von Anordnung H2	61
13	Energieabhängigkeit verschiedener Gütefaktoren von Anordnung P2	63
14	Energieabhängigkeit der Gütefaktoren für Dynamikbereich 2	66
15	Zeitauflösung	69

Abbildungsverzeichnis

Abb.		Seite
1.1	die Testdetektoren	3
2.1	Teilchenpassage durch einen Szintillator	15
2.2	erstes π-Orbital des Benzol-Moleküls	18
2.3	Energieniveauschema für π-Elektronen	19
2.4	Simulation eines Lichtpulses	22
3.1	Darstellung eines Detektors	24
3.2	PSD-Meßanordnung	25
3.3	Effekt des Absorbers auf n-γ Trennung	26
3.4	Signalverarbeitung im Diskriminator	27
3.5	Schaltbild für PSD-Meßelektronik	30
3.6	Schaltbild für Zeitauflösungsmessung	34
4.1	experimentelle und Monte-Carlo simulierte γ-Pulshöhenspektren	38
4.2	Eichgerade	39
4.3	Definition der Energieauflösung	40
4.4	Kurve gleicher Lichtausbeute für Elektronen und Protonen in NE 213	42
5.1	Pulshöhenspektrum einer ^{241}Am Quelle	44
6.1	Spektrum einer ^{252}Cf Quelle (3 dim.)	47
6.2	Spektrum einer ^{252}Cf Quelle (2 dim.)	49
6.3	Definition verschiedener Gütefaktor Parameter	51
6.4	Pulsformspektrum einer ^{137}Cs Quelle	53
6.5	Pulsformspektrum einer ^{252}Cf Quelle	54
6.6	$A_\gamma(A_n)$ für 60 keV Meßbereich	57
6.7	$B(A_\gamma)$ für 60 keV Meßbereich	58

Abb. Seite

6.8 Schwellenabhängigkeit von A_γ und A_n 60

6.9 Energieabhängigkeit des Diskriminierungsverhaltens . . . 62

6.10 Energieabhängigkeit von B 63

6.11 Energieabhängigkeit von M 64

6.12 Energieabhängigkeit von A_γ und FWHM 65

6.13 B im Dynamikbereich 1 und 2 67

7.1 Zeitauflösungsdefinition 68

8.1 intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit 71

A.1 R 1250 Photomultiplier 77

A.2 XP 2041 Photomultiplier 78

A.3 Neutronenenergiespektren ^{252}Cf, ^{241}Am-Be 81

A.4 ^{241}Am-Be Spektrum (3 dim.) 82

A.5 Photonenabsorptionskurve in Aluminium 84

1 Einleitung

In vielen Teilbereichen der experimentellen Elementarteilchenphysik ist der Nachweis elektrisch neutraler Teilchen (Neutronen, γ-Quanten, Neutrinos) von entscheidender Bedeutung.

Einen Schwerpunkt der Forschungstätigkeit am Institut für Mittelenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften bildet ein Teilgebiet der Myonphysik, die Untersuchung myoninduzierter Prozesse in Wasserstoffisotopen.

Bei Experimenten zur myonkatalysierten Fusion [BRE89, ZME90] werden Prozesse wie zum Beispiel Deuterium - Deuterium Fusion

$$\mu + d + d \rightarrow \alpha + n + \mu \qquad E_n = 2.5 \text{ MeV}$$

oder Deuterium - Tritium Fusion

$$\mu + d + t \rightarrow \alpha + n + \mu \qquad E_n = 14.1 \text{ MeV}$$

untersucht. Die Fusionsneutronenanalyse liefert dabei einen wichtigen Beitrag zum Verständnis grundlegender physikalischer Prozesse.

Durch Messung von Myoneinfangraten in Wasserstoff

$$\text{z.B.} \qquad \mu^- + d \rightarrow n + n + \nu_\mu \qquad [\text{CAR87}]$$

erhält man Informationen über die hadronischen Ströme der schwachen Wechselwirkung (axialer und pseudoskalarer Formfaktor). Ein geringes Verzweigungsverhältnis und die alleinige Existenz von neutralen Teilchen im Endkanal stellen schwierige Anforderungen an derartige Experimente. Ein Punkt ist dabei stets von großer Bedeutung :

Der effiziente Nachweis von Neutronen trotz einer hohen, von γ-Quanten verursachten Untergrundzählrate.

Durch die Möglichkeit der Trennung von Neutron- und Gamma-Signalen mittels Pulsformanalyse erfüllen Flüssigszintillationsdetektoren diese Aufgabe besonders gut. Die wichtigsten Eigenschaften eines derartigen Neutronendetektors sind :

- hohe Nachweiswahrscheinlichkeit
- gute Zeitauflösung
- gute Unterdrückung des Gamma-Untergrundes
- gute Pulshöhenauflösung

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse einer Studie über das Nachweisverhalten verschiedener Neutronendetektoranordnungen präsentiert. Besonderer Wert wird dabei auf die unterschiedlichen Nachweiseigenschaften bei Verwendung verschiedenen Photomultipliertypen gelegt.

Auf Grund der Energieabhängigkeit der Trennfähigkeit eines Pulsformdiskriminierungssystems ist eine eindeutige Identifikation von Neutronen im Bereich unter 300 keV γ-Energie problematisch. Nichtsdestoweniger gilt diesem Bereich großes Interesse, da wegen der Neutronnachweismethode mittels Protonrückstoß (siehe Kap. 2) selbst monoenergetische Neutronen ein über den gesamten Energiebereich bis zur Maximalenergie verschmiertes Energiespektrum zeigen. Je geringer dabei die Energie der einfallenden Neutronen ist, umso größer ist der Anteil derjenigen, die im Bereich hoher γ-Untergrundzählrate liegen. Da die γ-Rate jedoch sehr stark mit zunehmender Energie abnimmt, läßt sich für hochenergetische Neutronen eine Schwellenenergie als Nachweisgrenze definieren, ab der ohne weitere Zusatzinformation eine eindeutige Neutronenidentifikation gelingt. Für diesen Fall eignen sich auch Plastikszintillationszähler als Neutronendetektoren. Bei Neutronenenergien von wenigen MeV (z.B. d-d Fusionsneutronen) ist jedoch der Effizienzverlust durch Setzen einer Energieschwelle, die eine eindeutige Neutronenidentifikation ermöglicht, sehr groß (siehe Kap. 8). Es eignen sich daher nur noch Systeme mit der Fähigkeit zur Neutron-Gamma Trennung zum Einsatz in derartigen Experimenten.

Aus diesem Grund gilt das Hauptinteresse der vorliegenden Arbeit den Eigenschaften verschiedener Flüssigszintillationsdetektoranordnungen im oben erwähnten Energiebereich.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Wechselwirkungsmechanismen

2.1.1 Geladene Teilchen

Über Coulomb-Kräfte treten geladene schwere Teilchen mit dem Szintillatormaterial in Wechselwirkung. Dabei kommt es zu

a) **Anregung** von Hüllenelektronen bei nicht direkter Kollision durch Dipol- (Multipol-) Wechselwirkung um die Teilchenbahn.

b) **Ionisation** produziert Ionen und Sekundärelektronen innerhalb eines zylindrischen Bereiches um die Teilchenbahn (Spur). Diese erhöhen die Anregungsdichte, verursacht durch das Primärteilchen . Schnelle Sekundärelektronen (δ - Strahlen) produzieren kleinere Regionen hoher Anregungsdichte (Blasen) weiter von der Teilchenspur entfernt . [BIR64, BRO79, LAU68]

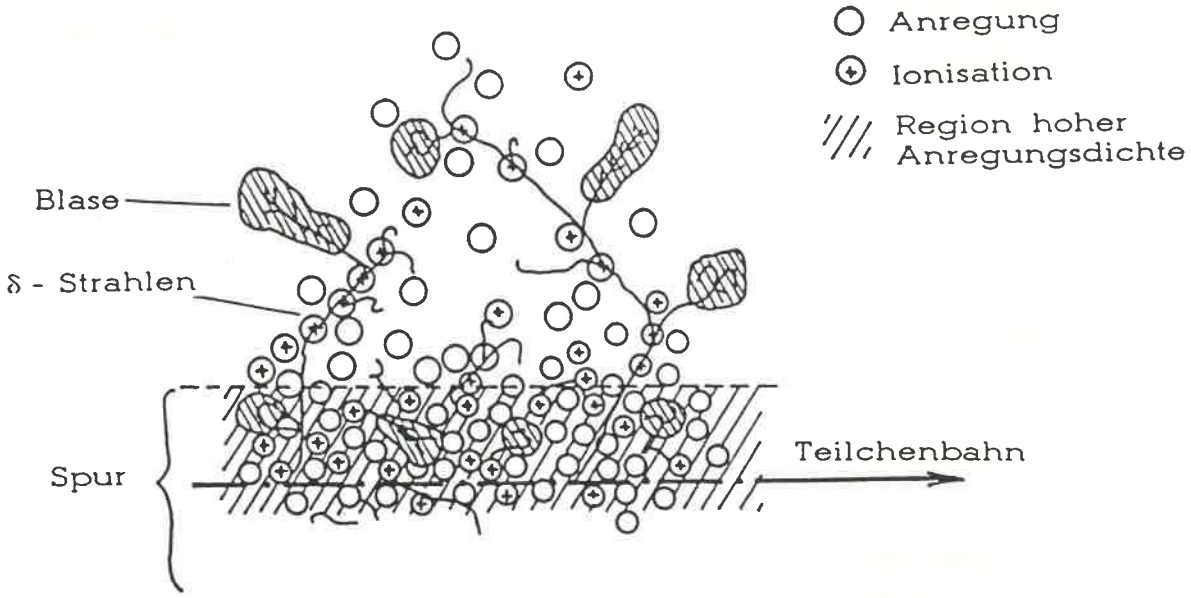


Abb. 2.1 : Schematische Sicht einer Teilchenpassage durch einen Szintillator. (Abb. nach [LAU68])

Sind die primären Teilchen Elektronen (β-Strahlung, e^- produziert durch γ-Strahlung), dann besteht auch die Zone hoher Anregungsdichte nur aus kleinen Blasen. Betrachtet man einen kleinen Ausschnitt der Teilchenbahn, so hängt die Verteilung der an den Szintillator abgegebenen Primärenergie von Ladung, Geschwindigkeit und spezifischem Energieverlust dE/dx des einfallenden Teilchens ab.

2.1.2 γ - Strahlung

Beim Durchgang von γ-Strahlung durch Materie gibt es drei hauptsächlich auftretende Wechselwirkungsmechanismen , deren individuelle Wahrscheinlichkeiten hauptsächlich von der Energie der γ-Quanten und der Kernladungszahl Z des Wechselwirkungsmediums abhängen. Eine allgemeine Einführung darüber findet sich bei [LEO87, DEB87].

1) Photoeffekt : Tritt in NE 213 bis maximal 100 keV γ-Energie in Erscheinung. Die gesamte Energie der γ-Quanten wird dabei an den Szintillator abgegeben und erscheint im Energiespektrum als Photopeak.

2) Comptoneffekt : Der in NE 213 vorherrschende Mechanismus, da das Szintillatormaterial zu 55 % aus Wasserstoff (Z = 1) und zu 45 % aus Kohlenstoff (Z = 6) besteht. Es wird ein vom Streuwinkel ϑ abhängiger Energieanteil detektiert, der bei $\vartheta = 180^{\circ}$ (Comptonkante) maximal wird. Die maximale Energie der Rückstoßelektronen E_{max} folgt aus der Reaktionskinematik.

$$E_{max} = 2E_\gamma^2 / (2E_\gamma + m_e c^2) \qquad (2.1)$$

E_γ ... γ-Energie m_e ... Elektronmasse
c ... Lichtgeschwindigkeit

3) Paarbildung : Bei Quantenenergien größer als 1022 keV tritt Paarbildung auf. Die Vernichtungsquanten der folgenden Elektron - Positron - Annihilation zeigen eine charakteristische Comptonkante bei 341 keV .

Beispiele für Energiespektren zur Illustration der erwähnten Effekte finden sich in Kapitel 4.2 .

2.1.3 Neutronen

Der für die experimentelle Myonphysik interessante Neutronenenergiebereich erstreckt sich von einigen keV bis über 14 MeV hinaus . Wegen ihrer fehlenden elektrischen Ladung ist die für derartige Neutronen maßgebliche Wechselwirkung die elastische Streuung an ionisierenden Teilchen, welche ihrerseits Anregung und Ionisation im Szintillatormaterial hervorrufen (siehe 2.1.1). Dabei kann ein Neutron der Energie E_n an einen Streukern der Massenzahl A maximal eine Energie

$$E_{max} = E_n \times 4A / (A + 1)^2 \qquad (2.2)$$

abgeben.

Da maximaler Energieübertrag bei Massenäquivalenz von Stoß- und Streuteilchen stattfindet, besitzt Wasserstoff (Protonen) die höchste Nachweiseffizienz. Verschiedene Kohlenwasserstoffverbindungen eignen sich daher gut als Detektormaterial für Neutronendetektoren.

Im bereits erwähnten Energiebereich ist die Neutron-Proton-Streuung noch näherungsweise "klassisch" als Stoß zwischen zwei Kugeln betrachtbar. Daraus resultiert für monoenergetische Neutronen ein Rückstoßprotonenspektrum mit konstanter Energieverteilung bis zur maximalen Neutronenergie [FOD71]. Nichtideale Energieauflösung des Detektors, Neutronenverluste an den Detektorgrenzen und Mehrfachstreuungen verschmieren dieses Spektrum .

Bei dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Szintillator treten aber außer n-p Streuung noch weitere relevante, das Spektrum beeinflussende Reaktionen auf.

		Schwellenenergie
i) Elastische Streuung an Kohlenstoffkernen.		
	$^{12}C(n,n)^{12}C$	0. MeV
ii) Reaktionen am Kohlenstoffkern. [UWA82]		
a)	$^{12}C(n,n'\gamma)^{12}C$	4.80 MeV
b)	$^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$	6.18 MeV
c)	$^{12}C(n,n')\,3\alpha$	8.29 MeV

2.2 Der Szintillationsprozeß in organischen Molekülen

2.2.1 Struktur der Moleküle

Lumineszenz, die Emission eines charakteristischen Lichtspektrums, ist eine Eigenschaft aromatischer Moleküle, deren Ursache in ihrer Elektronenstruktur liegt. Molekülbestandteile sind vorwiegend Kohlenstoff- und Wasserstoff-Atome. Die Elektronenstruktur des C-Atoms - im Grundzustand $1s^2\ 2s^2\ 2p^2$ - begründet die relevanten Eigenschaften. Durch verschiedene Hybridisierungen von 2s und 2p Orbitalen kommt Kohlenstoff in drei unterschiedlichen Valenzen (2-,3-,4-wertig) vor. In dem für organische Szintillatoren wichtigen Fall der trigonalen Bindung hybridisieren das $2p_x$ und $2p_y$ Orbital mit 2s Elektronen (sp^3 Hybrid) und bilden σ - Bindungen, wodurch die Moleküle eine planare, hexagonale Ringstruktur zeigen. (z.B. Benzol, Xylol) Die ungebundenen p_z Orbitale der C - Atome (π - Elektronen) bilden gemeinsam, symmetrisch zur Molekülebene ein ringförmiges π - Orbital, in dem die einzelnen Elektronen vollständig disloziert sind.

Der Zerfall angeregter Zustände der π - Elektronen ist Ursache für die Emission von Lumineszenzlicht aromatischer Moleküle, angeregte σ - Niveaus geben ihre Energie thermisch ab.

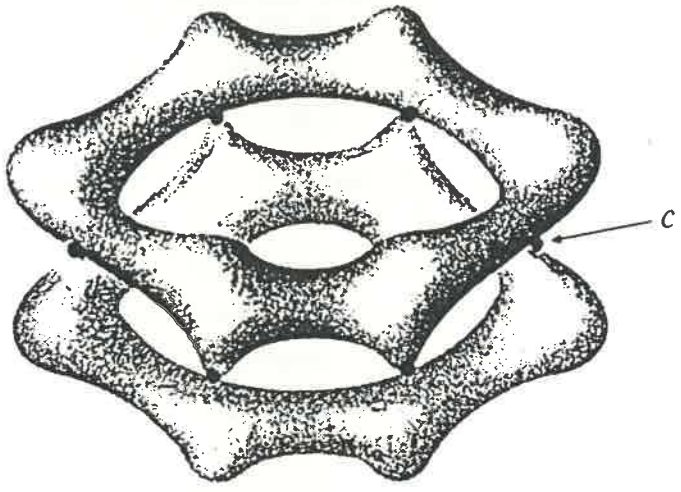
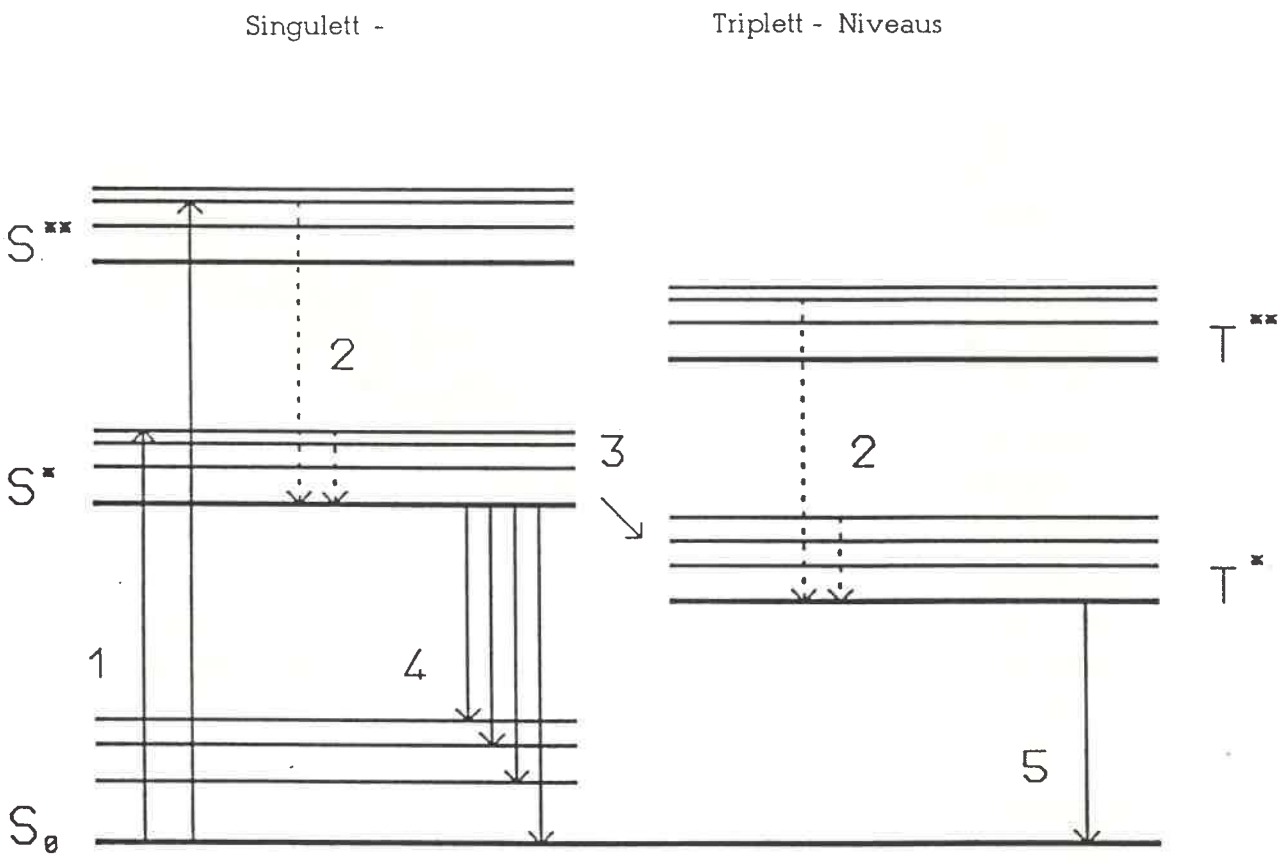


Abb. 2.2 : erstes molekulares π - Orbital in Benzol (schematisch) (nach [MOO76])

2.2.2 Energieniveaubild

Betrachtet man einen unitären Szintillator (ohne Beimengungen), so ist sein Grundzustand S_0 ein symmetrischer Singulettzustand, der zu höheren Niveaus angeregt werden kann (S^x, S^n). π - Elektronen Konfigurationen ermöglichen auch den tiefsten Triplettzustand T^x und Anregungen davon (T^n). Zu jedem dieser Energieniveaus existiert ein assoziiertes Band aus Vibrationssubniveaus.



1) Anregung
2) interne Konversion
3) Inter-System-Crossing
4) Fluoreszenz
5) Phosphoreszenz

Abb. 2.3 : Energieniveauschema für π-Elektronen

2.2.3 Entstehung der Komponenten des Szintillationslichtes

Das Schicksal höher angeregter Zustände ist von der Aktivierungsdichte ihrer Entstehungsregion abhängig. [LAU68]

a) In Regionen mit geringer Anregungsdichte führen intramolekulare Prozesse schnell durch interne Konversion strahlungslos zum tiefsten Singulett- oder Triplett-Niveau.

b) In Gebieten mit hoher Anregungsdichte kommt es auch zu Wechselwirkungen zwischen angeregten Zuständen.

z.B.:

i) $S^n + S^{n'} \rightarrow S_O + (I^+ + e^-)$

ii) $S^n \xrightarrow{E} I^+ + e^-$

(I^+ Ionen, e^- Elektronen, E elektromagn. Wechselwirkung mit Nachbarionen)

Das S^x Niveau wird durch direkte Anregung oder durch Zerfall von S^n Niveaus bevölkert und zerfällt selbst exponentiell mit der Lebenszeit τ_S= 1-30 ns und der Effizienz des Photofluoreszenzprozesses unter Emission von Szintillationslicht (prompte Komponente). Da der Zerfall von S^x meist in Vibrationssubniveaus von S_O stattfindet, ist der Szintillator hochtransparent für sein eigenes Szintillationslicht, das größtenteils bei Wellenlängen größer als die Singlettabsorptionsschwelle $S_O \rightarrow S^x$ liegt.

Der Triplettzustand wird hauptsächlich durch Elektron-Ionen-Rekombination bevölkert, wobei er im Verhältnis der Multiplizitäten der Spinzustände (3:1) dem Singulettzustand bevorzugt wird. Da der Übergang $T^x \rightarrow S_O$ verboten ist, liefert diese " Phosphoreszenz " keinen signifikanten Beitrag zum Emissionsspektrum.

Das T^x Niveau zerfällt jedoch durch Triplettannihilation $T^x + T^x \rightarrow S^x + S_O + E_{therm.}$. Dies ist ein bimolekularer Prozeß und deshalb von der ursprünglichen Ionisierungsdichte und der Diffussionsgeschwindigkeit der angeregten Zustände im Szintillator abhängig. Das beim folgenden $S \rightarrow S_O$ Übergang emittierte Licht zeigt auf Grund dieses Populationsprozesses des S^x Niveaus eine Lebensdauer $\tau_1 > 200$ ns . (verzögerte Komponente des Szintillationslichtes)

Bei höherer Ionisierungsdichte kommt es also zu verstärkter Rekombination, dadurch zu zahlreicherer Bildung und höheren Dichten von Triplett-

zuständen und zu wahrscheinlicherem Zerfall durch Triplett-Triplett-Annihilation, wodurch eine größere Intensität der verzögerten Komponente hervorgerufen wird.

Ebenso ist zu beachten, daß in Gebieten höherer Anregung eine größere Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Energieabgabe durch " Quench-Prozesse " (thermische Energieumwandlung) besteht. Als Folge davon liefern bei gleicher Primärenergie Elektronen einen größeren Lichtpuls als Protonen. Da die Ionisationsdichte durch Rekombinationsprozesse schnell abnimmt, wirkt der " Quench-Prozeß " nur auf die prompte Komponente und ist für die verzögerte Komponente, welche als Folge eine größere relative Intensität zeigt, nicht mehr relevant.

Aus den erwähnten Effekten ergibt sich folgendes Bild:

Die maßgebliche Wechselwirkung von Neutronen im Szintillator ist elastische Streuung an Protonen, welche eine Spur hoher Ionisationsdichte hervorrufen. Die oben erwähnten Prozesse begünstigen die Besetzung metastabiler Triplettniveaus der Szintillatormoleküle, deren Zerfall die verzögerte Szintillationskomponente verursacht.

Die vorherrschende Wechselwirkung von γ-Quanten erfolgt mit Elektronen, die nur wenige Ionen erzeugen und deren verzögerte Szintillationskomponente dadurch sehr viel kleiner als bei Protonen ist.

Das Integral über die relativen Intensitäten der prompten und der verzögerten Komponente hängt deshalb vom spezifischen Energieverlust dE/dx des Primärteilchens ab. Dies bildet die Grundlage für die Methode der Pulsform-Diskriminierung (Pulse-Shape-Discrimination / PSD), die von Brooks [BRO59] eingeführt wurde.

Eine Beschreibung des gesamten Szintillatorlichtpulses gelingt mit Gleichung 2.3.

$$N = \sum_{i=1}^{n} A_i \times \exp(-t/\tau_i) \qquad (2.3)$$

t . . . Zeit
N . . . in t emittierte Photonen
τ_i . . . Lebensdauer der i-ten Komponente
A_i . . . Normierungsfaktor
n . . . Anzahl der Zerfallskomponenten

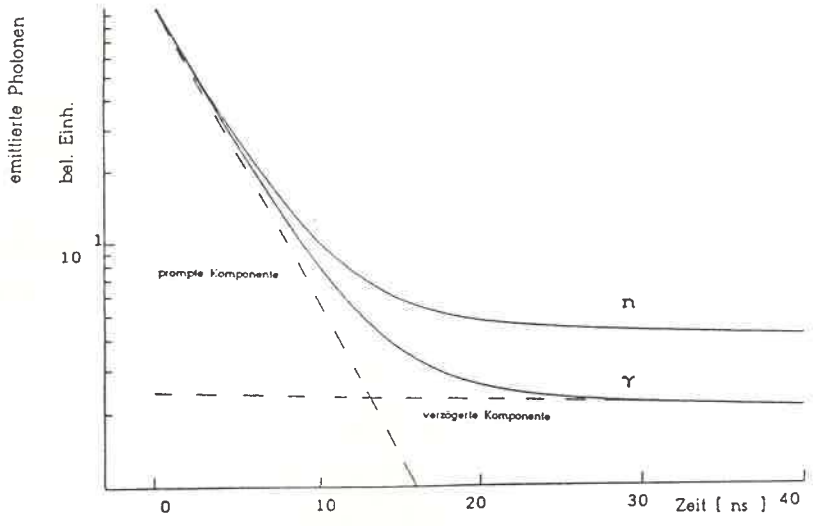


Abb. 2.4: Simulation eines Lichtpulses mit 2 Komponenten
τ_s = 3.5 ns , τ_l = 250 ns

Um die Detektionseigenschaften zu verbessern - das Emissionsspektrum des Szintillators soll der spektralen Sensitivität der Photokathode des Photomultipliers angepaßt werden, um die Fluoreszenzquantenausbeute zu erhöhen - kann dem Szintillator noch eine zweite Komponente (wavelength-shifter, binäres System) in kleinen Mengen beigemischt werden. Um den Energietransfer zwischen diesen Szintillatorkomponenten zu verbessern, fügt man noch eine dritte Komponente hinzu (ternäres System). Das Szintillationslicht wird bei solchen Systemen von der zweiten Komponente emittiert, wobei deren Anregung durch effizienten Energietransfer von der Primärkomponente erfolgt. [BIR64]

2.3 NE 213

Der speziell zur Neutron-Gamma-Diskriminierung entwickelte Flüssigszintillator NE 213 (Nuclear Enterprises 213) besteht aus Xylol als Lösungsmittel, Naphtalin als Primärkomponente, Aktivatoren und " spectrum-shifter ". [NEB79] Seine charakteristischen Eigenschaften sind in Anhang 1 angeführt. Sauerstoffverunreinigungen würden sein PSD-Verhalten stark beeinträchtigen, weshalb jede Szintillatorzelle vor dem Versiegeln mit Stickstoff gespült wird. In Lit. [CHA77] wird von einer Temperaturunabhängigkeit der Diskriminierungseigenschaften von NE 213 berichtet , nach [WEI73] soll eine Temperaturkonstanz von +/- 1° Celsius sichergestellt werden. Während der beschriebenen Messungen wurde mittels Klimaanlage die Raumtemperatur konstant gehalten.

3 Experimenteller Aufbau

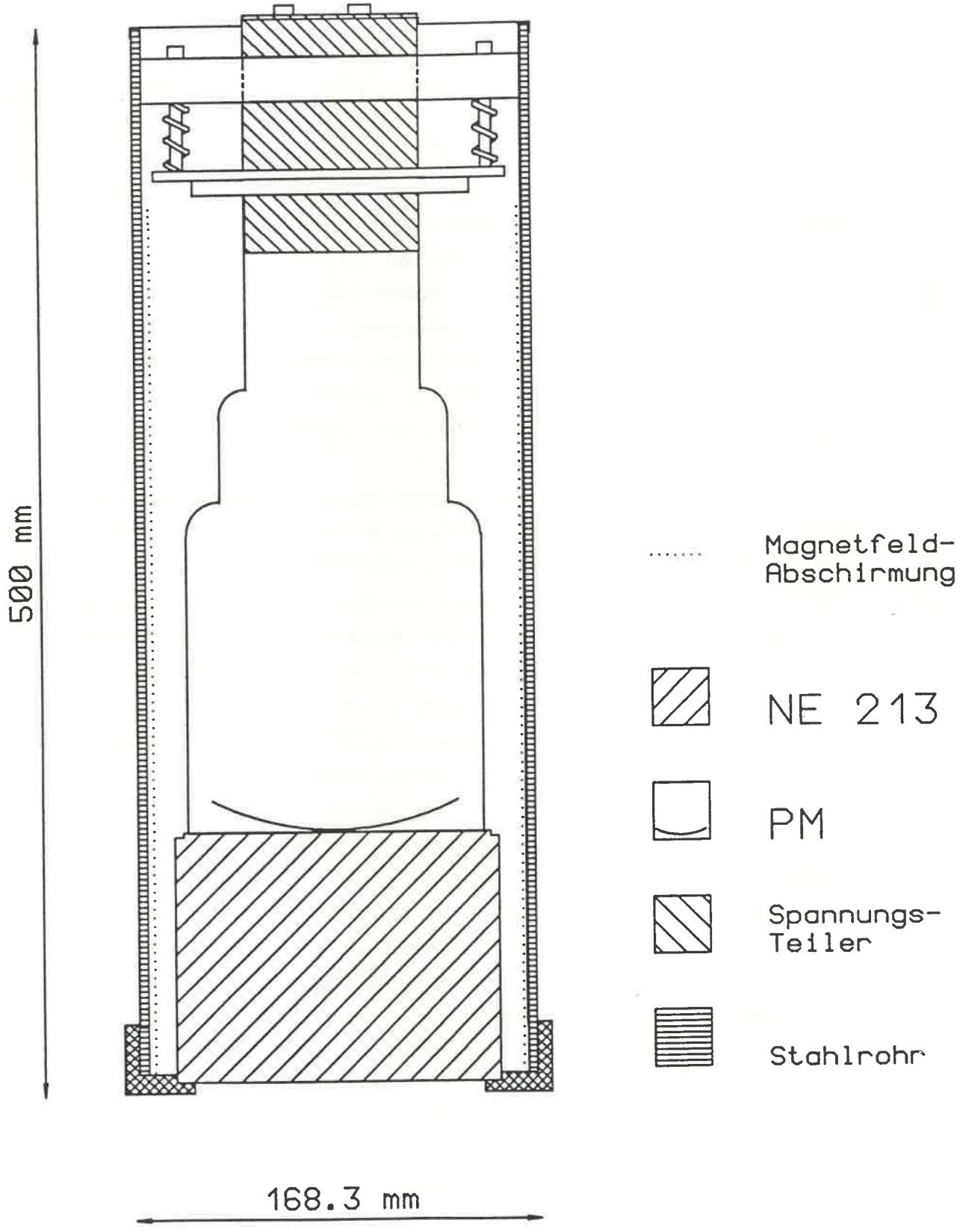
3.1 Detektormechanik

Eine Zielsetzung dieser Arbeit ist der Vergleich zweier Photomultiplier verschiedener Erzeugerfirmen - XP 2041 von Philips und RA 1250 von Hamamatsu (Anhang 2,3) - bezüglich ihrer Pulsformdiskriminierungseigenschaften mit zwei verschieden großen (Φ=125 mm , d = 50, 100 mm) NE 213 Flüssigszintillatorzellen. Wegen ihrer Größenunterschiede, sowohl Photomultiplier (PM), Spannungsteiler, als auch Szintillatorzellen haben unterschiedliche Maße, mußte ein speziell passendes Detektorgehäuse konstruiert werden, wobei das Design bereits früher eingesetzter Plastikszintillator-Gehäuse [ACK88, CAS90] weiterentwickelt wurde. Konstruktionsrichtlinien waren auch Gewichtsminimierung, wodurch Aluminium als Werkstoff begünstigt wurde, und Herstellungskosten, da für zukünftige Experimente ein Detektorarray mit etwa 20 Detektoren gleicher Bauart geplant ist.

Die Grundstabilität des Detektors wird durch ein Spezial-Stahlrohr (4301 Cr-Ni Stahl) erzielt. Sämtliche weitere Bauteile sind aus Aluminium gefertigt. Die Anpassung an die verschiedenen PM-Größen erfolgt durch einen verschiebbaren, am Spannungsteiler angebrachten Klemmring. Durch einstellbaren Anpressdruck gefederter Zylinderschrauben wird der Photomultiplier zentral am Szintillatorfenster fixiert. Da dies ohne dazwischen angebrachten Lichtleiter möglich ist, wird ein oft störendes Attenuations- und Streumedium im Lichtweg vermieden. [FUC91, NET81] Ein optisches Spezialfett (Dow Corning Q2-3067), dessen Brechungsindex (η = 1.46 [PSI12]) gleich dem des im PM und Szintillatorfenster verwendeten Glases ist , optimiert die Lichttransmission. (exp. Untersuchung siehe Tabelle 10 u. 11, Kap. 6.5)

Als Abschirmung gegen externe magnetische Felder wurden an der Innenseite des Stahlrohres Co-Netic Abschirmfolien (Anhang 6) 3 lagig (0.75 mm Dicke) aufgeklebt . Es ist zu beachten, daß die Feldabschirmung einen Kathodendurchmesser (mindestens 6 cm für 5" Photomultiplier [LAD89]) nach vorne über die Photokathode hinausragt und im optimalen Fall den Spannungsteiler noch überdeckt. (Wegen der geringen Anzahl der Elektronen im Frontbereich ist die Magnetfeldstörung im Bereich Photokathode - 1.Dynode am größten. [RCA80]) Durch die Abschirmung wird die Defokusierung der Photoelektronen und damit die Signalverschmierung stark reduziert.

Abb. 3.1 : Schematische Darstellung eines Detektors mit Hamamatsu Photomultiplier und 10 cm dicker Szintillatorzelle.



3.2 PSD - Messung

3.2.1 Meßaufbau

Um die Eigenschaften der verschiedenen Detektoren messen zu können, wird folgende Meßanordnung aufgebaut.

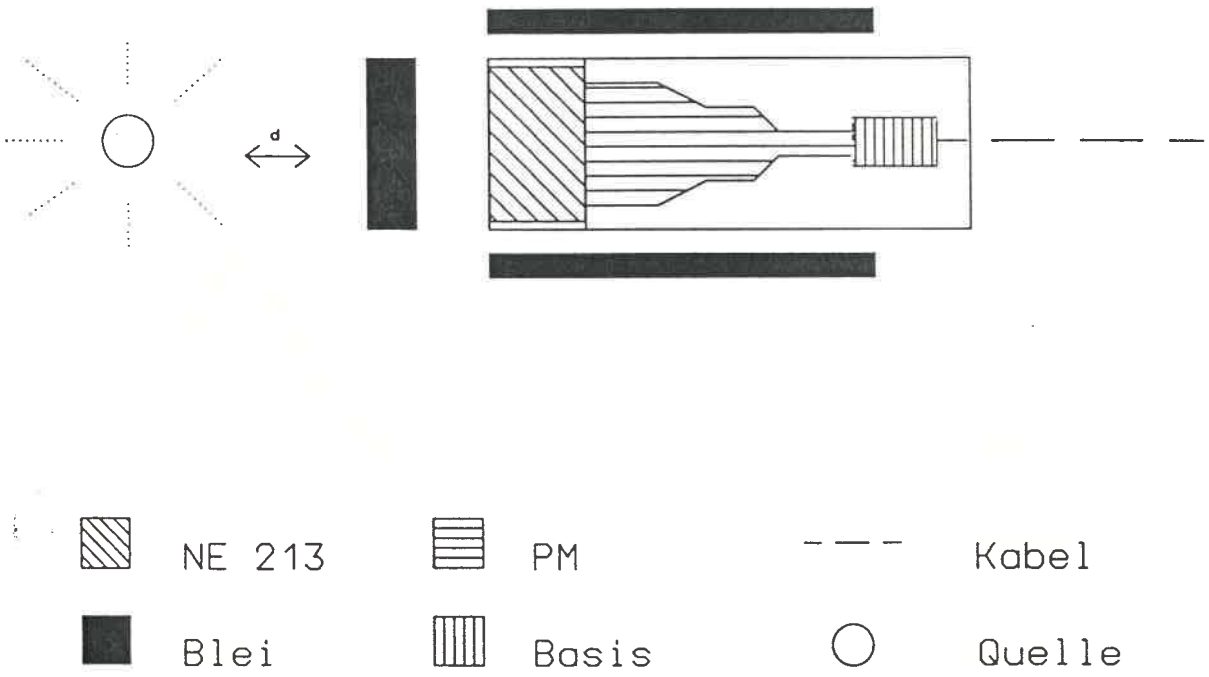


Abb. 3.2. PSD-Meßanordnung

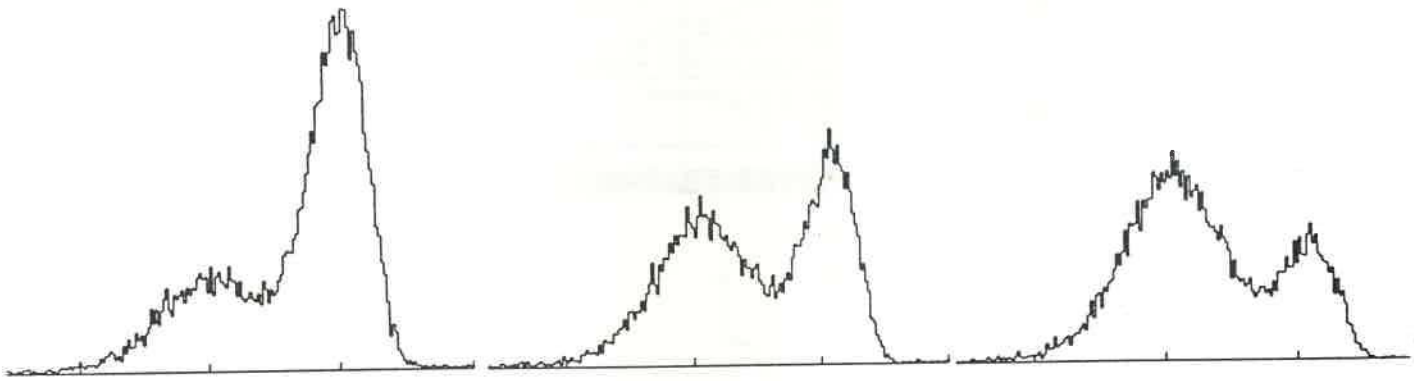
Durch die rund um den Szintillator angebrachte, mindestens 5 cm dicke Bleiabschirmung werden Hintergrundereignisse maßgeblich reduziert. Es kommen mehrere Varianten des Aufbaus zum Einsatz.

i) Energieeichung mit γ-Präparat : kein Absorber zwischen Quelle und Detektor.

ii) Messung der " Americiumauflösung " : kein Absorber oder Aluminiumplatten zwischen Quelle und Detektor.

iii) Messung des Detektorverhaltens bei verschiedenen Zählraten: variable Distanz d der γ-Präparate ohne Absorber.

iv) PSD-Messung : Da die ^{252}Cf Quelle viel mehr γ- Quanten als Neutronen (n) emittiert (Anhang 5), muß ein Bleiziegel als Photonenabsorber zwischen Quelle und Detektor die γ-Zählrate stark reduzieren, damit diese den Detektor nicht blockiert. Das zur Bestimmung der PSD Eigenschaften ideale Verhältnis der Zählraten $\gamma/n = 1:1$ wird durch Variation der Absorberdicke näherungsweise erlangt.



d = 0 cm 5 cm 10 cm

Abbildung 3.3 zeigt einen niederenergetischen Schnitt durch ein Pulse-Shape-Diagramm (siehe Kap. 6.2) bei Absorberdicken d= 0, 5, 10 cm . Der rechte Peak ist jeweils den γ-Quanten, der linke den Neutronen zuzuordnen. Zur Messung der Detektoreigenschaften wurde d = 5 cm gewählt.

3.2.2 Pulsform-Diskriminierung

Die im Kapitel 2 behandelten physikalischen Prozesse bilden die Grundlage für die Methode der Pulsformdiskriminierung. Eine Beschreibung der differentiellen Methode findet sich in Lit. [ALE61] , das als integrale Methode bezeichnete Verfahren wird am Beispiel des verwendeten Diskriminators diskutiert.

Als Grundlage für die elektronische Pulsformdiskriminierung dienen im Modell 5010 von Link Systems [LIN77] zwei " linear gated integrators ".

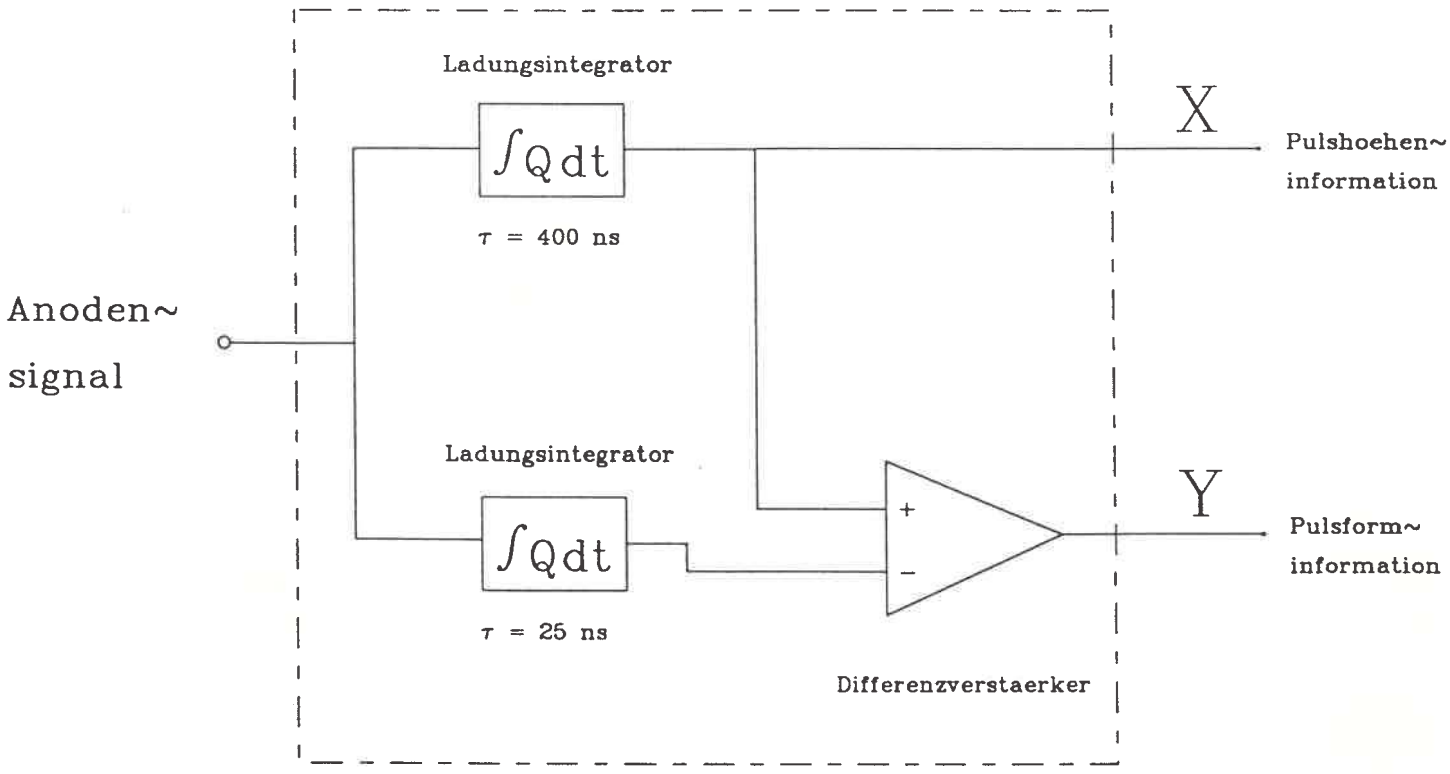


Abb. 3.4 : Schematische Darstellung der Signalverarbeitung im Pulsformdiskriminator

Diese integrieren den Anodenstrom des Photomultipliers in den für NE 213 speziell angepaßten Integrationszeiten t_1 = 0-25 ns und t_2 = 0-400 ns. Ist Q_1 die in t_1 und ($Q_1 + Q_2$) die in t_2 gesammelte Ladung , so ist mittels " Rotate " - Potentiometers ein Gewicht K_1 so wählbar, daß gilt:

i) für γ-Strahlung $K_1 Q_1 > K_2 (Q_1 + Q_2)$

ii) für Neutronen $K_1 Q_1 < K_2 (Q_1 + Q_2)$

K_2 ist ein konstant eingestelltes Gewicht. Das Signal am Y-Ausgang variiert nun von einer negativen Basisspannung U_O ausgehend für i) zu Werte $U_i > U_O$ und für ii) zu $U_{ii} < U_O$. Am INT-Ausgang erhält man ein zur Pulshöhe proportionales, negatives Signal.

Mit " Separation " kann für die Ausgänge g, n und n+g die Unterscheidungsschwelle definiert werden, die n (Neutronen) oder g (γ-Quanten) indiziert. Der Timing-Ausgang liefert die primär eintreffende Pulsrate ohne Schwellenverluste (CFT-Rate).

Eine minimale Verarbeitungszeit dieser Einheit von 1.5 µs beschränkt die maximal detektierbare Signalrate.

3.2.3 Meßelektronik

Um die Information des analogen Detektorsignals verwerten zu können, muß dieses auf eine für den verwendeten On-Line Computer lesbare Form umgewandelt werden.

Das Anodensignal des Photomultipliers wird direkt in den Pulse-Shape-Diskriminator Link 5010 [LIN77] geleitet, der alle zur Weiterverarbeitung nötigen Signale liefert, welche die Information über Pulshöhe und Pulsform beinhalten. Da die verwendeten "Laben"-ADC's nur positive Signale verarbeiten können, wird das Pulshöhensignal mit einem Ortec 450 Verstärker invertiert; dem bipolaren Pulsformsignal addiert man mittels " linear Adder " einen konstanten Gleichspannungswert. Die maximale Signalhöhe darf dabei die vom ADC akzeptierten +8 Volt nicht übersteigen, wodurch sich Dynamik-Bereich und Auflösung umgekehrt proportional einschränken. Das digitale ADC-Signal wird über CAMAC ADC-Coupler, Starburst, System-Crate Interface und Ethernet an die On-Line Microvax zur Aufzeichnung weitergeleitet.

Der " timing-output " des Diskriminators wird zum Setzen mehrerer Steuersignale benötigt.

i) ADC 1,2 Gate + Sampling : Der 350 ns lange Gate-Puls muß die abfallende Flanke des vom ADC abgegebenen RTP-Pulses (Rise-Time-Protection) überlagern, um eine korrekte Signalaufzeichnung zu gewährleisten. Der 200 ns lange Sampling-Puls wählt einen Bereich konstanter Amplitude des Eingangssignals. Diese Signalhöhe dient als Maß für die Digitalisierung. Dadurch werden Inhomogenitäten in der Amplitude zu Signalbeginn und Signalende, die zu einer Fehlaufzeichnung führen würden, abgeschnitten.

ii) Aktivierungspuls für Starbursteinheit : Da die Verarbeitung des Anodensignals in den NIM-Modulen einige Zeit benötigt, muß das Startsignal für die On-Line Aufzeichnung um diese Verarbeitungszeit verzögert sein.

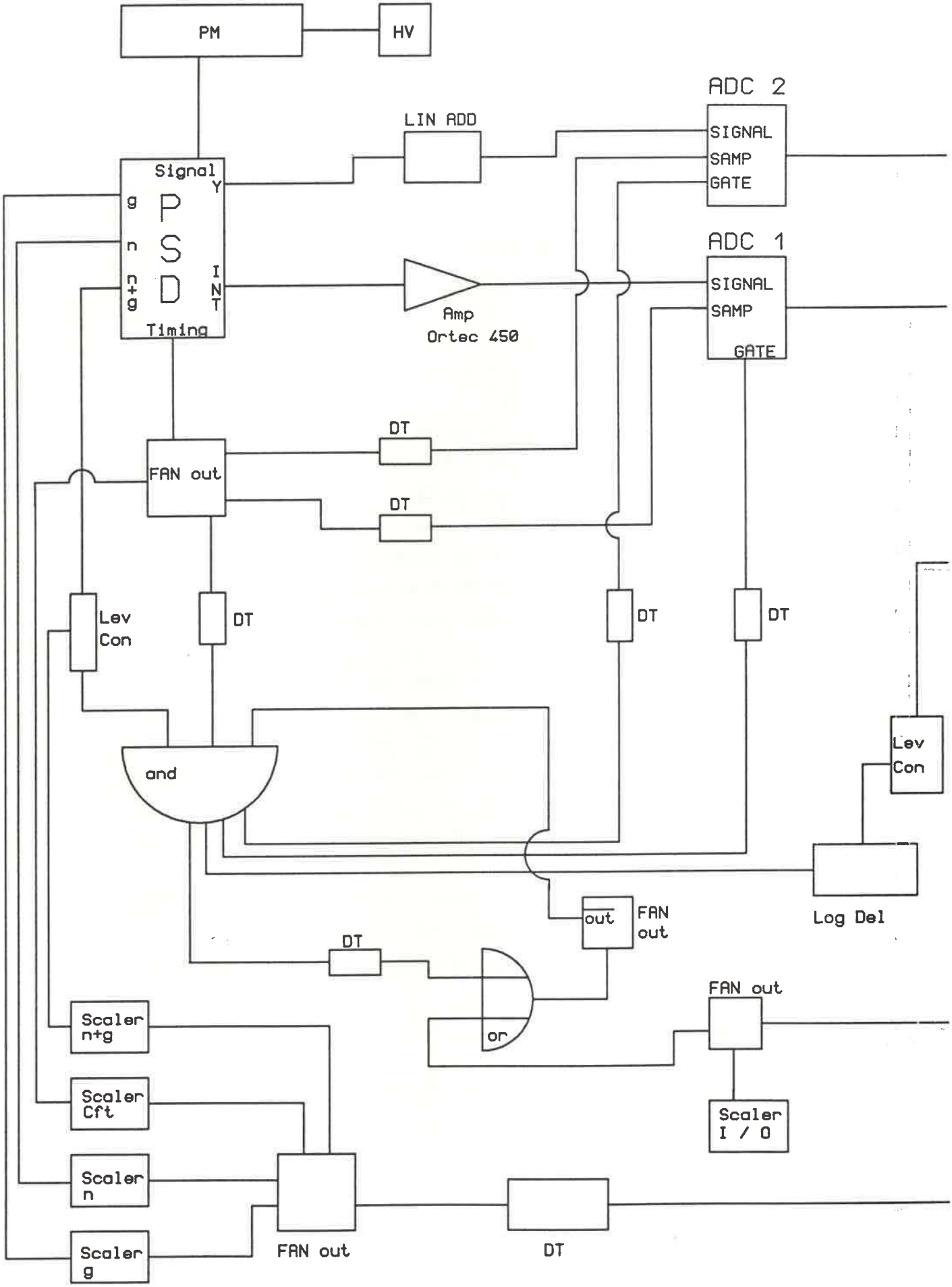
iii) Inhibit - Signale : Da der Computer jeweils nur ein Signal verarbeiten kann, muß durch eine On-Line Blockierung verhindert werden, daß ein zweites Signal die ADCs oder den Computer erreicht.

Ein verzögerter " timing - Puls " definiert das ADC Koinzidenz-Fenster für die Signaldigitalisierung. Eine Antikoinzidenz von verzögertem " timing-Puls " und " Computer-busy " (Der Computer schickt während der Datenverarbeitung ein logisches Signal aus der I/O Einheit.) garantiert für die Öffnung des ADC - Zeitfensters erst nach vollständiger Aufzeichnung des vorhergehenden Detektorsignals und neuerlicher Verarbeitungsfähigkeit des Systems.

Digitalzähler dienen an mehreren Stellen zur Überprüfung der Pulsraten.

Als Software für das Data-Acquisition-Program wurde das am Paul Scherrer Institut standardmäßig vorhandene System " Tandem " verwendet.

Abbildung 3.5 zeigt ein Schaltbild der zur PSD-Messung benötigten Elektronik.


PM
HV
ADC 2
LIN ADD
SIGNAL
SAMP
GATE
Signal
Y
g
n
n+g
P
S
D
INT
Timing
ADC 1
SIGNAL
SAMP
GATE
Amp
Ortec 450
DT
FAN out
DT
Lev
Con
DT
DT
DT
Lev
Con
and
out
FAN
out
Log Del
DT
or
FAN out
Scaler
n+g
Scaler
Cft
Scaler
n
Scaler
g
FAN out
Scaler
I / O
DT

N I M

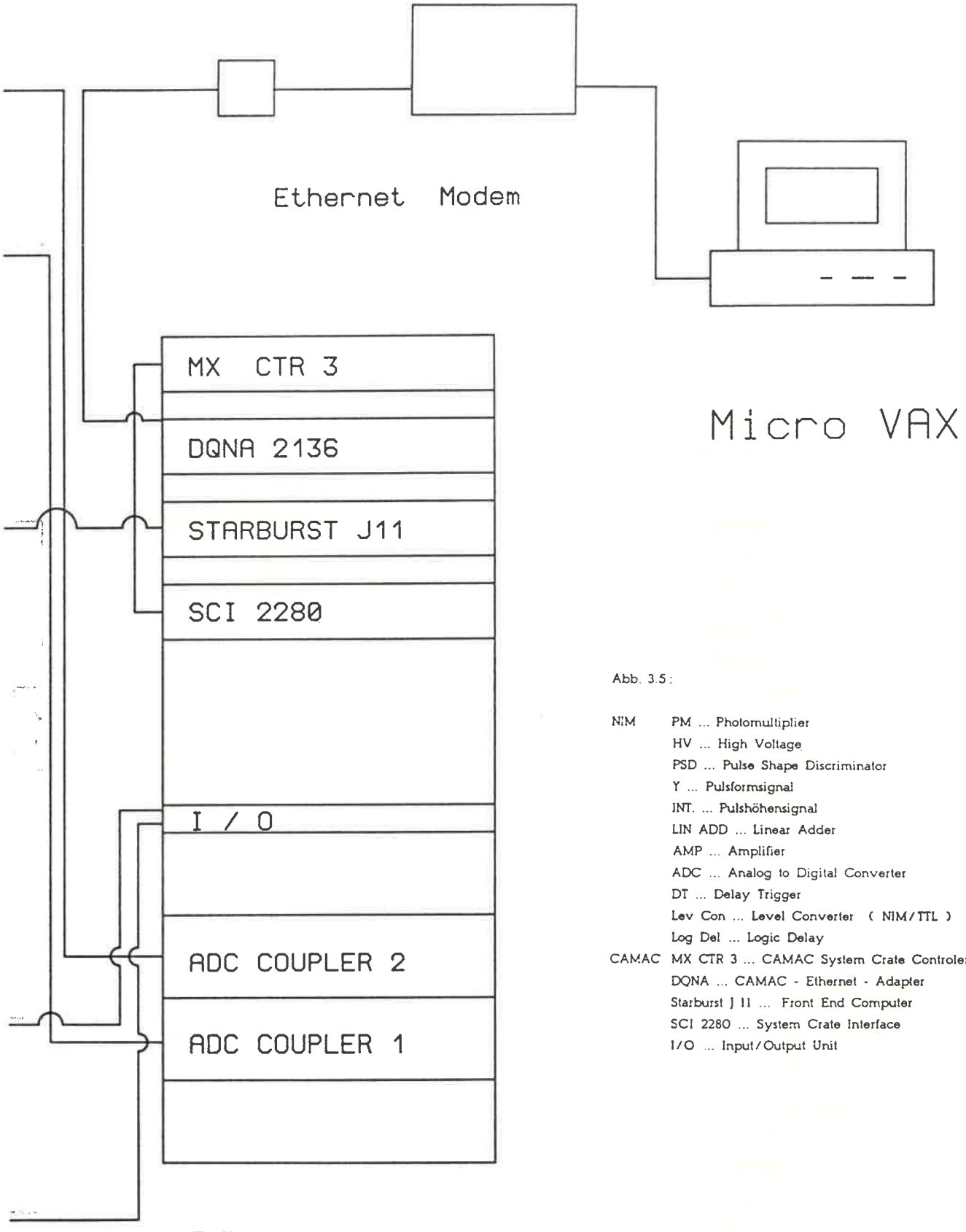


Abb. 3.5 :

NIM PM ... Photomultiplier
HV ... High Voltage
PSD ... Pulse Shape Discriminator
Y ... Pulsformsignal
INT. ... Pulshöhensignal
LIN ADD ... Linear Adder
AMP ... Amplifier
ADC ... Analog to Digital Converter
DT ... Delay Trigger
Lev Con ... Level Converter (NIM/TTL)
Log Del ... Logic Delay

CAMAC MX CTR 3 ... CAMAC System Crate Controler
DQNA ... CAMAC - Ethernet - Adapter
Starburst J 11 ... Front End Computer
SCI 2280 ... System Crate Interface
I/O ... Input/Output Unit

3.3 Messung der Zeitauflösung

3.3.1 Grundlagen

Eine zu einem fixen Zeitpunkt t im Detektor eintreffende Strahlung generiert ein Signal, dessen Anstieg jedoch um einen Wert Δt um t streut. Die Halbwertsbreite der Streuverteilung dient als Definition der Zeitauflösung. Beim idealen δ-Signal, wäre Δt unterhalb der Meßgenauigkeit, mehrere Stufen des Signalweges verschlechtern jedoch das ideale Zeitverhalten.

i) Die Absorption und Energieverteilung der Primärstrahlung im Szintillator ist ein statistischer Prozeß. [BIR64]

ii) Der Transit der emittierten Photonen zur Photokathode ist abhängig vom Entstehungsort des Photons [PAW82] . Eine TiO_2 - Beschichtung der Innenseite der Szintillatorzellen verringert durch diffuse Reflexion diesen Effekt.

iii) Sowohl Absorption der Photonen an der Kathode, als auch die Emission von Photoelektronen und ihre Sammlung und Verstärkung an den einzelnen Dynoden sind statistische Prozesse. Da an der Photokathode maximal 30 % der Photonen eine Elektronenemission bewirken (30 % "Quantum efficiency " [HAM88, PHI87]), liefern Wegzeitstreuungen der wenigen Primärelektronen den größten Teil der Pulsverschmierung. [RCA80]

iv) Die Signalleitung in Kabeln und die signalverarbeitende Elektronik sorgen ebenfalls für einen kleinen Beitrag zur Signalbreite. [WEI70]

3.3.2 Meßaufbau

Bei der Messung der Zeitauflösung der Detektoren wird die spezielle Zerfallseigenschaft des ^{60}Co - Isotopes, die Emission von zwei 180 Grad winkelkorrelierten γ-Quanten ausgenutzt. Als Startsignal, dessen Zeitauflösung im Vergleich zum Meßdetektor vernachlässigbar ist, wird das Anodensignal eines 3 mm dünnen Plastikszintillators (Aktivfläche 200 x 150 mm) , der mit einem Philips XP 2020 Photomultiplier auf CERN-Base montiert ist, verwendet. Die ^{60}Co Quelle wird in die Mitte der beiden Detektoren plaziert. Die Signale beider Detektoren müßten nun koinzidieren, oder eines der beiden ist um eine bekannte, zusätzlich angebrachte Verzögerung verspätet.

3.3.3 Meßelektronik

Die Verwendung eines " Constant Fraction Discriminator " (CFD) garantiert ein gutes " timing "- Signal von beiden Detektoren . Die dabei gesetzte Pulshöhenminimalschwelle unterdrückt niederenergetisches Störrauschen. Während das Startsignal direkt den TAC (" Time to Analog Converter " , Canberra Model 1443 [CAN80]) startet, durchläuft Signal 2 eine Schaltung mit variabel einstellbarer Verzögerung (Delay 1,2), ehe es als " Stop" eintrifft. Im TAC wird nun die Zeitdifferenz der beiden Signale in ein Analogsignal konvertiert. Das TAC-Signal gelangt über ADC und ADC-Coupler direkt in die ON-LINE Aufzeichnung. Ebenso triggert es bei einem als "gut" erkannten, also innerhalb der Koinzidenzbreite liegendem Ereignisses, den Aufzeichnungsstart der Starburst-Einheit und das Gate-Signal des ADCs . Das ADC- Sampling wird vom CFD Signal getriggert.

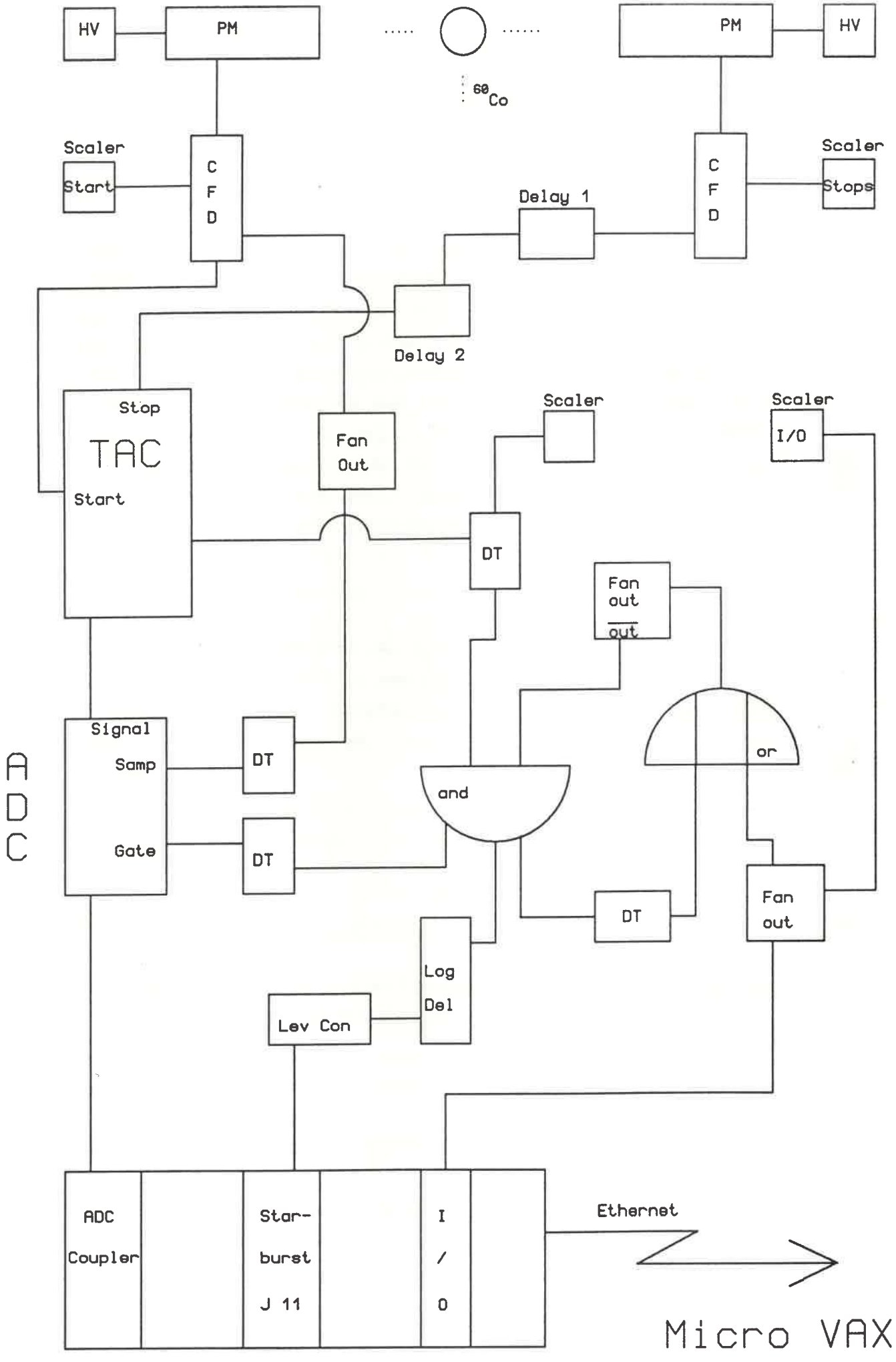
Abbildung 3.6 (nächste Seite) zeigt das Schaltbild der verwendeten Einheiten. Die Abkürzungen sind im Index zu Abb. 3.5 erklärt. Auf die Darstellung der zur Übertragung zum Computer notwendigen CAMAC-Einheiten wurden aus Übersichtsgründen (sie sind bereits in Abb. 3.5 erklärt) verzichtet.

3.4 Photomultiplier

In Tabelle 1 sind die in verschiedenen Detektoranordnungen an entweder 5 cm oder 10 cm dicken Szintillatoren angebrachten Photomultiplier angeführt.

Tabelle 1 :

Type	Nummer	Type	Nummer
Hamamatsu	RA 1379	Philips	9673
R 1250	RA 1561	XP 2041	10173
			N 1


HV
PM
PM
HV
60Co
Scaler
Start
C
F
D
C
F
D
Scaler
Stops
Delay 1
Delay 2
Stop
TAC
Start
Fan
Out
Scaler
Scaler
I/O
DT
Fan
out
out
Signal
Samp
Gate
DT
DT
and
or
DT
Fan
out
Log
Del
Lev Con
ADC
ADC
Coupler
Star-
burst
J 11
I
/
O
Ethernet
Micro VAX

4 Kalibrierung der Detektoren

4.1 Primäreinstellungen

Um einen Vergleich der Eigenschaften verschiedener Detektoren durchführen zu können, müssen bei der γ-Kalibrierung insbesonders zwei Punkte beachtet werden.

1) Der Dynamikbereich der Signalamplitude muß zwischen den verschiedenen Detektoren angepaßt sein, um unterschiedliche Energieauflösungen durch ungleichen Energiebereich pro Kanal zu vermeiden.

2) Jede einzelne Detektoranordnung muß exakt kalibriert werden, da sowohl das Pulse-Shape-Verhalten als auch die γ-Auflösung stark energieabhängig sind.

Einstellung der Versorgungsspannung der Photomultiplier:

Ausgehend von den in [PHI87] und [HAM88] empfohlenen Spannungswerten dient Punkt 1 als Einstellkriterium. Die Abstimmung des Dynamikbereiches erfolgt durch Vergleich der maximalen Signalamplituden verschiedener γ-Präparate direkt am Oszilloskop und ihre gegenseitige Anpassung durch Variation der Versorgungsspannung der Photomultiplier . Als Fixpunkt sollte dabei die von ^{241}Am maximal erzeugte Signalhöhe (Amplitude des "Photopeaks") sehr gut vom Untergrundrauschen abgehoben sein. Für die verwendeten Eichpräparate (genaue Daten siehe Anhang 4) wurden als Richtwerte folgende Maximalamplituden der Anodensignale festgelegt.

Tabelle 2:

^{241}Am	200 mV
^{137}Cs	1.6 V
^{54}Mn	2.0 V
^{22}Na	3.2 V

Die Arbeitsspannung der eingesetzten Photomultiplier lag dadurch im Bereich 1750 V bis 2170 V.

Die obere Begrenzung des Dynamikbereiches erfolgt durch die maximale Eingangsamplitude des ADCs (+8 V), die vom Pulshöhenausgang des LINK-Diskriminators nicht überschritten werden darf. Mittels obiger Werte ergab sich dadurch eine Begrenzung der aufgezeichneten Amplitude des Anodensignals bei ungefähr 2.1 V . (Dies entspricht etwa 900 keV Elektronäquivalentenergie. / In diesem Dynamikbereich (Nr.1) liegt z.B. das gesamte Spektrum der d-d Fusionsneutronen)

4.2 Energiekalibrierung

Wegen der Linearität der Elektronlichtausbeute kann die Pulshöhe des Anodensignals in Elektronenergie angegeben werden.

Es wurden von verschiedenen γ-Quellen Pulshöhenspektren aufgezeichnet, wobei der Photopeak von ^{241}Am bei 59.5 keV einen Fixpunkt definiert . Alle höherenergetischen Quellen zeigen nur eine Comptonverteilung, deren Kante durch endliche Energieauflösung des Detektors und Mehrfachstreuungen in dessen aktiven Volumen verschmiert ist. Beide Effekte sind stark von Detektorgröße und Photonenenergie abhängig. Die Energie der Halbhöhe der Comptonkante entspricht deshalb nicht mehr der genauen, aus der Kinematik folgenden maximalen Rückstoßenergie der Elektronen, sondern ist zu höheren Energien verschoben.

Tabelle 3 zeigt die nach Gleichung 2.1 berechneten Comptonenergien der verwendeten Präparate.

Tabelle 3:

Quelle	γ-Energie	Compton-Energie
^{241}Am	59.5 keV	11.4 keV
^{22}Na	511. keV	340.6 keV
^{137}Cs	661.6 keV	477.3 keV
^{54}Mn	834.9 keV	639.4 keV

Zur Bestimmung der exakten Halbhöhenenergie mußte daher jede Detektoranordnung mittels entsprechendem Monte-Carlo-Programmes simuliert werden. Dazu wurde das bereits in früheren Experimenten zur Simulation von Gammaspektren bewährte Programm "GED" [CAR87] verwendet. Wie Abbildung 4.1 zeigt ist die Simulation nur für den Bereich der Comptonkante und des Photopeaks (^{241}Am) sinnvoll . Im Bereich

kleiner Streuwinkel treten Abweichungen zwischen simulierten und experimentellen Spektren auf.

Bei der Simulation wird das berechnete Pulshöhenspektrum nach [DIE82] mit der Auflösungsfunktion (nach Verbinski [VER68])

$$\frac{\Delta L}{L} = \left(\alpha^2 + \frac{\beta^2}{L} + \frac{\gamma_2^2}{L}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (4.1)$$

gefaltet.

L ... " light output function " proportional zur Elektronenergie E_e
$L = c(E_e - E_o)$ c ... Kalibrierungskonstante $[MeV]^{-1}$
E_o = 0.005 MeV Offsetenergie wegen Quenchingeffekte bei NE 213

ΔL ... Halbwertsbreite von L

α ... Beitrag durch ortsabhängige Lichttransmission zur Photokathode

β ... Beitrag durch Statistik der Lichtproduktion, Attenuation, Photon-Elektron-Konversion und Elektronverstärkung

γ .. Beitrag durch statistisches Rauschen (Dunkelstrom etc.)

Für die in dieser Arbeit verwendeten Anordnungen von verschiedenen Photomultipliern und Szintillatoren (insgesamt 11) ergaben die Simulationsrechnungen die in Tabelle 4 angegebenen Werte.

Tabelle 4:

PM	Szintillatordicke	α [%]	β [%]	γ [%]
(beste Energieauflösung)				
H 1379	5 cm	0.012	0.08	0.002
(größere Verschmierung im Pulshöhenspektrum)				
P 9673	5 cm	0.012	0.1	0.002
N 1	10 cm	0.1	0.09	0.002
P 10173	5 cm	0.2	0.086	0.002

Während γ im betrachteten Energiebereich einen vernachlässigbaren Beitrag liefert, erweist sich β als der für die Auflösung dominante Faktor. In Abbildung 4.1 sind experimentelle Pulshöhenspektren der verwendeten Eichpräparate mit zugehörigen Simulationsspektren dargestellt.

Zur Bestimmung der Halbhöhe der Comptonkante und des Fehlers der Halbhöhe wurde eine im Graphikprogramm " VIS " vorhandene Routine nach [FUC91] verwendet. Die Zuordnung von Halbhöhenkanal (experimentelles Spektrum) und Energie der Halbhöhe (simuliertes Spektrum) ergibt die Energie-Kalibrierung. In Abbildung 4.2 ist eine für die untersuchten Detektoranordnungen typische Eichgerade dargestellt. Eventuelle durch Quencheffekte verursachte Nichtlinearitäten im niederenergetischen Bereich [DIE82, PER79] waren innerhalb des statistischen Fehlers nicht signifikant.

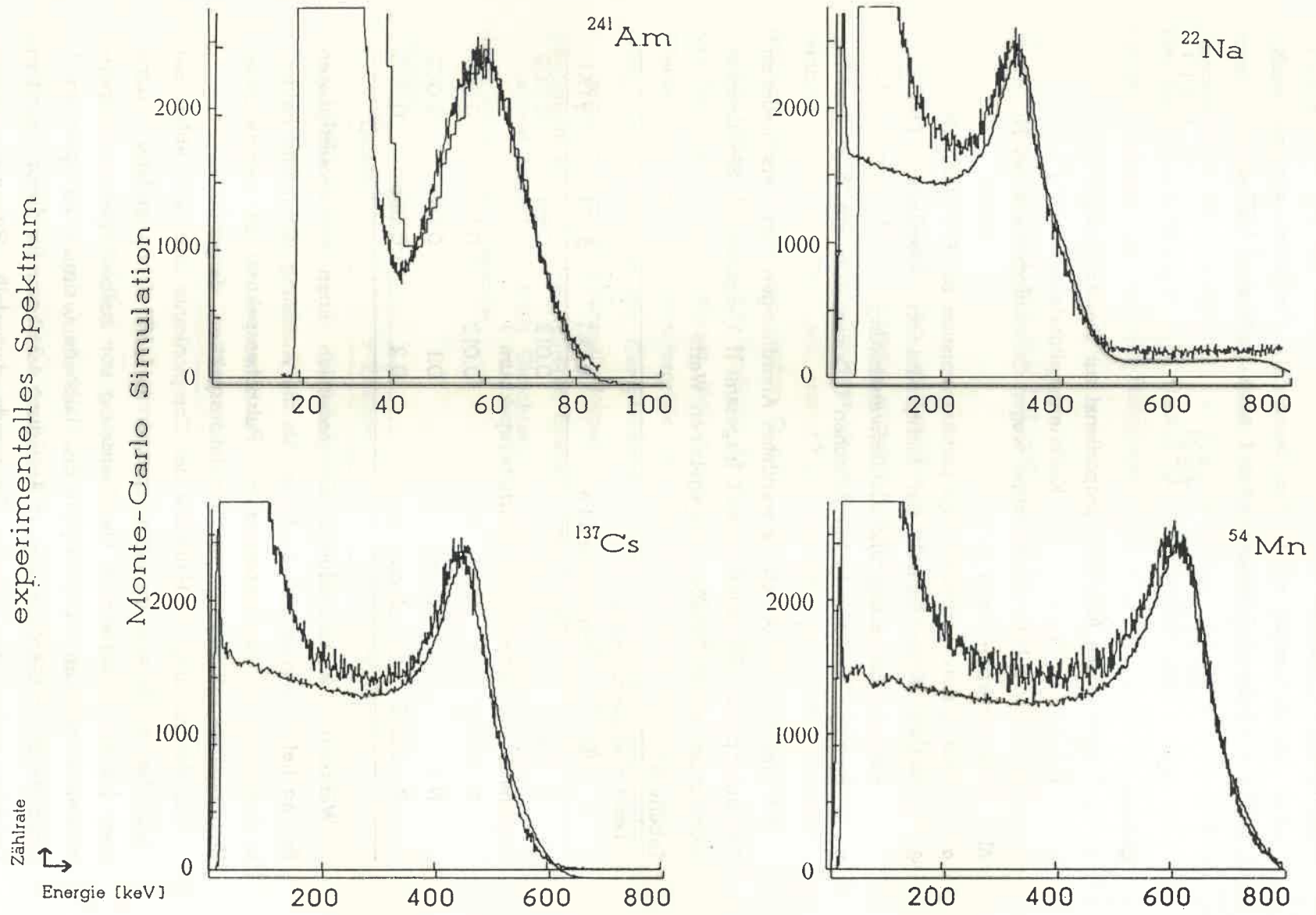

experimentelles Spektrum
Monte-Carlo Simulation
^{241}Am
^{22}Na
^{137}Cs
^{54}Mn
Zählrate
Energie [keV]
0
1000
2000
20
40
60
80
100
200
400
600
800

Abb. 4.1 vorige Seite: i) experimentelle Pulshöhenspektren der verwendeten Präparate

ii) Monte-Carlo Simulation (Folie)

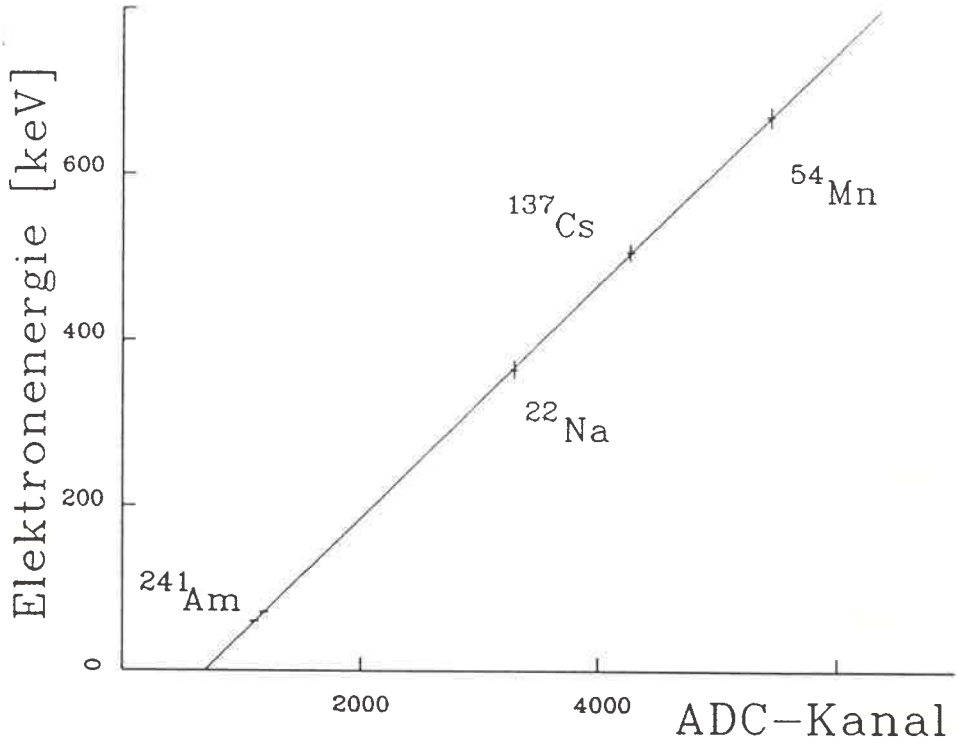


Abb. 4.2: Beispiel für eine gemessene Eichgerade (Run 124-130). Die beiden Meßpunkte bei ^{241}Am entsprechen der Position des " Photopeaks " und der Position der Halbhöhe (Definition siehe Abb. 5.1).

4.3 Pulshöhenauflösung für γ-Strahlung (" γ-Auflösung ")

Da für höherenergetische γ-Quanten eine Comptonverteilung gemessen wird , muß die γ-Auflösung $\Delta E / E$ über die Verschmierung der Comptonkante definiert werden.

Nach Abb. 4.3 folgt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta E}{E_{\frac{1}{2}}} \qquad (4.2)$$

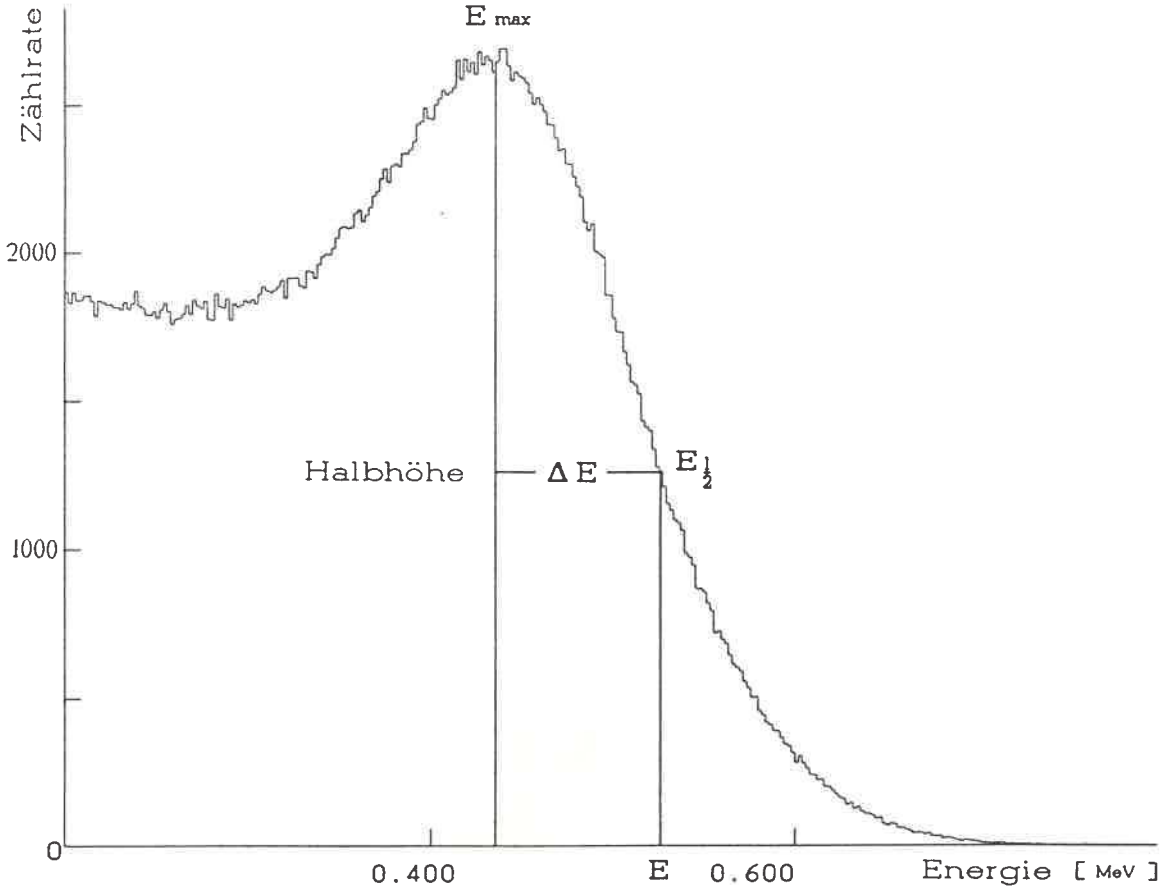


Abb. 4.3 : Definition von ΔE und E am Compton-Spektrum von ^{137}Cs

Für die verwendeten Detektoren kann nun abhängig von Energie und Energieauflösung das Verhältnis der Energie der Halbhöhe der Comptonkante zur Comptonenergie $E_{\frac{1}{2}} / E_c$ festgestellt werden.

Tabelle 5 : γ-Auflösung für Szintillatoren mit Φ = 5" und d = 5 cm
(Meßwerte für PM H RA 1561 (jeweils 1.Wert) und P 9673)

Präparat	Energie	ΔE / E [%]	$E_{\frac{1}{2}} / E_c$
^{22}Na	341 keV	14.7 ± 6.0	1.078 ± 0.025
		16.5 ± 6.7	1.092 ± 0.028
^{137}Cs	477 keV	12.5 ± 5.1	1.056 ± 0.021
		13.5 ± 5.6	1.087 ± 0.025
^{54}Mn	640keV	10.3 ± 4.4	1.047 ± 0.019
		11.6 ± 5.4	1.052 ± 0.025

Tabelle 6 : γ-Auflösung für Szintillatoren mit Φ = 5" und d = 10 cm
(Meßwerte für PM H RA 1561 (jeweils 1.Wert) und P N1)

Präparat	Energie	ΔE / E [%]	$E_{\frac{1}{2}}$ / E_c
^{22}Na	341 keV	15.6 ± 6.3	1.117 ± 0.027
		16.8 ± 6.6	1.154 ± 0.029
^{137}Cs	477 keV	12.5 ± 5.3	1.096 ± 0.024
		12.7 ± 5.6	1.123 ± 0.026
^{54}Mn	640keV	10.8 ± 4.5	1.084 ± 0.021
		10.7 ± 4.7	1.083 ± 0.021

Die Fehler der tabellierten Werte ergeben sich aus den Statistiken der einzelnen Pulshöhenspektren, wobei sowohl Fehler der Halbhöhenbestimmung aus experimentellen wie aus simulierten Spektren beachtet wurden. Wegen überlappender Fehler ist zwar keine eindeutige Qualitätsaussage bezüglich γ-Auflösung möglich, ein Trend zu besseren Auflösungswerten ist jedoch für mit Hamamatsu-Photomultipliern bestückten Detektoren feststellbar.

4.4 γ-n Energiezuordnung

Auf Grund der unterschiedlichen Szintillationsauslösemechanismen von γ-Quanten und Neutronen kann die durch γ-Kalibrierung erhaltene Energieskala nicht direkt auf Neutronenenergien übertragen werden. Zu deren Bestimmung muß die Lichtausbeutefunktion ("response-function") für Protonen, die nicht lineare Energieabhängigkeit aufweist, genau bekannt sein. Aus deren experimenteller Bestimmung [MAI68, BER71, LOC76, UWA82] folgt die in Abbildung 4.5 dargestellte Kurve gleicher Lichtausbeute für Elektronen und Protonen.

Definition: Da die Kalibrierung der Detektoren mittels γ-Präparaten erfolgt, bedeutet der Terminus " Energie " in dieser Arbeit immer Elektronäquivalentenergie, außer es wird explizit eine andere Zuordnung angegeben.

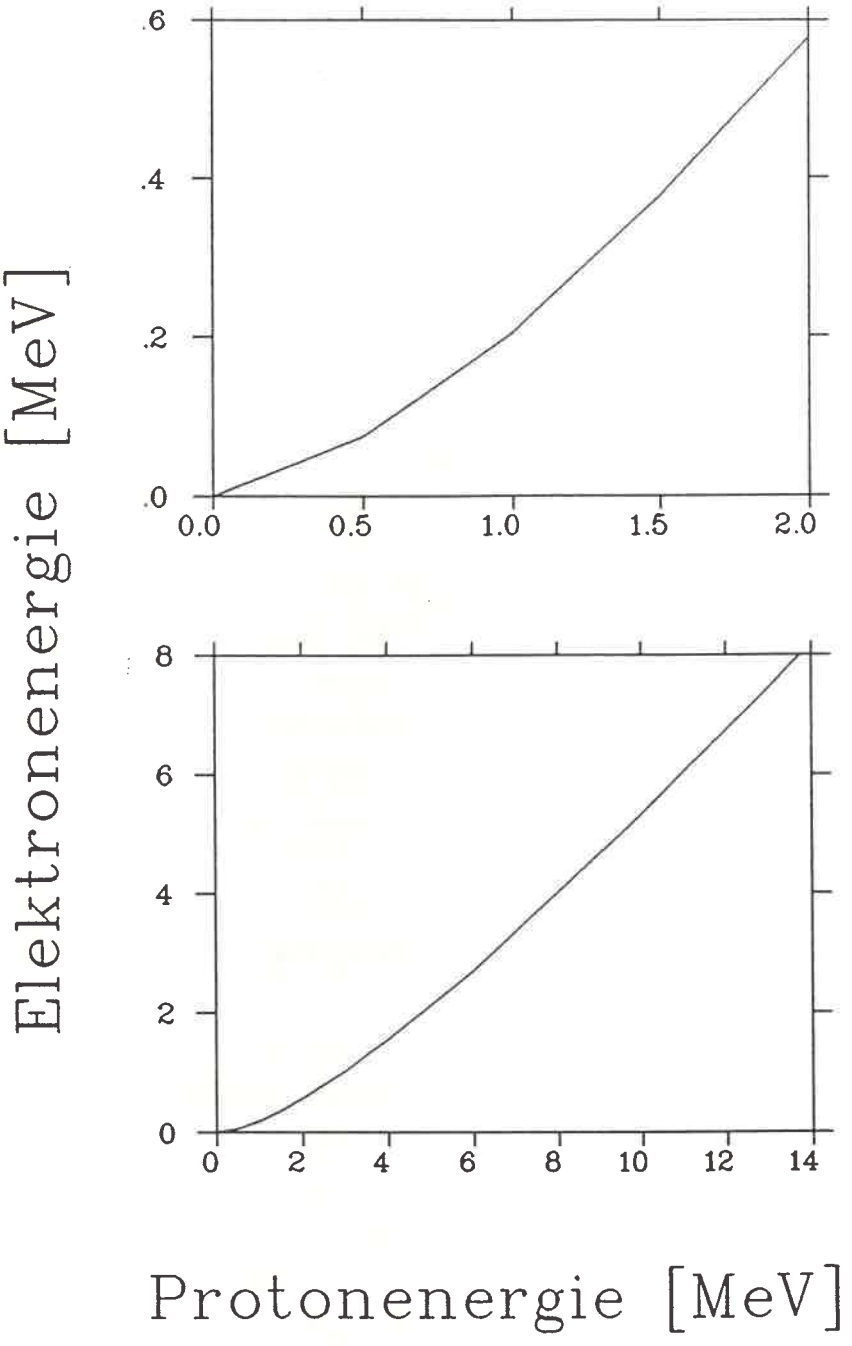


Abb. 4.4 : Kurve gleicher Lichtausbeute für Protonen und Elektronen in NE 213 [CAR87]

5 Messung der "Americiumauflösung"

5.1 Definition

Als Qualitätskriterium für Flüssigszintillationsdetektoren bei γ-Messungen gilt die Americiumauflösung. Dabei wird bewertet, wie gut sich der Photopeak von ^{241}Am (bei 59.5 keV) von Comptonkontinuum und Hintergrund abhebt. Bereits bei Americiumenergie dominiert in NE 213 der Comptoneffekt gegenüber dem Photoeffekt.
Abbildung 5.1 zeigt ein ^{241}Am Pulshöhenspektrum.

Ein idealer Detektor würde eine klare Trennung im Pulshöhenspektrum zwischen Comptonkante und Photopeak zeigen . Je schlechter die Energieauflösungseigenschaften eines Detektors sind, umso mehr Ereignisse füllen dieses "Tal" , bis der Photopeak nicht mehr separierbar ist. Als Maß für diese Detektoreigenschaft eignet sich neben der Energieauflösung $\Delta E/E$ bei Flüssigszintillatoren das " peak to valley ratio " PV , welches die Höhe des Tales bezüglich der Photopeakgröße angibt.

$$PV = \frac{Z(V)}{Z(P)} \qquad (5.1)$$

Z(V) ... Zählrate im " Tal "
Z(P) ... Zählrate im Photopeak

5.2 Datenanalyse

Um sowohl Tal- als auch Peakposition möglichst genau bestimmen zu können, wurde mit Hilfe des Programms " MINUIT " [CER89] unter Annahme einer gaußförmigen Linienverbreiterung ein Fit der Meßdaten durchgeführt. Abbildung 5.1 zeigt ein Fitspektrum gemeinsam mit den Meßwerten. Die offensichtlich sehr gute Anpassung wurde durch ein reduziertes χ^2 des Fits von maximal 1.10 bestätigt.

Um eventuellen Hintergrund korrigieren zu können, wurden neben den Aufzeichnungen mit Präparat auch Leerwertmessungen durchgeführt. Kurve B in Abbildung 5.1 zeigt das Untergrundspektrum. Der Einfluß auf das " peak to valley ratio " zeigt sich dabei als vernachlässigbar.

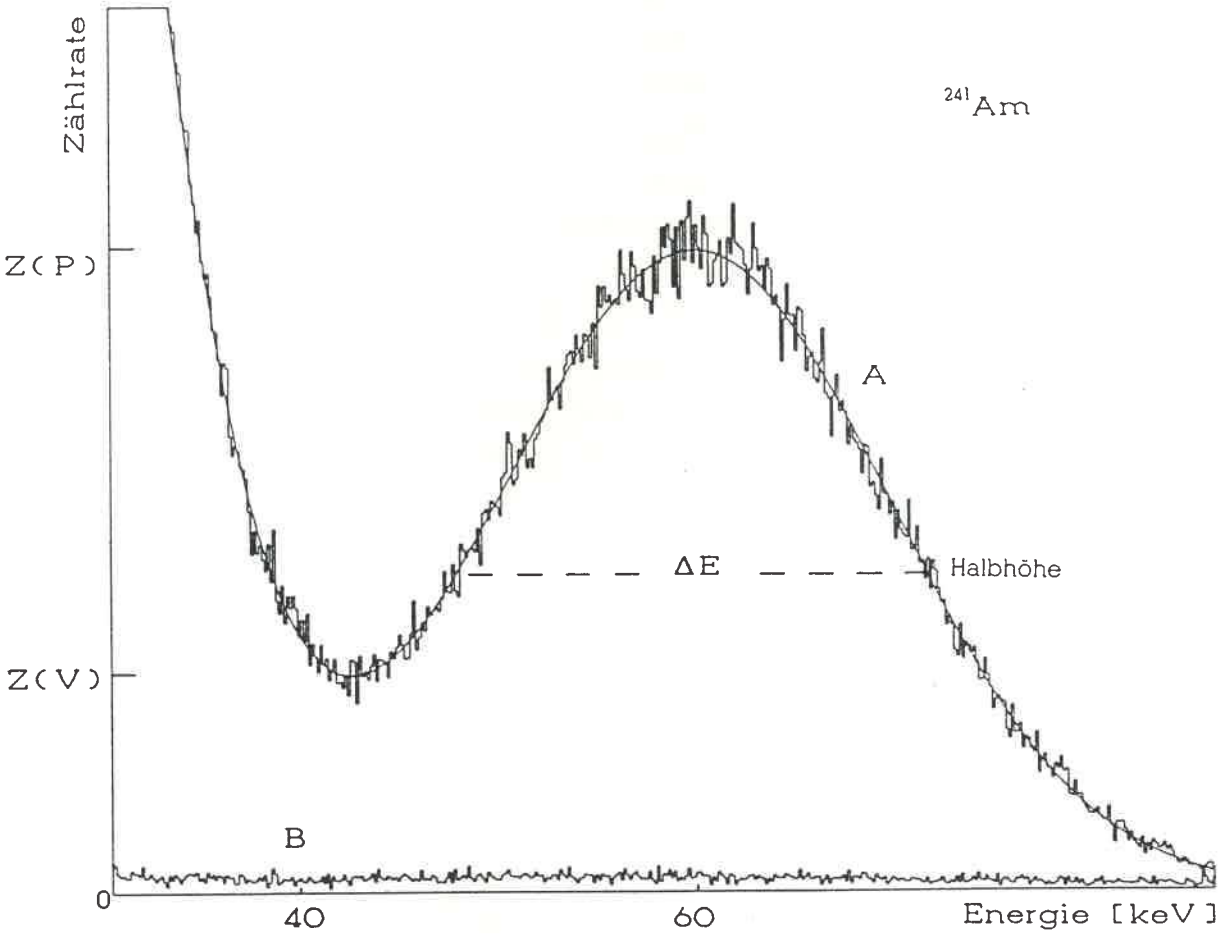


Abb. 5.1 : Pulshöhenspektrum einer ^{241}Am Quelle.
A ... experimentelles Americiumspektrum mit Fitkurve
B ... Untergrundspektrum

In Tabelle 7 sind die für die untersuchten Detektoranordnungen erhaltenen Ergebnisse dargestellt.

Tabelle 7 :

Photomultiplier	Szintillatordicke	PV [%]	ΔE / E [%]
H RA 1561	5 cm	33.8 ± 0.5	39.6 ± 0.6
H RA 1561 [a]	"	47.5 ± 0.3	45.9 ± 1.0
P 9673	"	44.1 ± 0.4	41.0 ± 0.7
P 10173	"	48.4 ± 1.0	46.2 ± 0.7
H RA 1379	10 cm	21.4 ± 0.2	39.5 ± 0.7
H RA 1561	"	32.9 ± 0.7	40.9 ± 0.6
P 9673	"	41.1 ± 1.5	40.9 ± 1.0
P 10173	"	48.8 ± 1.5	47.1 ± 0.8
P N 1	"	42.7 ± 0.7	50.4 ± 0.9

H ... Hamamatsu P ... Philips

a ... bei dieser Messung wurde kein optisches Fett zur Anbringung des Photomultipliers am Szintillator verwendet

Die angegebenen Fehler folgen mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung aus der Statistik der einzelnen Pulshöhenspektren.

Um das " peak to valley ratio " weiter zu verbessern und somit die Unterschiede zwischen den Detektoren zu verdeutlichen, liegt es nahe, einen Absorber für niederenergetische γ-Quanten zwischen Quelle und Detektor zu plazieren. Dazu wurde eine 1 cm dicke Aluminiumplatte verwendet. (Absorptionskurve siehe Anhang 7) Mit dieser Anordnung wurden die in Tabelle 8 zusammengestellten verbesserten PV-Werte erzielt.

Tabelle 8 :

" peak to valley ratio " für Messungen mit Aluminiumabsorber zwischen Quelle und Detektor.

Photomultiplier	Szintillatordicke	PV [%]
H RA 1379	5 cm	21.4 ± 0.6
P 10173	"	35.4 ± 0.8
H RA 1379	10 cm	20.4 ± 0.1
P 10173	"	45.0 ± 0.3
P N 1	"	33.9 ± 0.8

6 PSD – Eigenschaften

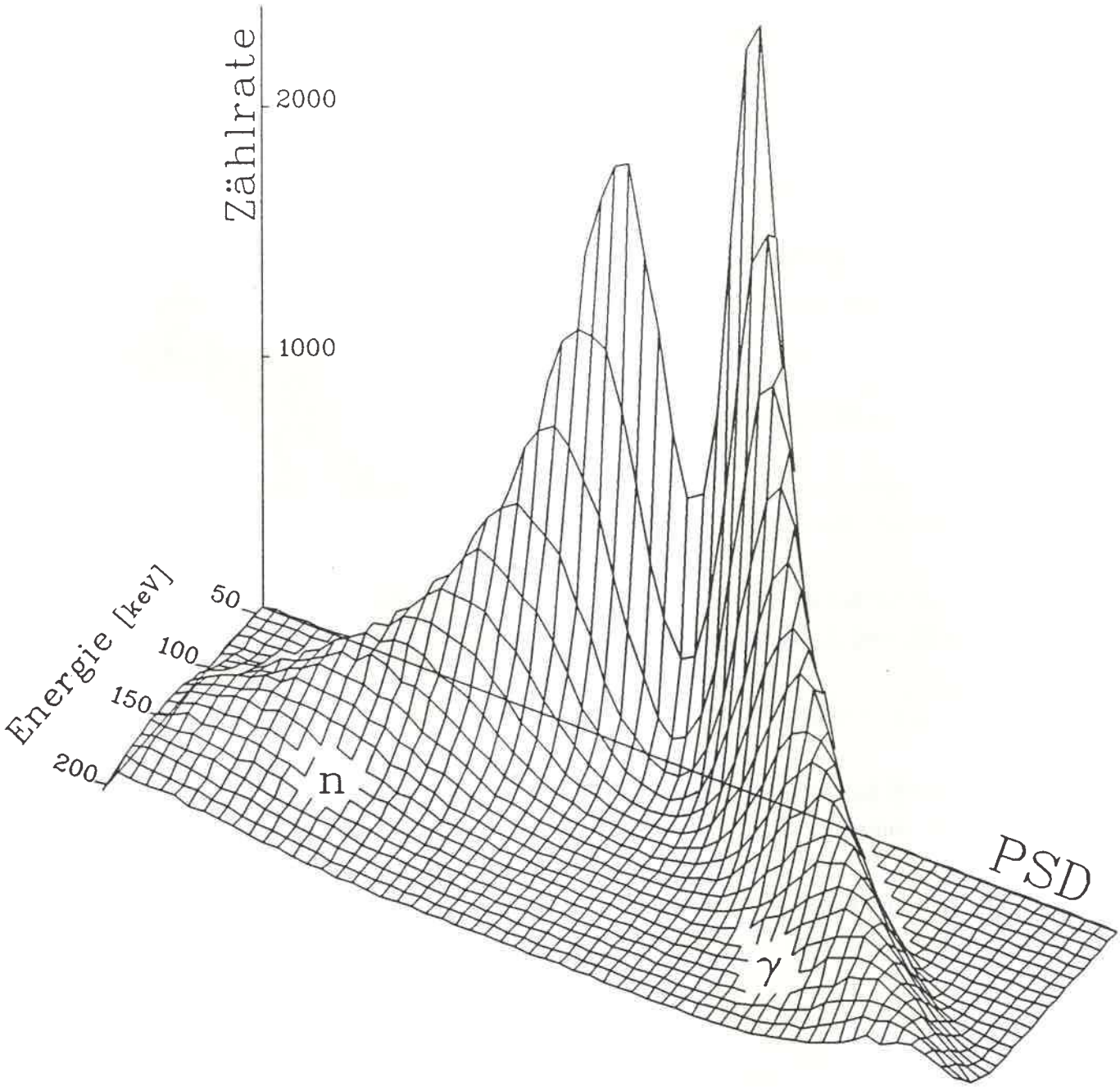


Abb. 6.1 : Spektrum einer ^{252}Cf Quelle im Intervall 40 - 200 keV Elektronäquivalentenergie.

6.1 Primäreinstellung

Um die Diskriminierungseigenschaften verschiedener Detektoren vergleichen zu können, müssen die Einstellungen des LINK 5010 Diskriminators für jeden Detektor speziell angepaßt werden.

Die Separationsschwelle soll exakt im "Tal" (siehe Kapitel 6.2) gesetzt werden und ihre Lage soll energieunabhängig sein, um zwischen Neutronen und γ-Quanten richtig unterscheiden zu können.

Bei allen Messungen wurden gleiche Pulshöhenschwellen verwendet.

Mit Hilfe mehrerer γ-Präparate (siehe Kapitel 4) und einer ^{252}Cf Quelle (siehe Anhang 5) wurden sämtliche Aufzeichnungen durchgeführt.

6.2 Darstellung der Daten

Es bieten sich mehrere Darstellungsmöglichkeiten für Pulshöhen- und Pulsforminformation.

1) 3 dimensionale Darstellung der Zählrate als Funktion von Pulshöhe (PH) und Pulsformparameter (PSD) (Abbildung 6.1)

2) 2 dimensionale Projektion auf die PH-PSD Ebene (Abbildung 6.2)

3) Schnitt bei einer bestimmten Pulshöhe (Energie) durch 3D-Spektrum (in weiterer Folge als PSD-Darstellung bezeichnet) (Abbildung 6.5)

4) Schnitt bei einem bestimmten Pulsformparameter durch 3D-Spektrum (Abbildung siehe Anhang 5 / Neutronenenergiespektren)

Darstellung 3 eignet sich am besten zur Bestimmung des Diskriminierungsverhaltens.

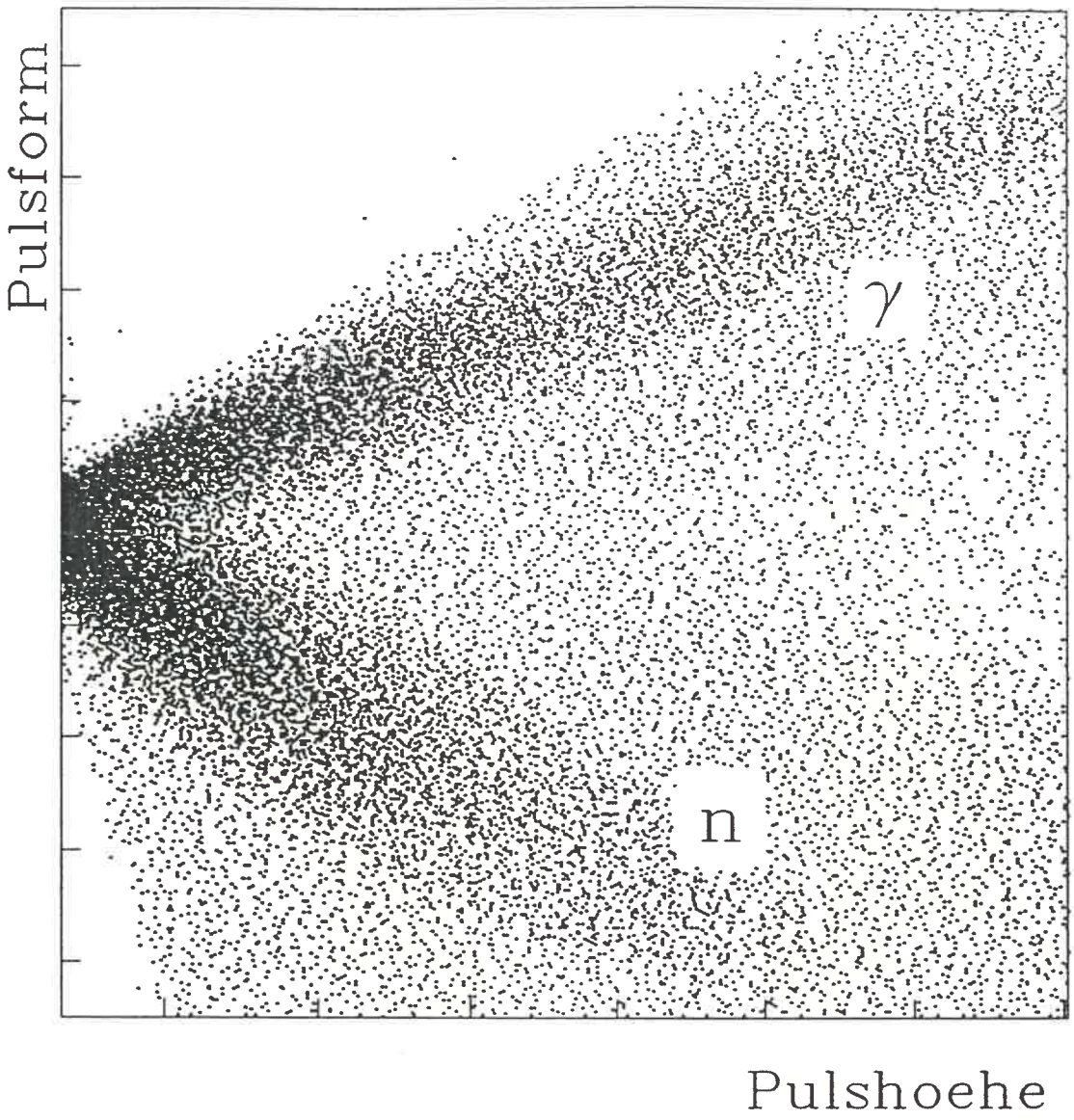


Abb. 6.2: zweidimensionaler Plot einer ^{252}Cf Quelle im Energieintervall 40 - 400 keV
Neutron- und γ- Zweig treten deutlich hervor.
(Diese Darstellungsmöglichkeit bietet sich auch On-Line am Oszilloskop.)

6.3 Definition der Meßgrößen

In der Literatur finden sich verschiedene Meßgrößen zur quantitativen Analyse der Diskriminierungseigenschaften. Ausgehend von den Definitionen in Abbildung 6.3 werden folgende Gütefaktoren angeführt.

1) $$M = \frac{S}{FWHM_\gamma + FWHM_n}$$ [REI66]

2) $$D = \frac{S}{\sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_\gamma^2}}$$ [GAT62]

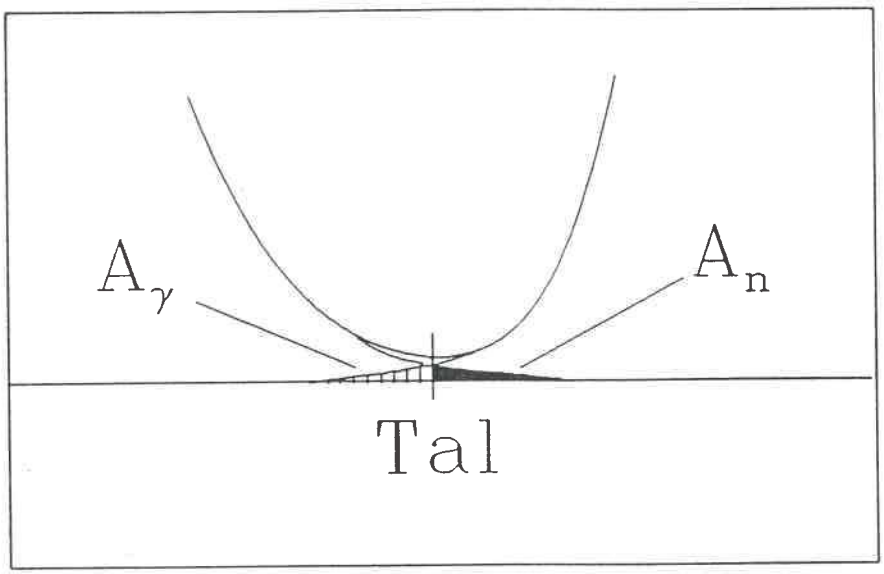
3) $$\delta S = \sqrt{\frac{\sigma_\gamma^2 + \sigma_n^2}{S^2}}$$ [GAT70]

4) $$R = \left(\frac{A_e}{A_p}\right)\left(\frac{H_n}{H_T}\right) S$$ [THO77]

5) $$F = \frac{S}{(A_n + A_\gamma)^{1/2}}$$ [THO77]

Als interessante Meßgröße bietet sich im niederenergetischen Bereich auch die Zahl der fälschlich als Neutronen detektierten γ-Quanten (A_γ), wobei man die durch Setzung einer Schwelle verlorenen Neutronen (A_n) ebenfalls berücksichtigen muß.

Alle angegebenen Größen zeigen energieabhängiges Verhalten. Da mit abnehmender Energie die n - γ Diskriminierung erschwert wird, treten im niederenergetischen Bereich die in dieser Arbeit untersuchten Qualitätsunterschiede der Detektoren besonders in den Vordergrund. Es ist zu beachten, daß den Gütefaktoren D und δS gaußförmige Verteilungen in der PSD-Darstellung zugrunde liegen, die experimentellen Daten aber eine starke Abweichung (besonders im Niederenergiebereich) von dieser Form zeigen. M und F betrachten ebenfalls nur Teilaspekte der PSD-Verteilungen.



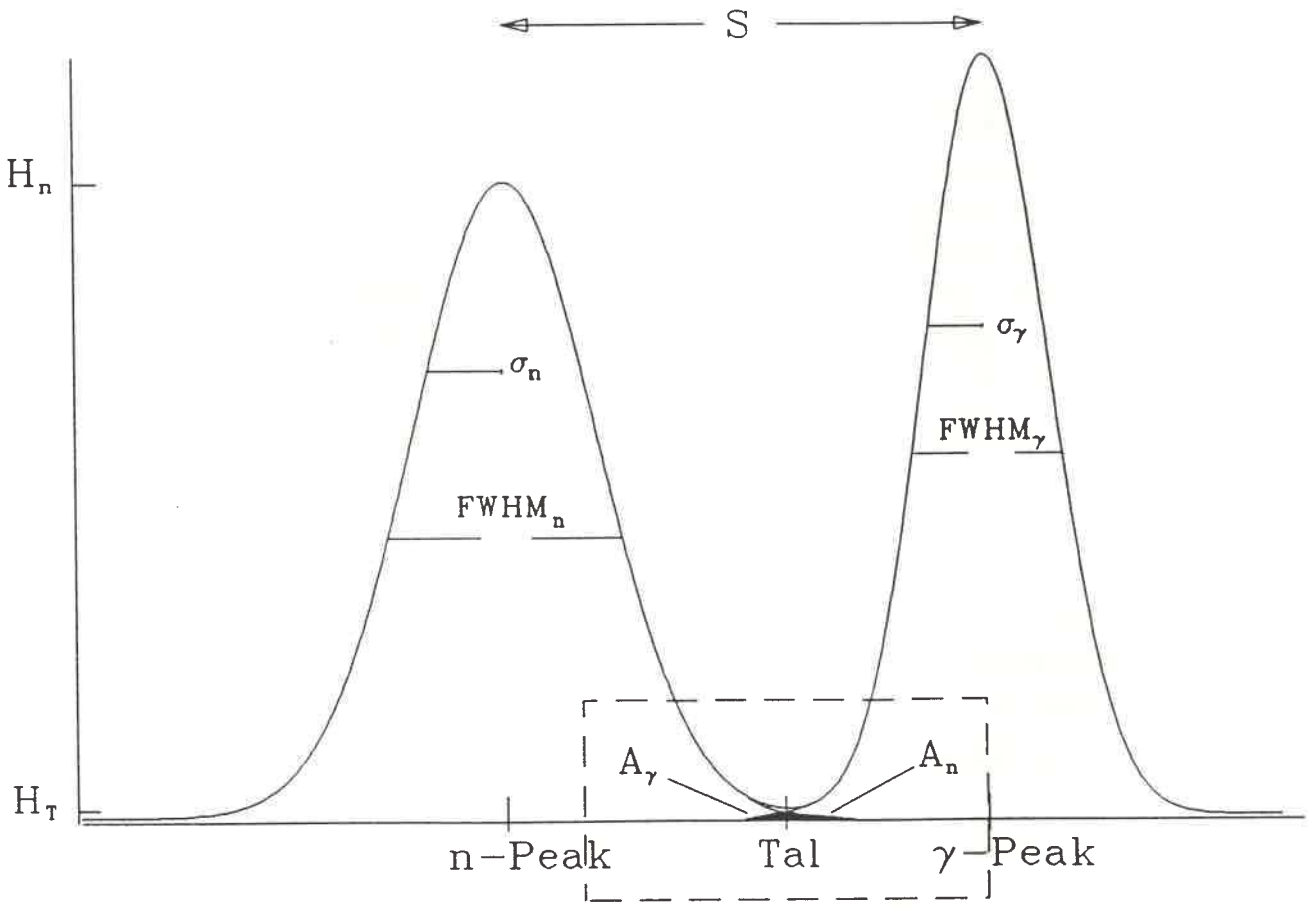


Abb. 6.3 : Definition der verschiedenen Gütefaktoren-Parameter mittels einer gaußförmigen PSD-Darstellung .

weitere Def.: A_p . . . Integral über die Zählrate im Neutron-Peak

A_e . . . Integral über die Zählrate im Gamma-Peak

Um alle Aspekte des Diskriminierungsverhaltens, insbesonders im Niederenergiebereich, sensitiv wiederzugeben, wird nun in Erweiterung der dimensionsbehafteten Größe R der dimensionslose Detektorparameter B vom Autor dieser Arbeit definiert .

$$B = \left(\frac{A_e}{A_p}\right)\left(\frac{H_n}{H_T}\right)\left(\frac{S}{\frac{FWHM_\gamma + FWHM_n}{2}}\right) \qquad (6.1)$$

Die in B verwendeten Größen definieren eindeutig Neutron- und γ-Peak der PSD-Darstellung, wodurch Asymmetrien der Verteilungen und unterschiedliche Zählraten von Neutronen und γ-Quanten berücksichtigt werden. Im Niederenergiebereich zeigt der Gütefaktor B daher ein Verhalten, daß sich besser zum Vergleich der n-γ Trennung verschiedener Detektoren eignet, als die der Literatur entnommenen Gütefaktoren.

6.4 Fitfunktion

Zur genauen Bestimmung des Neutron- und γ-"Peaks" der PSD-Darstellung (bzw. von A_n, A_γ etc.) muß eine die Meßdaten reproduzierende Fitfunktion gefunden werden. Fast die gesamte Literatur verweist dabei auf gaußförmige Anpassungen. In Lit. [SPE74, CHA78] wird jedoch ebenfalls explizit auf die energieabhängige Asymmetrie der beiden Verteilungen hingewiesen und verzerrte Gaußfunktionen zum Datenfit vorgeschlagen. Vom Autor dieser Arbeit wurden verschiedene Funktionen (einseitig verzerrte Gaußfunktionen, χ^2-Verteilungsfunktionen, Errorfunktion und Poisson-Verteilungsfunktion) als Fitfunktionen getestet. Mit Hilfe der Poissonverteilungsfunktion , die nur vier freie Parameter besitzt, konnten die Daten in transformierter Darstellung am besten angepaßt werden.
Ihre analytische Form lautet :

$$f(x) = A\left(\frac{\mu}{n}\right)^n \frac{1}{\sqrt{2\pi n(1+S)}}\, e^{-(\mu - n)}$$

mit $n = (x - B)/C$ $\qquad S = 1/(12n)$

A, B, C, μ sind frei wählbare Parameter
n! wurde dabei mit Hilfe der Stirlingschen Näherungsformel berechnet.

μ ... Mittelwert der Poissonverteilung

A ... Gesamtzählrate im "Peak"

B ... Nullpunktsverschiebung auf der x-Achse (PSD-Achse)

C ... Kompressionsfaktor der Verteilung

Die notwendige Transformation der Rohdaten ist eine Spiegelung : am Maximumkanal M der PSD-Verteilung für γ-Quellen $f'(x) = f(M + (M - x))$; im Talkanal T für $n + \gamma$ Verteilungen $f'(x) = f(T + (T - x))$.

Insgesamt gibt es also 4 Fitparameter pro Peak einer PSD-Darstellung. Die Werte dieser Parameter wurden mit Hilfe des Fitprogrammes " MINUIT " [CER89] in folgenden zwei Schritten festgelegt.

1) Die PSD-Darstellung einer γ-Quelle wurde angepaßt und damit 3 Parameter der Verteilung fixiert. (μ,B,C) (Abbildung 6.4)

2) In der Anpassung der PSD-Darstellung der ^{252}Cf Quelle werden diese Parameter als konstant übernommen und durch zusätzliche Anpassung des Neutronen-"Peaks" die anderen 5 Parameter festgelegt. (Abbildung 6.5)

Mit diesen Parametern können nun Neutronen und γ's getrennt dargestellt werden. Betrachtet man die reduzierten χ^2 -Werte der einzelnen Datenfits, bestätigen sie die gute Anpassung.

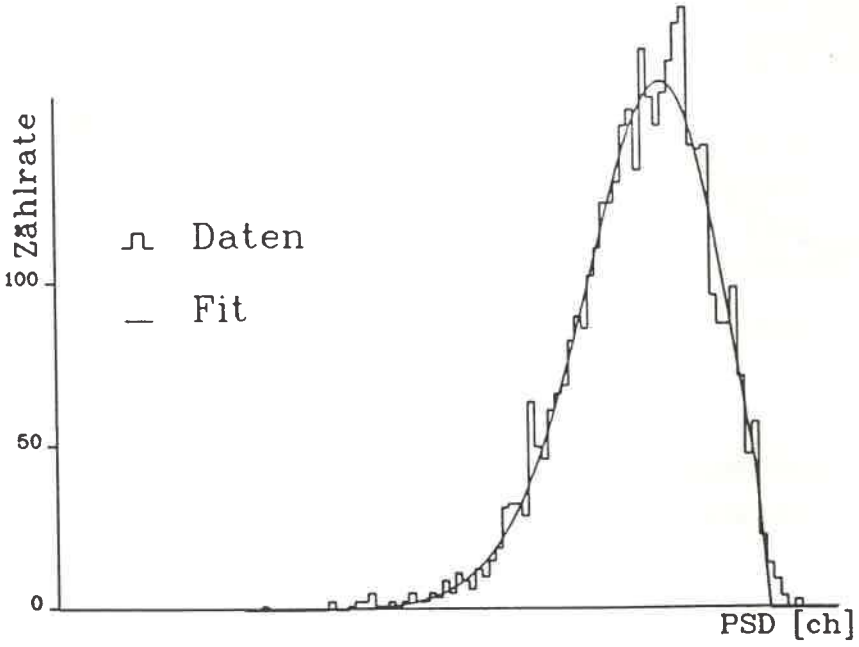


Abb. 6.4 : PSD-Darstellung einer γ-Quelle (^{137}Cs) mit passender Fitfunktion im Energieintervall 58.2 - 60.9 keV.

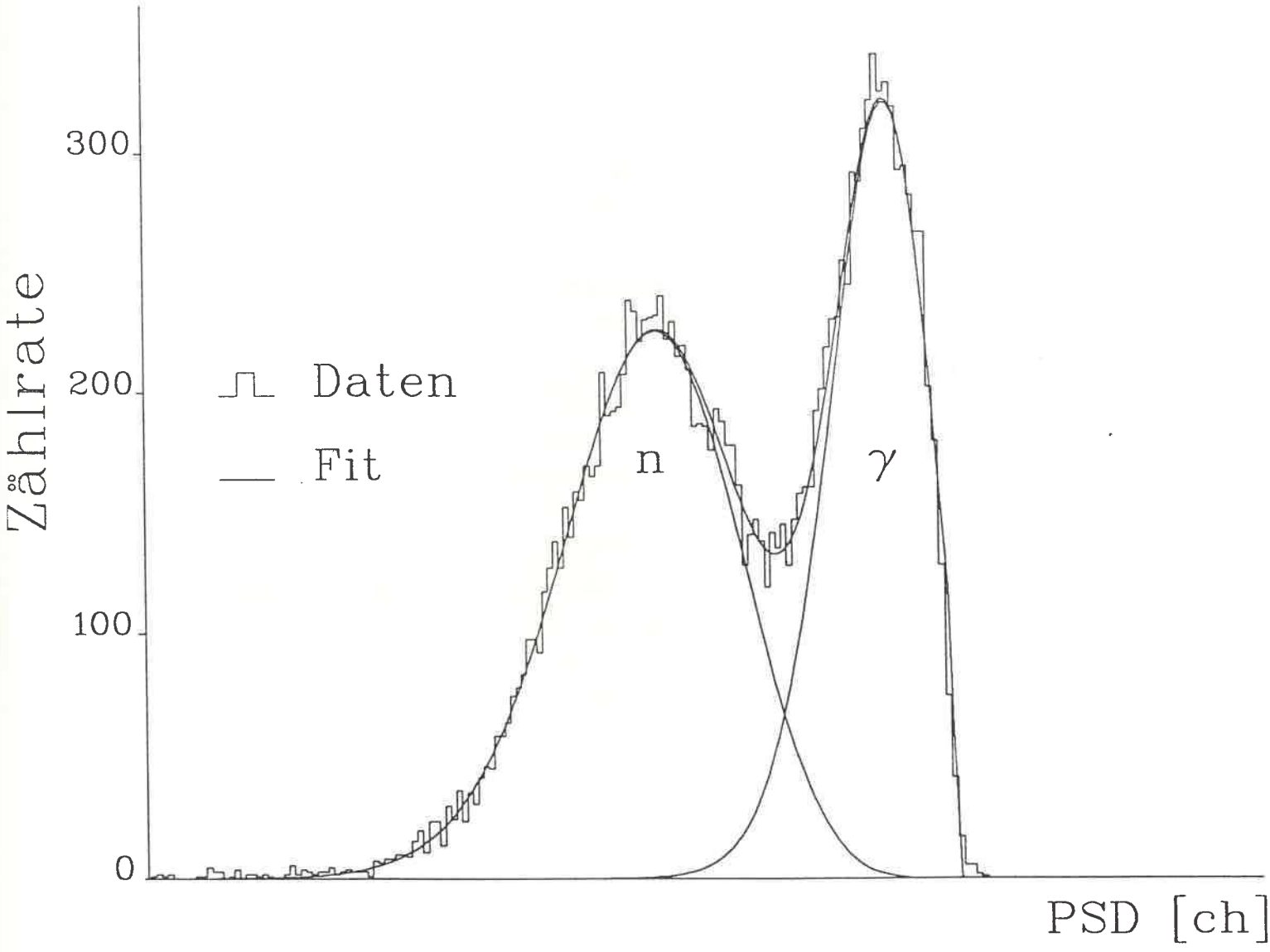


Abb. 6.5: PSD-Darstellung einer ^{252}Cf Neutronenquelle mit passender Fitfunktion im Energieintervall 58.2 - 60.9 keV .

6.5 PM-Vergleich bei 60 keV

Da sich bei 60 keV ein präzise feststellbarer Eichpunkt (Photopeak von ^{241}Am) befindet, eignet sich ein Intervall um diesen besonders gut für Vergleichstests. Dabei ist zu beachten, daß die betrachteten PSD-Darstellungen eine möglichst gleiche Zählratenstatistik aufweisen.

Die Messungen mit verschiedenen Detektoranordnungen lieferten die im folgenden dargestellten Ergebnisse.

Tabelle 9 : In Tabelle 9 werden die einzelnen Detektoranordnungen mit Kurzbezeichnungen und das genaue Energieintervall - für den 60 keV Bereich - der einzelnen Testmessungen angegeben, wobei der Fehler der Kalibrierung bereits im Energieintervall berücksichtigt wurde.

Photomultiplier	Szintillatordicke	**Kurzbezeichnung**	Energieintervall [keV]
RA 1561 [a]	5 cm	**H 1**	58.3 - 60.8
RA 1561	5 cm	**H 2**	58.2 - 60.9
RA 1379	5 cm	**H 3**	58.2 - 60.9
RA 1561	10 cm	**H 4**	58.1 - 60.8
RA 1379	10 cm	**H 5**	58.2 - 60.8
9673	5 cm	**P 1**	58.2 - 60.8
10173	5 cm	**P 2**	56.9 - 62.2
9673	10 cm	**P 3**	58.5 - 61.2
N 1	10 cm	**P 4**	55.7 - 62.4
10173	10 cm	**P 5**	58.2 - 60.8

a ... Bei dieser Messung wurde kein optisches Fett zwischen Szintillator und Photomultiplier verwendet.

Tabelle 10: Die Anzahl der γ-Quanten die Neutronenereignisse vortäuschen (A_γ) wird angegeben , wobei die n-γ - Trennschwelle sich im " Tal " befindet . Der Verlust an Effizienz für die Neutronendetektierung (A_n) durch Schwellensetzung im " Tal " wird angeführt . Das " peak to valley ratio " H_n / H_T wird gegeben. Sämtliche Fehler folgen aus der Zählratenstatistik .

Detektor	A_γ [%]	A_n [%]	H_n / H_T
H 1	3.58 ± 0.20	7.29 ± 0.26	1.67 ± 0.18
H 2	2.27 ± 0.14	4.52 ± 0.20	2.31 ± 0.28
H 3	2.21 ± 0.15	2.68 ± 0.17	3.14 ± 0.45
P 1	4.49 ± 0.22	4.31 ± 0.20	1.87 ± 0.20
P 2	3.38 ± 0.14	6.51 ± 0.18	1.55 ± 0.19
H 4	2.85 ± 0.19	4.28 ± 0.22	2.16 ± 0.28
H 5	2.78 ± 0.15	4.00 ± 0.17	2.26 ± 0.24
P 3	4.21 ± 0.21	5.56 ± 0.25	1.70 ± 0.21
P 4	3.10 ± 0.12	5.56 ± 0.24	1.76 ± 0.20
P 5	3.83 ± 0.15	9.56 ± 0.38	1.57 ± 0.18

Tabelle 11: Für alle Detektoren werden die ermittelten Gütefaktoren M und B angegeben sowie das Verhältnis von $FWHM_n / FWHM_\gamma$. Die Fehler folgen aus der Zählratenstatistik in der PSD-Darstellung.

Detektor	M	B	$FWHM_n / FWHM_\gamma$
H 1	0.71 ± 0.02	3.47 ± 0.37	1.88 ± 0.03
H 2	0.78 ± 0.01	5.41 ± 0.66	2.04 ± 0.01
H 3	0.84 ± 0.02	8.04 ± 1.17	1.74 ± 0.03
P 1	0.73 ± 0.02	3.98 ± 0.43	1.78 ± 0.03
P 2	0.69 ± 0.01	3.68 ± 0.35	1.89 ± 0.02
H 4	0.75 ± 0.02	4.76 ± 0.63	1.89 ± 0.03
H 5	0.77 ± 0.02	5.02 ± 0.55	1.86 ± 0.03
P 3	0.70 ± 0.02	3.17 ± 0.33	1.77 ± 0.03
P 4	0.70 ± 0.01	4.42 ± 0.44	2.07 ± 0.02
P 5	0.63 ± 0.01	2.71 ± 0.26	1.96 ± 0.02

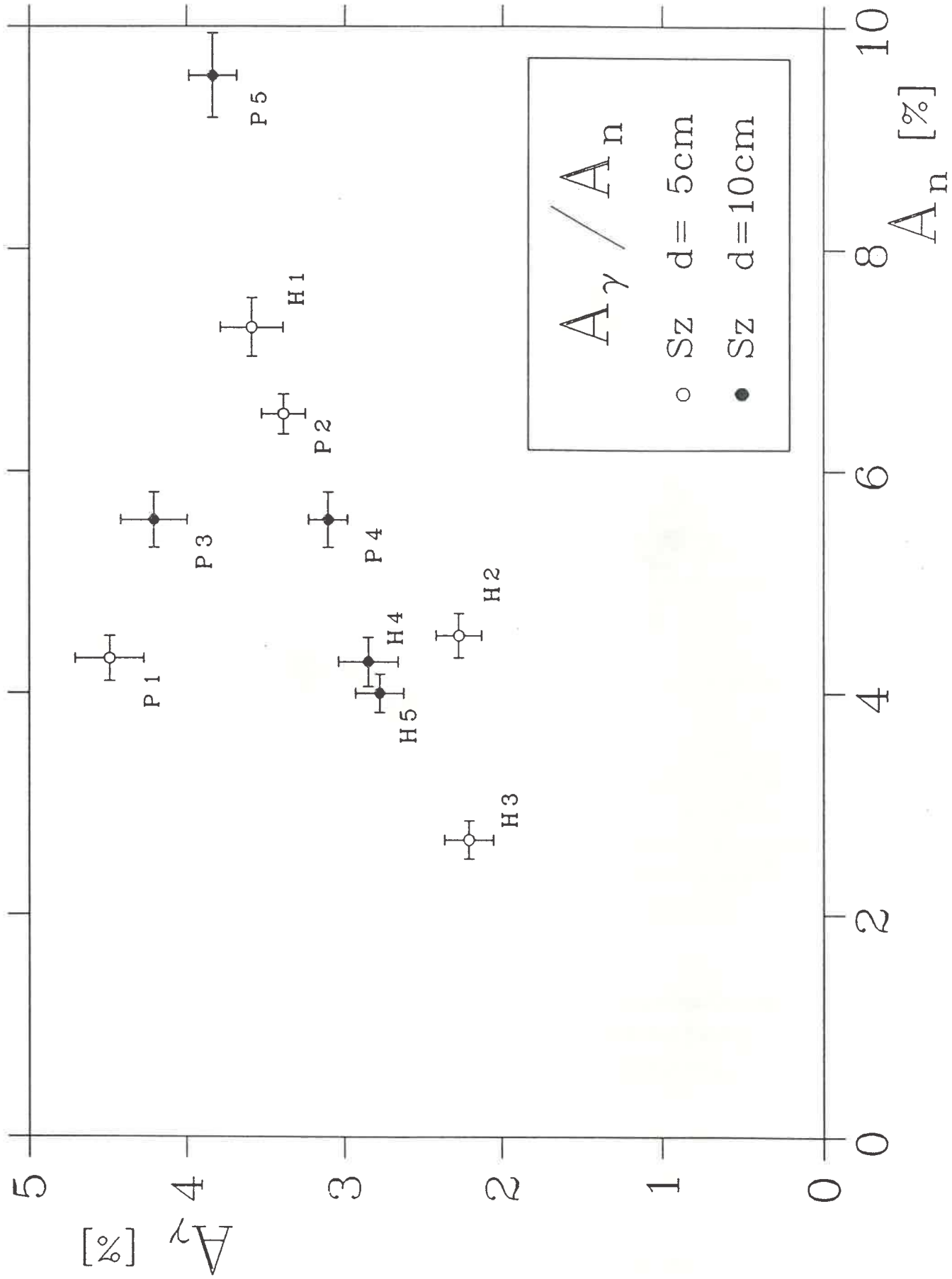


Abbildung 6.6 : Die Abbildung zeigt A_γ als Funktion von A_n . Je kleiner beide Werte für einen Detektor sind, umso besser erfolgt n-γ Trennung.

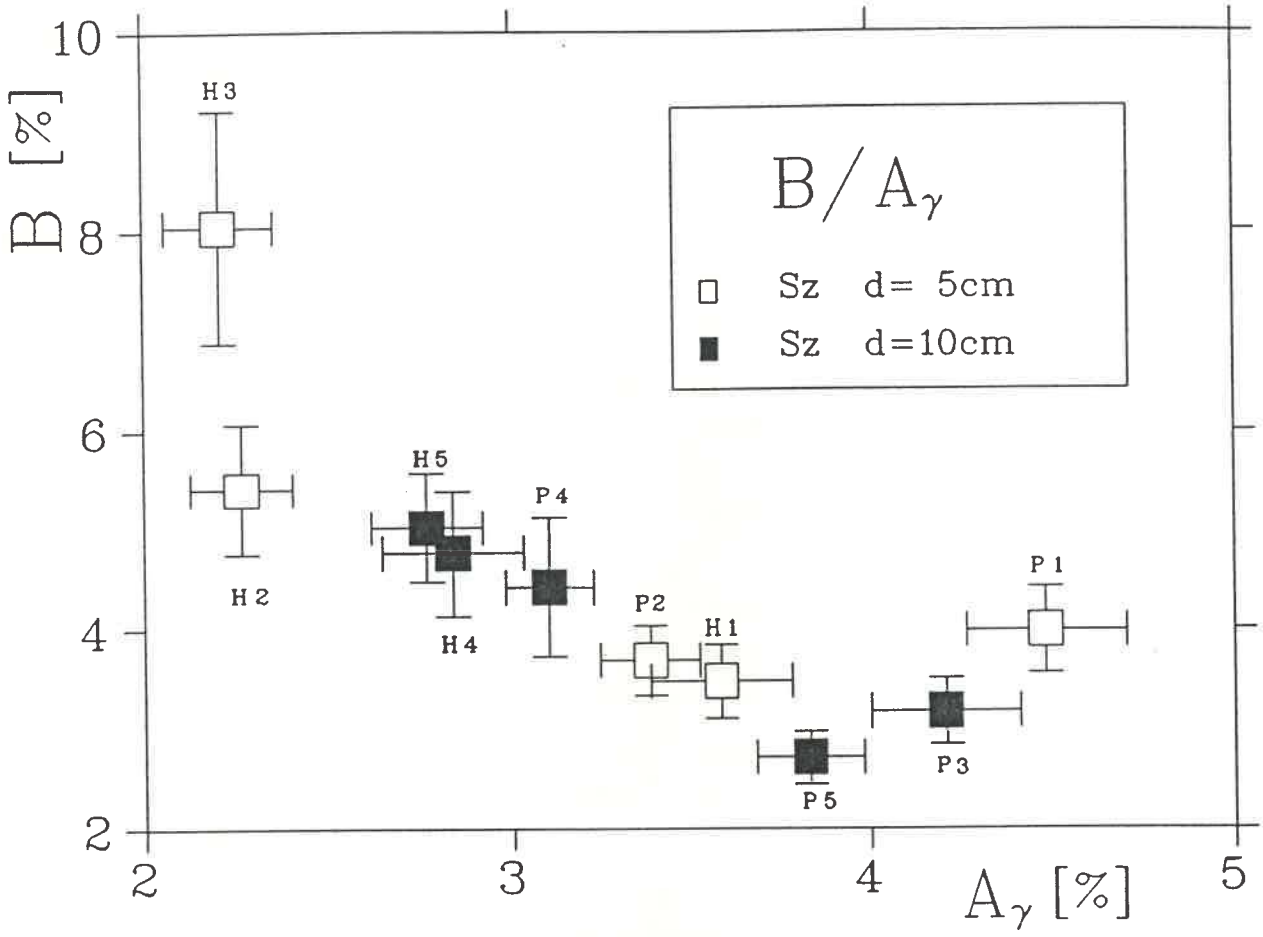


Abb. 6.7: Gütefaktor B als Funktion von A_γ. Größere Gütefaktoren und kleinere A_γ-Werte verweisen auf bessere Diskriminierungseigenschaften.

Abb. 6.6 und 6.7 zeigen die Proportionalität von A_γ , A_n und B. Die Anordnungen mit dem Photomultiplier P 9673 heben sich jedoch stark vom Trend der anderen Testdetektoren ab.

Betrachtet man obige Ergebnisse, so lassen sich nachstehende Schlußfolgerungen ziehen :

1) Die verwendeten Gütefaktoren B , M , A_γ , A_n und H_n / H_T , bewähren sich als Qualitätsindikatoren der Neutron - Gamma Trenneigenschaften eines Detektors und stimmen in ihren Aussagen überein.

2) Das Verhältnis der Halbwertsbreiten läßt keinen direkten Schluß auf die Diskriminierungseigenschaften zu .

3) Bei Schwellensetzung im " Tal " ist die Zahl der als Neutronen detektierten γ`s stets kleiner als die Zahl verlorener, " guter " Neutronen.

4) Die Diskriminierungseigenschaften sind von der Szintillatordicke abhängig.

5) Photomultiplier der Type Hamamatsu R 1250 zeigen im direkten Vergleich bessere Trenneigenschaften als Philips XP 2041. (Es ist jedoch zu bemerken, daß die verwendeten Philips Photomultiplier ein älteres Herstellungsdatum haben und eine dementsprechend längere Betriebsdauer aufweisen, als die Vergleichsprodukte der Firma Hamamatsu.)

6) Die Verwendung eines optischen Fettes zwischen Szintillator und Photomultiplier verbessert die Trenneigenschaften verbessert. Bei den Detektoranordnungen H 1 und H 2 zeigt sich typischerweise eine relative Verbesserung von A_γ, A_n und B von ~ 60 %.

6.6 Variation der Schwelle

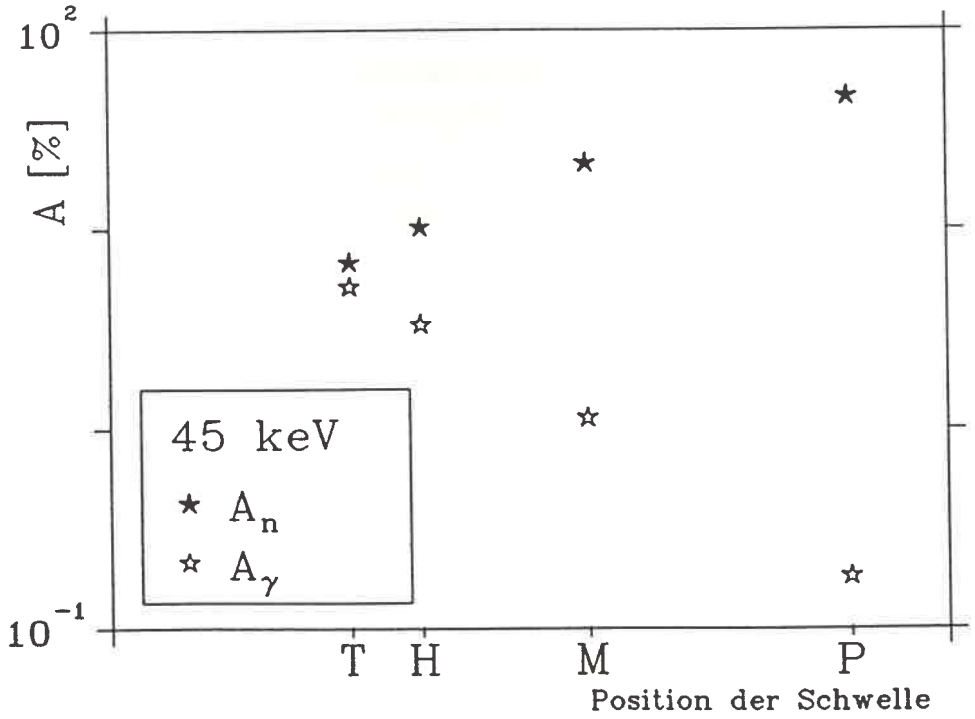
Bei Detektoranordnung H2 wurde bei einer Elektronenergie von 45 keV und 60 keV (45 keV / 60 keV bedeutet Schnitt im Energieintervall [45.0 - 49.0] keV / [58.2 - 60.9] keV) die Veränderung von A_γ und A_n untersucht, die durch eine Positionsverschiebung der n-γ Diskriminierungsschwelle hervorgerufen wird. In Abbildung 6.8 wird die funktionale Abhängigkeit dargestellt.

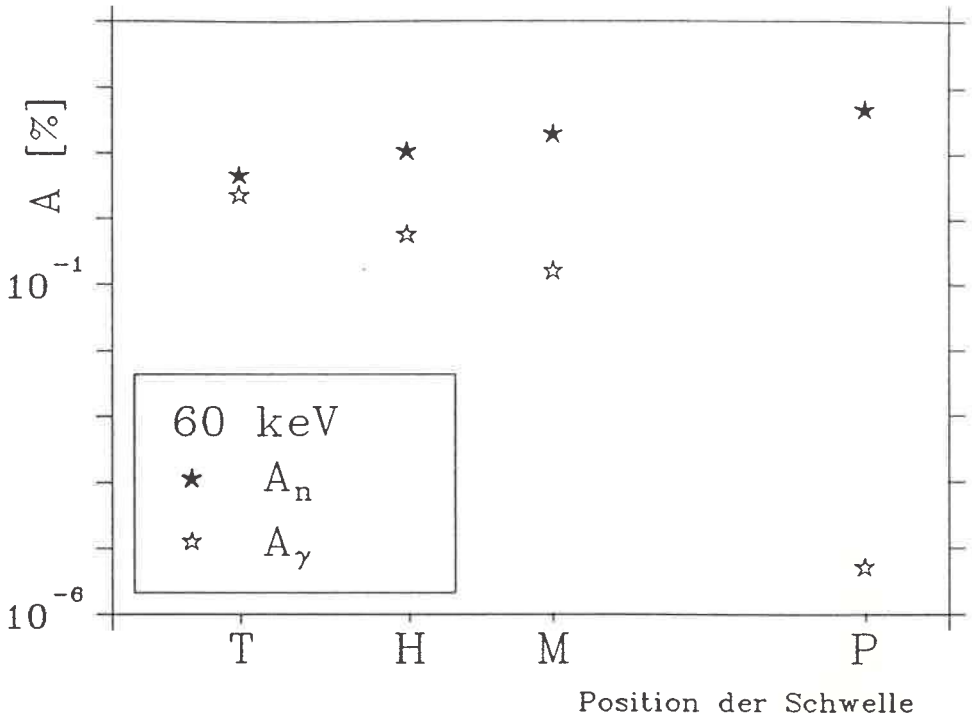
Bei 60 keV kann also bei einem Neutroneneffizienzverlust von nur 11 % die Zahl der gammainduzierten Neutronenereignisse unter 1 % der gesamten Neutronenrate gesenkt werden.

Betrachtet man die Ergebnisse bei 45 keV , so läßt sich das gleiche γ-Unterdrückungsverhältnis bei einem Neutroneneffizienzverlust von nur 22 % erreichen . Bei 100 keV erreicht man hingegen bei 10 % Effizienzverlust bereits ein γ-Unterdrückungsverhältnis von 10^{-5}.

Abb. 6.8 : Abhängigkeit von A_γ und A_n bei Variation der Diskriminierungsschwelle bei a) 45 keV und b) 60 keV Elektronenergie. Die angegebenen Positionen der PSD-Schwelle sind:

T ... Tal - Position
H ... Halbhöhe des "Neutronpeaks"
M ... Mitte zwischen Tal und "Neutronpeak"
P ... "Neutronpeak" (Maximum der n-Verteilung)





6.7 Energieabhängigkeit der Gütefaktoren

Die Energieabhängigkeit der Diskriminierungseigenschaften wurde am Beispiel zweier Detektoranordnungen (H2,P2) untersucht. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle 12 und 13 zusammengefaßt. Der Fehler der angegebenen Energieintervalle ist ± 3 keV bzw. ± 4 keV über 150 keV Elektronäquivalentenergie.

Tabelle 12 : Die Ergebnisse für die Gütefaktoren bei verschiedenen Energien für Detektoranordnung H2 werden angegeben. Die n-γ Diskriminierungsschwelle war dabei im "Tal" gesetzt .

Energie [keV]	M	B	$FWHM_n$ / $FWHM_\gamma$
45 - 49	0.64 ± 0.02	2.13 ± 0.15	1.77 ± 0.03
58 - 61	0.78 ± 0.07	5.41 ± 0.66	2.04 ± 0.01
75 - 79	0.91 ± 0.02	11.62 ± 1.90	1.92 ± 0.02
100 - 105	1.16 ± 0.02	44.5 ± 5.5	2.00 ± 0.02
150 - 155	1.43 ± 0.02	394 ± 41	2.12 ± 0.02
200 - 208	1.66 ± 0.02	3874 ± 400	2.07 ± 0.02
250 - 260	1.79 ± 0.02	13943 ± 1500	2.19 ± 0.02

Energie [keV]	A_γ [%]	A_n [%]	H_n / H_T
45 - 49	5.18 ± 0.19	6.84 ± 0.2	0.94 ± 0.07
58 - 61	2.27 ± 0.14	4.52 ± 0.2	2.31 ± 0.30
75 - 79	1.27 ± 0.01	1.20 ± 0.1	4.76 ± 0.77
100 - 105	0.33 ± 0.06	0.42 ± 0.07	14.7 ± 1.4
150 - 155	0.033 ± 0.024	$4\times10^{-2} \pm 3\times10^{-4}$	115 ± 11
200 - 208	$3\times10^{-3} \pm 1\times10^{-3}$	$4\times10^{-3} \pm 4\times10^{-5}$	1036 ± 120
250 - 260	$1\times10^{-4} \pm 1\times10^{-4}$	$9\times10^{-4} \pm 1\times10^{-5}$	3592 ± 410

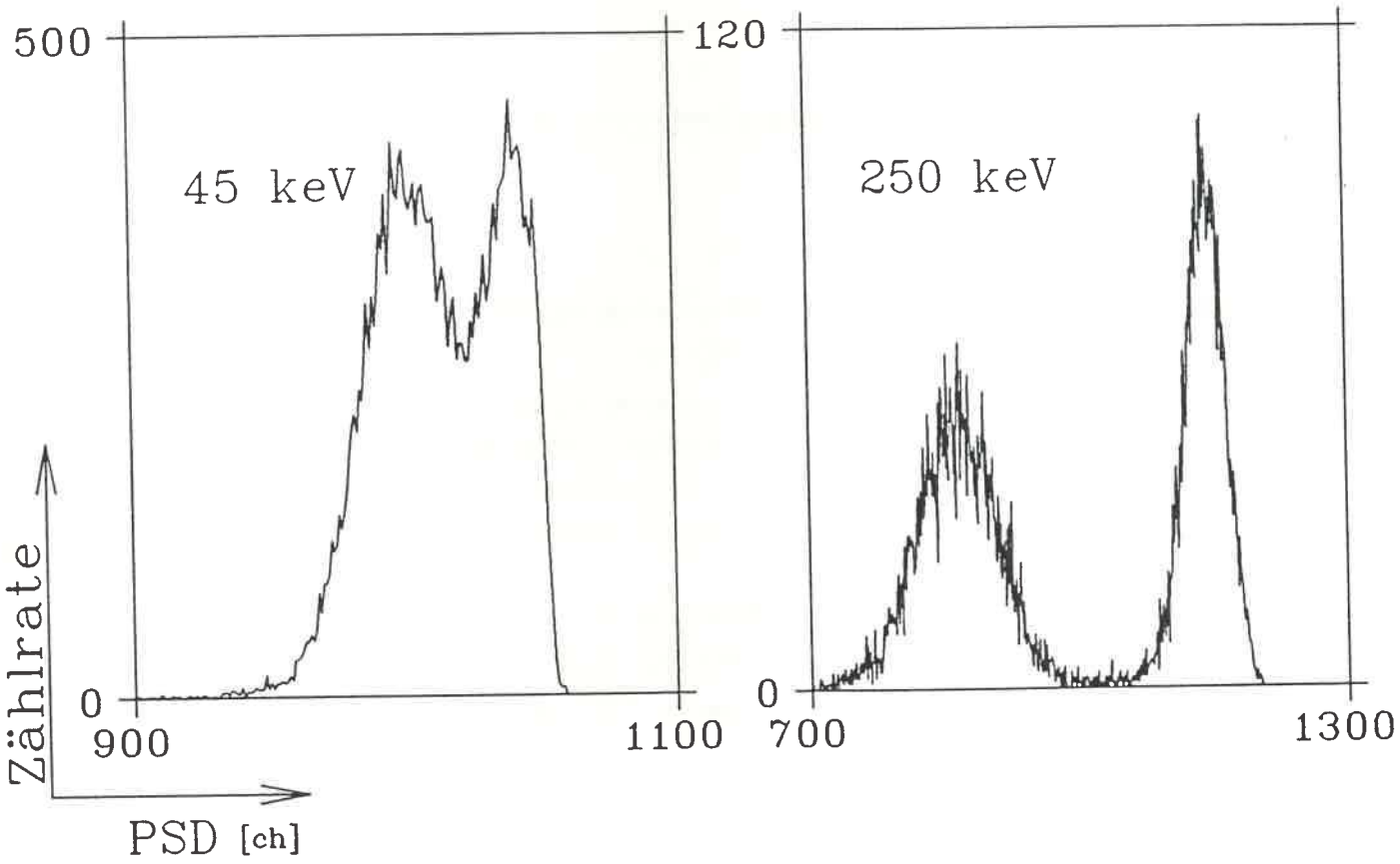


Abb. 6.9 : Unterschiedliches Diskriminierungsverhalten bei verschiedenen Energien. Bei höheren Energien nimmt (bei einer ^{252}Cf Quelle) die Zählrate stark ab und die Trennung von Neutron- und Gamma-Peak zu. (45 keV / 250 keV bedeutet Schnitt im Energieintervall [45- 49] keV / [250 - 260] keV)

Tabelle 13 : Wie Tabelle 12 jedoch für Detektoranordnung P 2 .

Energie [keV]	M	B	$FWHM_n$ / $FWHM_\gamma$
45 - 49	0.54 ± 0.01	1.72 ± 0.13	1.78 ± 0.02
57 - 62	0.67 ± 0.02	3.68 ± 0.35	1.89 ± 0.02
75 - 79	0.81 ± 0.01	6.90 ± 1.0	1.94 ± 0.02
100 - 105	1.03 ± 0.02	18.7 ± 5	1.87 ± 0.01
150 - 155	1.27 ± 0.01	92.5 ± 12	1.95 ± 0.01
200 - 208	1.50 ± 0.01	580 ± 60	1.97 ± 0.01
250 - 260	1.59 ± 0.01	4790 ± 520	2.12 ± 0.01

Energie [keV]	A_γ [%]	A_n [%]	H_n / H_T
45 - 49	6.4 ± 0.2	8.6 ± 2×10^{-3}	0.92 ± 0.07
57 - 62	3.4 ± 0.14	6.5 ± 2×10^{-3}	1.72 ± 0.17
75 - 79	1.73 ± 0.12	2.8 ± 2×10^{-3}	2.94 ± 0.45
100 - 105	0.686 ± 0.09	1.1 ± 1×10^{-3}	7.05 ± 1.9
150 - 155	0.126 ± 0.05	0.02 ± 6×10^{-4}	32.2 ± 3.3
200 - 208	0.024 ± 0.02	0.03 ± 2×10^{-4}	173 ± 20
250 - 260	2.3×10^{-3} ± 7×10^{-3}	2×10^{-4} ± 2×10^{-5}	1400 ± 150

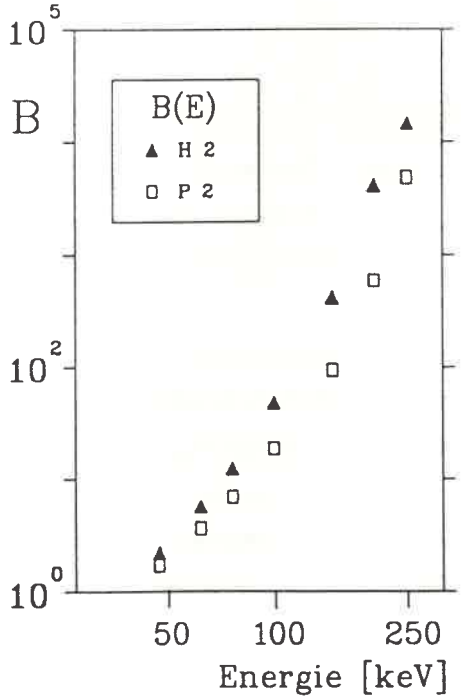


Abb. 6.10 :
Darstellung der Energie-Abhängigkeit von B für die Anordnungen H 2 = ▲ und P 2 = □.

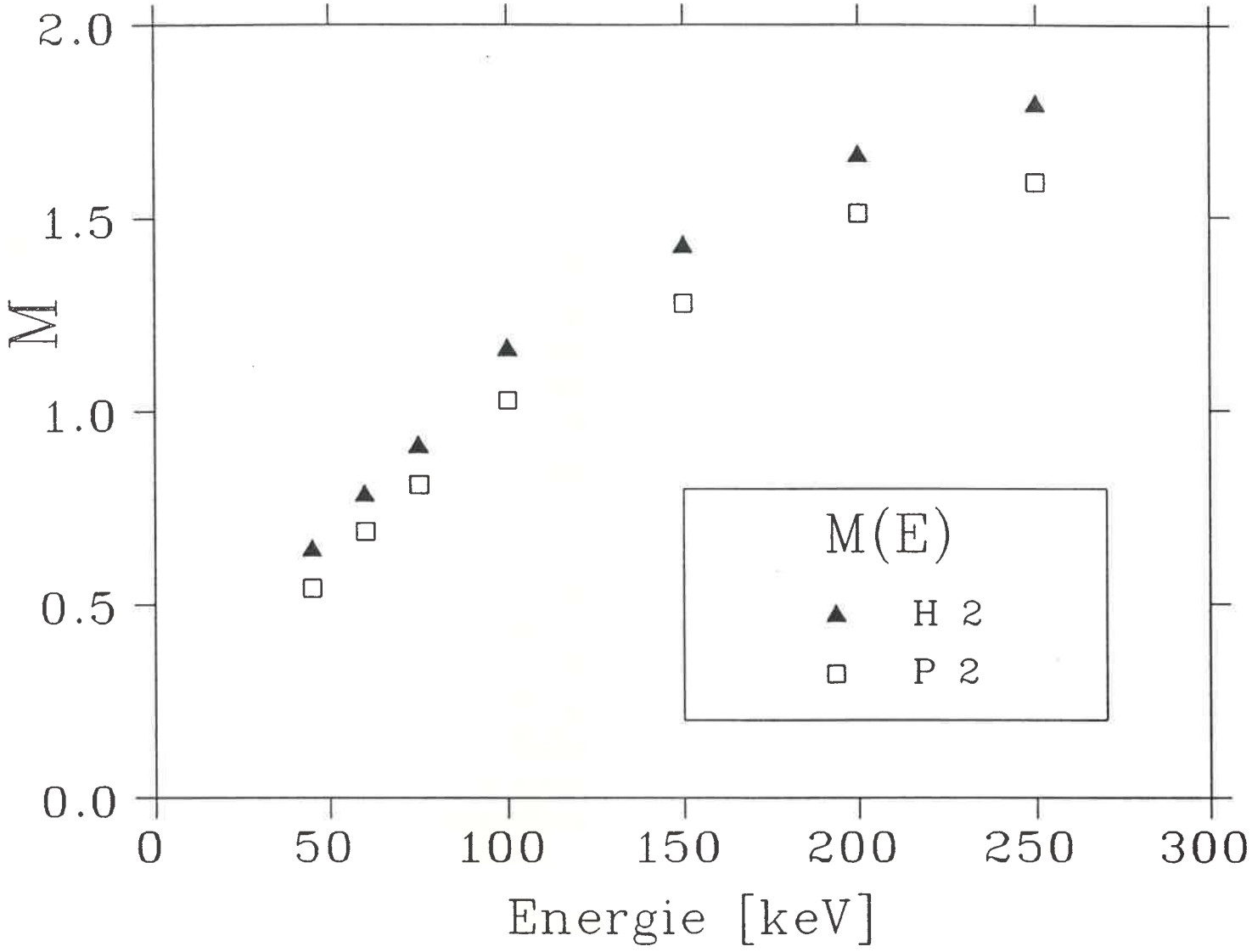


Abb. 6.11 : Darstellung der Energieabhängigkeit von M für die Anordnungen H 2 = ▲ und P2 = □ .

Betrachtet man die Energieabhängigkeit der Halbwertsbreite der Neutron- oder der γ-Verteilung, so zeigt sich eine zunehmende Vebreiterung mit steigender Energie der Teilchen. Die Verschmierung des Neutronen- peaks nimmt dabei schneller zu , als die des γ-peaks . In Abbildung 6.12 ist dieses Verhalten dargestellt. Detektoranordnung H2 lieferte die vorliegenden Meßwerte.

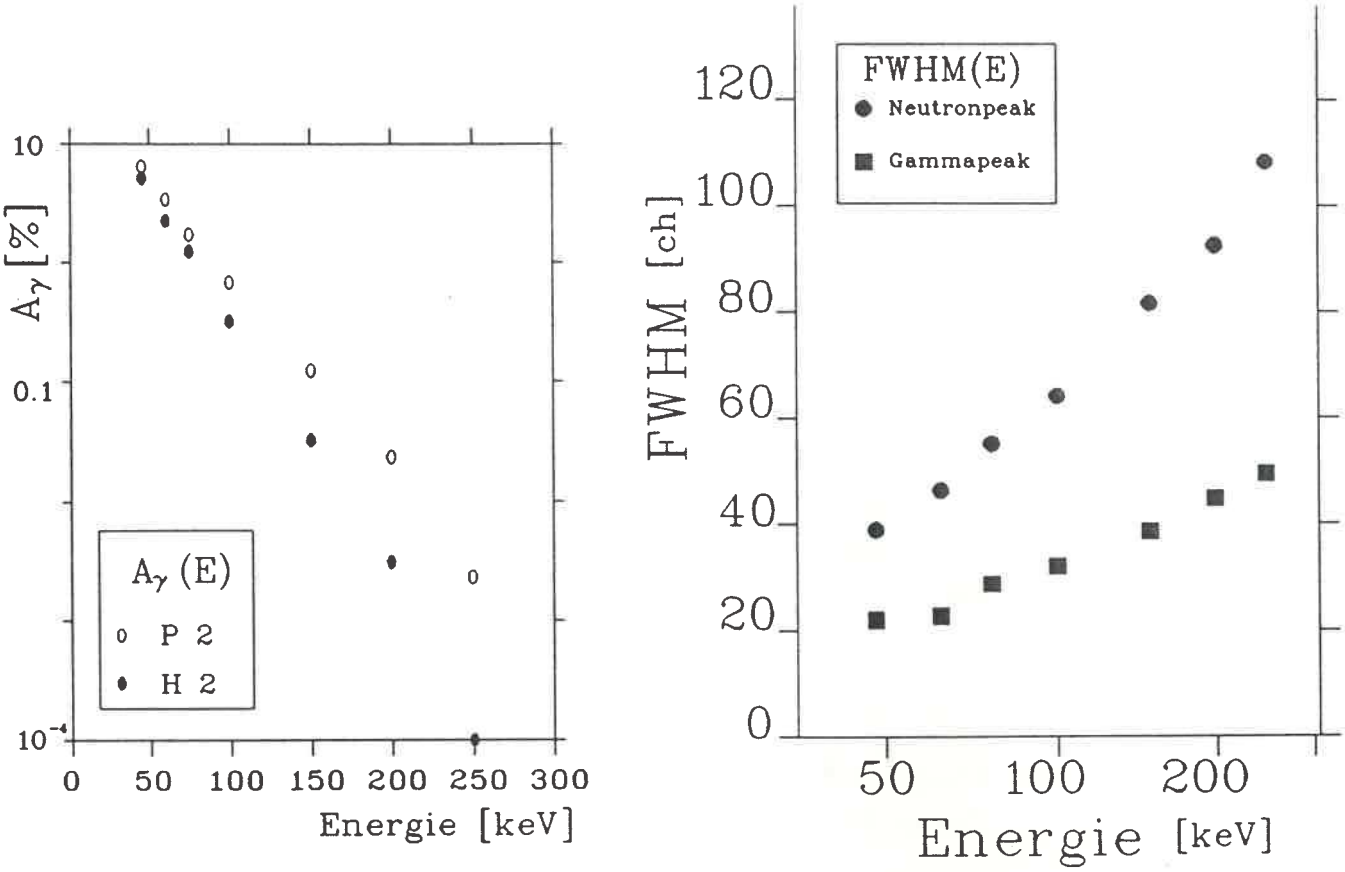


Abb. 6.12 : a) Energieabhängigkeit von A_γ
b) Energieabhängigkeit der Halbwertsbreiten (FWHM) der Neutron(n)- und γ-Verteilung.

Aus obigen Ergebnissen können nachstehende Schlußfolgerungen gezogen werden.

1) Die Diskriminierungseigenschaften der Detektoren sind stark energieabhängig.

2) Alle angegebenen Gütefaktoren wiederspiegeln dieses Verhalten.

3) Ab einer Grenzenergie gelingt eine γ-Unterdrückung von 10^{-2} ohne Verlust an Neutroneffizienz.

4) Diese Grenzenergie liegt bei ~ 100 keV für die getesteten Detektoren.

5) Der Gütefaktor B nimmt mit zunehmender Energie exponentiell zu.

6) Das Verhältnis der beiden Halbwertsbreiten ist energieunabhängig. (siehe auch [REI66])

7) Die Halbwertsbreite der einzelnen Verteilungen wächst mit zunehmender Energie.

6.8 Dynamikverhalten

Bei der Detektoranordnung P5 wird durch Verringerung der Versorgungsspannung des Photomultipliers auf 1800 V bei gleichbleibendem Spannungsteiler ein größerer Dynamikbereich (Nr. 2) ausgewählt . Dadurch werden Signale bis 3.5 MeV Elektronäquivalentenergie aufgezeichnet. Zur Messung der Diskriminierungseigenschaften wurde eine Am-Be Neutronenquelle (siehe Anhang 5) verwendet. In Tabelle 14 sind die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

Tabelle 14: Energieabhängigkeit der Gütefaktoren für Dynamikbereich 2. Dynamikbereich 1 siehe Kap. 6.7 .

Energie [keV]	A_γ [%]	A_n [%]	M
100	2.32 ± 0.25	7.36 ± 0.43	0.86 ± 0.04
150	0.51 ± 0.14	1.37 ± 0.23	1.11 ± 0.04
200	0.15 ± 0.09	0.27 ± 0.12	1.30 ± 0.04
250	0.05 ± 0.05	0.07 ± 0.07	1.39 ± 0.04

Folgerungen: Wird der Dynamikbereich im Vergleich zu den bisherigen Messungen vergrößert, treten im niederenergetischen Bereich markante Änderungen auf.

1) Die Energieauflösung für γ- Strahlung verschlechtert sich, der Americium Photopeak kann nicht mehr vom Untergrund getrennt werden.

2) Die n-γ Diskriminierungseigenschaften werden verschlechtert.

3) Die minimale Energie, bei der noch n-γ Trennung möglich ist, wird erhöht.

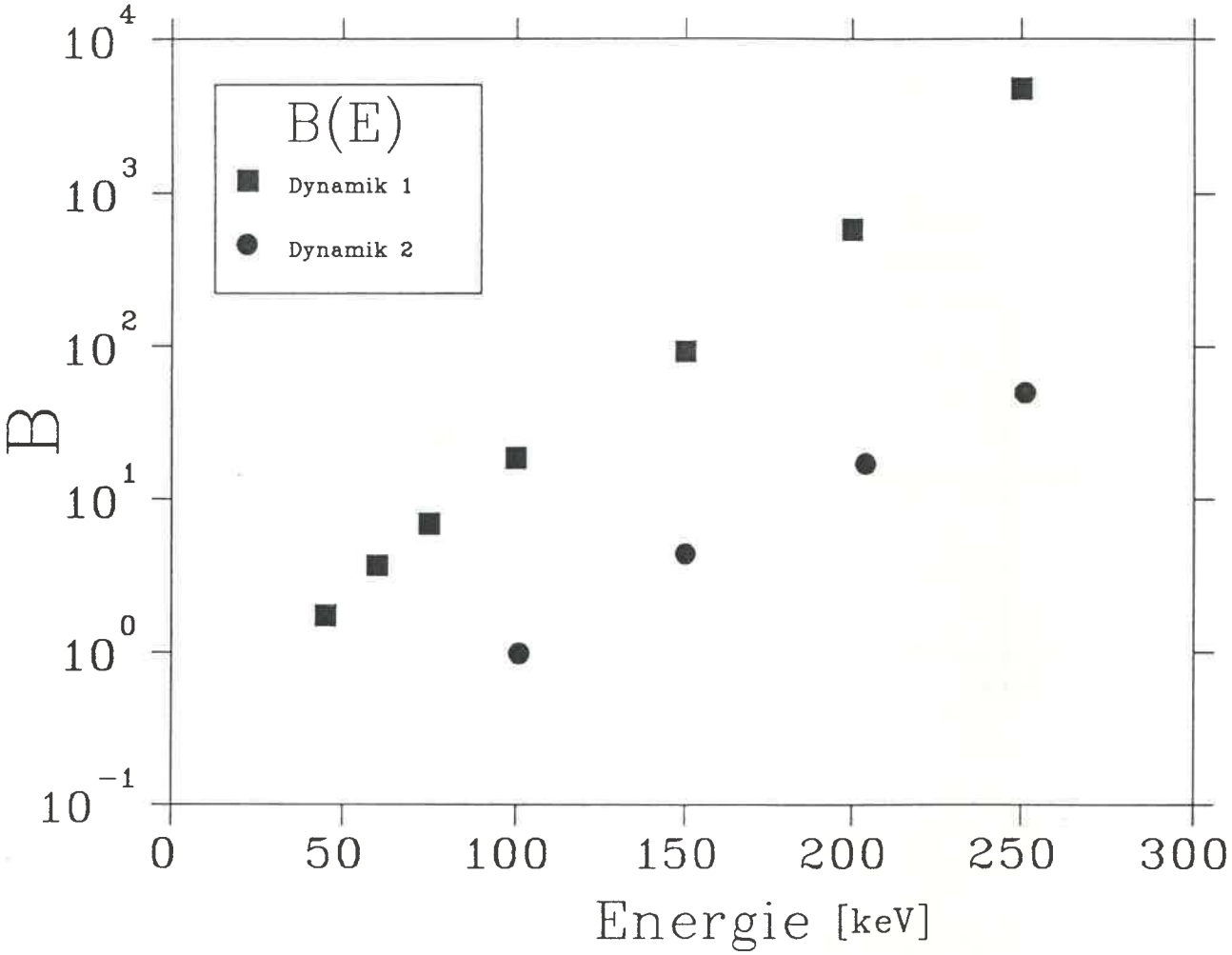


Abb. 6.13 : Vergleich des Gütefaktors B zwischen Dynamikbereich 1 und 2.

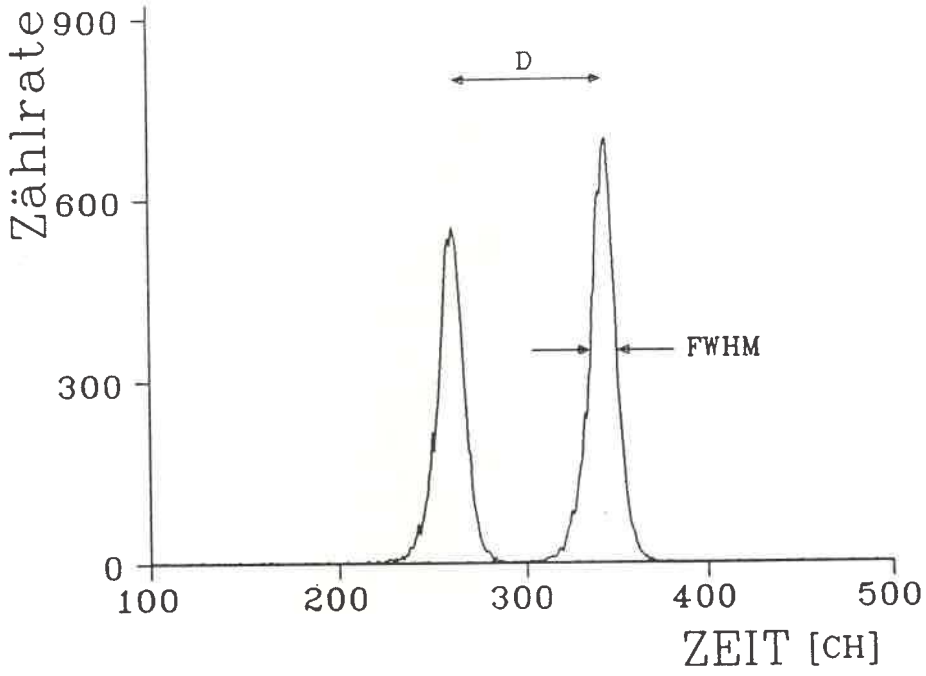


Abb. 7.1 : Darstellung der Laufzeitdifferenz des Detektorsignals zum Startsignal bei 2 verschiedenen Verzögerungszeiten.

7 Zeitauflösung

Wie in 3.3. beschrieben wurde mit verschieden eingestellten " Delay "-Zeiten die Streuung des zeitlichen Eintreffens des Anodensignals bei verschiedenen Detektoranordnungen gemessen. Dabei erhält man das in Abbildung 7.1 dargestellte Spektrum. Der Abstand der Maxima der beiden Verteilungen entspricht den unterschiedlich gewählten, fixen Verzögerungszeiten. Dies ermöglicht die Kalibrierung der Zeitskala. Die Zeitauflösung ist als die Halbwertsbreite dieser Verteilungen (FWHM) definiert. Als Startsignal dient das Anodensignal eines sehr dünnen Plastikszintillators, dessen Zeitauflösung im Vergleich mit den untersuchten Detektoren vernachlässigbar ist und daher nicht in die Analyse miteinbezogen wird.

Tabelle 15 faßt die erhaltenen Daten für die untersuchten Detektoranordnungen zusammen.

Tabelle 15 :

Detektor	Zeitauflösung [ns]
H 2	1.43 ± 0.11
H 4	1.48 ± 0.18
P 2	1.68 ± 0.16
P 5	1.77 ± 0.20

8 Nachweiswahrscheinlichkeit

Mit Hilfe des Monte-Carlo Programmes " Surley " [CAR87] wurde die Nachweiseffizienz der verwendeten Flüssigszintillationsdetektoren mit den aktiven Volumina A (62.5 cm^3) und B (125 cm^3) für 2.5 und 14.1 MeV Neutronenenergie bestimmt. Abhängig von der Position der Schwelle für minimale Signalhöhe folgt das in Abbildung 8.1 dargestellte Verhalten .

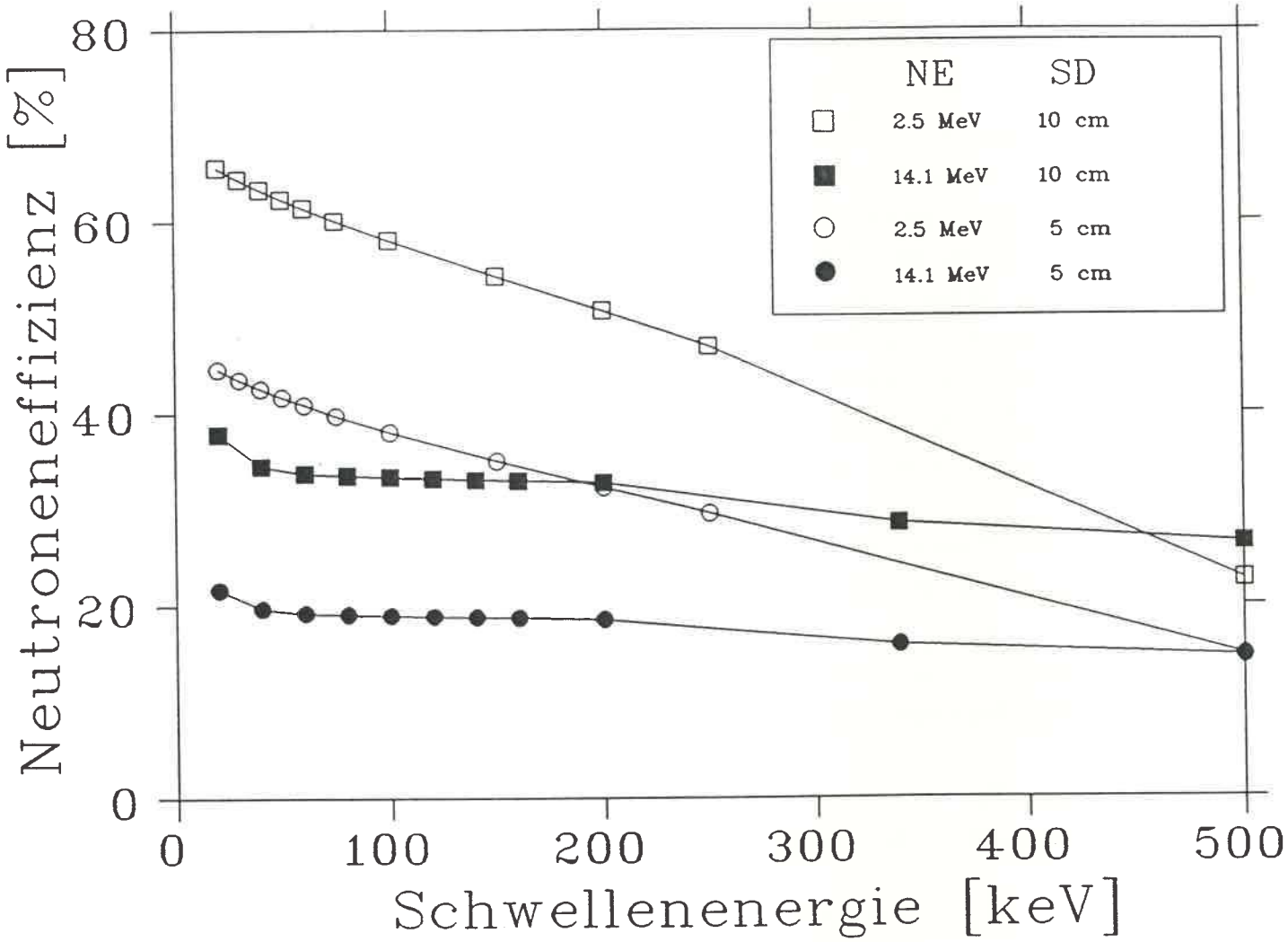


Abb. 8.1: intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit (Effizienz) für 2.5 und 14.1 MeV Neutronen in einem 5 (10) cm dicken NE 213 Flüssigszintillator als Funktion der Schwellenenergie.
NE . . . Neutronenergie SD . . . Szintillatordicke

9 Zusammenfassung

Für Experimente der Myonphysik wurde ein Prototyp eines Flüssigszintillations-Neutronendetektors mit Neutron-Gamma Trennung geplant, gebaut und sein Nachweisverhalten untersucht.

Mit zwei verschieden großen Szintillatorzellen (0.6 und 1.2 dm^3 aktives Volumen) und Photomultipliern der Type R 1250 von Hamamatsu und XP 2041 von Philips wurden verschiedene Testanordnungen realisiert und deren Eigenschaften im niederenergetischen Bereich studiert. Ein exakter Vergleich erfolgte bei 60 keV γ - Energie. Dabei zeigten sich deutliche Unterschiede in der Neutron - Gamma Trennung und in der Pulshöhenauflösung , die für die Verwendung von R 1250 Photomultipliern sprechen.

Unter Verwendung einer Poissonverteilungsfunktion zum Datenfit ließ sich bereits ab 45 keV γ - Energie eine eindeutige Neutron - Gamma Trennung durchführen. Betrachtet man mehrere Gütefaktoren im Bereich von 45 - 250 keV γ-Energie, so besitzen bei gleicher Energieabhängigkeit Detektoren mit Hamamatsu Photomultipliern über den gesamten untersuchten Energiebereich bessere Trenneigenschaften als die verwendeten Philips Photomultiplier. Alle verwendeten Detektoranordnungen zeigten jedoch bereits ab 100 keV γ-Energie eine γ-Unterdrückung kleiner als 10^{-2} ohne nennenswerten Neutroneneffizienzverlust.

Vergleicht man die Neutron-Gamma Trennung bei unterschiedlich großen Pulshöhen-Dynamikbereichen, findet man besseres Trennverhalten bei kleinerem Detektionsbereich.

Da die Zeitauflösung des Detektors von großer Bedeutung ist, wurde diese Eigenschaft für die verschiedenen Anordnungen bestimmt. Die Resultate lagen im Bereich von 1.4 - 1.8 ns .

Die Verwendung von Silikonfett zur Verbesserung der optischen Verbindung von Photomultiplier und Szintillator brachte eine Verbesserung der Trenneigenschaft von über 50 % .

Aus den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen folgt, daß die untersuchten Detektoranordnungen die gewünschten Eigenschaften zum effizienten Nachweis von schnellen Neutronen besitzen.

Anhang :

A 1 NE 213 Flüssigszintillator

A 2 Hamamatsu R 1250 Photomultiplier

A 3 Philips XP 2041 Photomultiplier

A 4 Kenndaten der verwendeten γ-Quellen

A 5 Kenndaten der verwendeten Neutronenquellen

A 6 Co-Netic-Abschirmmaterial

A 7 Absorption in Aluminium

A 1

NE 213 Flüssigszintillator

Eigenschaften [NEB79]:

Lichtausbeute (relativ zu Anthrazen)	78 %
Dichte (g/cm^3)	0.874
H-Atome pro cm^3	4.82×10^{22}
C-Atome pro cm^3	3.98×10^{22}
Maximum des Emissionsspektrums	425 nm
Brechungsindex	1.505
Brechungsindex bei 425nm	1.530
mittlere Zerfallsdauer der ersten drei Komponenten	3.16 ns
	32.3 ns
	270. ns
mittlere Dauer des Energietransfers zwischen Lösung und Lösungsmittel	1.66 ns

A 2

Hamamatsu R 1250 Photomultiplier

Kenndaten aus [HAM88]:

Anodenpuls Anstiegszeit typ.	2.5 ns
Anodendunkelstrom (nach 30 min.)	50 µA
maximale Sensitivität bei	420 nm
Kathodensensitivität typ. (radiant sensitivity)	72 mA/W

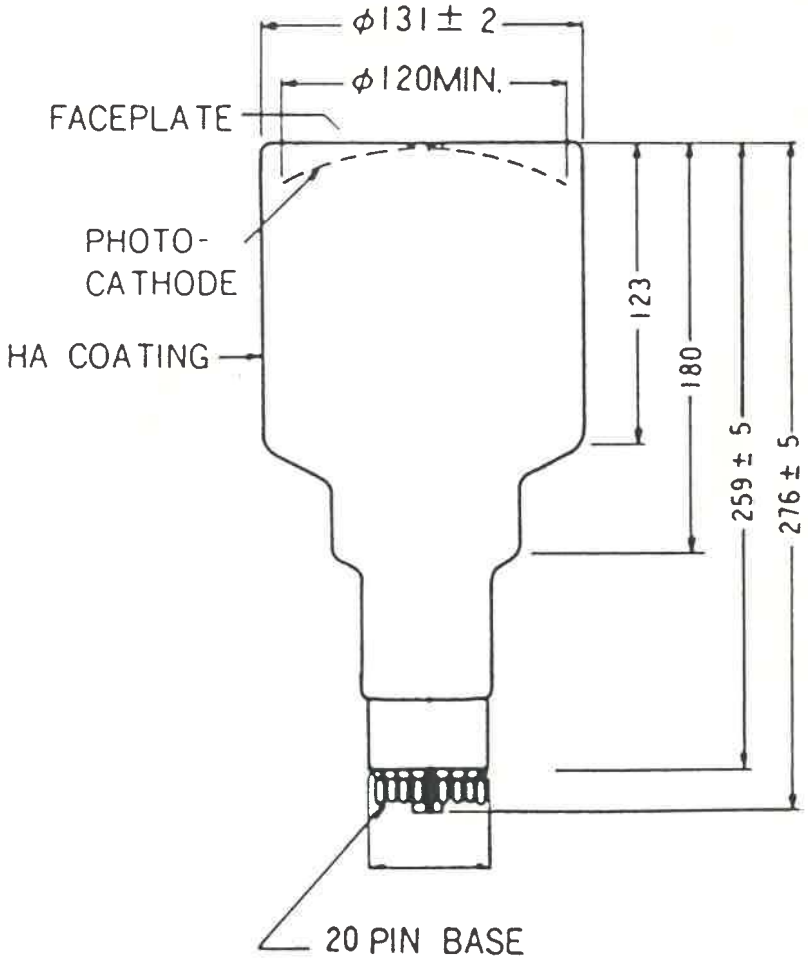


Abbildung A.1 : R 1250 Photomultiplier (Abb. nach [HAM88]) .

A 3

Philips XP 2041 Photomultiplier

Kenndaten aus [PHI87]:

Anodenpuls Anstiegszeit typ.	2.0 ns
Anodendunkelstrom (nach 30 min.)	30 µA
maximale Sensitivität bei	400 ± 30 nm
Kathodensensitivität typ. (radiant sensitivity)	> 65 mA/W

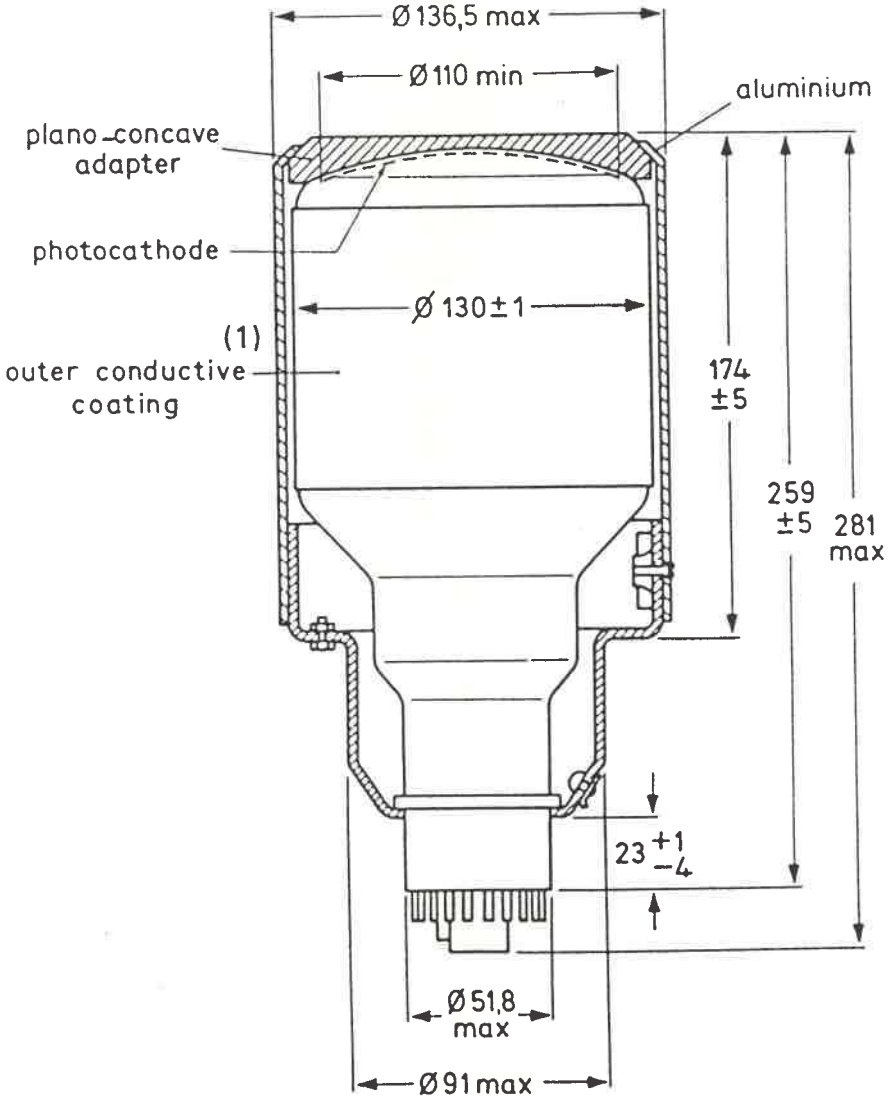


Abbildung A.2 : XP 2041 Photomultiplier (Abb. nach [PHI87]).

A 4

Kenndaten der verwendeten γ-Quellen
[PSI 13]

Quelle	γ-Energie [keV]	Halbwertszeit	Aktivität / Datum [µCi]	
^{241}Americium	59.5	433 a	11.5	1.4.88
^{22}Natrium	511 1275	2.6 a	10.9	18.1.85
^{137}Cäsium	661.6	30 a	10.3	24.1.85
^{54}Mangan	835	312.5 d	10.9	9.5.88
^{60}Cobalt	1.173 1.333	5.27 a	8.45	31.8.89

A 5

Kenndaten der verwendeten Neutronenquellen

^{252}Californium [MEA67, PSI13]:

Halbwertszeit: 2.65 a

Aktivität : 5.44 µCi = 2.44×10^5 Neutronen/s
(11.5.1987)
1.3×10^{10} γ-Quanten/s

Das Energiespektrum der Neutronen ist Boltzmann-verteilt bis zu einer Maximalenergie von 14.92 MeV. Durchschnittliche Neutronenenergie = 2 MeV. Prompte γ-Quanten werden bis zu einer Maximalenergie von 6.5 MeV emittiert.

^{241}Americium-Beryllium [PSI13]:

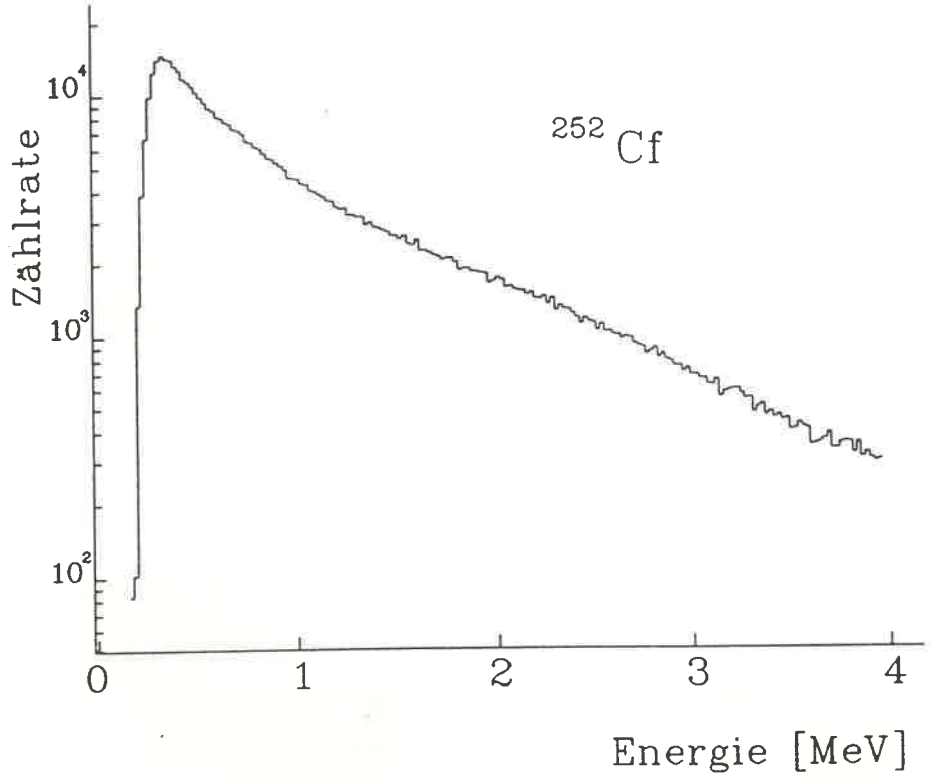
Neutronenproduzierende Reaktion:

$$^{9}_{4}\mathrm{Be}(\alpha,n)^{12}_{6}\mathrm{C}$$

Halbwertszeit: 458 a

Aktivität: 1 mCi = 2.7×10^3 Neutronen/s
(11.3.1977)

Durchschnittliche Neutronenenergie = 4.6 MeV.



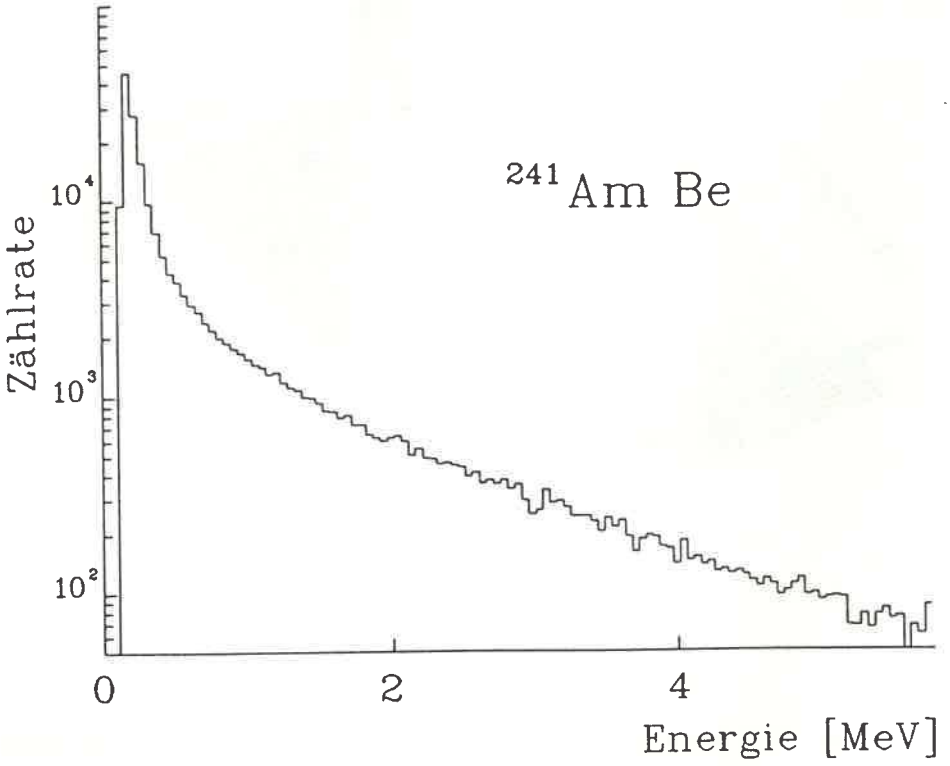


Abbildung A.3 : gemessene Neutronenenergiespektren der verwendeten Quellen.
Energie = Elektronäquivalentenergie

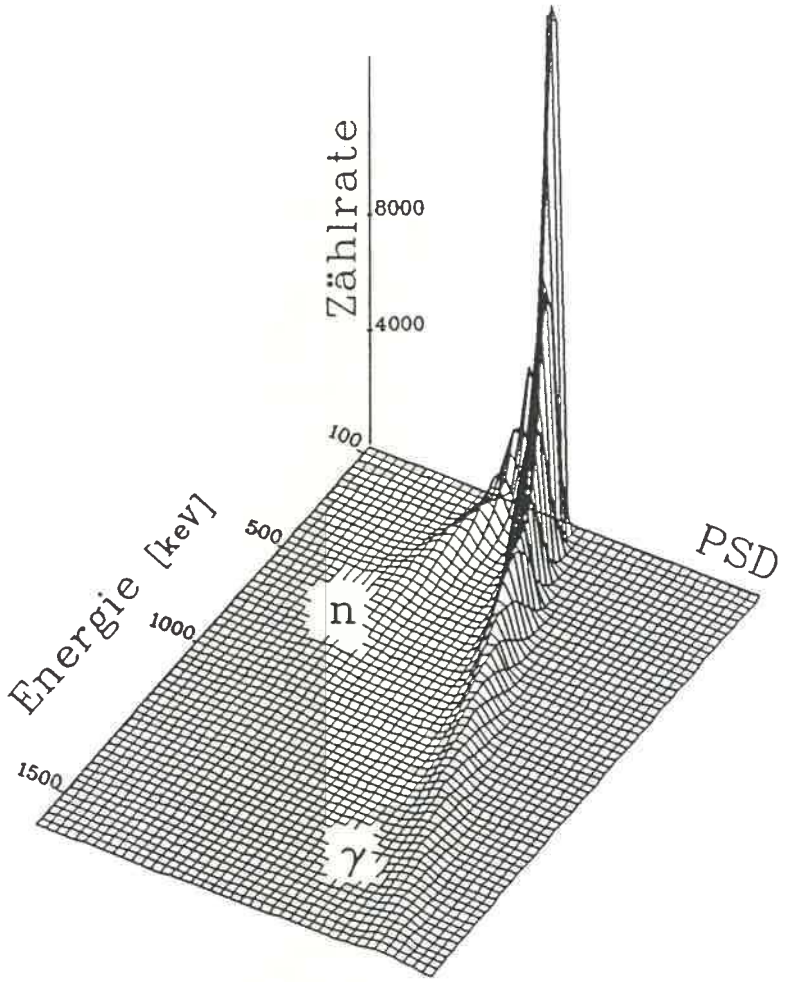


Abbildung A.4 : 3 dimensionale Darstellung einer Am-Be Neutronenquelle im Energieintervall 90 - 1600 keV .

A 6

Co - Netic - Abschirmmaterial

[PSI 12]

Dicke :	0.1 mm
spez. Gewicht :	8.5
Sättigungs - Induktion :	7500 Gauß
Anfangspermeabilität :	20000
Permeabilität bei 200 Gauß :	80000
Höchste Permeabilität :	450000

A 7

Absorption in Aluminium

Abbildung A.5 zeigt die berechnete Absorptionskurve für niederenergetische γ-Quanten in Aluminium von 1cm Dicke.
Nach [DEB87] gilt :

$$\frac{N}{N_O} = e^{-\mu d}$$

N_O ... einfallende Photonenzahl
N ... Anzahl der nach d noch nicht absorbierten Photonen
μ ... Attenuationskoeffizient
d ... Absorberdicke

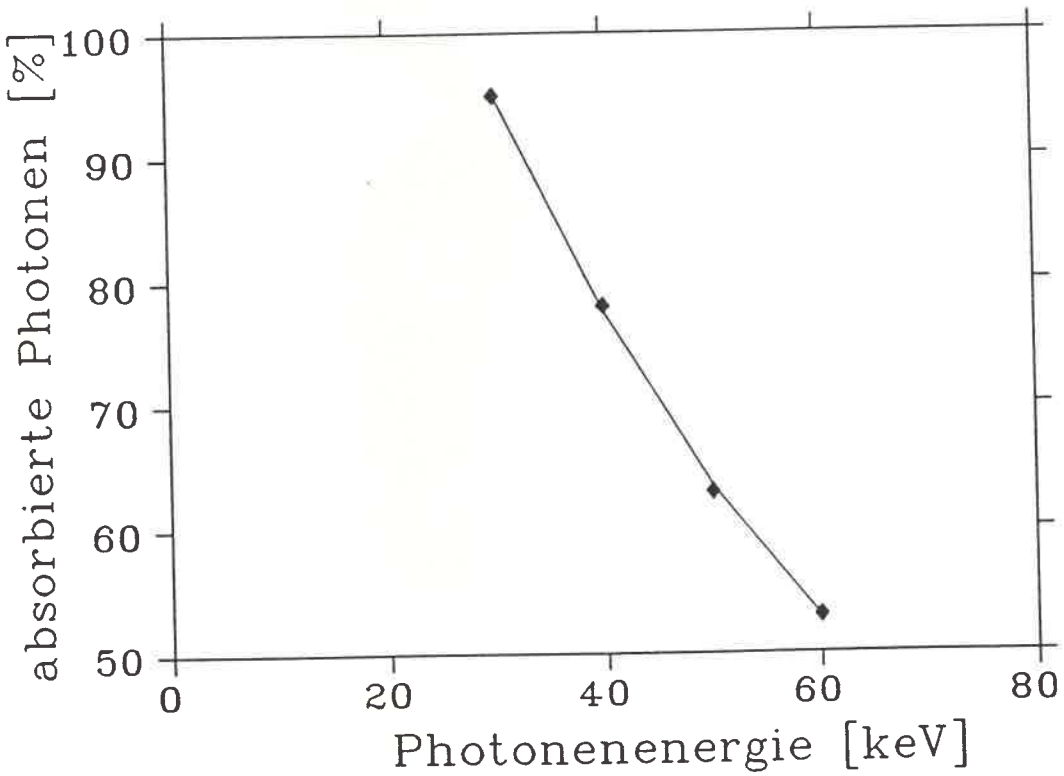


Abbildung A.5 : berechnete Abhängigkeit der absorbierten Photonen von der Photonenenergie in Aluminium.

Literaturverzeichnis :

[ACK88] P. Ackerbauer et al. " Direct measurement of muon sticking ω_s in μ-catalyzed dt fusion "
PSI Proposal R-88-03-1 (1988)

[ALE61] T. K. Alexander, F. S. Goulding " An amplitude-insensitive system that distinguishes pulses of different shapes "
NIM 13 (1961) 244 - 246

[BER71] A. Bertin et al. " The response of large volume NE - 213 liquid scintillators to electrons and protons "
NIM 91 (1971) 649-652

[BIR64] J.B. Birks " The Theory and Practice of Scintillation Counting "
Pergamon Press London , 1964

[BRE89] W.H. Breunlich, P. Kammel et al. " Muon catalyzed Fusion "
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1989, 311 - 355

[BRO59] F. D. Brooks " A scintillation counter with neutron and gamma-ray discrimination "
NIM 4 (1959) 151 -163

[BRO79] F. D. Brooks " Development of organic scintillators "
NIM 162 (1979) 477 - 505

[CAN80] Canberra Industries " Time analyzer model 1443 instruction manual " Canb. Ind. 1980

[CAR87] M. Cargnelli " Myoneinfang in Deuterium "
Dissertation, TU Wien 1987

[CAS90] T. A. Case , private Mitteilung

[CER89] CERN program library entry D 506 1981, 1989

[CHA77] A. Chalupka et al. " Temperature dependence of the pulse shape discrimination properties of NE 213 "
NIM 144 (1977) 167 - 169

[CHA78] A. Chalupka et al. " On the low energy performance of the Munich PSD system "
NIM 150 (1978) 209 - 211

[CHA81] M. Chatelier et al. " A fast neutron spectrometer for fusion experiments " NIM 190 (1981) 107 - 118

[DEB87] K. Debertin, R. G. Helmer " Gamma and x - ray spectrometry with semiconductor detectors " North Holland 1987

[DIE82] G. Dietze, H. Klein " Gamma-calibration of NE 213 counters "
NIM 193 (1982) 549-556

[ELE89] T. Elevant " Performance of a liquid scintillator at high count - rates for fusion application "
NIM A 278 (1989) 774 - 778

[FOD71] A. Foderaro " The elements of neutron interaction theory "
MIT Press , 1971

[FUC91] M. Fuchs " Eigenschaften eines Neutronendetektors hoher Effizienz für Experimente in der myonkatalysierten Kernfusion "
Diplomarbeit, Universität Wien 1991

[GAT62] E. Gatti, F. de Martini Nuclear Electronics 2 (I.A.E.A., Vienna 1962) p. 265

[GAT70] E. Gatti et al. " Particle identification by pulse shape discrimination " energ. nucl. vol 17 / nl (Jan 1970) p. 34

[HAM88] " Hamamatsu photomultiplier tubes " Katalog 1988

[HAR79] J. A. Harvey, N. W. Hill " Scintillation detectors for neutron physics research " NIM 162 (1979) 507 - 529

[ISO67] C. M. Lederer et al. " Table of Isotopes "
J. Wiley & Sons , 1967

[LAD89] LADS - Kollaboration , private Mitteilung

[LAU68] G. Laustriat " The luminescence decay of organic scintillators "
Molecular Crystals , 1968 , Vol. 4 p. 127 - 145

[LEO87] W.R. Leo " Techniques for nuclear and particle physics experiments " Springer - Verlag Berlin 1987

[LIN77] J. M. Adams, G. White " Model 5010 - pulse shape discriminator handbook " Link Systems Ltd., Harwell HL77/3281 (C17)

[LOC76] J. A. Lockwood et al. " Response function of organic scintillators to high energy neutrons "
NIM 138 (1976) 451-464

[MAI68] K. H. Maier, J. Nitschke " Die Lichtausbeute eines NE-213 Szintillators für Protonen "
NIM 59 (1968) 227-228

[MEA67] J. W. Meadows " ^{252}Cf fission neutron spectrum from 0.003 to 15.0 MeV "
Phys. Rev. 157 / 4 (1967) p. 1076

[MOO76] W.J. Moore, D.O. Hummel " Physikalische Chemie "
W. de Gruyter , Berlin - New York , 1976

[NE80] Nuclear Enterprises Ltd. " Scintillators for physical services "
Brochure No 126 P Feb. 1980

[NEB79] Nuclear Enterprises Ltd. Bulletin 404 (1979)

[NET81] P. Netter et al. " A large position sensitive neutron detector "
NIM 185 (1981) 165-174

[PAW82] P. Pawlek " Die Homogenität der Lichtausbeute eines Flüssigszintillators " Diplomarbeit, Universität Wien 1982

[PER79] L.J. Perkins, M.C. Scott " The application of pulse shape discrimination in NE 213 to neutron spectroscopy "
NIM 166 (1979) 451-464

[PHI87] Philips data handbook " Electron Tubes " T9 - 1987

[PSI12] PSI , Materialkatalog 1990

[PSI13] PSI , Identitätskarte für radioaktive Quellen

[REI66] W. B. Reid, R. H. Hummel " Pulse shape discrimination in organic scintillators "
Can. Nucl. Tech. (Jan / Feb 1966) 36

[RCA80] R.W. Engstrom " RCA Photomultiplier Handbook "
RCA Corporation, 1980

[SPE74] P. Sperr et al. " A simple pulse-shape discrimination circuit " NIM 116 (1974) 55 - 59

[THO77] J. H. Thorngate, M. M. Abd El-Razek " Limits of the applicability of commonly used pulse shape figures of merit and possible alternative measures of performance " NIM 144 (1977) 209-214

[UWA82] Y. Uwamino et al. " Light output and response function of a NE 213 scintillator to neutrons up to 100 MeV " NIM 204 (1982) 179 - 189

[VER68] V. V. Verbinski et al. " Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry " NIM 65 (1968) 8

[WEI70] P. Weinzierl, M. Drosg " Lehrbuch der Nuklearelektronik " Springer - Verlag Wien - New York 1970

[WEI73] M. Weinert " Temperature coefficients of a NE 213 neutron-spectrometer " NIM 108 (1973) 401 - 402

[ZME90] J. Zmeskal et al. " Muon catalyzed dd fusion between 25 and 150 K : Experiment " Phys. Rev. A 42/3 (1990) 1165 - 1177

Lebenslauf

Ich, Bernhard LAUSS wurde am 1. August 1965 als Sohn der Herta Lauss und des Manfred Lauss in Wels (Oberösterreich) geboren.

Nach der Volksschule besuchte ich dort das Bundesgymnasium (BG Wels / neusprachlicher Zweig) und maturierte im Jahre 1984.

Ab Oktober 1984 leistete ich den ordentlichen Zivildienst im Landesaltenheim Lambach. Noch während dessen Dauer immatrikulierte ich im Sommersemester 1985 an der Universität Wien und inskribierte die Studienfächer Physik und Astronomie.

Im Dezember 1989 begann ich am Institut für Mittelenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften meine Diplomarbeit, deren experimenteller Teil einen längeren Aufenthalt am Paul Scherrer Institut (Villigen, Schweiz) inkludierte.

Wien , Mai 1991

Danksagung

Mein herzlichster Dank gilt Prof. Dr. Wolfgang H. Breunlich für die interessante Themenstellung und die Ermöglichung der experimentellen Arbeiten am Paul Scherrer Institut.

Insbesonders möchte ich mich auch bei Dipl. Ing. Dr. Johann Marton für seine unermüdliche Hilfe während der gesamten Dauer der Diplomarbeit bedanken.

Allen Mitgliedern unserer Forschungsgruppe, insbesonders Mag. P. Ackerbauer, M. Fuchs, Dr. S. Fussy, MMag. M. Jeitler, Dr. P. Kammel, W. Prymas, Dr. A. Scrinzi und Dr. J. Zmeskal danke ich für zahlreiche Anregungen und Diskussionen, die nicht unwesentlich zum Fortschritt meiner Arbeit beitrugen.

Für die während der experimentellen Arbeiten am PSI erhaltene Unterstützung möchte ich mich auch bei Dr. C. Petitjean und insbesonders bei Dipl. Phys. Kegang Lou bedanken.