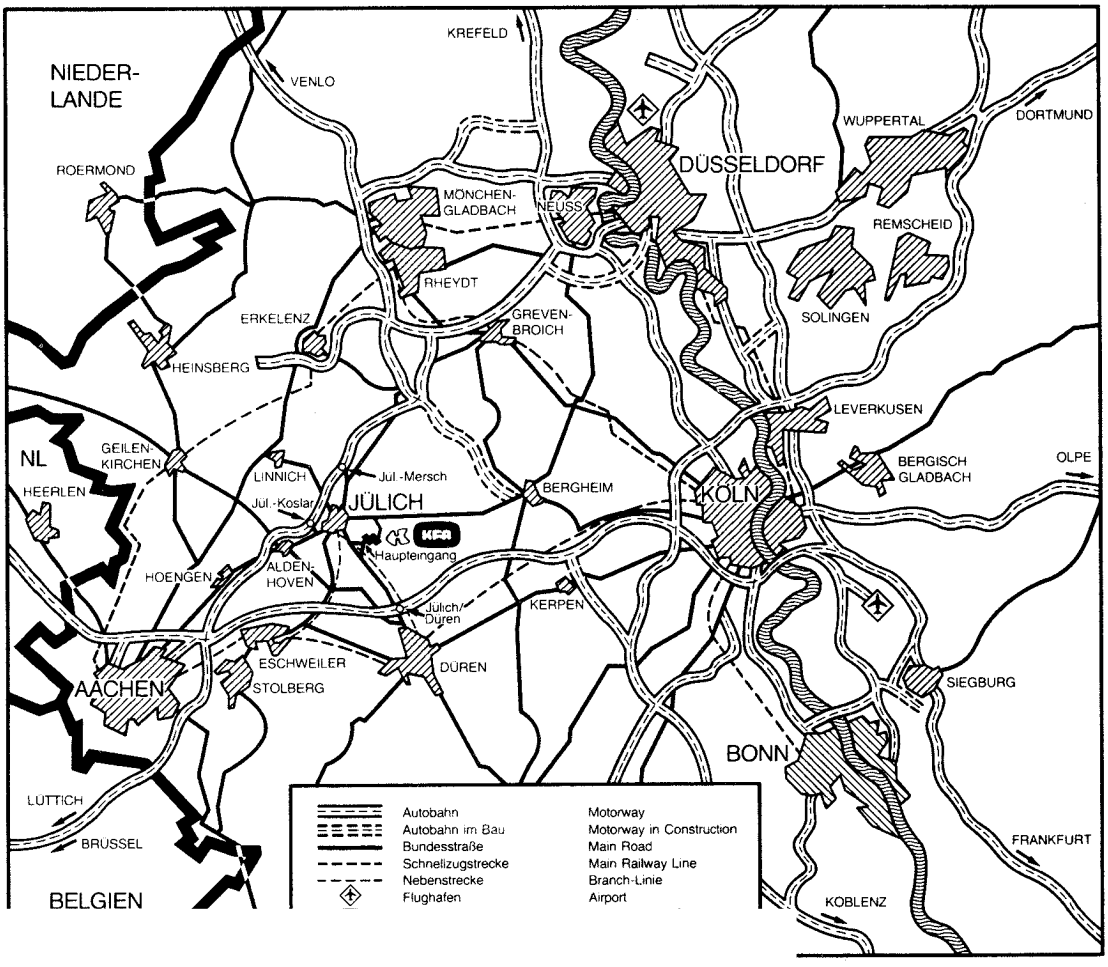
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH
Zentrallabor für Elektronik

Ein Detektorsystem für den zweidimensional ortsbestimmenden Nachweis von Neutronen und Gammaquanten

von

Andreas Scholz

Jül-2222
August 1988
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2222
Zentrallabor für Elektronik Jül-2222

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

Ein Detektorsystem für den zweidimensional ortsbestimmenden Nachweis von Neutronen und Gammaquanten

von

Andreas Scholz

D 82 (Diss. T.H. Aachen)

ABSTRACT

Many applications in scientific research and industry today demand for position sensitive detector systems with a large sensitive area, which are capable of detecting x-ray, gamma-ray or neutron radiation. Examples include the small-angle neutron scattering experiments in the material sciences and the Gamma Camera for medical diagnosis.

While the well-known Anger Camera utilizes a large number of photomultiplier tubes, which are arranged in a regular array behind a scintillation crystal, the new detector system, which is presented here, makes use of electron optics to transfer the scintillation image of a large scintillation crystal onto a small position detector. Because of this, only few photodetectors are required for position readout, associated with only a small number of amplifier chains and a very simple position reconstruction algorithm. The reduced complexity of the readout electronics ultimately leads to an improved maintainability and reliability of the detector system.

A prototype of the new detector system was built and tested. After giving an overview on already known and realized detector configurations, the basic considerations, which led to the final detector design, will be explained. Different methods of detector readout and position determination are discussed. Measurement results which were obtained with the prototype detector system are presented and explained by means of simulation calculations. Finally, suggestions for further developments are given.

K U R Z F A S S U N G

Für viele Anwendungen in Forschung und Technik werden heute Flächendetektoren benötigt, die Röntgen-, Gamma- und Neutronenstrahlung nachweisen können. Exemplarisch seien hier die Materialforschung mit der Neutronen-Kleinwinkelstreuung und die medizinische Diagnostik mit der Gamma-Kamera genannt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Szintillationsdetektor-System entwickelt, das einen großflächigen Szintillatorkristall mit einem einfachen Positionssensor ausliest und dabei Ort und Energieverlust der nachgewiesenen Strahlungsquanten registriert.

Während bei der bekannten Anger-Kamera eine große Anzahl von Photomultiplierröhren hinter einem Szintillatorkristall angeordnet sind, benutzt der hier vorgestellte Detektor eine Elektronenoptik zur Abbildung des Szintillators auf einen kleinen Positionssensor. Dadurch entfällt der größte Teil der sonst erforderlichen Photodetektoren einschließlich der zugeordneten Verstärkerkanäle und auch die Notwendigkeit eines Grob-Fein-Verfahrens für die Positionsbestimmung. Wegen der damit erheblich verringerten Komplexität der Auswerteelektronik kann eine verbesserte Wartungsfähigkeit und Zuverlässigkeit des Detektorsystems erreicht werden.

Ein Prototyp dieses Detektorsystems wurde realisiert und erprobt. Die vorliegende Arbeit umfaßt einen Überblick über bekannte Detektor-Konfigurationen, die Erläuterung der für die Konzipierung des Detektorsystems wichtigen Überlegungen und eine Diskussion verschiedener Verfahren der Meßwertverarbeitung. Schließlich werden die mit diesem Prototyp gewonnenen Meßergebnisse vorgestellt und anhand von Simulationsrechnungen erklärt. Die in der Realisierungs- und Erprobungsphase gewonnenen Erfahrungen führen auf Vorschläge für die Weiterentwicklung des Detektorsystems.

I N H A L T

1 EINFÜHRUNG

Zur Darstellung feiner und feinster Strukturen wird heute zumeist das Elektronenmikroskop und seit neuestem auch das Raster-Tunnel-Mikroskop eingesetzt. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, daß beschleunigten Elektronen eine de-Broglie-Wellenlänge zugeordnet werden kann, die um mehrere Zehnerpotenzen kleiner ist als Wellenlängen im optischen Bereich des elektromagnetischen Spektrums. Damit ist es möglich, Strukturen sichtbar zu machen, deren Ausdehnung so klein ist, daß sie nicht mit einem Lichtmikroskop aufgelöst werden kann.

Elektronenmikroskope können ähnlich wie Lichtmikroskope sowohl in Durchsicht (Transmissonselektronenmikroskop, TEM) als auch in Aufsicht (Rasterelektronenmikroskop, REM) betrieben werden. Wegen der starken Absorption der Elektronen in der Probe sind beim TEM aufwendige Präparationstechniken notwendig. Wichtige Anwendungen finden sich in der Biologie, in der Chemie und in der Physik.

Die mit Elektronenmikroskopen erreichbare Auflösung beträgt, abhängig von der Strahlspannung, etwa 1 nm. Damit können Viren, Moleküle und Gitterfehler sichtbar gemacht werden. Eine noch bessere Auflösung erreicht man mit dem Tunnel-Mikroskop. Mit diesem Gerät lassen sich einzelne Atome eines Festkörpers darstellen, jedoch mit der Einschränkung, daß ausschließlich Oberflächenstrukturen untersucht werden können.

In vielen Fällen ist es erforderlich, in einen Probenkörper sozusagen "hineinzusehen" und Informationen über räumliche Strukturen zu gewinnen. Wichtige Beispiele sind die Materialforschung mit Strukturuntersuchungen an kristallinen und amorphen Festkörpern, magnetischen Materialien, Flüssigkeiten etc. oder die Analyse von Polymeren und biologischen Molekülen, um nur einige zu nennen.

Eine besonders aufschlußreiche und vielseitige Möglichkeit zur Analyse räumlicher Strukturen in Flüssigkeiten und Festkörpern bietet die Durchführung von Streuexperimenten. Praktische Bedeutung haben heute vor allem Streuexperimente mit Röntgenstrahlung, in letzter Zeit hier besonders Experimente mit Synchrotronstrahlung, sowie Streuexperimente mit Neutronen. Je nach der erhofften Aussage über die Struktur des untersuchten Probenkörpers ist die Wellenlänge der eingestrahlten Quanten und die Art der Wechselwirkung mit den Atomen und Molekülen der Probe von besonderer Bedeutung.

Der Einsatz von Neutronen als Meßsonden bietet dort Vorteile, wo die besonderen Eigenschaften des Neutrons ausgenutzt werden können :

(1) Ruhemasse

(2) Wechselwirkung vorwiegend mit den Atomkernen des Probenkörpers, dadurch bedingt

(3) hohe Durchdringungsfähigkeit der meisten Materialien

(4) magnetisches Moment

Durch Variation der kinetischen Energie der Neutronen läßt sich ihre de-Broglie-Wellenlänge einstellen. Für die Untersuchung von Festkörpern eignen sich vor allem thermische und subthermische Neutronen im meV-Bereich, da die Wellenlänge der Neutronen dann in der Größenordnung der Kristallgitterkonstanten der Probe liegt.

Obwohl die Neutronenstreuung als eine der wichtigsten Methoden zur Untersuchung der Struktur kondensierter Materie seit langer Zeit ihren festen Platz in der physikalischen Forschung hat /1.1/, ist der Einsatz als Standard-Analyseverfahren in der Technik noch nicht in Sicht. Dies hat vor allem zwei Gründe :

(1) Die heute verfügbaren Neutronenquellen erfordern einen sehr hohen technischen Aufwand. Meist werden Kernreaktoren mit Brennelementen aus angereichertem ^{235}Uran eingesetzt. Speziell für den Zweck der Neutronenstreuung entworfene Hochfluß-Reaktoren (z.B. der High flux reactor des ILL in Grenoble oder der High flux isotope reactor des Oak Ridge National Labs) erreichen so einen Neutronenfluß von etwa 10^{15} $n/cm^2 \cdot s$.

(2) Die zur Auswertung der Streuversuche nötigen Detektoren sind technisch sehr komplex und aufwendig im Unterhalt.

Weiterentwicklungen sowohl der Neutronenquellen als auch der Detektoren sind deshalb erforderlich. Für die Erzeugung von Neutronenstrahlen werden in Zukunft gepulste Quellen besondere Bedeutung bekommen. Bei diesen sogenannten Spallations-Neutronenquellen schießt man Protonen mit einer kinetischen Energie von typisch 800 MeV auf ein Target aus schwerem Metall, z.B. Blei. Dabei entsteht durch Zertrümmerung des Atomkerns (Spallation) eine große Anzahl schneller Neutronen, die durch Moderation thermalisiert werden können. Die auf diese Weise realisierbaren Pulse thermischer Neutronen sehr kurzer Dauer (einige μs) sind vor allem für das Studium von zeitabhängigen Effekten interessant /1.2/.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem neben der Strahlquelle und dem Monochromator wichtigsten Teilsystem aller Streuexperimente, dem Detektor.

Im Zentrallabor für Elektronik (ZEL) der KFA Jülich wird seit mittlerweile acht Jahren an der Entwicklung von ortsauflösenden Szintillationsdetektoren gearbeitet. Diese Detektorsysteme sind für den Einsatz in Streuexperimenten mit thermischen und subthermischen Neutronen bestimmt. Im Rahmen dieses Forschungs- und Entwicklungsprojektes wurden verschiedene Detektorverfahren erprobt und realisiert /1.3/. Mehrere eindimen-

sionale Detektor-Systeme nach dem Prinzip der Anger-Kamera (dieses Detektor-Prinzip wird noch eingehend erläutert) mit einer empfindlichen Länge von 60 cm arbeiten seit vier Jahren im Dauerbetrieb. Ein zweidimensionaler Detektor mit 60 cm x 60 cm empfindlicher Fläche, der auf dem gleichen Verfahren basiert, befindet sich unmittelbar vor dem Einsatz in einer neuen Apparatur zur Neutronen-Kleinwinkelstreuung.

Trotz der überwiegend guten Erfahrungen, die mit diesen Detektoren im praktischen Betrieb gewonnen werden konnten, lassen sich einige Nachteile erkennen :

(1) komplizierte und arbeitsintensive Montage des Detektorkopfes durch die Vielzahl der analogen Kanäle,

(2) aufwendige und komplexe Detektorelektronik, dadurch

(3) eingeschränkte Wartungsfähigkeit,

(4) es sind umfangreiche Maßnahmen zur Kalibrierung erforderlich wegen der großen Zahl von Einzeldetektoren.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird daher ein neuer Weg beschritten und ein Detektorsystem vorgestellt, das die Nachteile der bekannten Verfahren vermeidet.

2 ORTSAUFLÖSENDE DETEKTOREN

In einer einführenden Übersicht sollen nun zunächst die Grundlagen für den ortsbestimmenden Nachweis räumlich ausgedehnter Strahlungsfelder erläutert werden. Es folgt die Vorstellung der wichtigsten Detektor-Typen für das Detektionsverfahren des seriellen Zählens einzelner Strahlungsquanten.

2.1 Grundlagen

Der Nachweis eines räumlich ausgedehnten Strahlungsfeldes geschieht mit Hilfe eines Detektors, der für die Quanten dieses Strahlungsfeldes empfindlich ist. Je nach Experiment können dies elektromagnetische Quanten sein mit Wellenlängen vom Infrarot bis in den Bereich harter Gammastrahlung, oder Korpuskel wie Elektronen, Ionen und Neutronen.

Je nach der Konstruktion des Detektors und der experimentellen Anordnung lassen sich neben reinen Ortsinformationen Aussagen über Energie und Zeitstruktur der nachgewiesenen Quanten treffen.

Alle für den ortsbestimmenden Nachweis von Strahlung geeigneten Detektoren bestehen im wesentlichen aus drei Komponenten (Fig. 2.1) /2.1/ :

(1) **Energiekonverter** zur Umsetzung der primären Strahlungsquanten in Sekundärprodukte, die nachgewiesen werden können;

(2) **Verstärkerelement**, um aus diesen Sekundärprodukten ein Signal für die weitere Analyse zu erzeugen;

(3) **Positionssensor** für die Gewinnung der Ortsinformation.

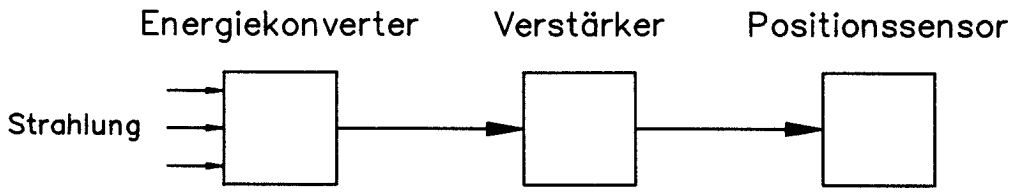


Fig. 2.1: Blockdiagramm eines ortsempfindlichen Strahlungsdetektors

2.1.1 Energiekonverter

Zum Nachweis der auf den Detektor treffenden Strahlung ist eine Umsetzung der primären Strahlungsquanten in elektronische Signale erforderlich. In praktisch realisierten Detektoren werden vor allem die folgenden Wechselwirkungs-Mechanismen zur Konvertierung der Primärstrahlung in besser nachweisbare Quanten wie Elektronen oder Photonen im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums benutzt :

(1) Ionisation

(2) Elektronen-Loch-Anregung in Halbleitern oder optische Anregung in Szintillatoren

(3) Photoeffekt

(4) Kerneinfang-Reaktionen

Bei den ersten drei der genannten Mechanismen ist die Summe der Sekundärprodukte proportional dem Energieverlust des absorbierten Primärquants, so daß eine Information über die Energie des Teilchens gewonnen werden kann.

Die Kerneinfangreaktionen sind besonders dann die Nachweismethode der Wahl, wenn das nachzuweisende Teil-

chen elektrisch neutral ist. Das ist für den Fall thermischer Neutronen erfüllt. Dabei wird das nachzuweisende Neutron von einem Atomkern des Detektor-Materials eingefangen. Bei dieser Kernreaktion wird ein fester Betrag an Energie frei, der viele Zehnerpotenzen größer ist als die kinetische Energie des Neutrons. Dies führt zur Anregung oder Ionisation in der Umgebung des Einfangortes. In diesem Fall besteht keine Proportionalität zwischen der Summe dieser Sekundärprodukte und der kinetischen Energie des Neutrons; es wird nur das Ereignis selbst nachgewiesen.

Für eine ausführliche Darstellung der verschiedenen Wechselwirkungs-Mechanismen sei auf die Literatur verwiesen /2.2/.

2.1.2 Verstärkerelement

Die Anzahl der bei Wechselwirkung eines einfallenden Strahlungsquants mit dem Material des Energiekonverters erzeugten Sekundärquanten ist in der Regel zu klein, um eine genaue Positionsbestimmung durchzuführen. Es ist deshalb in vielen Fällen erforderlich, diese Sekundärprodukte zu verstärken. Da als Sekundärprodukte meistens Elektronen entstehen (oder Photonen, die über Photoeffekt ebenfalls in Elektronen umgewandelt werden können), besteht also in der Regel die Aufgabe, Elektronen zu verstärken. Dies kann auf mehrere Arten erfolgen :

(1) **Elektronische Verstärkung** - Die bei der Wechselwirkung freigesetzten Elektronen werden unmittelbar einem rauscharmen elektronischen Verstärker zugeführt.

(2) **Gasverstärkung** - In einem Gas, z.B. He oder Ar, ionisiert ein einfallendes Strahlungsquant einige Atome. Die dabei freigesetzten Sekundärelektronen werden durch eine angelegte Spannung in Richtung des Zähldrahtes beschleunigt. In der unmittelbaren Um-

gebung dieses sehr dünnen Drahtes ist die Feldstärke so hoch, daß die beschleunigten Elektronen genügend Energie gewinnen, um ihrerseits weitere Atome zu ionisieren (Stoßionisation). Auf diese Weise lassen sich Verstärkungsfaktoren in der Größenordnung von 10^4 ... 10^6 erreichen.

(3) **Sekundärelektronenvervielfachung** - In einer Folge von geeignet angeordneten sekundäremittierenden Elektroden (Dynoden) wird durch ein angelegtes elektrisches Feld die Zahl der Elektronen an den Dynoden entsprechend dem Sekundäremissionsfaktor vervielfacht. Dieses Verfahren der Elektronenverstärkung ist quasi rauschfrei und erzielt sehr große Verstärkungsfaktoren (10^5 ... 10^8).

(4) **Elektro-optische Verstärkung** - Aus einer Photokathode ausgelöste Elektronen werden durch eine angelegte Hochspannung (10 ... 20 kV) auf einen Phosphor oder auf einen Halbleiterkristall beschleunigt. In einem Phosphor verursachen die absorbierten Elektronen spontane Lichtemission, in einem Halbleiterkristall werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die elektronisch weiterverarbeitet werden können.

2.1.3 Positionssensor

Um die räumliche Intensitätsverteilung der einfallenden Strahlung möglichst genau erfassen zu können, wird schließlich ein Positionssensor benötigt. Dabei ist ein wichtiges Unterscheidungskriterium, ob die Intensitätsverteilung des Strahlungsfeldes durch Akkumulation der Sekundärprodukte unmittelbar im Sensor dargestellt wird oder ob primäre Strahlungsquanten zunächst einzeln nachgewiesen werden und die Intensitätsverteilung durch die Auswerte-Elektronik (z.B. ein Vielkanalanalysator) bestimmt wird.

Integrierende Sensoren akkumulieren die durch Absorption von einfallender Strahlung entstandenen und möglicherweise verstärkten Sekundärprodukte direkt im Sensor. Das können z.B. Elektron-Loch-Paare in einem Halbleiterdetektor sein. Nach Ablauf einer festgelegten Integrationszeit wird das entstandene Abbild des primären Strahlungsfeldes abgetastet (z.B. mit einem Elektronenstrahl oder durch laterale Verschiebung des gesamten Bildes zu einer Auslese-Elektrode). Bei der so gewonnenen Intensitätsverteilung sind Rückschlüsse auf einzelne Strahlungsquanten natürlich nicht möglich. Auch können zeitliche Abhängigkeiten nur bis zu Änderungsraten in der Größenordnung der Auslesefrequenz erfaßt werden. Ein wesentlicher Vorteil dieses Verfahrens ist jedoch, daß sehr hohe Strahlungsflüsse, wie sie etwa bei Experimenten mit Synchrotronquellen auftreten (10^8 ... 10^{10} Quanten / Sekunde), verarbeitet werden können. Wegen der integrierenden Arbeitsweise des Detektors spricht dieser allerdings auch auf möglicherweise überlagerte Felder unerwünschter Störstrahlung an, was bei der Interpretation der Meßergebnisse zu berücksichtigen ist.

Beim **Zählverfahren** werden dagegen einzelne Strahlungsquanten nachgewiesen und ausgewertet. Neben der Gewinnung der Ortsinformation läßt sich auf diese Weise sowohl der Zeitpunkt eines Ereignisses als auch der Energieverlust bestimmen, den das Teilchen beim Passieren des Detektors erfährt. Die Zeitinformation kann dabei um mehrere Größenordnungen genauer sein als es mit integrierenden Detektoren möglich ist. Wegen der individuellen Auswertung der einfallenden Strahlungsquanten werden mit dem Zählverfahren keine Intensitäten, sondern Häufigkeiten von Ereignissen gemessen. Im Gegensatz zur Intensitätsmessung erlaubt die Pulszählung die Unterdrückung von unerwünschten Ereignissen. Durch sorgfältige Wahl von Parametern wie Diskriminatorschwellen oder Filterzeitkonstanten kann eine wirkungsvolle Unterdrückung von Störstrahlung realisiert werden. Dieses notwendigerweise serielle Vorgehen begrenzt die maximale Zählrate auf etwa 10^5 ... 10^7 Ereignisse / Sekunde (je

nach Konfiguration der Auswerte-Elektronik), da die Totzeit für die Verarbeitung eines Ereignisses nicht beliebig verkürzt werden kann.

Durch Kombination der beschriebenen Grundelemente von Strahlungsdetektoren ergibt sich eine außerordentlich große Anzahl von denkbaren Detektorkonfigurationen. Bisher wurde jedoch nur eine Teil dieser möglichen Anordnungen realisiert und untersucht, von denen wiederum nur eine kleine Zahl praktische Bedeutung hat.

Für die dieser Arbeit zugrundeliegenden experimentellen Fragestellungen ist es unbedingt erforderlich, die Energie eines absorbierten Quants bzw. den Energieverlust, den ein Quant beim Passieren des Detektors erfährt, zu bestimmen. Dies ist offensichtlich nur dann möglich, wenn alle Ereignisse einzeln ausgewertet werden. Bei den weiteren Betrachtungen werden daher nur solche Detektor-Typen berücksichtigt, die nach dem Zählverfahren arbeiten.

2.2 Ortsauflösende Detektoren nach dem Zählverfahren

Für den ortsbestimmenden Nachweis von einzelnen Strahlungsquanten niedriger und mittlerer Energie (bis etwa 1 MeV) wurde im Lauf der Zeit eine Reihe von Detektortypen entwickelt, die an die besonderen Eigenschaften des jeweiligen Nachweismediums angepaßt sind und sich in ihrer Konstruktion zum Teil erheblich unterscheiden.

2.2.1 Proportionalkammer

Proportionalkammern stellen die konsequente Übertragung des Funktionsprinzips des Proportional-Zählrohrs auf großflächige Detektoren dar. Die bei Wechselwirkung eines einfallenden Strahlungsquants mit den Molekülen des Zählgases entstehenden Sekundärelektronen werden durch

ein elektrisches Feld in Richtung eines Anodendrahtes beschleunigt. Dabei kollidieren sie mit anderen Gasmolekülen und erzeugen weitere Elektronen (Stoßionisation). Durch diesen Lawineneffekt lassen sich Verstärkungswerte von 10^4 bis 10^6 realisieren. Da die Anodendrähte im Proportionalbereich betrieben werden, besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie der einfallenden Quanten und der Amplitude des elektrischen Signals an der Anode. Um eine ausreichend hohe Feldstärke für die Gasverstärkung im ganzen Gasraum sicherzustellen, darf der Durchmesser eines Anodendrahtes nicht mehr als 1 % des Abstandes zwischen den Drähten betragen. Auf der anderen Seite müssen die Drähte zur Vermeidung von Instabilitäten aufgrund der elektrostatischen Abstoßung vorgespannt werden und zwar umso stärker, je enger sie angeordnet sind. Da diese beiden Bedingungen gegenläufig sind, gibt es abhängig von der Größe der Kammer eine untere Grenze für den Abstand der Drähte. Ein typischer Wert für große Kammern ist ein Drahtabstand von 2 mm /2.3/.

Die Bestimmung des Ortes eines Wechselwirkungs-Ereignisses kann auf mehrere Arten erfolgen :

2.2.1.1 **Paralleles Zählen** - Jeder Anodendraht erhält einen eigenen Zählkanal (Fig. 2.2a). Ein Anodenimpuls wird immer dann als Primärereignis interpretiert, wenn die Signalamplitude eine festgelegte Schwelle überschreitet oder innerhalb eines bestimmten Fensters liegt. Eine Unterscheidung nach der zeitlichen Form des Impulses (pulse shape discrimination) ist ebenfalls möglich. Die mit diesem Verfahren mögliche Ortsauflösung ist ungefähr gleich dem gegenseitigen Abstand der Anodendrähte. Wegen der einfachen Signalverarbeitung kann eine sehr hohe Zählrate erreicht werden.

2.2.1.2 **Interpolation zwischen benachbarten Drähten** - Durch Einbeziehung der Signale benachbarter Drähte in die Ortsbestimmung läßt sich die Ortsauflösung erhöhen (Fig. 2.2b).

Wegen der erforderlichen Online-Berechnungen tritt bei diesem Interpolations-Verfahren eine Totzeit von etwa 10 μs auf, die die Zählrate auf 10^4 bis 10^5 Ereignisse pro Sekunde begrenzt /2.4, 2.5/.

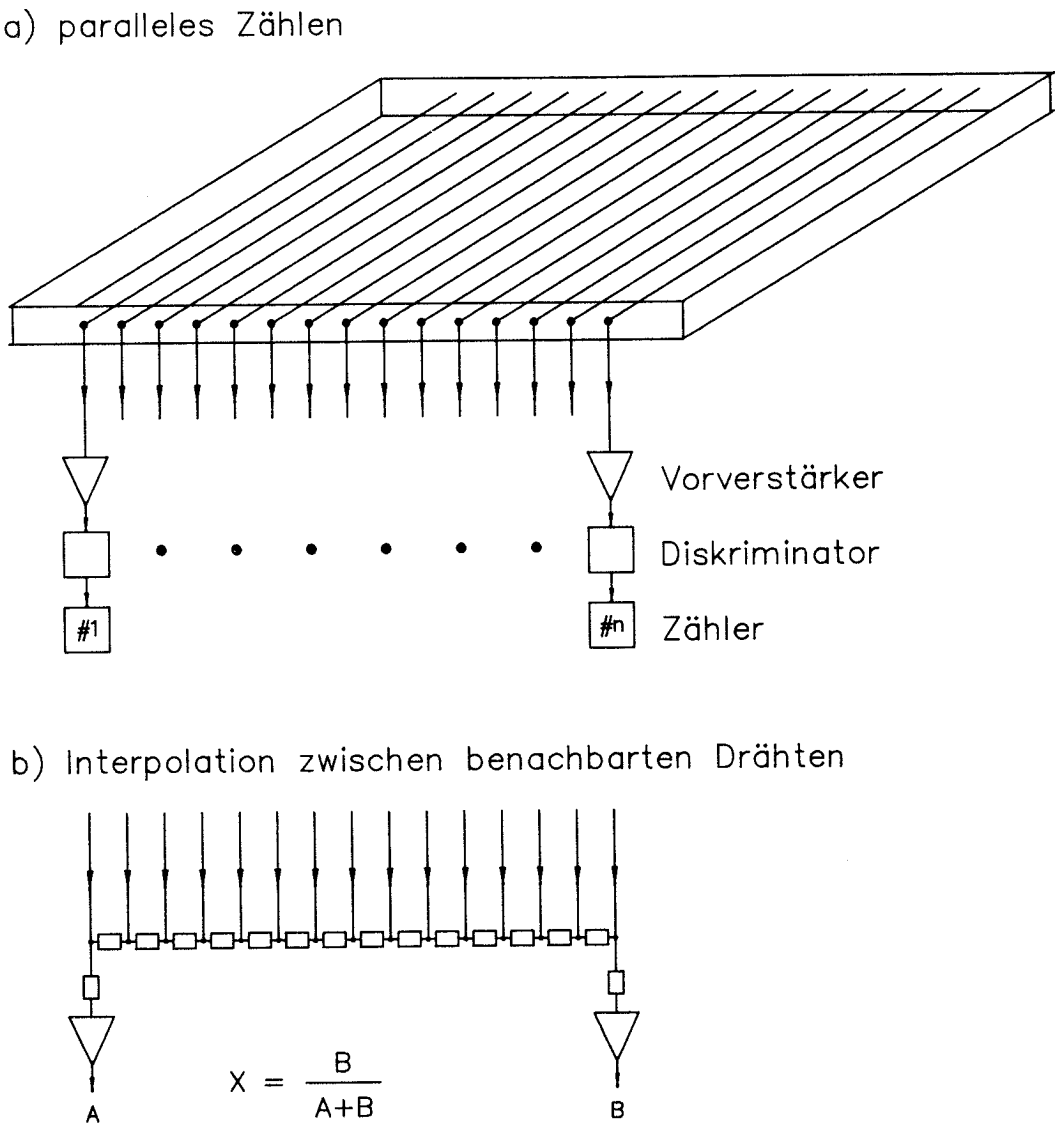


Fig. 2.2: Proportionalkammer

2.2.1.3 **Auswertung der Kathodensignale** - Eine noch bessere Ortsauflösung wird durch Auswertung der auf der Kathodenebene influenzierten Ladungen erreicht. Dazu muß die Kathode aus einer Anzahl von Streifen aufgebaut sein, die orthogonal zu den Anodendrähten angeordnet sind. Durch Einfügen einer weiteren Kathodenebene kann ggf. eine zweidimensionale Ortsinformation gewonnen werden. Der Schwerpunkt der Ladungsverteilung auf der Kathode entspricht dem Ort der Lawine. Mit diesem Verfahren läßt sich eine außerordentlich genaue Ortsbestimmung durchführen. Für die Halbwertsbreite der Ortsunsicherheit (FWHM : full width half maximum) ist ein Wert von ca. 50 μm realisierbar. Der Aufwand für die mechanische Konstruktion der Kammer und für die elektronische Signalverarbeitung ist aber groß /2.6/.

Proportionalkammern erreichen heute einen hohen Standard bezüglich der erreichbaren Ortsauflösung, der Langzeitstabilität sowie im Fall von Neutronendetektoren der Diskriminierung gegenüber dem Gamma-Hintergrund. Die oben erwähnte Ortsauflösung von 50 μm kann jedoch nicht für thermische Neutronen erreicht werden. Der Schwerpunkt der Ionisationsspur, die von den Reaktionsprodukten beim Neutroneneinfang erzeugt wird, ist zufallsverteilt über einen Bereich von typisch ø 1 mm ... ø 10mm. Selbst bei hohen Zählrohrgasdrücken ist der Bereich nicht kleiner als ø 1 mm. Dementsprechend kann bei Neutronen-Gasdetektoren die Ortsauflösung nicht besser als dieser Wert sein. Gasdetektoren weisen außerdem einige Eigenschaften auf, die bei manchen Experimenten unerwünscht sind :

(1) Bedingt durch die für ein ausreichend hohes Ansprechvermögen notwendige Tiefe der Kammer kommt es zu Driftzeiten der Sekundärelektronen in der Größenordnung von einigen μs. Dies ist für Experimente, die eine hohe Zeitauflösung erfordern (z.B. time-of-flight-Experimente) nicht mehr akzeptabel. Auch wird dadurch die maximale Zählrate auf etwa 10^5 Ereignisse pro Sekunde begrenzt.

(2) Um eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und die höchste Ortsauflösung zu erreichen, wird das Zählgas in der Kammer auf bis zu 15 bar komprimiert. Dies erfordert einen entsprechend stabilen mechanischen Aufbau und begrenzt die maximale Größe des Detektors.

(3) Reparaturarbeiten an der Kammer führen wegen der dabei notwendigen Neubefüllung mit Zählgas, die in der Regel nur vom Hersteller des Detektors durchgeführt werden kann, zu einem Ausfall des gesamten Meßsystems für mehrere Monate.

2.2.2 Halbleiter-Detektor

Besonders für den direkten Nachweis von Photonen, Elektronen, weicher Röntgenstrahlung aber auch geladener Teilchen ist der Einsatz eines Halbleiterdetektors eine interessante Alternative zu anderen Detektortypen.

Die im Halbleiterkristall absorbierte Strahlung erzeugt Elektron-Loch-Paare, die an geeignet angeordneten Elektroden als Ladungssignal abgenommen werden können. Der Halbleiterdetektor kann dabei je nach Konfiguration als Positionssensor innerhalb eines komplexeren Detektorsystems oder als vollständiger Detektor eingesetzt werden.

Bei den ortsauflösenden Halbleiterdetektoren dominieren zwei verschiedene Elektrodenanordnungen :

2.2.2.1 **Streifendetektor** - In einen Wafer aus hochreinem n-Si implantiert man streifenförmige pn-Übergänge in einem Abstand von z.B. 40 μm (Fig. 2.3). Der Ort eines Ereignisses wird analog wie bei der Proportionalkammer durch Schwerpunktbildung der an den Elektroden abgenommenen Ladungssignale bestimmt. Wegen der kapazitiven Verkopplung der Streifen untereinander ist es nicht

nötig, jeden Streifen auszulesen; es reicht z.B. aus, nur jeden fünften Streifen mit einem Ladungsverstärker zu verbinden /2.7 ... 2.9/. Um ein zweidimensionales System zu realisieren, kann auf der Unterseite des Detektor-Chips ein orthogonales Streifenmuster angeordnet werden, das in gleicher Weise ausgelesen wird.

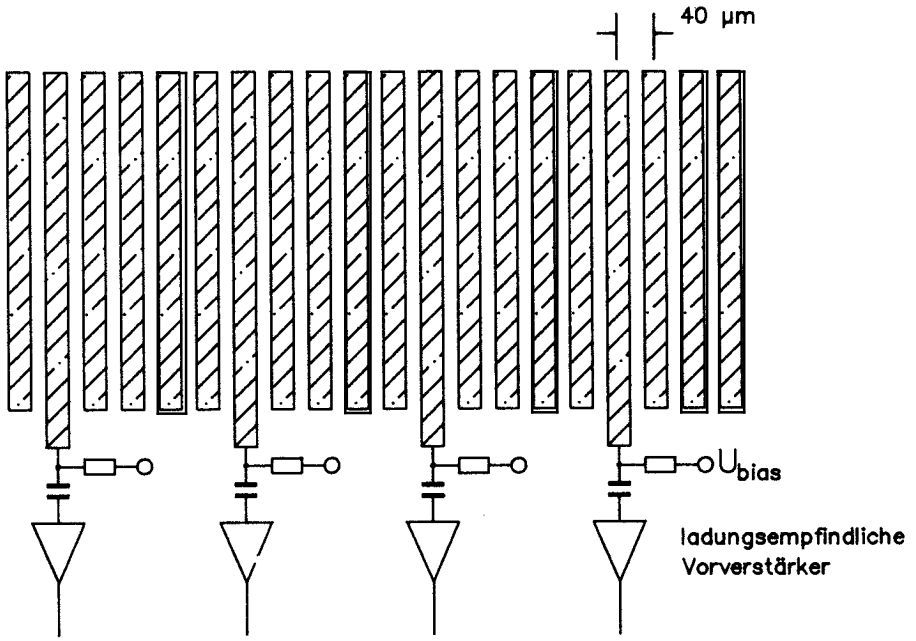


Fig. 2.3: Halbleiter-Streifendetektor

Mit dieser Elektrodenkonfiguration ist es möglich, die hohe Ortsauflösung von etwa 6 µm bei einer maximalen empfindlichen Fläche von etwa 20 mm x 30 mm zu erreichen. Wegen der hohen Komplexität der Auswerte-Elektronik (bei der beschriebenen Anordnung sind mehr als 150 Verstärkerkanäle erforderlich) wird der Streifendetektor nur in wenigen Fällen eingesetzt; eine wichtige Anwendung ist z.B. der Nachweis geladener Teilchen in Experimenten der Hochenergiephysik /2.10/.

2.2.2.2 **Flächendetektor** - Der zweite wichtige Typ eines ortsauflösenden Halbleiterdetektors ist in Fig. 2.4 schematisch dargestellt : eine großflächige PIN-Photodiode

(z.B. 30 mm x 30 mm) erhält Elektroden an den Ecken oder den Begrenzungslinien. Bei Absorption von Strahlung können an diesen Elektroden Ladungssignale abgenommen werden, deren Verhältnis proportional der Koordinate des Ereignisses ist /2.11/.

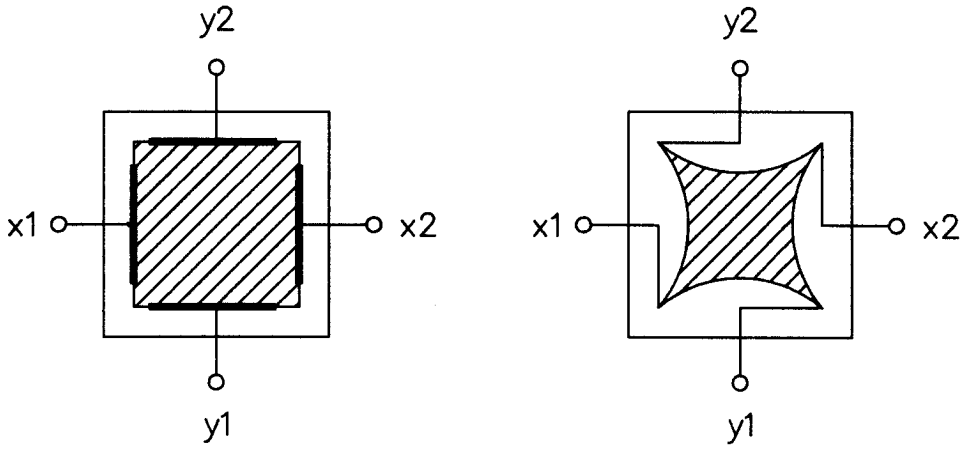


Fig. 2.4: Halbleiter-Flächendetektor

Die mit diesem Detektortyp erzielbare Ortsauflösung erreicht zwar nicht die Werte des Streifendetektors (bei ausreichend großer Zahl von Photoelektronen ist eine Ortsauflösung von 20 μm ... 30 μm möglich /2.12/), genügt jedoch den Anforderungen in den meisten Fällen, vor allem unter Berücksichtigung der wesentlich einfacheren Signalverarbeitung. Wegen der großen Fläche des Halbleiterkristalls begrenzt die Sperrschichtkapazität von 700 pF ... 1000 pF die Anstiegszeit der Ausgangssignale des Detektors auf etwa 20 μs. Dies ist für solche Anwendungen, bei denen eine sehr hohe Zeitauflösung verlangt wird, unter Umständen nicht tolerierbar.

2.2.3 Szintillationsdetektor

Bei Wechselwirkung von Strahlungsquanten mit fester oder flüssiger Materie entstehen meist Photonen als Sekundärprodukte (Szintillation). Diese können durch geeignete Detektoren (Photomultiplier, Photodioden) re-

lativ einfach nachgewiesen werden.

Für die Bestimmung des Ortes einer Szintillation kommen in Analogie zu den Gasdetektoren ebenfalls zwei grundlegende Strukturen in Frage, nämlich eine Anordnung von diskreten Einzelelementen oder ein System mit kontinuierlicher empfindlicher Fläche :

2.2.3.1 **Multi-Element System** - Die strahlungsempfindliche Fläche ist aus einer Matrix von einzelnen Szintillatoren mit jeweils eigenem Photodetektor zusammengesetzt, die so als unabhängige Szintillationszähler wirken. Die große Anzahl an Photodetektoren läßt sich dadurch verringern, daß jeder Detektor über ein System von Lichtleitern mit mehreren Szintillatorelementen optisch in Verbindung steht (optische Codierung; Fig. 2.5). Zur Gewinnung der Ortsinformation werden die Ausgangssignale der Photodetektoren (üblicherweise Photomultiplier) auf zweifache Koinzidenzen (bei Zweifach-Codierung) oder auf dreifache Koinzidenzen (bei Dreifach-Codierung) untersucht. Der funktionale Zusammenhang zwischen der Zahl separater Bildelemente P und der Zahl der benötigten Photomultiplier n ist bei Zweifach-Codierung

$$P = \frac{n!}{2! \cdot (n-2)!} \qquad [2.1]$$

bzw. bei dreifacher Codierung

$$P = \frac{n!}{3! \cdot (n-3)!} \qquad [2.2]$$

Ein solches Verfahren für die Auswertung von Zweifach-Koinzidenzen aber mit vereinfachter Führung der Lichtleiter wurde von Kurz et. al. /2.13/ vorgeschlagen. Damit lassen sich n^2 Bildelemente mit 2n Detektoren auslesen.

Ähnlich wie bei 2.2.1.1 sind durch die einfache Signalverarbeitung (es sind nur Verstärker, Diskriminatoren und Koinzidenzstufen erforderlich) sehr hohe Zähl-

raten möglich. Dagegen ist die mechanische Konstruktion des Lichtleitersystems extrem aufwendig, und die Lichtverluste sind sehr hoch, so daß der Einsatz dieses Verfahrens auf wenige Spezialfälle begrenzt ist.

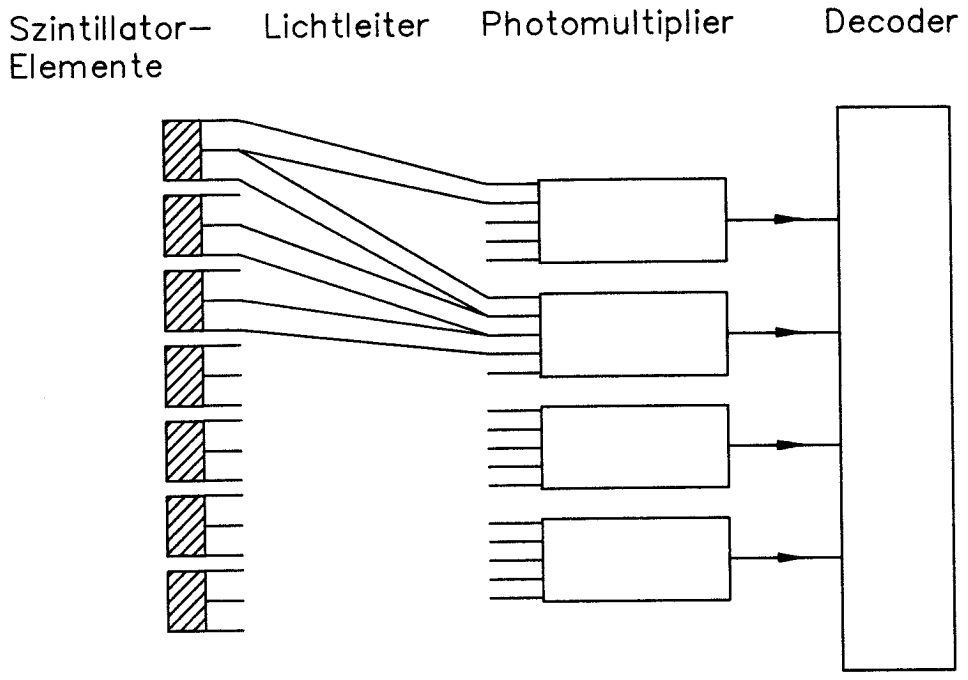


Fig. 2.5: Multi-Element-Detektor mit optischer Codierung

2.2.3.2 **Anger-Kamera** - Die Anger-Kamera, benannt nach ihrem Erfinder H. O. Anger /2.14 ... 2.16/ wurde ursprünglich als Gamma-Kamera für die medizinische Diagnostik entwickelt (Fig. 2.6).

Hinter einem großflächigen Szintillatorkristall ist eine Matrix von Photomultipliern in gewissem Abstand angebracht. Dieser Abstand ist notwendig, damit das bei einer Szintillation emittierte Licht auf mehrere benachbarte Photomultiplier verteilt wird. Die Bestimmung des Szintillationsortes erfolgt durch Schwerpunktbildung der Anodensignale. Für die x-Koordinate gilt (y analog) :

$$X = \frac{\sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} i \cdot I_{ij}}{\sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} I_{ij}} \qquad [2.3]$$

I_{ij}: Anodensignal des Photomultipliers am Ort (i; j)

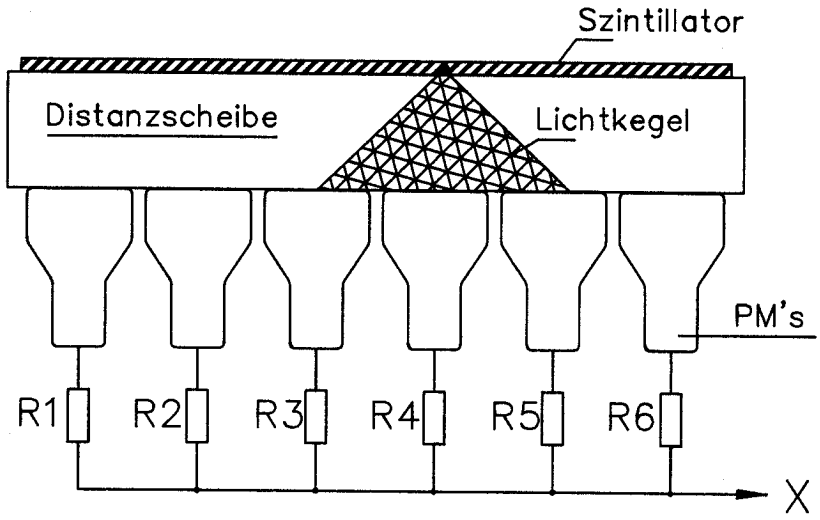


Fig. 2.6: Anger-Kamera

Photomultiplier können in erster Näherung als rauschfrei angenommen werden. Bei entsprechender Konfiguration der Auswerte-Elektronik ist die Ortsauflösung dann nur durch die Quantenstatistik an den Photokathoden limitiert. Da der Photoeffekt ein Poisson-Prozeß ist, gilt in erster Näherung die folgende Proportionalität zwischen der Streuung des berechneten Ortes und der Summe N_e der bei einer Szintillation erzeugten Photoelektronen :

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{N_e}} \qquad [2.4]$$

Eine Verbesserung der Ortsauflösung läßt sich also nur auf zwei Arten erreichen :

(1) Vergrößerung der Photoelektronensumme, z.B. durch Einsatz eines Szintillators mit höherer Lichtausbeute oder durch Lichtverstärkung.

(2) Skalierung der geometrischen Struktur durch Wahl kleinerer Photomultiplier.

Während die Anger-Kamera in der medizinischen Diagnostik mit großem Erfolg eingesetzt wird und in ihrem

Grundkonzept in 30 Jahren praktisch unverändert blieb, bereitet ihr Einsatz als spektroskopisches Meßsystem einige Probleme :

(1) Langzeitstabilität : Photomultiplier zeigen eine Langzeitdrift der Elektronenverstärkung, die nicht determiniert ist. Diese Drift hat Einfluß sowohl auf die Linearität der Orts- wie der Energiebestimmung.

(2) Apparativer Aufwand : die Anzahl der benötigten Photomultiplier steigt quadratisch mit der geforderten Ortsauflösung.

(3) Geometrische Beschränkungen : hohe Ortsauflösung (< 1 mm) bei gleichzeitig kleiner Detektorfläche, wie von einigen Experimenten gefordert, ist nicht zu realisieren, da die derzeit kleinsten Photomultiplier einen Durchmesser von etwa 1 cm aufweisen.

(4) Bei der originalen Anger-Kamera wird die Ortsberechnung mit einem Widerstands-Netzwerk realisiert, das die Ausgangssignale der Photomultiplier entsprechend [2.3] verknüpft. Dadurch findet eine Verkopplung der Orts- und Energieinformationen mit den Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier statt, wodurch die Kalibrierfähigkeit des Systems stark beeinträchtigt wird.

Durch geeignete Maßnahmen, vor allem durch entsprechende Konfiguration der Auswerte-Elektronik, kann einigen dieser Probleme wirksam begegnet werden /2.17 ... 2.19/ :

(1) Ein computergesteuertes System zur Stabilisierung der Verstärkung jedes einzelnen Photomultipliers garantiert die Langzeitstabilität des Detektors.

(2) Berechnung des Szintillationsortes nach einem Grob-Fein-Verfahren : für die Ortsbestimmung werden nicht alle PM-Signale ausgewertet, sondern nur eine Neunergruppe (3 x 3) in der Nähe des Ereignisses.

(3) Linearisierung der Ortsfunktion mit Hilfe von Korrekturtabellen.

Mit einem solchen Detektorsystem können wesentliche Verbesserungen gegenüber der ursprünglichen Anger-Kamera erreicht werden, besonders hinsichtlich der Stabilität des Systems und der Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse.

Im Zentrallabor für Elektronik der KFA Jülich wurden mehrere Systeme dieses Typs gebaut und befinden sich zum Teil seit mehreren Jahren im Einsatz. Die Erfahrungen, die bisher gesammelt werden konnten, sind überwiegend positiv; der Aufwand für Aufbau, Kalibrierung, Test und Wartung dieser Detektor-Systeme ist jedoch groß, nicht zuletzt aufgrund der komplexen Digitalelektronik für Kalibrierung, Stabilisierung und Positionsbestimmung.

2.2.3.3 **Ortsempfindlicher Photomultiplier** - Eine neue und sehr interessante Entwicklung im Bereich der optischen Sensoren sind ortsempfindliche Photomultiplier (position-sensitive PM).

Ein Photomultiplier erhält anstelle einer normalen Anode eine Matrix aus 4 x 4 oder 8 x 8 Einzelelektroden oder zwei orthogonale Drahtgitter (Fig. 2.7). Um die Ortsinformation zu erhalten, muß die Elektronenoptik natürlich wesentlich höheren Anforderungen genügen als bei normalen PM's. Deshalb wird statt der sonst üblichen elektrostatischen Fokussierung oft eine magnetische Fokussierung gewählt.

Die mit ortsempfindlichen Photomultipliern erreichbare relative Ortsauflösung ist bei den meisten heute erhältlichen Systemen nicht allzu groß (ca. 5 ... 10 % des Durchmessers der empfindlichen Fläche).

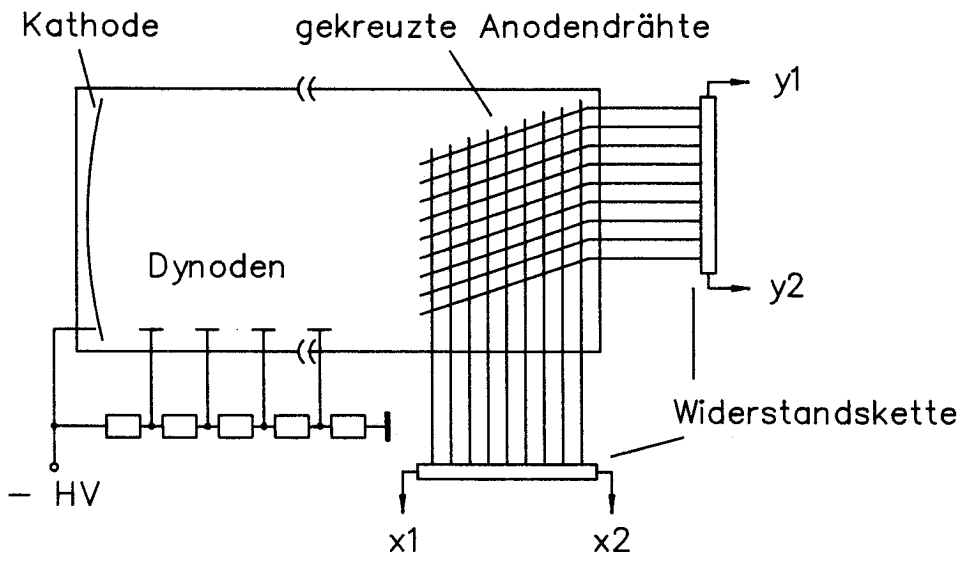


Fig. 2.7: ortsempfindlicher Photomultiplier

Darüber hinaus deuten die bisher publizierten Erfahrungen mit diesem Sensortyp auf ausgeprägte Inhomogenitäten hin, d.h. der Verstärkungsfaktor des ortsempfindlichen Photomultipliers ist stark ortsabhängig /2.20 ... 2.22/. Dagegen sollte berücksichtigt werden, daß dieser neue Detektortyp erst seit relativ kurzer Zeit angeboten wird und deshalb noch nicht den Entwicklungsgrad aufweist wie andere bereits etablierte Systeme.

Im folgenden wird nun ein anderer Ansatz für den ortsbestimmenden Nachweis von Szintillationen vorgestellt, bei dem im Gegensatz zu den oben beschriebenen Konfigurationen (mit Ausnahme des ortsempfindlichen Photomultipliers) ein aktives Element zwischen Szintillator und Positions-Sensor eingeführt wird. Dieser Bild-Verstärker dient zur Verstärkung des vom Szintillator emittierten Lichts und / oder zur geometrischen Anpassung von Szintillator und Positions-Sensor. Dadurch kann die bei großflächigen Detektoren sonst notwendige große Anzahl von Sensoren drastisch reduziert werden, so daß Detektorsysteme mit deutlich verminderter Komplexität möglich werden.

3 SZINTILLATIONSKAMERAS AUF DER BASIS VON BILDVERSTÄRKERN

Ein Detektorsystem, das den heutigen Anforderungen der Experimentatoren genügt, sollte die folgenden Eigenschaften aufweisen /3.1/ :

(1) Ortsauflösung besser als 2 mm (FWHM)

(2) empfindliche Fläche > 20 cm x 20 cm

(3) Zeitauflösung besser als 100 ns

(4) Totzeit kürzer als 2 μs

Wegen der geforderten Eigenschaften hohe Zeitauflösung und gleichzeitig kurze Totzeit ist es praktisch nicht möglich, ein solches System auf der Basis einer Proportionalkammer zu realisieren. Ein Szintillationsdetektor nach dem beschriebenen modifizierten Anger-Verfahren (also mit Gain-Stabilisierung für jeden Photomultiplier und Grob-Fein-Verfahren bei der Ortsbestimmung; vgl. 2.3.2.2) wäre bei entsprechender Weiterentwicklung der Detektorelektronik in Hinblick auf eine möglichst kurze Totzeit zwar geeignet; die geforderte Kombination aus großer empfindlicher Fläche und hoher Ortsauflösung würde jedoch eine Matrix aus mindestens 16 x 16 Photomultipliern erfordern. Diese Zahl von 256 analogen Eingangskanälen ist jedoch kaum zu akzeptieren, vor allen Dingen deshalb nicht, weil ein derart komplexes System nur schwer zu testen und zu kalibrieren ist.

Wie bereits in 2.3.2.2 dargestellt wurde, hängt die mit einer Elementarzelle der Anger-Kamera erreichbare Ortsauflösung in erster Näherung von der Zahl der an den Photokathoden ausgelösten Photoelektronen ab. Mit dem für den Nachweis von Neutronen vorzugsweise verwendeten ^{6}Li-Glas als Szintillatormaterial wurde ein Wert von etwa 10 % (FWHM) des Durchmessers eines Photomultipliers gemessen /3.2/.

Durch Vergrößerung der Summe von Photoelektronen könnte die erforderliche Zahl von Photomultipliern unter Beibehaltung aller anderen Parameter des Detektors erheblich verringert werden. Dies wäre z.B. durch Wahl eines Szintillators mit höherer Lichtausbeute oder durch Einfügen eines Lichtverstärkers zwischen Szintillator und Photomultiplier-Matrix zu erreichen.

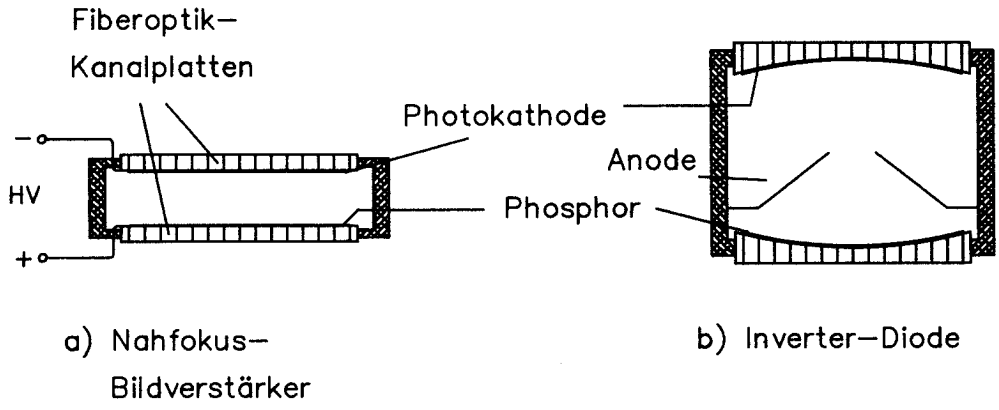


Fig. 3.1: Lichtverstärker (Prinzip)

Das Funktionsprinzip eines Lichtverstärkers ist in Fig. 3.1 dargestellt : die aus der Photokathode ausgelösten Elektronen werden durch ein elektrisches Feld auf einen Phosphorschirm beschleunigt, der unter Elektronenbeschuß Photonen emittiert. Um optische Rückkopplungen auf die Photokathode zu vermeiden, erhält der Phosphor eine lichtundurchlässige Deckschicht, in der Regel aus Aluminium. Die geometrische Abbildung der Photokathode auf den Phosphor erfolgt entweder durch Nahfokussierung (proximity-focused-diode) (a), vergleichbar einer Kontaktkopie bei optischem Film, oder durch eine Elektronenoptik (inverter-type-diode) (b). Unter der Voraussetzung, daß für den Phosphorschirm ein Material mit kurzer Abklingzeit (50 ns ... 100 ns; z.B. P-47) verwendet wird und die angelegte Hochspannung etwa 15 kV beträgt, können mit diesen Systemen der sogenannten ersten Generation Lichtverstärkungsfaktoren von etwa 15 ... 30 realisiert werden.

Durch Zwischenschalten einer Mikro-Kanal-Platte (micro-channel-plate) als Elektronenverstärker kann die Lichtverstärkung jedoch wesentlich erhöht werden (sog. Lichtverstärker der dritten Generation).

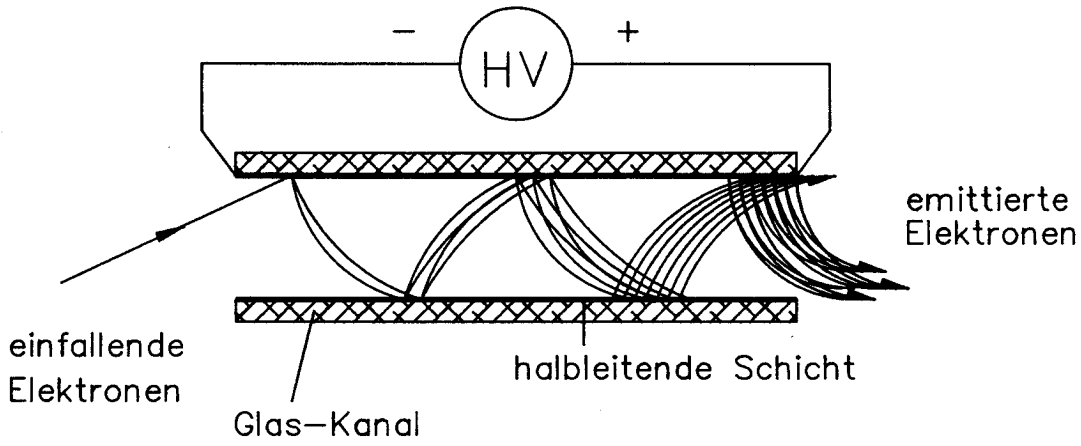


Fig. 3.2: Mikro-Kanal-Platte (Prinzip)

Die Mikro-Kanal-Platte arbeitet ähnlich wie der Photomultiplier oder das Channeltron nach dem Prinzip der Sekundärelektronenvervielfachung (Fig. 3.2): ein Bleiglasröhrchen wird chemisch so behandelt, daß die Innenseite halbleitende Eigenschaften bekommt. Einfallende Elektronen treffen auf die Wand und lösen Sekundärelektronen aus. Durch eine angelegte Spannung werden diese auf eine Zick-Zack-Bahn innerhalb des Kanals gezwungen und verursachen schließlich eine ganze Lawine weiterer Elektronen. Die so erreichbare Stromverstärkung liegt in der Größenordnung 10^3 ... 10^4. Der Durchmesser der einzelnen Verstärkerkanäle beträgt 10 μm ... 100 μm; sie können dicht nebeneinander angeordnet und miteinander verschmolzen werden. Auf diese Weise erhält man Abbildungssysteme mit sehr hoher Verstärkung und ausgezeichneter Ortsauflösung /3.3/. Dabei muß jedoch beachtet werden, daß nach dem Durchgang einer Elektronenlawine durch einen Kanal eine Totzeit von etwa 20 ms auftritt, die durch die Kanalkapazität und den Widerstandsbelag der Wand gegeben ist. In praktischen Versuchen wurde eine maximale Zählrate von etwa 10^5 Ereignissen pro Sekunde

für eine ganze Kanalplatte gemessen /3.4/. Weiterhin ist die Elektronenverstärkung abhängig von der gesamten während der bisherigen Lebensdauer absorbierten Ladung eines Kanals, also von seiner Geschichte (Fig. 3.3).

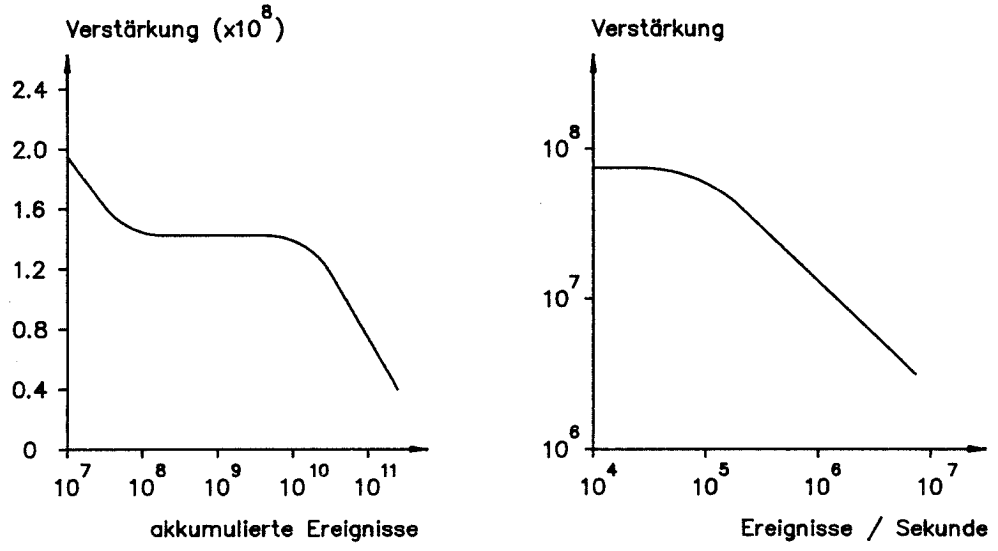


Fig. 3.3: Elektronenverstärkung als Funktion der Summe der akkumulierten Ereignisse bzw. der Zählrate

Diese beiden Eigenschaften, vor allem die begrenzte Zählrate, lassen den Einsatz von Mikro-Kanal-Platten als Verstärkerelemente in einem Szintillationsdetektor nur dann als geeignet erscheinen, wenn relativ niedrige Zählraten ($< 10^5$ Ereignisse / Sekunde) verarbeitet werden sollen. Diese Bedingung ist z.B. in der Astronomie häufig erfüllt. Hohe Zählraten bei gleichzeitig großer Lichtverstärkung sind dagegen nur durch Kaskadierung mehrerer Lichtverstärker der ersten Generation zu erreichen.

In der Tat wurde bereits erwogen, die relative Ortsauflösung (Ortsauflösung bezogen auf den Durchmesser eines Photomultipliers) der Anger-Kamera durch vorgeschaltete Lichtverstärker zu erhöhen /3.5/. Da ein Lichtverstärker mit den Eigenschaften

(1) Abbildung 1 : 1,

(2) Lichtverstärkung > 20,

(3) Durchmesser > 20 cm,

jedoch nicht verfügbar ist, kamen solche Überlegungen bisher nicht über Computer-Simulationen hinaus.

Wesentlich vielversprechender erscheint dagegen der Ansatz, die Technologie der aus der Röntgendiagnostik und der Nuklearmedizin bekannten Röntgenbildverstärker für die Zwecke der Neutronen- und Gammaspektroskopie zu adaptieren.

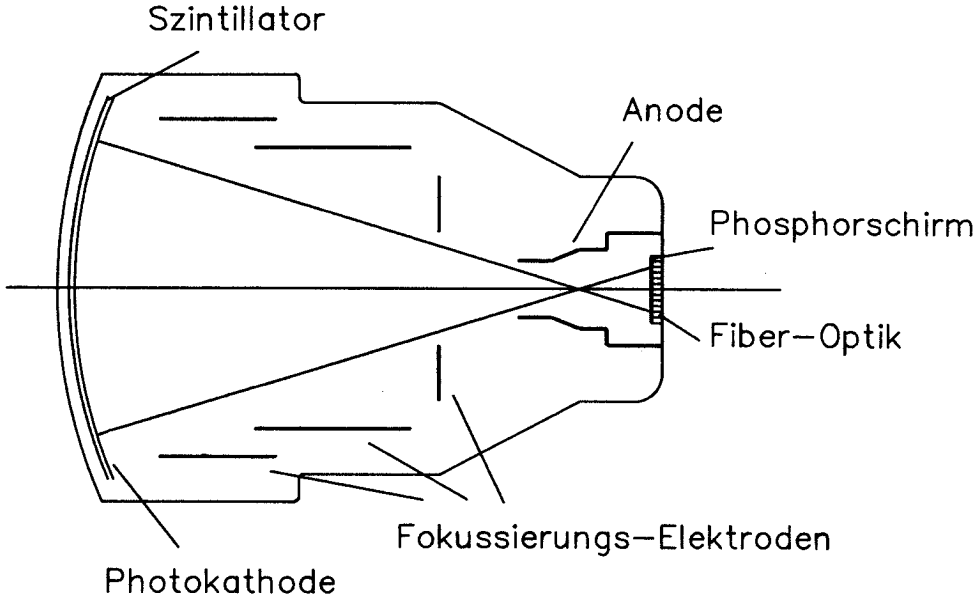


Fig. 3.4: Röntgenbildverstärker

Ein Röntgenbildverstärker (Fig. 3.4) entspricht von der Funktion her weitgehend dem inverter-type-Lichtverstärker, jedoch mit einigen wesentlichen Unterschieden :

(1) Die Photokathode ist optisch mit einem Szintillatorkristall gekoppelt (z.B. CsI), der in der Regel innerhalb der Röhre angeordnet ist.

(2) Das Szintillationsbild wird mit Hilfe einer geeigneten Elektronenoptik verkleinert auf den Phosphorschirm abgebildet, z.B. im Maßstab 1 : 10. Der Verkleinerungsfaktor kann bei den meisten Systemen in mehreren Stufen oder sogar stufenlos variiert werden.

(3) Röntgenbildverstärker sind bis zu einem maximalen Durchmesser des Eingangsfensters von etwa 700 mm kommerziell verfügbar, während Systeme mit einem Abbildungsmaßstab von 1 : 1 nur bis zu einem Durchmesser von 40 mm erhältlich sind (von wenigen Spezialkonstruktionen abgesehen).

Wenn der Lichtverstärkungsfaktor eines solchen Bildverstärkers ausreichend groß ist, ist es demnach möglich, einen großen Szintillatorkristall mit einer kleinen Zahl von Photodetektoren oder mit einem einzigen Positionssensor auszulesen.

Um einen Röntgenbildverstärker in einem Szintillationsdetektor einsetzen zu können, sind jedoch einige Modifikationen erforderlich. Vor allem muß der aus Gründen hoher Bildschärfe sehr dünne Röntgenszintillator gegen einen dickeren Kristall ausgetauscht werden, um eine genügend hohe Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen. Außerdem ist es erforderlich, anstelle des normalerweise eingebauten P20-Phosphors mit einer Abklingzeit von einigen Millisekunden ein Material zu verwenden, dessen Abklingzeit möglichst kürzer ist als die des vorgesehenen Szintillators. Dies ist notwendig, um einerseits die vom Szintillator vorgegebene maximale Zählrate nicht zu begrenzen und andererseits ein möglichst gutes Verhältnis von Signal- und Rauschleistung zu gewährleisten. Bei einer zu langen Abklingzeit würde sonst eine große Zahl von Störimpulsen in die Ortsbestimmung einbezogen und das Ergebnis verfälschen.

3.1 Bewertung bereits früher realisierter Systeme

Die Entwicklung von Szintillationsdetektoren auf der Basis von Bildverstärkern wurde vor allem von französischen Arbeitsgruppen über mehrere Jahre hinweg betrieben. Bei einem der ersten dieser Systeme diente eine Anordnung von vier Photomultipliern, die in gewissem Abstand hinter dem Ausgangsschirm eines Bildverstärkers angeordnet waren, als Positionssensor (Fig. 3.5) /3.6, 3.7/. Um eine ausreichend hohe Lichtverstärkung zu erreichen, wurden zwei Bildverstärker kaskadiert. In einer späteren Version erhielt der zweite Bildverstärker zusätzlich ein Micro-Channel-Plate zur Elektronenverstärkung /3.8/. Die Anordnung von vier Photomultipliern zur Positionsbestimmung erwies sich jedoch als ungünstig. Vor allem die unzureichende Linearität der Ortsfunktion und die durch die großen Lücken zwischen den Photomultipliern verursachte schlechte Homogenität führen zu erheblichen Abstrichen bei der Abbildungsleistung.

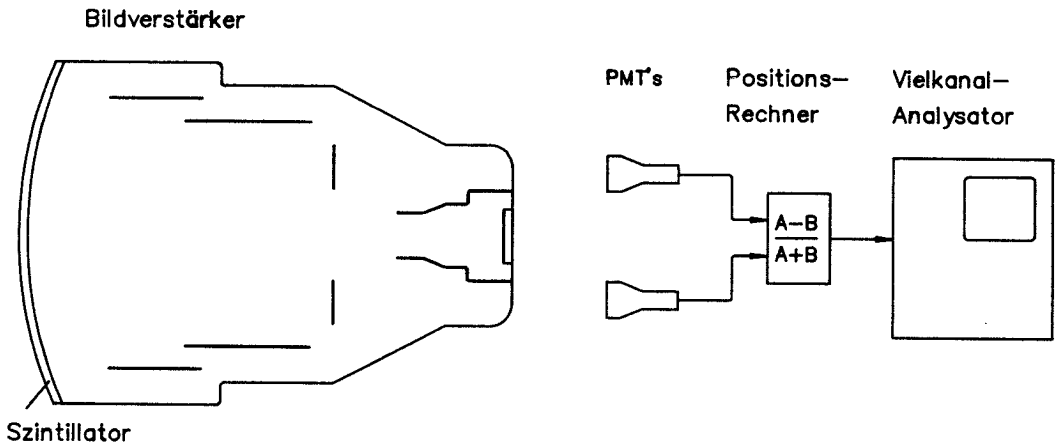


Fig. 3.5: Ortsbestimmung mit vier Photomultipliern

In einem später vorgestellten System konnten diese Probleme durch einen neuen Ansatz bei der Positionsbestimmung weitgehend gelöst werden. (Fig. 3.6) /3.9/. Bei diesem System wurde in der zweiten Bildverstärkerstufe anstelle des Phosphorschirms ein Halbleiterdetektor eingebaut. Da sich dieser Detektor im Vakuum befindet,

kann er direkt mit Elektronen angesteuert werden. Dadurch erreicht man eine sehr hohe Signalverstärkung (jedes 15 keV-Elektron erzeugt etwa 5000 Elektron-Loch Paare). Wegen der schon erwähnten großen Sperrschichtkapazität eines solchen Halbleiterdetektors (vgl. 2.3.2) bestimmt seine Zeitkonstante von etwa 5 μs die Totzeit des Gesamtsystems.

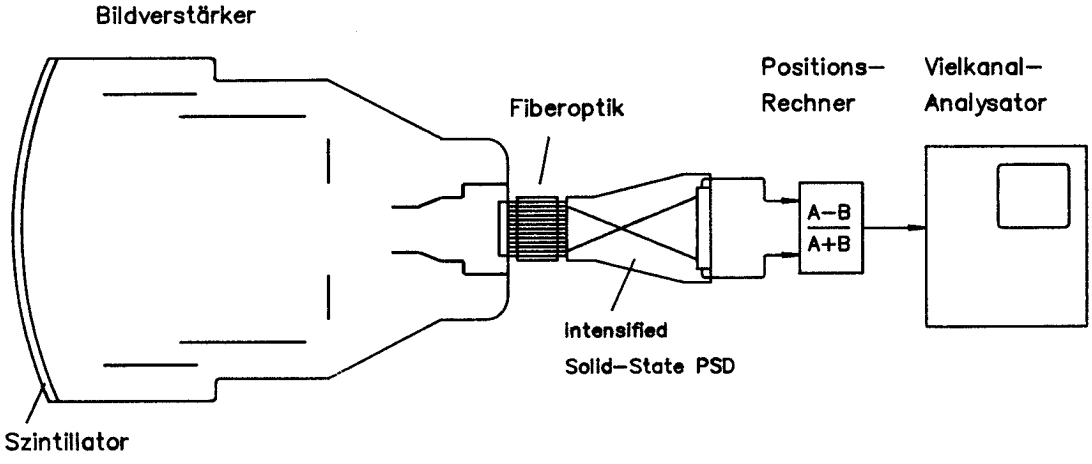


Fig. 3.6: Ortsbestimmung mit Halbleitersensor

Die Herstellung einer solchen Röhre ist aufgrund technologischer Schwierigkeiten sehr kritisch und entsprechend teuer. Nicht zuletzt aus diesem Grund wurde die Entwicklung dieses Detektortyps nicht weitergeführt. Für einige spezielle Anwendungen, z.B. in der Astronomie, eröffnet die Positionsbestimmung in der beschriebenen Art trotzdem interessante Perspektiven, da es bei ausreichend hoher Verstärkung möglich ist, einzelne Photonen zu zählen und ihre Position zu bestimmen /3.10/. Mit der Verfügbarkeit ortsempfindlicher Photomultiplier werden Detektortypen auf der Basis von Bildverstärkern jedoch zunehmend interessanter, wobei jedoch die durchaus noch nicht idealen Eigenschaften dieser Sensoren berücksichtigt werden müssen /3.11, 3.12/.

3.2 Ein neues Konzept

3.2.1 Detektorkopf

Mit den im vorigen Abschnitt diskutierten Konzepten ist es offenbar nicht möglich, gleichzeitig alle der eingangs aufgestellten Forderungen an ein Detektorsystem zu erfüllen. Vor allem die Kombination der Forderungen hohe Abbildungsleistung und sehr kurze Totzeit scheint problematisch in der Realisierung.

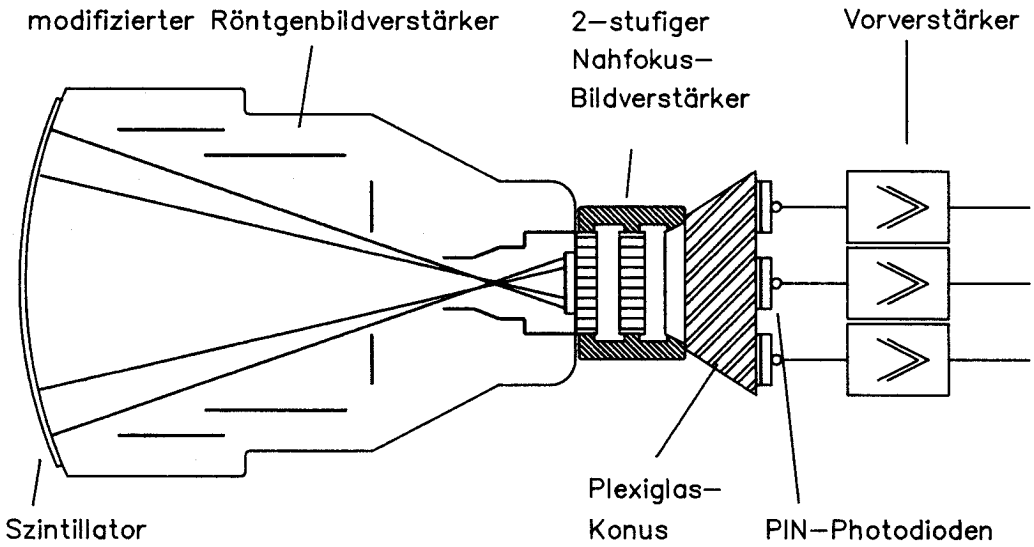


Fig. 3.7: Detektorkopf

Unter Berücksichtigung der besonderen Eigenschaften aller in Frage kommenden Detektorkomponenten wird deshalb das folgende Konzept für ein Detektorsystem vorgestellt, das den gestellten Anforderungen genügt (Fig. 3.7) :

(1) Für einen ersten Prototyp wird als erste Bildverstärkerstufe ein modifizierter Röntgenbildverstärker vorgesehen. Das Eingangsfenster besteht aus Glas, das auf der Innenseite mit einer Photokathode bedampft ist. Als Ausgangsschirm wird ein schneller Phosphor (P47) eingesetzt. Die Verwendung eines Glasfensters hat den Vorteil, daß der Szintillator relativ einfach austauschbar ist und das Detektorsystem in verschiedenen Experimenten getestet werden kann. In einer späteren Version ist es

möglicherweise vorteilhaft, den Szintillator innerhalb des Bildverstärkers anzuordnen und die Photokathode direkt auf den Szintillatorkristall aufzudampfen.

(2) Die weitere Lichtverstärkung wird wegen der überlegenen Abbildungseigenschaften und der kompakten Bauweise mit kaskadierten Proximity-Diodes durchgeführt. Diese Lichtverstärker erhalten ebenfalls schnelle Phosphore als Ausgangsschirme.

(3) Zur Positionsbestimmung dient eine 3 x 3 - Matrix aus großflächigen PIN-Photodioden. Mit dieser Anordnung wird eine bessere Linearität der Ortsfunktion erreicht als mit einem Array aus nur vier Sensoren (vgl. Kap. 4.3.2). Außerdem sind PIN-Photodioden wesentlich stabiler in ihren elektrischen Eigenschaften als beispielsweise Photomultiplier, so daß eine regelmäßige Kalibrierung nicht notwendig ist. Wegen der geringeren Empfindlichkeit der Photodioden im Vergleich zu Photomultipliern ist allerdings ein höherer Lichtverstärkungsfaktor des Bildverstärkersystems erforderlich. Der wichtigste Grund für die Wahl von PIN-Photodioden als Photodetektoren ist jedoch die sehr kurze Anstiegszeit des Ausgangssignals in der Größenordnung von 10 ns. Damit ist die maximale Zählrate praktisch nur durch die Abklingzeiten der Phosphore und des Szintillators begrenzt (ca. 200 ns).

3.2.2 Signalverarbeitung

Zur Bestimmung des Ortes einer Szintillation müssen die Ausgangssignale der Photodioden ausgewertet werden.

Die Lichtverteilung in der Ebene der Photodioden für eine Szintillation am Ort P_o in der Ebene A des Phosphors ist in Fig. 3.8 eindimensional dargestellt.

Der Bildort P_1 in der Ebene B entspricht dem Schwerpunkt der Lichtverteilungsfunktion und kann aus den Diodensignalen D_1 ... D_3 ermittelt werden :

$$X = \frac{D_3 - D_1}{D_1 + D_2 + D_3} \qquad [3.1]$$

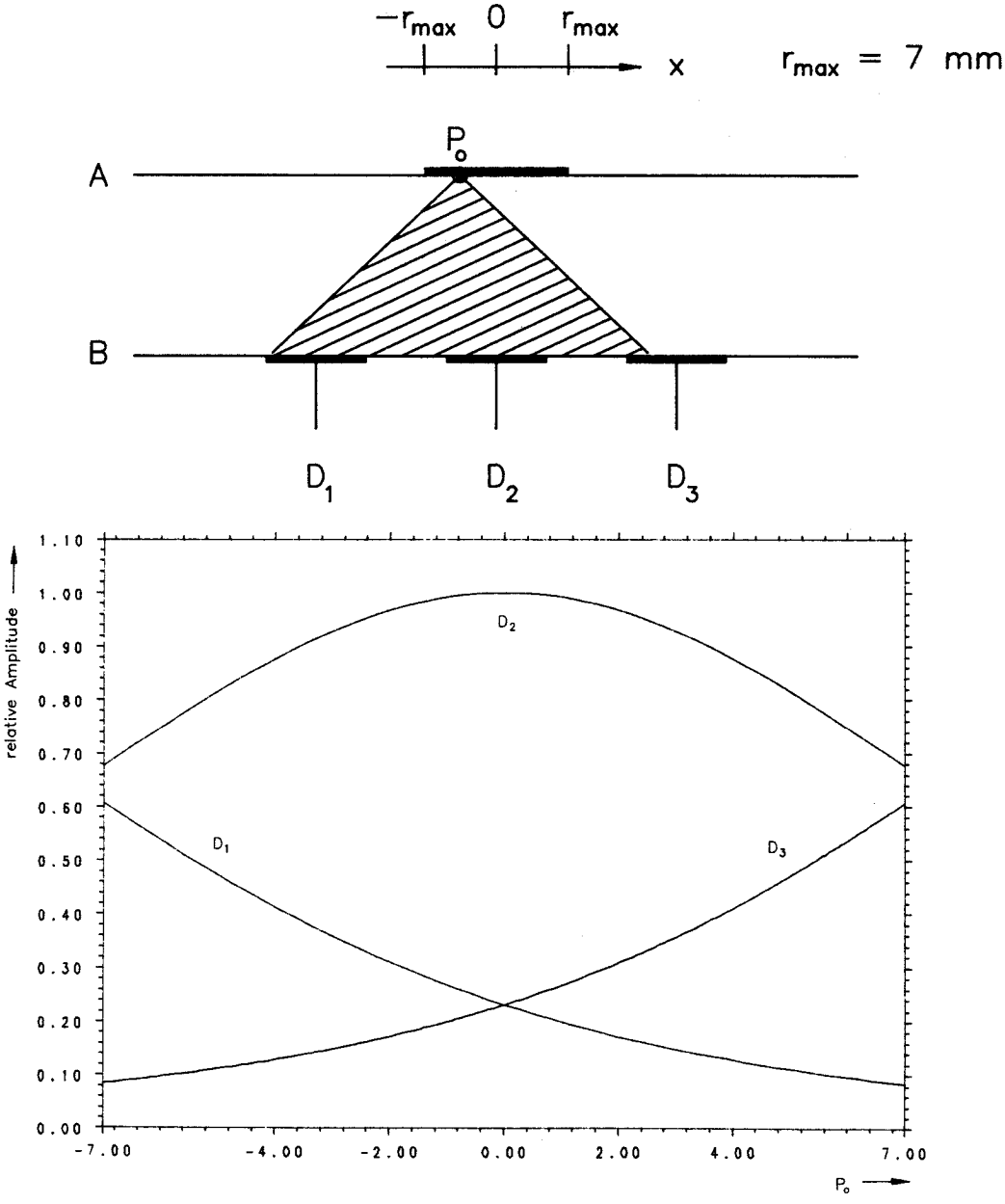
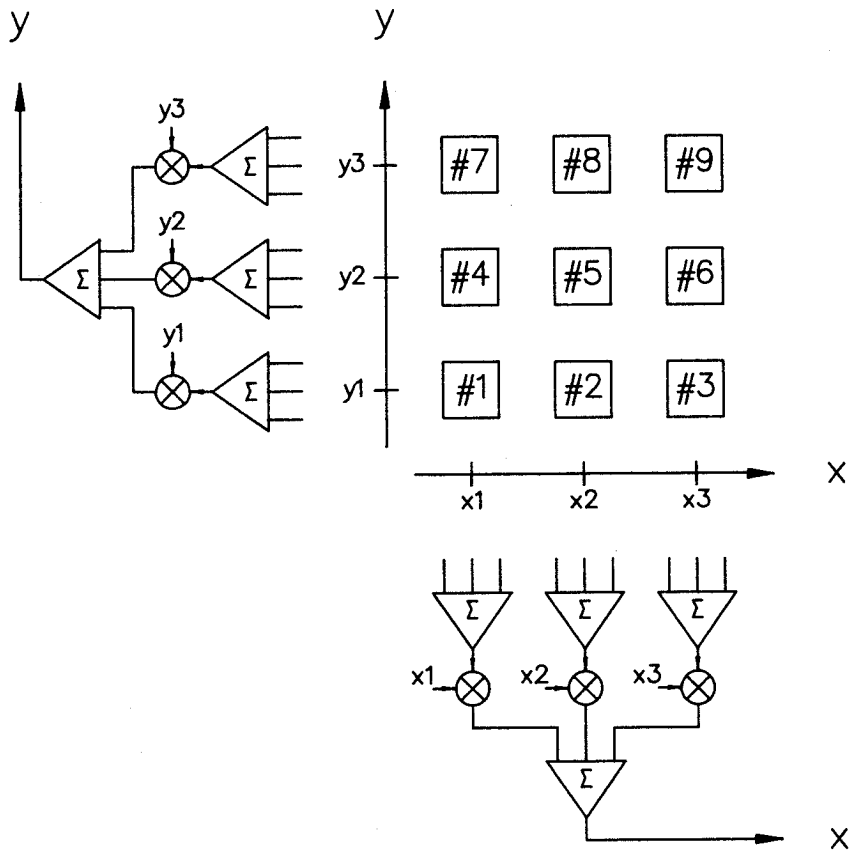


Fig. 3.8: Lichtverteilung in einer Dimension

Dieses Verfahren läßt sich analog auf den Fall einer zweidimensionalen Anordnung übertragen. Hier werden zunächst Zeilen- und Spaltensummen berechnet (Projektion auf die y- bzw. x-Achse) und in y- bzw. in x-Richtung

gewichtet (Fig. 3.9). Auf diese Weise erhält man die x- und y-Koordinate des Bildortes $P_1(x,y)$.



$$Y = \frac{y_1(Q_1+Q_2+Q_3)+y_2(Q_4+Q_5+Q_6)+y_3(Q_7+Q_8+Q_9)}{\sum_{i=1}^{9} Q_i}$$

$$X = \frac{x_1(Q_1+Q_4+Q_7)+x_2(Q_2+Q_5+Q_8)+x_3(Q_3+Q_6+Q_9)}{\sum_{i=1}^{9} Q_i}$$

Q_i: Ladungssignal der i-ten Photodiode

Fig. 3.9: Berechnung der Zeilen- und Spaltensummen

Für die Durchführung dieser Ortsberechnung in Echtzeit sind mehrere Konzepte denkbar :

(1) Digitalisierung aller Photodioden-Signale und digitale Ortsberechnung (z.B. mit einem Floating-Point-Signalprozessor) (Fig. 3.10).

(2) Analoge Berechnung von Zähler und Nenner von [3.1] mit Summierverstärkern. Berechnung von P_1 durch digitale Division (Fig. 3.11).

(3) Analoge Berechnung der Zähler- und Nennersignale wie bei (2) und analoge Division mit Analog-Dividierern oder dividierenden ADC's (Fig. 3.12).

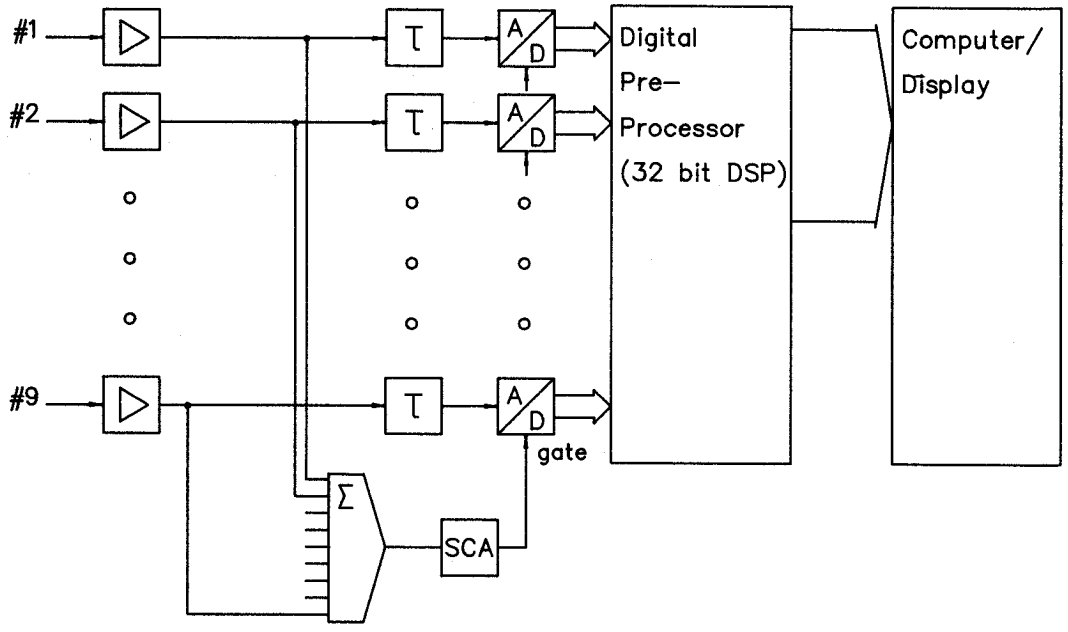


Fig. 3.10: Digitale Ortsberechnung

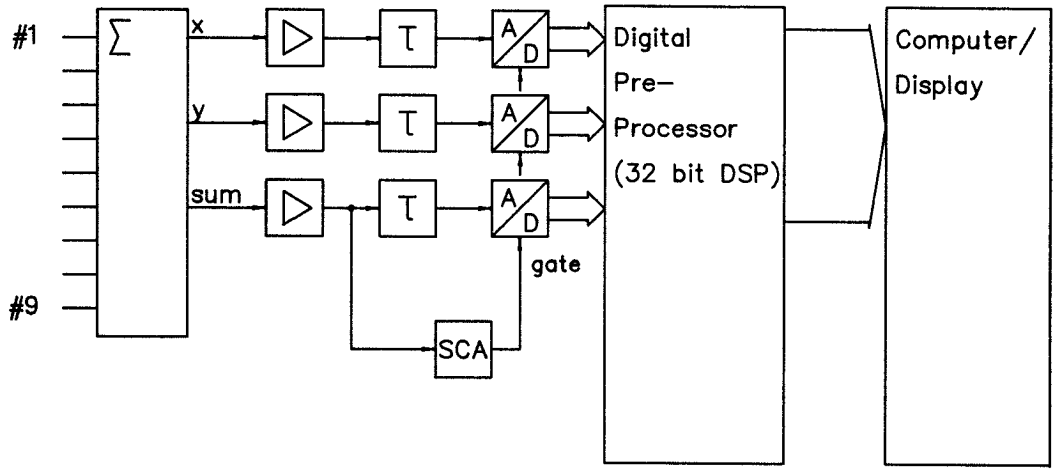


Fig. 3.11: Analoge Bestimmung der Zähler- und Nennersignale / digitale Division

Während die digitale Signalverarbeitung nach (1) die größte Flexibilität bei der Ortsberechnung bietet (Algorithmen und Koeffizienten können per Software modifiziert werden), ist der Aufwand an benötigter Hardware wesentlich größer als bei rein analoger Bestimmung des Bildortes. Außerdem beträgt die Totzeit des Systems einige μs pro Ereignis.

Analog arbeitende Systeme erfordern dagegen einen erheblich niedrigeren Hard- und Software-Aufwand. Bei geeigneter Wahl der Komponenten kann die Totzeit für die Verarbeitung eines Szintillations-Ereignisses durchaus kleiner als 1 μs sein.

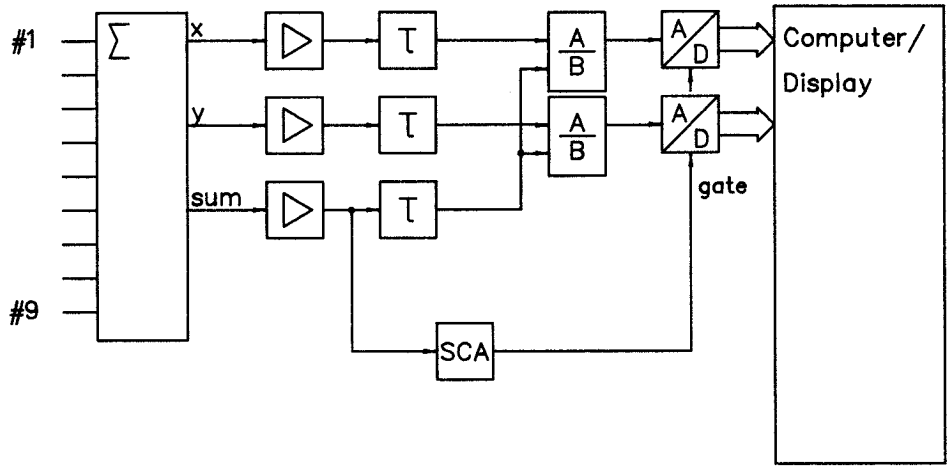


Fig. 3.12: Analoge Ortsberechnung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei verschiedene Systeme mit analoger arbeitender Bestimmung des Szintillationsortes realisiert und untersucht. Auf die beschriebene Flexibilität digitaler Systeme wurde verzichtet, um ein möglichst einfaches und damit robustes Konzept verwirklichen zu können.

4 ENTWURF UND REALISIERUNG DES DETEKTORSYSTEMS

4.1 Betrachtungen zur Abbildungsleistung

Das in Kapitel 3.2 vorgestellte Detektorsystem kann als Kettenschaltung von vier Teilsystemen aufgefaßt werden, die in ihrem Zusammenwirken die Eigenschaften des Detektors bestimmen (Fig. 4.1).

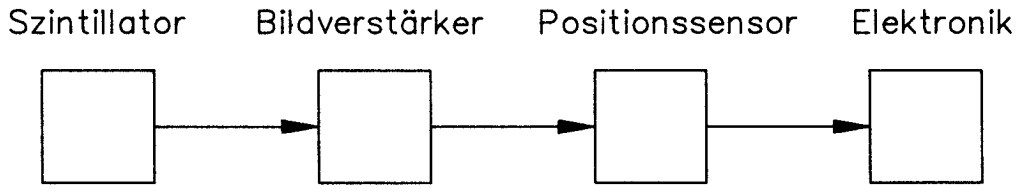


Fig. 4.1

Im Szintillator verursachen einfallende Neutronen einzelne Szintillationen. Das dabei emittierte Licht wird vor der eigentlichen Ortsbestimmung verstärkt; gleichzeitig findet eine Transformation zur Anpassung der geometrischen Formate von Szintillator und Positionssensor statt. Der Positionssensor liefert schließlich eine Anzahl von elektrischen Ladungssignalen, deren Amplitudenverteilung vom Ort der Szintillation abhängig ist. Aus diesen Signalen können mit Hilfe einer geeigneten elektronischen Rechenschaltung (analog oder digital) die Ortskoordinaten ermittelt werden.

Um den individuellen Einfluß jedes Teilsysteme auf die Abbildungsleistung des gesamten Detektor-Systems untersuchen zu können, erscheint es sinnvoll, diese Subsysteme zunächst getrennt zu betrachten. Dabei sollten alle Ergebnisse auf ein und dieselbe Ebene im Detektor bezogen werden, damit vergleichbare Aussagen möglich sind.

Für die folgenden Betrachtungen wird die Photokathode des ersten Bildverstärkers als Bezugsebene gewählt.

Die Abbildungsleistung des Detektors kann mit Hilfe der folgenden Kriterien bewertet werden :

(1) Ortsauflösung

(2) geometrische Verzeichnungen

(3) Störabstand

Im folgenden werden diese Kriterien genauer definiert und es wird erläutert, wie der Einfluß der einzelnen Detektorkomponenten auf die Abbildungsleistung des Gesamtsystems zu bewerten ist.

4.1.1 Ortsauflösung

In Systemen zur Bildübertragung wird die Ortsauflösung üblicherweise als die Zahl von Linienpaaren pro Längeneinheit definiert, die gerade noch visuell unterschieden werden können. Als quantitatives Maß ist der Begriff der Grenzauflösung als die Ortsfrequenz eingeführt, bei der der Bildkontrast am Ausgang des Übertragungssystems auf 5 % abgefallen ist. Dabei wird auf den Bildkontrast bei der Ortsfrequenz Null normiert (Modulationsgrad = 100 %). Der funktionale Zusammenhang zwischen Ortsfrequenz und Modulationsgrad wird durch die modulation transfer function (MTF) beschrieben.

Für die Beurteilung von spektroskopischen Systemen sind die genannten Begriffe jedoch nur bedingt geeignet. Hier ist es vielmehr wichtig, die Verfälschung des Meßsignals durch die Abbildung mit dem Detektor-System zu quantifizieren, also z.B. eine Aussage über den Mindestabstand zwischen zwei Streu-Reflexen zu treffen, unter dem diese noch als voneinander getrennte Phänomene beobachtet werden können. Es ist daher sinnvoll, im Ortsbereich anstatt im Frequenzbereich zu arbeiten und die Ortsauflösung des Detektors als die Halbwertsbreite

(full width half maximum, FWHM) der Punktverteilungsfunktion zu definieren.

Die Ortsauflösung des Detektors wird von den folgenden Prozessen beeinflußt :

(1) Abbildung Szintillator -> Photokathode

(2) elektro-optische Abbildung durch das Bildverstärker-System

(3) Abbildung auf den Positions-Sensor

(4) elektronisches Rauschen in der Auswerte-Elektronik

Die bei einer Szintillation emittierten Photonen breiten sich isotrop aus und erzeugen Photoelektronen an verschiedenen Stellen der Photokathode. Die räumliche Fluktuation des Schwerpunktes dieser Verteilung stellt letztlich die physikalische Grenze für die mit dem Detektorsystem erreichbare Ortsauflösung dar.

Die Ortsauflösung des Bildverstärker-Systems wird durch die Abbildungseigenschaften der verschiedenen Elektronenoptiken, der Phosphorschirme und der Faseroptik-Fenster bestimmt. Hier kann möglicherweise auf die Angaben der Hersteller zurückgegriffen werden, wobei diese jedoch gemäß der oben definierten Konvention umzurechnen sind.

Die Rekonstruktion des Szintillationsortes aus den Signalen der Photodetektoren ist ebenfalls mit einem statistischen Fehler behaftet. Dafür ist zum einen die dem Photoeffekt zugrunde liegende Poisson-Statistik, zum anderen unvermeidbares Rauschen in der Auswerte-Elektronik verantwortlich.

4.1.2 geometrische Verzeichnungen

Geometrische Verzeichnungen kommen dadurch zustande, daß der Abbildungsmaßstab ortsabhängig ist. In optischen Systemen sind solche Verzeichnungen in der Regel rotationssymmetrisch und werden Kissen- oder Tonnen-Verzeichnung genannt. Im hier vorgestellten Detektor-System können geometrische Verzeichnungen an den folgenden Stellen auftreten :

(1) bei der verkleinernden Abbildung im ersten Bildverstärker (die proximity-diodes sind aufgrund ihres Funktionsprinzips der Nahfokussierung frei von Verzeichnungen),

(2) bei der Bestimmung der Ortskoordinaten aus den Signalen der Photodioden - Verzeichnungen können sowohl durch eine ungünstige geometrische Anordnung der Photodioden als auch durch Nichtlinearitäten in der Auswerte-Elektronik hervorgerufen werden.

Verzeichnungen, die durch Nichtlinearitäten in der Elektronenoptik des Bildverstärkers verursacht werden, sind in der Regel kaum zu beeinflussen. Dagegen ist es durchaus möglich, durch sorgfältigen Entwurf der Elektronik und geeignete Gestaltung des Positionssensors Nichtlinearitäten in diesen Teilsystemen weitgehend zu vermeiden.

4.1.3 Störabstand

Unter dem Störabstand wird oft das Verhältnis zwischen der maximal möglichen Ereignisrate, die von einem Detektorsystem verarbeitet werden kann und der Rate der durch Störsignale verursachten Ereignisse (bei abgeschalteter Strahlquelle) verstanden. Ebenfalls sinnvoll wäre es, das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines gewünschten Ereignisses und der Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis durch Störsignale verur-

sacht wird, als Störabstand zu definieren. Häufig wird auch der Begriff der Dunkelzählrate benutzt, der die absolute Zahl von Ereignissen pro Flächenelement und Zeiteinheit angibt, die trotz Abwesenheit eines Strahlungsfeldes registriert werden. Bei den nachfolgenden Untersuchungen werden die letzten beiden Definitionen alternativ verwendet.

Durch Störeinflüsse verursachte Ereignisse können die folgenden Ursachen haben :

(1) Der Szintillator ist möglicherweise nicht nur für die nachzuweisende Strahlung empfindlich, sondern auch für andere Quanten (z.B. Gamma-Empfindlichkeit von Neutronen-Szintillatoren). Störungen dieser Art können durch geeignete Abschirmungen auf ein Mindestmaß reduziert werden, sind aber nicht völlig zu vermeiden.

(2) Instabilität des elektrischen Feldes innerhalb eines Bildverstärkers, z.B. durch Verunreinigungen an Hochspannung führenden Teilen, kann zu Leuchterscheinungen führen (Entladungen, Feldemission, etc.). Falls Effekte dieser Art nicht durch konstruktive Maßnahmen an den Bildverstärkern behoben werden können, ist es möglicherweise sinnvoll, die Versorgungsspannung der Bildverstärker auf etwa 80 % der Nennspannung abzusenken. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Lichtverstärkung entsprechend abnimmt.

(3) Elektromagnetische Felder koppeln Störungen in die Photodioden oder die empfindlichen Eingänge der Vorverstärker ein.

Da es bei der Positionsbestimmung um die Verarbeitung von Pulssignalen geht, führen besonders solche Störsignale zu Beeinträchtigungen der Abbildungsleistung, die ebenfalls pulsartigen Charakter haben.

4.2 Vorversuche

4.2.1 Szintillator

Im Szintillator findet die Umsetzung der nachzuweisenden Strahlungsquanten in die eigentlich meßbare Größe (Photonen) statt. Die Quanteneffizienz des Szintillators

$$DQE = \frac{n \cdot h \cdot f}{E} \qquad [4.1]$$

(n : Anzahl der emittierten Photonen; E : Energieverlust des Strahlungsquants im Szintillator) bestimmt den theoretischen Maximalwert für die Ortsauflösung, die mittlere Lebensdauer der angeregten Zustände (Abklingzeit der Lichtemission) ist maßgebend für die erreichbare Zeitauflösung. Diese beiden Parameter sind physikalische Eigenschaften des gewählten Szintillatorkristalls und stellen somit physikalische Grenzen für die Abbildungseigenschaften des Detektors dar.

Ein "idealer" Detektor sollte nun so beschaffen sein, daß diese Grenzwerte möglichst gut erreicht werden können, d.h. andere Einflüsse wie z.B. geometrische Verzeichnungen, Verstärkerrauschen etc. sollten auf ein Minimum reduziert sein.

Für einen Prototyp des Detektors nach Kap. 3.2 wurde ein Szintillator gefertigt, der für Neutronen empfindlich ist. Zum besseren Verständnis sollen die für den Nachweis von Neutronen wichtigen physikalischen Prozesse und Randbedingungen kurz erläutert werden.

Wie bereits in 2.1.1 dargestellt wurde, lassen sich thermische und subthermische Neutronen wegen ihrer niedrigen kinetischen Energie nur über Kernreaktionen nachweisen.

Mit den folgenden Prozessen kann eine ausreichend gute Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden :

(1) $^{3}He + n \rightarrow p + {}^{3}H$

(2) $^{10}B + n \rightarrow a + {}^{7}Li$

(3) $^{6}Li + n \rightarrow a + {}^{3}H$

Während die beiden ersten Kernreaktionen vorwiegend in Zählgasen vorkommen, kann der Neutroneneinfang durch das Isotop ^{6}Li für feste Szintillatoren verwendet werden. Neben dem monokristallinen ^{6}LiJ (Europium-aktiviert), das allerdings extrem hygroskopisch ist, hat eigentlich nur das amorphe ^{6}Li-Glas (Cer-aktiviert) praktische Bedeutung /4.1/. Obwohl das $^{6}LiJ(Eu)$ eine um den Faktor 10 ... 12 höhere Lichtausbeute hat als das Lithium-Glas und man damit eine drei bis vier mal bessere Ortsauflösung erreicht, ist der Einsatz dieses Szintillatortyps wegen der technologischen Schwierigkeiten bei Herstellung und Kapselung auf wenige Sonderfälle begrenzt /4.2/. Vor allem weil das ^{6}Li-Glas nicht hygroskopisch ist und grundsätzlich in jeder beliebigen Form hergestellt werden kann, ist es zur Zeit das einzige Szintillator-Material, das für großflächige Neutronendetektoren verwendet werden kann.

Für den Prototyp-Detektor wurde ein ^{6}Li-Glas-Szintillator hergestellt, der an die Kalottenform des Bildverstärker-Eingangsfensters (Innenradius = 161 mm) angepaßt ist. Die Dicke beträgt 2 mm; damit ist eine Nachweiswahrscheinlichkeit von > 90 % für thermische Neutronen gewährleistet.

Da das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor-System zunächst für den Einsatz in Neutronen-Streuexperimenten vorgesehen ist, wurden keine Messungen mit anderen Szintillator-Materialien, z.B. für den Nachweis von Gamma-Strahlung, durchgeführt. Falls der Detektor später auch in anderen Experimenten eingesetzt werden

soll, wären entsprechende zusätzliche Untersuchungen erforderlich, soweit die gewünschten Informationen nicht der Literatur oder den Katalogen der einschlägigen Hersteller entnommen werden können /4.3, 4.4/.

4.2.2 Bildverstärker

Für die verkleinerte Abbildung des Szintillators auf den Positions-Sensor soll eine mehrstufige Anordnung von Bildverstärkern eingesetzt werden. Um die grundsätzliche Eignung von Bildverstärkern für den Nachweis einzelner Ereignisse nachzuprüfen und die erforderliche Anzahl von Bildverstärkerstufen zu bestimmen, wurden Messungen an Mustern von Philips (9"-Röntgenbildverstärker) und Proxitronic (25mm-Proximity-Diode) durchgeführt, die uns die genannten Firmen freundlicherweise zur Verfügung stellten. Die Bewertung dieser Systeme erfolgte nach den folgenden Kriterien :

(1) Hintergrundhelligkeit am Ausgangsschirm bei unbeleuchteter Photokathode

(2) Lichtverstärkungsfaktor

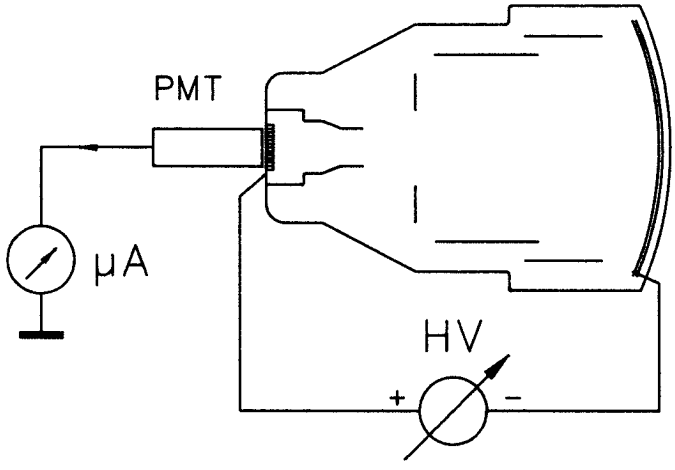


Fig. 4.2: Messung der Hintergrundhelligkeit

Die Messung der Hintergrundhelligkeit wurde mit der in Fig. 4.2 dargestellten Versuchsanordnung durchgeführt. An das Ausgangsfenster des Bildverstärker ist ein Photomultiplier (RCA 8850) optisch angekoppelt, der das vom Phosphor emittierte Licht nachweist. Der Spannungsteiler dieses Photomultipliers ist so beschaltet, daß die Anode auf Massepotential liegt. Auf diese Weise kann direkt der Photostrom gegen Masse gemessen werden. Bei der für alle Messungen gewählten Betriebsspannung von 2000 V beträgt die Stromverstärkung des Photomultipliers etwa $1.5 \cdot 10^7$ /4.5/.

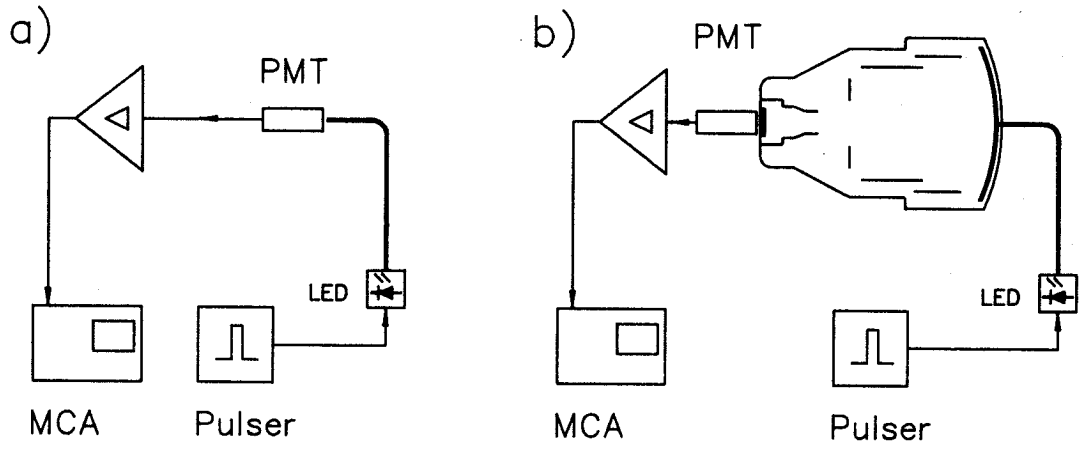


Fig. 4.3: Messung des Lichtverstärkungsfaktors

Der Faktor der Lichtverstärkung wird durch zwei aufeinanderfolgende Messungen bestimmt (Fig. 4.3). Um die Pulsverstärkung des zu untersuchenden Bildverstärkers zu messen und somit vergleichbare Verhältnisse wie beim Nachweis von Szintillationen zu erhalten, wird als Lichtquelle eine gepulste LED verwendet. Die Dauer der Lichtpulse beträgt 100 ns, die Amplitude der elektrischen Ansteuerpulse für die LED ist bei allen Messungen gleich. Um eine definierte optische Kopplung der Lichtquelle an alle Eingangsfenster zu gewährleisten, ist eine optische Faser als Koppelelement eingesetzt. Im ersten Schritt wird nun die Pulshöhe bestimmt, die ein direkt in den Photomultiplier eingekoppelter Lichtpuls verursacht. Bei

der zweiten Messung wird der zu prüfende Bildverstärker in die Verstärkungskette einbezogen. Das Verhältnis der gemessenen Pulshöhen ergibt die Pulsverstärkung des Bildverstärkers.

Im folgenden werden die so gewonnenen Meßergebnisse vorgestellt.

4.2.2.1 **Philips-Röntgenbildverstärker** - Einige erste Messungen wurden mit einem 9"-Röntgenbildverstärker aus der Serienproduktion von PHILIPS durchgeführt. Dieses System hat ein Eingangsfenster aus Titan und einen langsamen Ausgangsphosphor, so daß der Lichtverstärkungsfaktor nicht gemessen werden konnte. Die Abhängigkeit zwischen Versorgungsspannung und Hintergrundhelligkeit ist in Fig. 4.4 dargestellt. Der Offset von ca. 5 kV ist bedingt durch den Energieverlust, den die beschleunigten Elektronen in der lichtdichten Abdeckung des Phosphors, die zur Vermeidung von optischen Rückkopplungen erforderlich ist, erfahren. Der lineare Anstieg des Photostroms bis etwa 22 kV entspricht der thermischen Emission der Photokathode; bei höheren Betriebsspannungen kommen Effekte wie Feldemission, spontane Entladungen etc. hinzu.

4.2.2.2 **Proximity-Diode** - Von PROXITRONIC wurde ein einstufiger Bildverstärker vom Typ BV 2501 MG 15 (Glaseingangs- und Glasausgangsfenster; langsamer Phosphor, 25 mm Durchmesser) für Testmessungen zur Verfügung gestellt. Der Lichtverstärkungsfaktor steigt oberhalb der Offset-Spannung annähernd linear mit der angelegten Hochspannung und erreicht bei der Nennspannung von 9 kV einen Wert von 100 (Fig. 4.6). Es ist jedoch zu beachten, daß die erreichbare Lichtverstärkung stark von der Konfiguration des Bildverstärkers abhängt. Wird anstelle des langsamen Phosphors ein Material mit kurzer Abklingzeit verwendet und eine Ausführung mit Faseroptik-Fenstern gewählt, so ist die Lichtverstärkung wegen der erheblich schlechteren Quanteneffizienz der schnellen Phosphore und der Transmissionsverluste in den Faseroptik-Fenstern um

bis zu eine Größenordnung niedriger. Der Zusammenhang zwischen Betriebsspannung und Hintergrundhelligkeit ist in Fig. 4.5 aufgetragen. Der qualitative Verlauf der Kurve entspricht in etwa dem in Fig. 4.4 dargestellten. Wird die Hintergrundhelligkeit auf die Lichtverstärkung bezogen, so ergibt sich, daß der Hintergrund bis etwa 7 ... 8 kV in etwa konstant ist und damit thermischen Ursprungs. Bei höheren Betriebsspannungen treten dann zusätzliche Störquellen auf (Fig. 4.7). Um die Ergebnisse auch quantitativ vergleichen zu können, sind die unterschiedlich großen empfindlichen Flächen der Bildverstärker zu berücksichtigen. Wird die in 4.1 angegebene Bezugsebene zugrundegelegt, so ergibt sich, daß die Hintergrundhelligkeit der Proximity-Diode um etwa den Faktor 25 größer ist als die des 9"-Röntgenbildverstärkers.

4.2.2.3 **modifizierter Röntgenbildverstärker** - Für den Prototyp des Szintillationsdetektors wurde schließlich bei PHILIPS ein 6"-Bildverstärker vom Typ XG2001/20 mit den folgenden Modifikationen gegenüber der Serienfertigung hergestellt :

(1) anstelle des serienmäßigen P20-Phosphor wird ein Ausgangsschirm aus einem Material mit kurzer Abklingzeit eingebaut (P47, 100 ns);

(2) der normalerweise hinter dem Eingangsfenster angebrachte Röntgenszintillator aus CsI entfällt;

(3) die Photokathode wird direkt auf die Innenseite des Eingangsfensters aufgedampft.

Die Lichtverstärkung dieses Systems liegt bei Nennspannung (25 kV) innerhalb der zu erwartenden Grenzen (Fig. 4.8). Da der P47-Phosphor des Ausgangsschirmes eine sehr kurze Zeitkonstante von etwa 100 ns hat, ist es möglich, einzelne an der Photokathode ausgelöste Photoelektronen nachzuweisen. Damit kann die thermische Emission der Photokathode direkt gemessen werden.

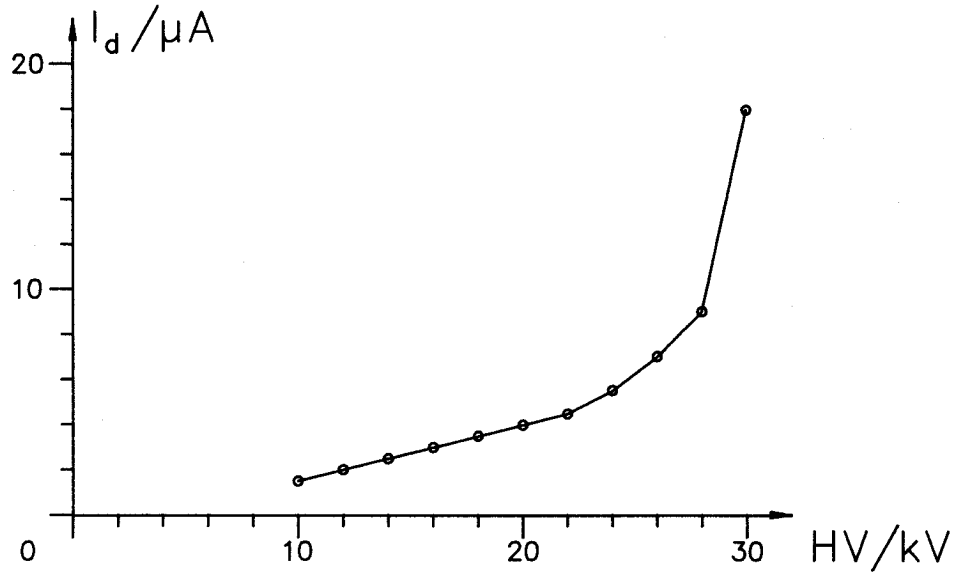


Fig. 4.4: Dunkelstrom über der Betriebsspannung (PHILIPS 9"-Röntgenbildverstärker)

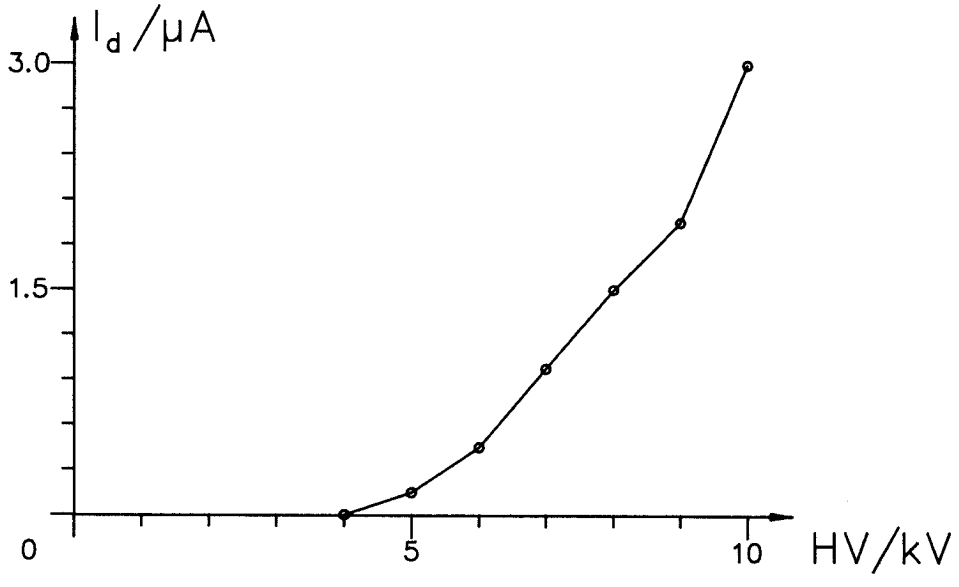


Fig. 4.5: Dunkelstrom über der Betriebsspannung (PROXIFIER BV 2501 MG 15)

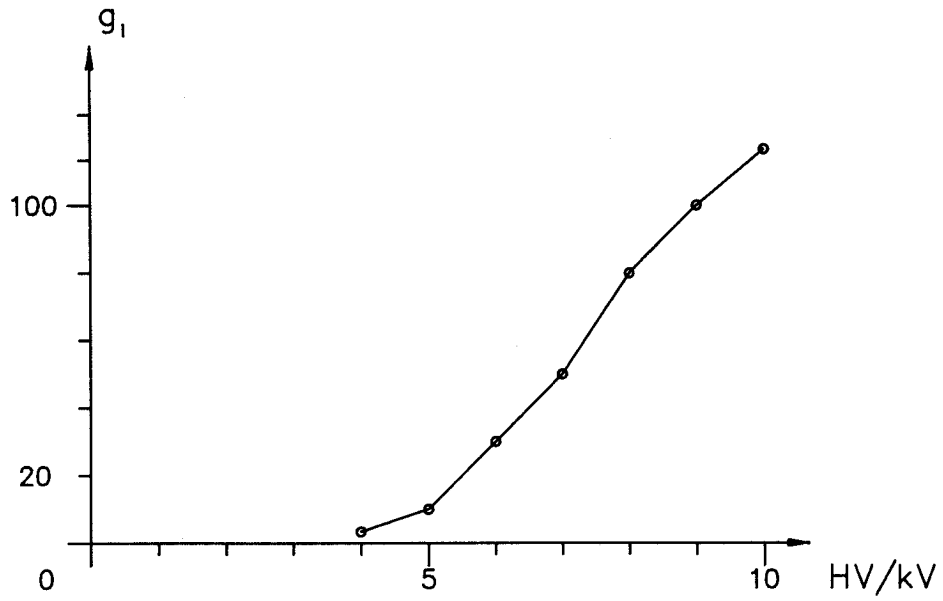


Fig. 4.6: Lichtverstärkung über der Betriebsspannung (PROXIFIER BV 2501 MG 15)

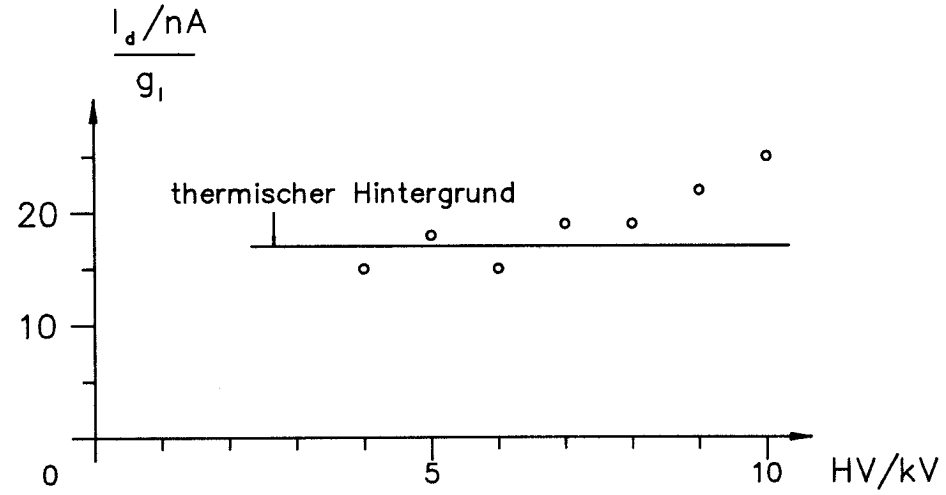


Fig. 4.7: Dunkelstrom bezogen auf die Lichtverstärkung (PROXIFIER BV 2501 MG 15)

Nach Verdunkelung der Photokathode für 24 h wurde mit Hilfe der in Fig. 4.9 skizzierten Apparatur ein Wert von 10 Photoelektronen/$cm^2 \cdot s$ ermittelt. Dieser Bildverstärker besitzt damit ähnlich gute Eigenschaften wie ein Photomultiplier und ist daher für Anwendungen geeignet, bei denen eine sehr große empfindliche Fläche verlangt wird /4.6/.

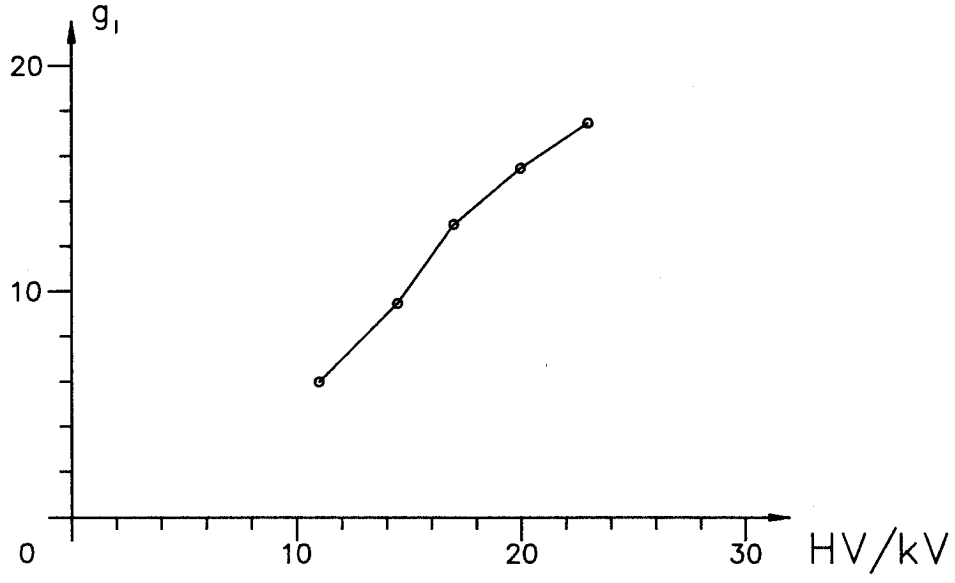


Fig. 4.8: Lichtverstärkung über der Betriebsspannung (PHILIPS 6"-Bildverstärker)

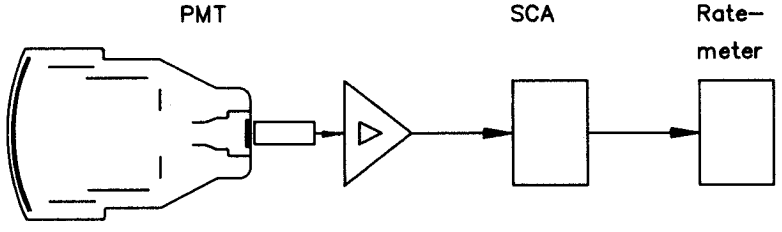


Fig. 4.9: Anordnung zur Messung der Dunkelzählrate

4.2.3 Photodetektoren / Vorverstärker

Mit dem in 4.2.2.3 vorgestellten 6"-Bildverstärker wird das Szintillationsbild an der Photokathode um etwa den Faktor 10 verkleinert. Damit muß der Positionssensor so dimensioniert werden, daß die empfindliche Fläche etwa ein Kreis mit 14 mm Durchmesser ist. Um mit einer möglichst kleinen Zahl von Photodioden auszukommen (im Sinne eines einfachen Gesamtsystems), sollten diese eine entsprechend große aktive Fläche aufweisen.

Die größten heute als Standard-Bauelemente lieferbaren PIN-Photodioden haben eine aktive Fläche von 10 mm x 10 mm und Außenabmessungen von 14.5 mm x 12 mm x 2 mm (Hamamatsu S1723-06). Diese Photodioden werden z.B. in großen Stückzahlen als Szintillationsdetektoren in Computer-Tomographen eingebaut /4.7/. Darüber hinaus ist es natürlich möglich, größere Photodioden in Sonderanfertigung herstellen zu lassen. Eine weiterhin sehr interessante Alternative ist das Angebot verschiedener Hersteller, eine beliebige Zahl von Photodioden-Chips in kundenspezifischer Anordnung auf ein größeres Substrat zu kleben und elektrisch zu kontaktieren. Da in diesem Fall die Gehäuseüberstände weitgehend entfallen, wird der Flächennutzungsgrad (empfindliche Fläche / Gesamtfläche) erheblich gesteigert; der Sensor wird homogener.

Der Ort einer Szintillation soll aus der Verteilung der vom Phosphor der letzten Bildverstärkerstufe emittierten Photonen auf die verschiedenen Photodioden berechnet werden. Es ist also notwendig, den Photostrom jeder PIN-Diode für die Dauer der Szintillation zu integrieren. Dies geschieht am einfachsten mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern (charge-sensitive-preamplifier). Die komplette Beschaltung für eine Photodiode ist in Fig. 4.10 dargestellt. Der während einer Szintillation fließende Photostrom wird in C_{int} aufintegriert und erscheint am Ausgang des Vorverstärkers als Spannungssignal $\Delta U = \Delta Q / C_{int}$. Der parallel geschaltete Entladewiderstand R sorgt dafür, daß der Integrations-

kondensator wieder entladen wird, damit die Ausgangsspannung innerhalb des Aussteuerbereichs des Verstärkers bleibt. Der Wert der Zeitkonstante $R \cdot C_{int}$ sollte sehr viel größer sein als die Abklingzeit einer Szintillation. In der Regel wird $R \cdot C_{int} = 50\ \mu s$ gewählt. Die Vorspannung der Photodiode (bias) dient dazu, ihre Sperrschichtkapazität zu reduzieren. Dies ist einerseits notwendig, um das Verstärkerrauschen so klein wie möglich zu halten, zum anderen wird dadurch die Anstiegszeit des Photodioden-Signals erheblich kürzer. Bei der hier realisierten DC-Kopplung zwischen Photodiode und Verstärker kann der Dunkelstrom der Photodiode direkt als zusätzliche Offsetspannung am Ausgang des Vorverstärkers gemessen werden. Es gilt

$$I_d = \frac{U_{offset}}{R} \qquad [4.2]$$

An zehn Photodioden des Typs Hamamatsu S1723-06 wurde der Dunkelstrom bei 24 V Vorspannung gemessen (Fig. 4.11). Alle Meßwerte liegen hinreichend eng beieinander und sind deutlich kleiner als der vom Hersteller spezifizierte Maximalwert von 5 nA.

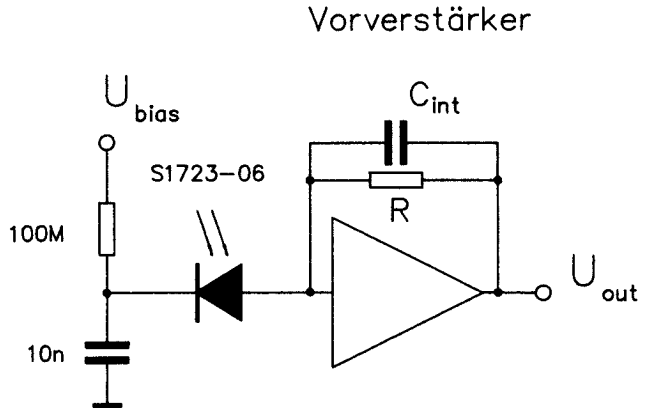


Fig. 4.10: Beschaltung der PIN-Photodioden

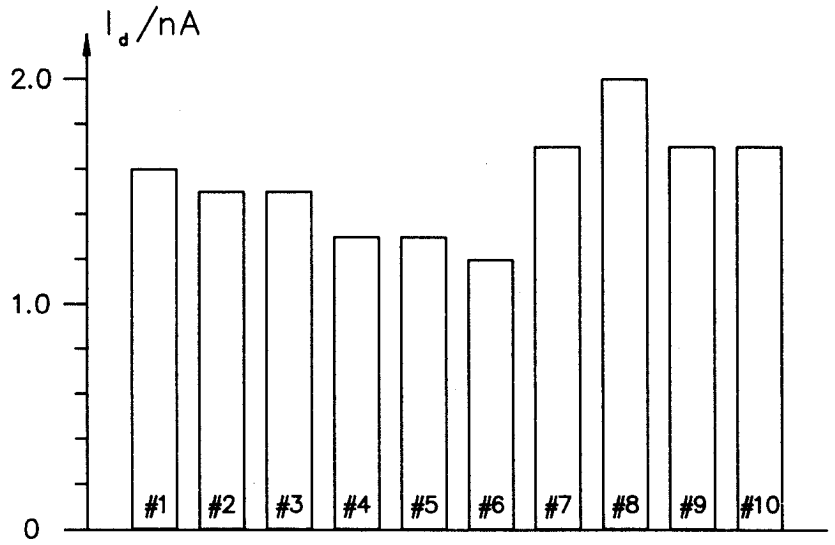


Fig. 4.11: Dunkelstrom der 10 PIN-Photodioden

Der Rauschbeitrag des Vorverstärkers wurde an zwei verschiedenen Verstärkertypen untersucht (Meßaufbau in Fig. 4.12) :

(1) TENNELEC TC 161 A

(2) im ZEL entwickelter ladungsempfindlicher Vorverstärker

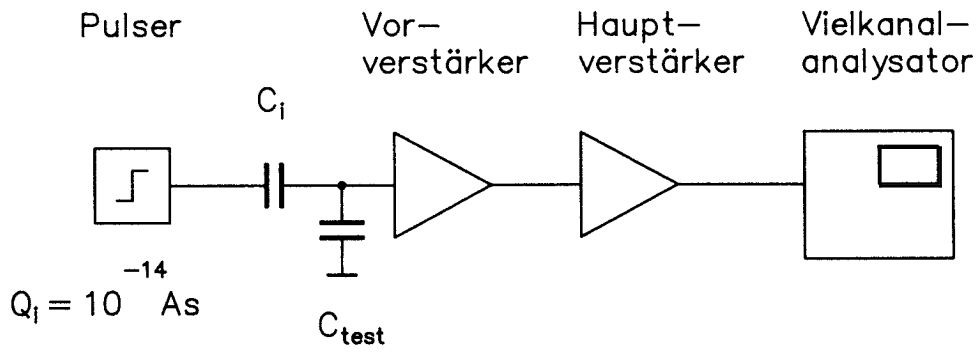


Fig. 4.12

Bei diesen Messungen wurden die PIN-Dioden durch Testkondensatoren verschiedener Größe simuliert. Die Injektion einer definierten Ladung (10^{-14} As) erfolgte durch Anlegen eines Spannungssprunges an einen Koppelkondensator mit beknnter Kapazität. Die Meßwerte sind in Fig. 4.13 aufgetragen (1 % FWHM entspricht 600 Elektronenladungen). Die mit dem Verstärker von TENNELEC gewonnenen Ergebnisse sind nur um weniger als einen Faktor zwei besser als die Werte des erheblich billigeren ZEL-Verstärkers. Bei dem mit "#" markierten Meßwert wurde der ZEL-Verstärker mit einer der PIN-Dioden am Eingang belastet. Laut Angaben des Herstellers haben diese eine Sperrschichtkapazität von 70 pF bei 24 V Vorspannung. Das Rauschen des Teilsystems Photodiode / Vorverstärker wird also offenbar nur von der kapazitiven Last am Eingang des Vorverstärkers verursacht, nicht aber vom Dunkelstrom durch die Photodiode.

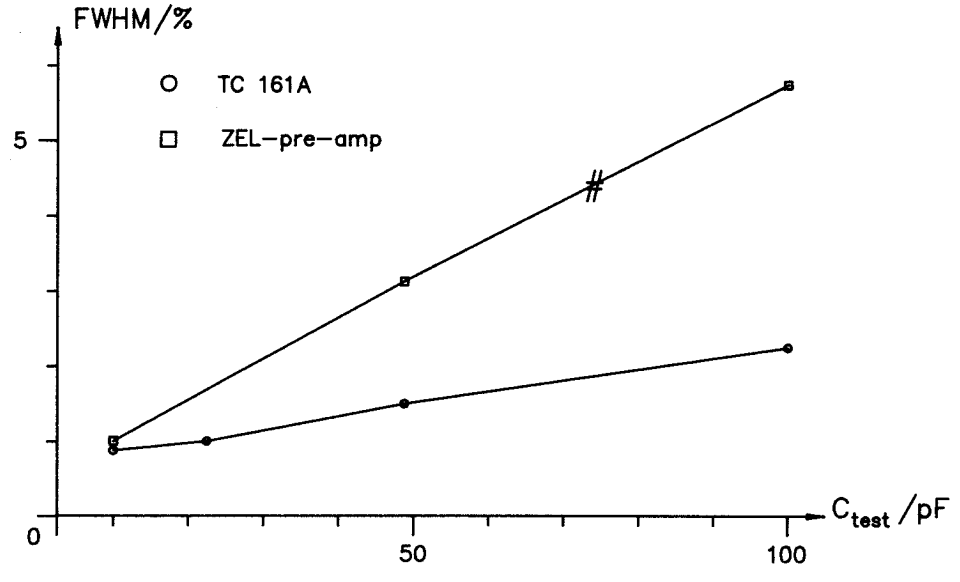


Fig. 4.13: Verstärkerrauschen über der Eingangskapazität

Mit den Ergebnissen dieser Vorversuche kann nun die Zahl der notwendigen Bildverstärkerstufen und die erforderliche Gesamtverstärkung bestimmt werden.

Wie bereits erwähnt beträgt die mit der Anger-Kamera für Neutronen (^{6}Li-Glas-Szintillator) gemessene Ortsauflösung etwa 10 % des Durchmessers eines Photomultipliers. Bei der Anger-Kamera wird das Licht einer Szintillation in der Regel auf drei benachbarte Photomultiplier (in einer Richtung) verteilt. Eine Elementarzelle besteht also aus 3 x 3 Photodetektoren. Um nun den ganzen Szintillator mit einer solchen Elementarzelle auslesen zu können, muß die relative Ortsauflösung also um mindestens den Faktor 10 größer sein als bei einer Kamera mit 10 x 10 Photodetektoren (gleiche Größe des Szintillators vorausgesetzt). Damit der Einfluß der Photonenstatistik im Positionssensor auf die Ortsauflösung vernachlässigt werden kann, sollte dieser Wert noch deutlich größer sein. Da die Ortsauflösung und die Photonensumme über eine Wurzelfunktion verknüpft sind, kann somit ein Lichtverstärkungsfaktor von 1000 als sinnvoller Mindestwert angegeben werden. Wegen der maximalen Stufenverstärkung von 15 ... 20 pro Lichtverstärker ist daher ein insgesamt dreistufiges System erforderlich (einschließlich des großen Bildverstärkers).

Für den Prototyp des Detektor-Systems wurde ein zweistufiger Nahfokus-Bildverstärker mit Faseroptik-Eingangsfenster, Ausgangsfenster aus Glas und schnellen Phosphoren angefertigt. Der Lichtverstärkungsfaktor des gesamten Bildverstärker-Systems beträgt damit 3500 (gemessen mit der in 4.2.2 beschriebenen Methode), ist also deutlich größer als der geforderte Mindestwert.

4.2.4 **Auswerte-Elektronik**

Die für die Rekonstruktion der Ortskoordinaten aus den Signalen der Photodioden notwendige Auswerte-Elektronik wurde mit Modulen nach dem NIM-Standard (Nuclear Instruments Module) aufgebaut. Für dieses Standard-System ist eine große Auswahl an Subsystemen kommerziell verfügbar, die zu größeren Einheiten verknüpft werden können. Dadurch war der erforderliche Aufwand für die

Entwicklung spezieller Hardware relativ begrenzt; lediglich einige anwendungsspezifische Teilfunktionen mußten zusätzlich implementiert werden.

Für die Bestimmung der Ortssignale X und Y sowie der Gesamtsumme SUM der Photodioden-Signale wurde ein Addierverstärker aufgebaut, der die Ausgangssignale der Vorverstärker gemäß Fig. 3.9 verknüpft. Das Schaltbild ist in Fig. 4.14 wiedergegeben.

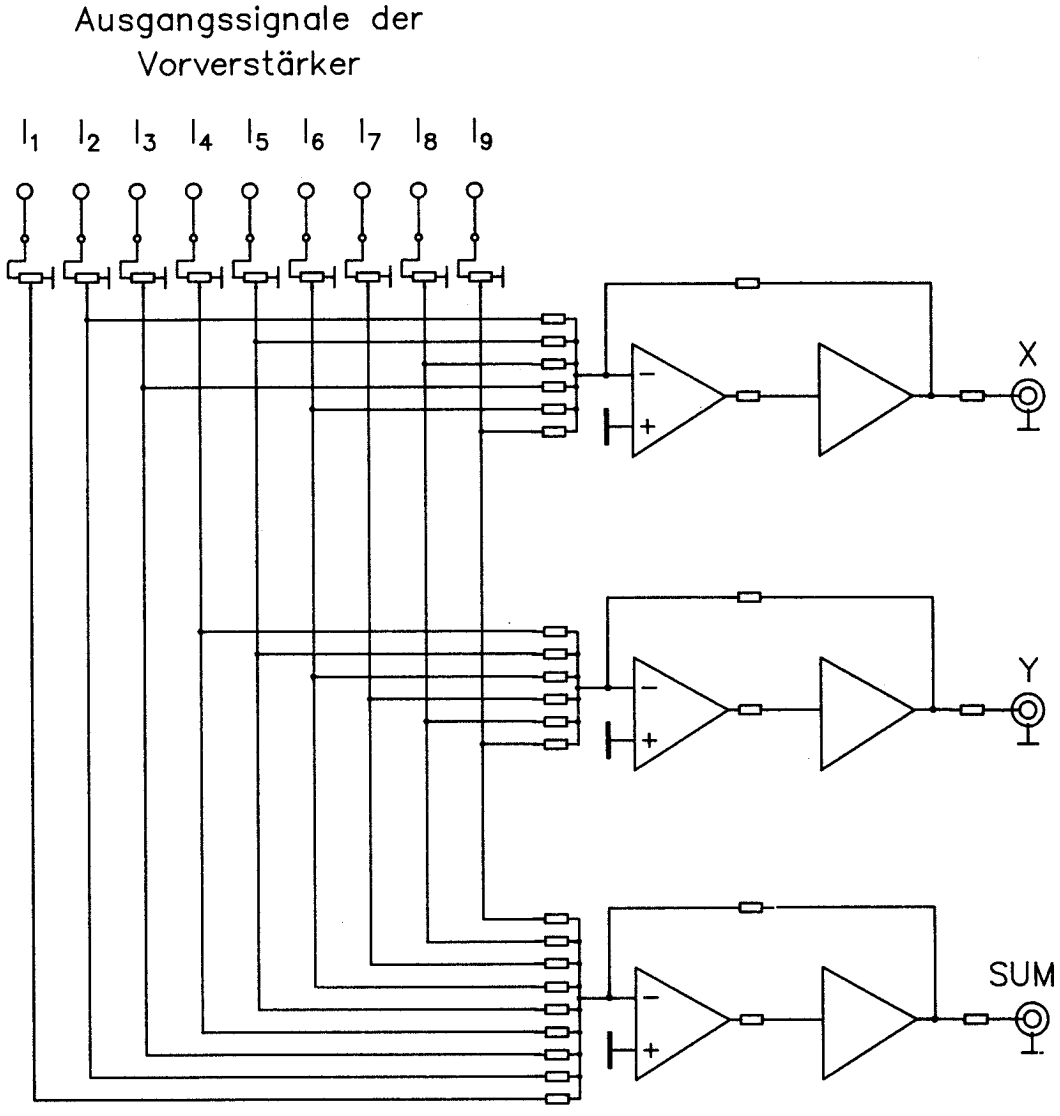


Fig. 4.14: Addierverstärker

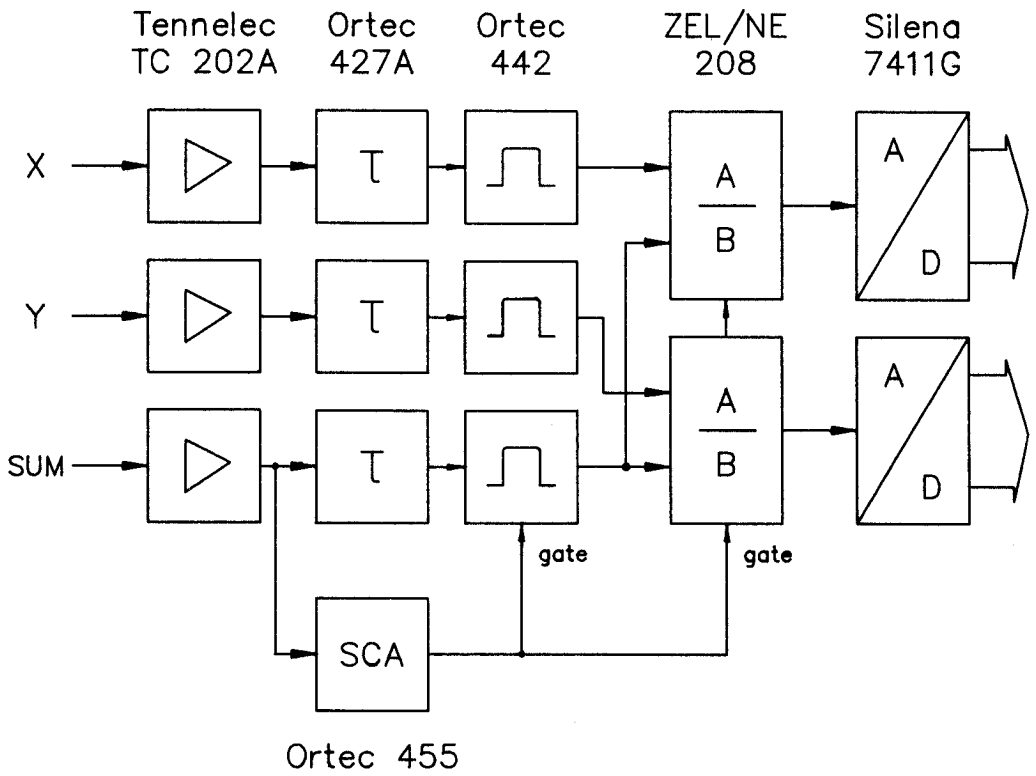


Fig. 4.15: Normierung mit Analog-Dividierer

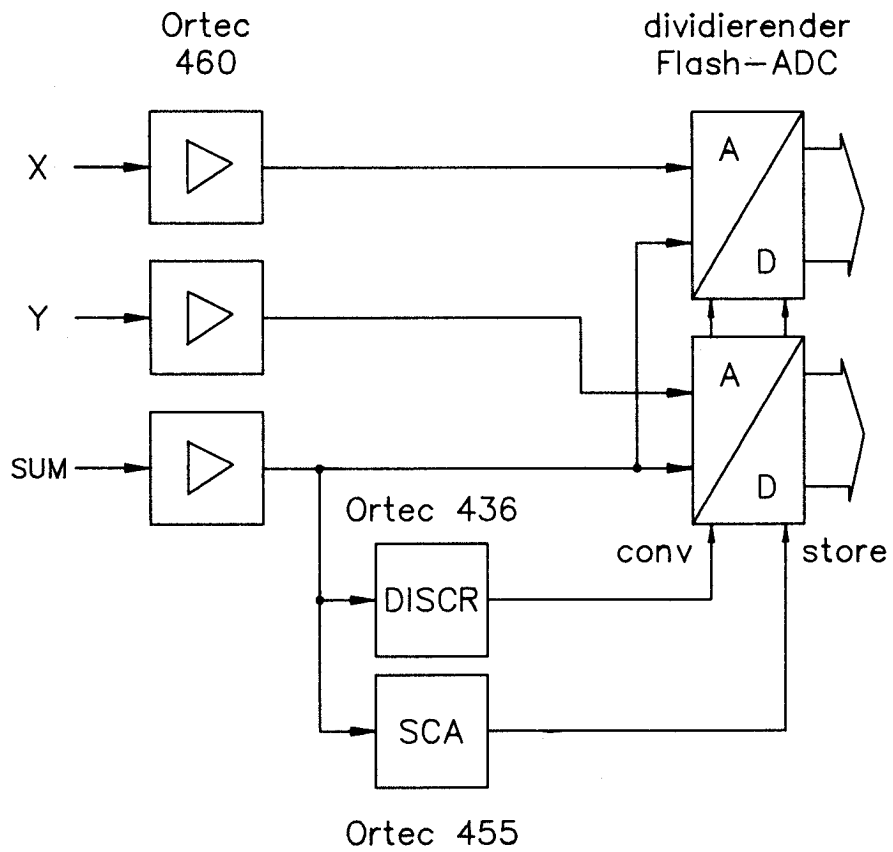


Fig. 4.16: Normierung mit Flash-ADC

Um aus diesen Signalen die Ortskoordinaten X_o und Y_o eines Szintillationsereignisses rekonstruieren zu können, sind die Normierungsoperationen

$$X_0 = \frac{X}{SUM}; \quad Y_0 = \frac{Y}{SUM} \qquad [4.3]$$

erforderlich.

Für die Durchführung dieser Divisionen in Echtzeit wurden zwei unterschiedliche Ansätze untersucht (Fig. 4.15, Fig. 4.16) :

(1) Die Ausgangssignale des Addierverstärkers werden zunächst mit konventionellen Hauptverstärkern (z.B. TENNELEC TC 202) gefiltert und verstärkt (Filterung mit RC-Integrierern und -Differenzierern, sog. RC-shaping). Der SCA (single-channel-analyzer) erzeugt ein Triggersignal für die weitere Signalverarbeitung : nur wenn die Amplitude des Summensignals innerhalb eines vorher eingestellten Fensters liegt, erfolgt eine Division. Wegen der für diese Entscheidung nötigen Zeit müssen die Eingangssignale für den Dividierer entsprechend verzögert werden. Für die Digitalisierung der normierten Ortssignale sind Wilkinson-ADC's (Digitalisierung nach dem Rampen-Verfahren) vorgesehen. Dieser ADC-Typ hat eine besonders gute differentielle Linearität, d.h. alle Ortskanäle erhalten genau die gleiche Breite. Die Totzeit für die Verarbeitung eines Ereignisses beträgt allerdings ca. 10 μs, ist also weit von dem geforderten Wert von maximal 2 μs pro Ereignis) entfernt.

(2) Bei der zweiten Lösung werden anstelle der Hauptverstärker Delay-Line-Verstärker eingesetzt. Das mit dieser Filtermethode (delay-line-shaping) erreichbare S/N-Verhältnis ist zwar nicht ganz so gut wie das mit RC-shaping realisierbare /4.8/, für die vorliegende Anwendung spielt dies aber keine Rolle, da nur 255 Amplitudenstufen unterschieden

werden müssen und nicht bis zu 8000 wie in manchen Spektrometern. Der wesentliche Vorteil dieses Verfahrens ist jedoch, daß der Ausgangspuls eines Delay-Line-Verstärkers sehr kurz sein kann, je nach Wahl der Delay-Lines z.B. nur 500 ns. Für die Normierung der Ortssignale wird ein dividierender ADC eingesetzt (Fig. 4.17). Dabei wird das Zählersignal in den Analogeingang des ADC's eingekoppelt und das Nennersignal in den Referenzeingang. Dadurch werden Analogdivision und Digitalisierung in einem Schritt ausgeführt. Dieses Verfahren ist besonders vorteilhaft in Verbindung mit einem Flash-ADC. In diesem Fall ist die Konversionszeit nur von den Einschwingzeiten der Verstärker und Komparatoren abhängig und liegt deutlich unter 100 ns. Aus diesem Grund kann auf die im zuerst vorgestellten System erforderlichen Delay-Verstärker verzichtet werden : die Normierung der Ortssignale wird immer dann durchgeführt, wenn das Summensignal eine fest eingestellte Schwelle übersteigt. Die endgültige Entscheidung, ob ein Ereignis abzuspeichern oder aber zu verwerfen ist, wird ebenfalls mit einem SCA getroffen, nur daß in der für diese Entscheidung notwendigen Zeit hier gleichzeitig die Normierung stattfindet. Die Verarbeitung eines Ereignisses ist damit in weniger als 500 ns abgeschlossen. Wegen relativ großer Toleranzen bei den Referenzspannungen der Komparatoren im ADC-Chip ist die differentielle Linearität allerdings nicht sehr gut, d.h. die Ortskanäle sind nicht exakt gleich breit.

Zur Untersuchung der integralen und differentiellen Linearität der Normierungsoperation wurden beide Systeme mit Testpulsen angesteuert. Bei konstanter Amplitude der in den Nenner eingekoppelten Impulse wird die Amplitude der Zählerpulse über einen Dynamikbereich von etwa einer Größenordnung variiert und das Quotientenspektrum mit einem Vielkanalanalysator aufgezeichnet. Dieses Spektrum sollte idealerweise gleichverteilt sein. Aus dem so ermittelten Histogramm können die gewünschten

Informationen direkt entnommen werden. Die Streuung einzelner Kanalinhalte um den Mittelwert ist ein Maß für die differentielle Nichtlinearität. Eine qualitative Information über die integrale Linearität erhält man nach Mittelung des Quotientenhistogramms über viele Nachbarkanäle (z.B. 5 % der Gesamtzahl). Die Abweichung der so entstehenden geglätteten Kurve von einer Ausgleichsgerade mit horizontaler Steigung ist ein Maß für die integrale Nichtlinearität.

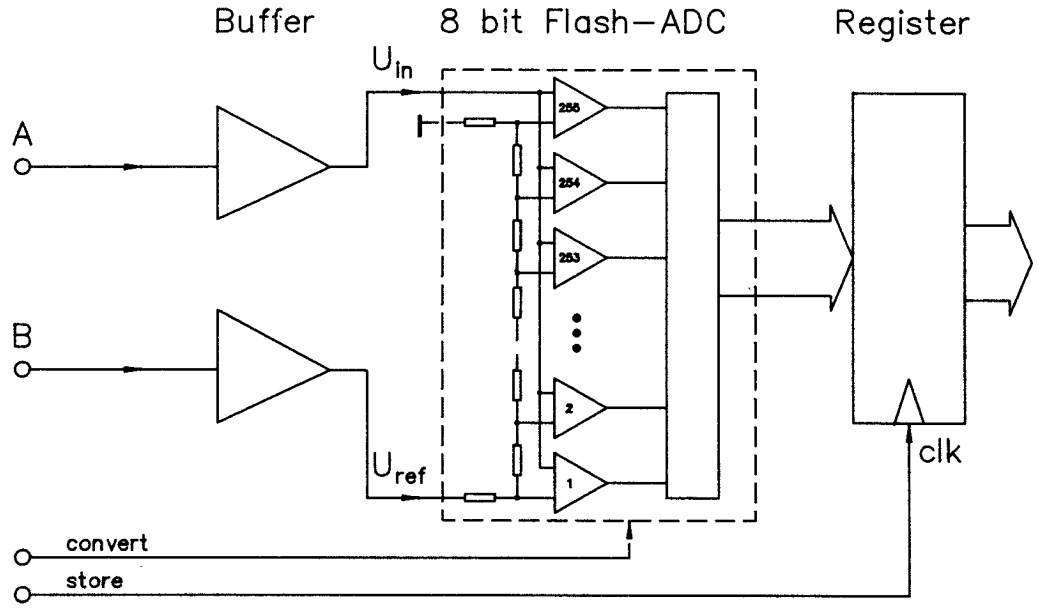


Fig. 4.17: Dividierender Flash-ADC

Während das mit der Anordnung nach Fig. 4.15 aufgenommene Spektrum eine ausgezeichnete integrale und differentielle Linearität aufweist (Fig. 4.18), zeigt der dividierende Flash-ADC wie erwartet ausgeprägte differentielle Nichtlinearitäten (Fig. 4.19). Diese bewegen sich zwar innerhalb der vom Hersteller spezifizierten Grenzen, sind aber unbefriedigend.

Ein möglicher Ausweg besteht nun darin, jeweils zwei oder vier Digitalwerte zu einem Ortskanal zusammenzufassen. Dies ist sehr einfach dadurch zu realisieren, daß nur die 6 oder 7 höchstwertigen bit benutzt werden. Auf diese Weise kann die differentielle Linearität zwar

deutlich verbessert werden (Fig. 4.20), allerdings geht dies zu Lasten der Ortsauflösung, da entsprechend weniger Ortskanäle unterschieden werden. Hier muß in Abhängigkeit von der experimentellen Fragestellung offenbar ein Kompromiß getroffen werden zwischen Totzeit, Linearität und Ortsauflösung.

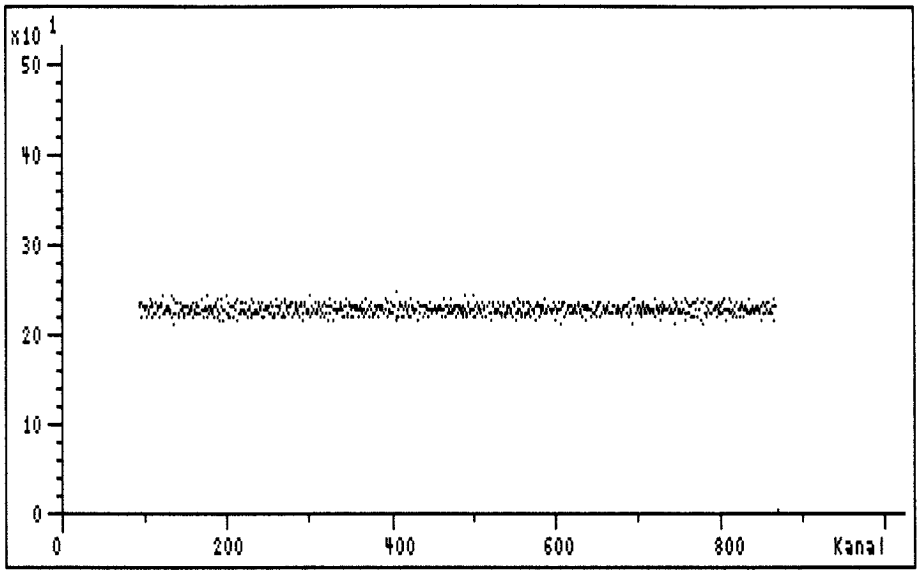


Fig. 4.18: Analogdividierer / Wilkinson-ADC

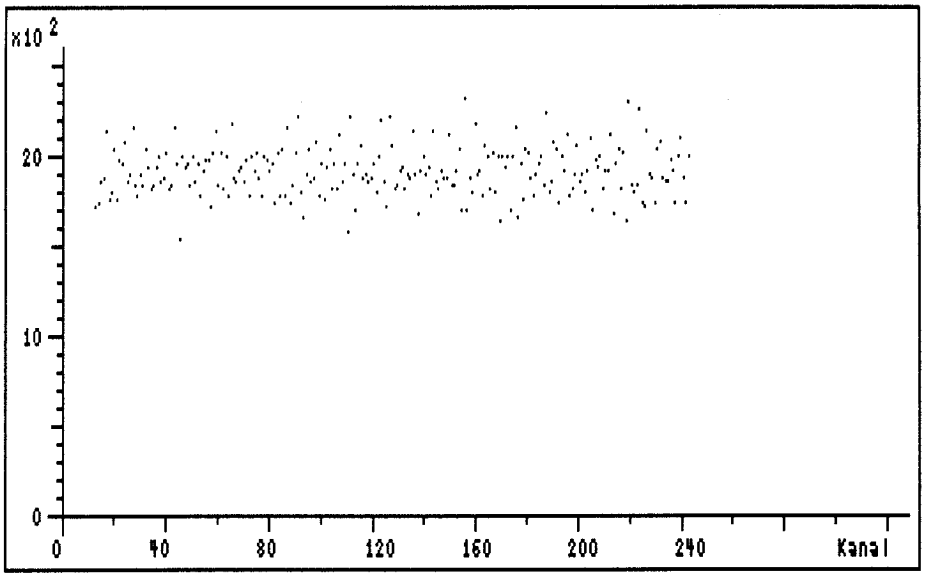


Fig. 4.19: Flash-ADC / 8 bit

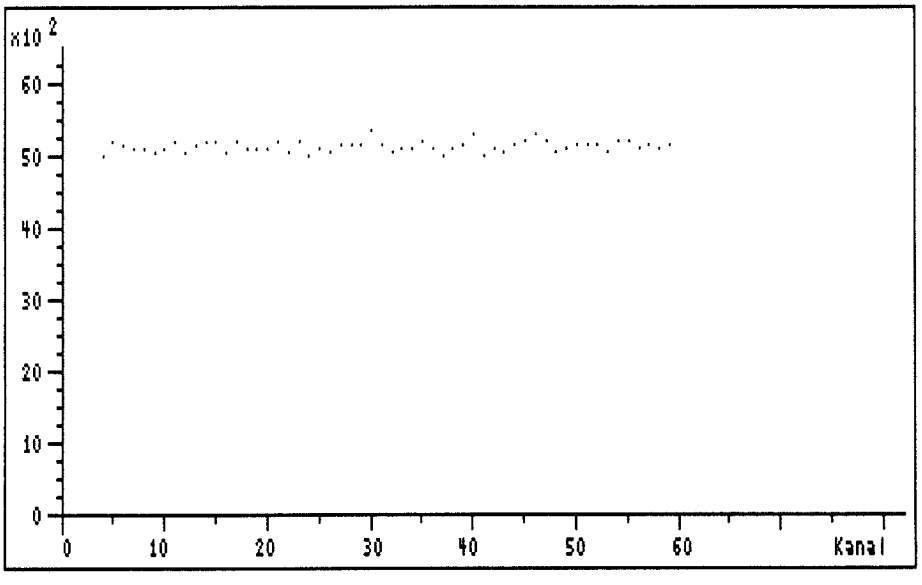


Fig. 4.20: Flash-ADC / nur die 6 höchstwertigen bit

4.3 Parameter-Studie

Zur Abschätzung der mit dem Detektorsystem erreichbaren Abbildungsleistung und als Werkzeug für die Dimensionierung wurden zwei Teilsysteme numerisch simuliert :

(1) Verteilung der bei einer Szintillation emittierten Photonen auf die Photokathode am Eintrittsfenster des Detektors. Die statistischen Verhältnisse bei diesem Prozeß sind die physikalische Grenze für die Ortsauflösung, die mit einem ansonsten idealen Detektor erreicht werden könnte.

(2) Abbildung der vom letzten Phosphorschirm emittierten Photonen auf die Photodioden-Matrix. Hier ist vor allen Dingen der Einfluß von geometrischen und elektrischen Parametern auf die Linearität der Ortsbestimmung zu untersuchen.

Die Ergebnisse dieser Parameter-Studie werden im folgenden dargestellt und diskutiert.

4.3.1 Eintrittsfenster

Die geometrischen Verhältnisse in der Ebene der Photokathode des ersten Bildverstärkers sind in Fig. 4.21 dargestellt.

Die räumliche Verteilung der ausgelösten Photoelektronen in der Ebene der Photokathode ist rotationssymmetrisch bezüglich des Einfallslotes. Die Zahl der in einem Kreisring mit dem Radius r und der Breite dr ausgelösten Photoelektronen kann aus der Geometrie der Anordnung berechnet werden :

$$d\overline{N}_e = DQE \cdot \frac{a}{(r^2 + a^2)^{3/2}} \cdot 2\pi r \cdot dr \qquad [4.4]$$

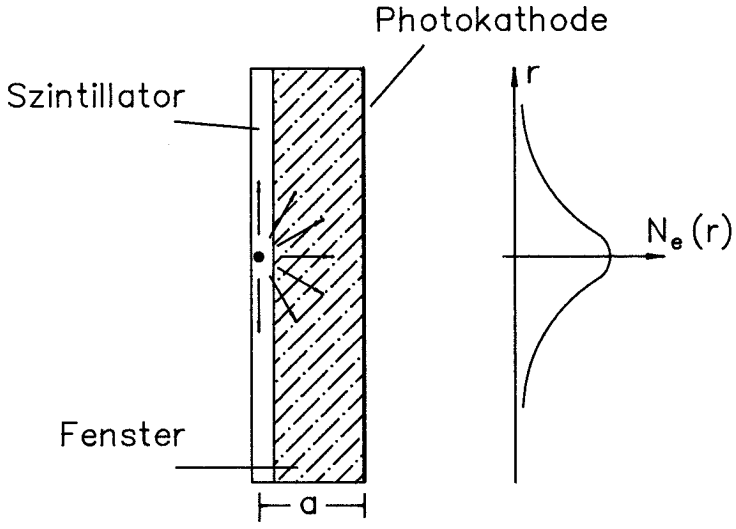


Fig. 4.21: räumliche Verteilung der Photoelektronen in der Ebene der Photokathode

Dabei wird eine isotrope Ausbreitung der Szintillations-Photonen angenommen. Die räumliche Fluktuation des Schwerpunktes der Photoelektronenverteilung auf der Photokathode wurde für verschiedene Werte der geometrischen und physikalischen Parameter numerisch simuliert. In Fig. 4.22 ist die Halbwertsbreite (FWHM) der Ortsunsicherheit als Funktion des Abstands a zwischen Szintillationsort und Photokathode für verschiedene Werte der Quanteneffizienz DQE der Photokathode aufgetragen. Dabei wurde angenommen, daß bei einer Szintillation insgesamt N_{ges} = 4000 Photonen emittiert werden.

Dieser funktionale Zusammenhang ist erwartungsgemäß linear. In Fig. 4.23 ist die Ortsunsicherheit über der Photonensumme N_{ges} für verschiedene Werte von a aufgetragen (für DQE = 0.15). Wegen des zugrundeliegenden Poisson-Prozesses folgt diese Abhängigkeit einem Wurzelgesetz. Nach Festlegung der genannten geometrischen und physikalischen Parameter kann mit diesen Ergebnissen der theoretisch mögliche Bestwert für die Ortsauflösung des Detektorsystems bestimmt werden.

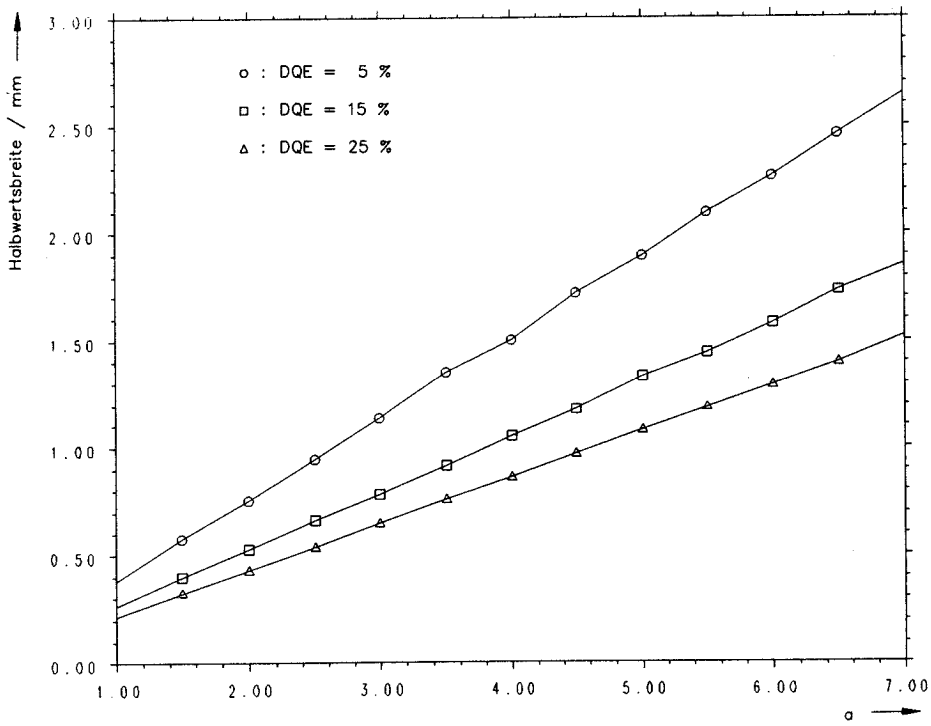


Fig. 4.22: Ortsauflösung über dem Abstand zwischen Szintillationsort und Photokathode

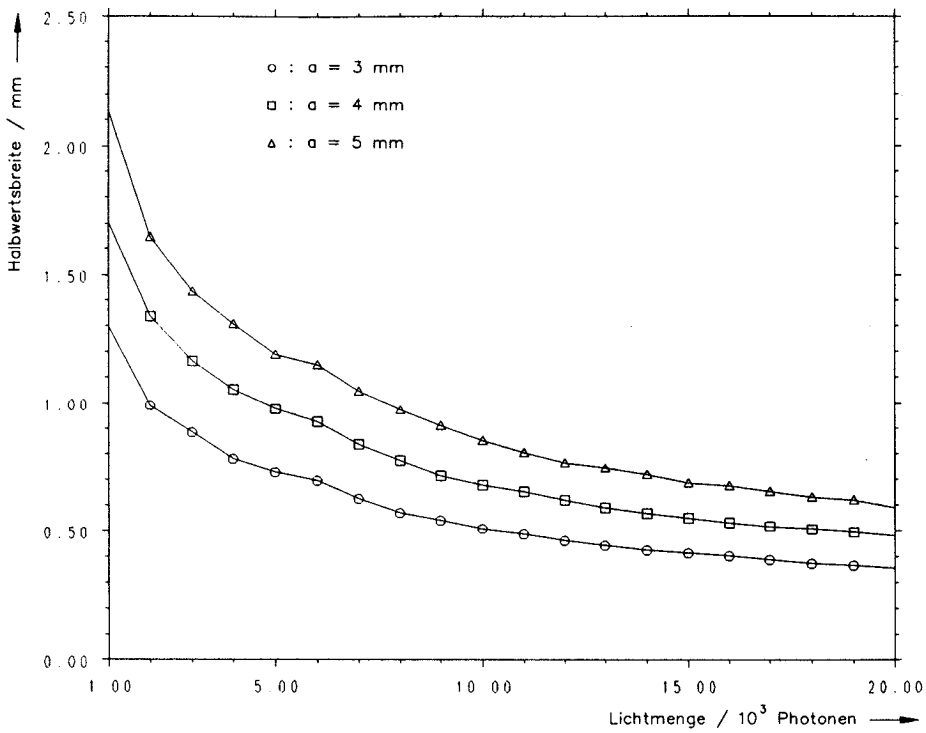


Fig. 4.23: Ortsauflösung als Funktion der Lichtmenge pro Szintillation

4.3.2 Positions-Sensor

Die Lichtausbreitung am Ausgangschirm des letzten Bildverstärkers erfolgt im Gegensatz zu den Verhältnissen am Eintrittsfenster nicht isotrop, sondern nach dem Lambertschen Cosinusgesetz, da der Phosphorschirm einen Flächenstrahler darstellt. Das von diesem Phosphorschirm emittierte Licht soll von einer Matrix von Photodioden, die in einer Ebene im Abstand d vom Ausgangsschirm angeordnet sind, nachgewiesen werden (Fig. 4.24).

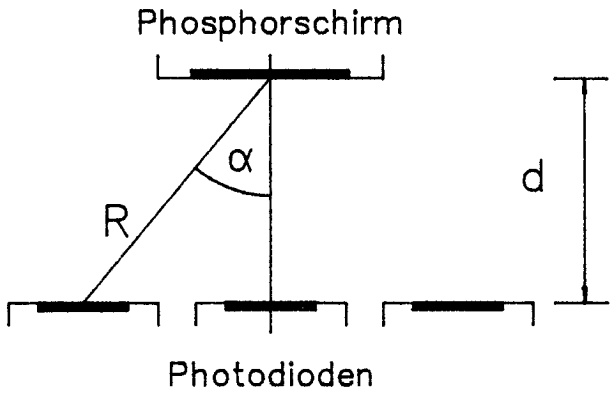


Fig. 4.24

Die Summe von Photonen N_i, die in einem Flächenelement F_i nachgewiesen werden kann, hat in der Näherung für kleine F den Mittelwert

$$N_i = \frac{\bar{N}}{\pi} \cdot \frac{F_i}{R^2} \cdot \cos\alpha \qquad [4.5]$$

Aus den n^2 Ausgangssignalen der $n \cdot n$ Photodioden können die Ortskoordinaten durch Schwerpunktbildung ermittelt werden :

$$Q_x = \frac{\sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{n} C_{ij} N_{ij}}{\sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{n} N_{ij}} ; \qquad Q_y = \frac{\sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{n} D_{ij} N_{ij}}{\sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{n} N_{ij}} \qquad [4.6]$$

Die Matrizen C und D beinhalten die für die Schwerpunktbildung benötigten Wichtungskoeffizienten. Es gilt

$$C_{ij} = i + i_0 \; ; \qquad D_{ij} = j + j_0 \qquad [4.7]$$

Für die weiteren Berechnungen wurde $i_o = j_o = 0$ gewählt.

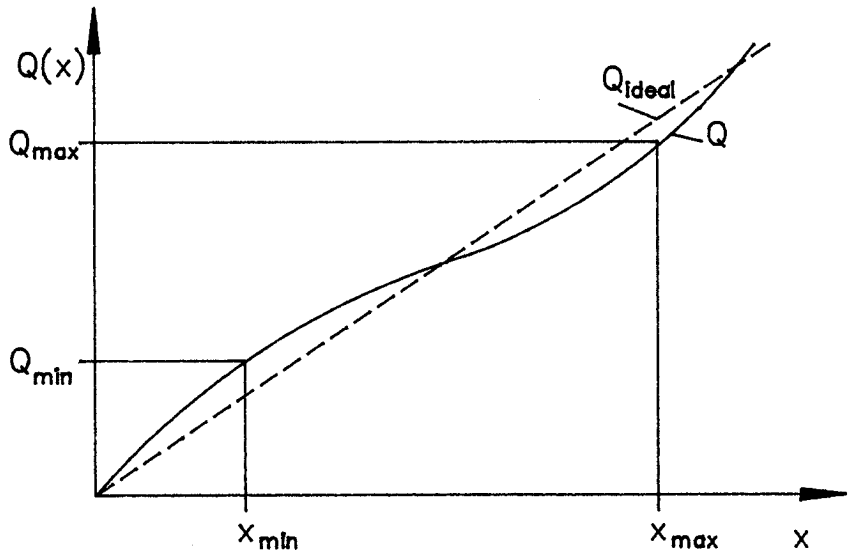


Fig. 4.25: integrale und differentielle Linearität

Um die Eigenschaften verschiedener Varianten der geometrischen Anordnung bewerten zu können, wurden die folgenden Kriterien definiert :

(1) **Integrale Linearität** - Der integrale Fehler ist ein Maß für die Abweichung der Abbildungsfunktion $Q_x(x)$ bzw. $Q_y(y)$ (x : wahrer Ort; $Q_x(x)$: Bildort; analog für y) von der Ausgleichsgerade Q_{ideal} durch die Meßpunkte :

$$F_{int} = \frac{Q - Q_{ideal}}{Q_{max} - Q_{min}} \qquad [4.8]$$

(2) **Differentielle Linearität** - Der differentielle Fehler gibt die lokale Abweichung von der mittleren Steigung der Ortsfunktion an und ist damit ein Maß dafür, inwieweit die Ortskanäle voneinander abweichende Kanalbreiten haben :

$$F_{diff} = \left| \frac{Q_n - Q_{n-1}}{\Delta x} - \frac{\Delta Q_n}{\Delta x} \right| \qquad [4.9]$$

(3) **Statistischer Fehler des Funktionswertes der Bildfunktion Q** - Da die Lichtverteilung ein Poisson--Prozeß ist und in den Vorverstärkern unvermeidliches elektronisches Rauschen auftritt, ist die aus den Photodiodensignalen ermittelte Ortskoordinate mit einem statistischen Fehler behaftet. Dieser Fehler kann aus den Fluktuationen der einzelnen Photodiodensignale berechnet werden (vgl. Anhang).

Anhand dieser Kriterien wurden drei Anordnungen mit 2 x 2, 3 x 3 und 4 x 4 Photodioden numerisch simuliert. Für die Photodioden wurde der in 4.2.3 vorgestellte Typ Hamamatsu S1723-06 gewählt, vor allem wegen des im Vergleich zu kleineren Photodioden günstigeren Verhältnisses von empfindlicher Fläche zu Gesamtfläche. Der Mindestabstand zwischen zwei benachbarten Photodioden beträgt 15 mm. Die Zahl der bei einer Szintillation emittierten Photonen wurde mit 4000 angenommen, die Quanteneffizienz der Photodioden mit 50 % angesetzt und für die Lichtverstärkung der Faktor 3500 zugrundegelegt. In Fig. 4.26 bis Fig. 4.28 sind die Ergebnisse dieser Berechnungen dargestellt. Für die Optimierungsfunktion wurden alle drei Kriterien gleich gewichtet.

Beim 3 x 3 - Array sind die Verhältnisse bei weitem am günstigsten. Dies entspricht auch den Erfahrungen mit Anger-Kameras. Bei dem gewählten gegenseitigen Abstand der Photodioden von 15 mm sollte der Abstand d zum Phosphorschirm demnach 18 mm betragen. In Fig. 4.29 und

Fig. 4.30 sind die Fehlerfunktionen und die Abbildungsfunktion Q bei einem 3 x 3 - Array für einen Schnitt in x-Richtung dargestellt. Als Bezugsebene wurde wieder die Photokathode des ersten Bildverstärkers gewählt.

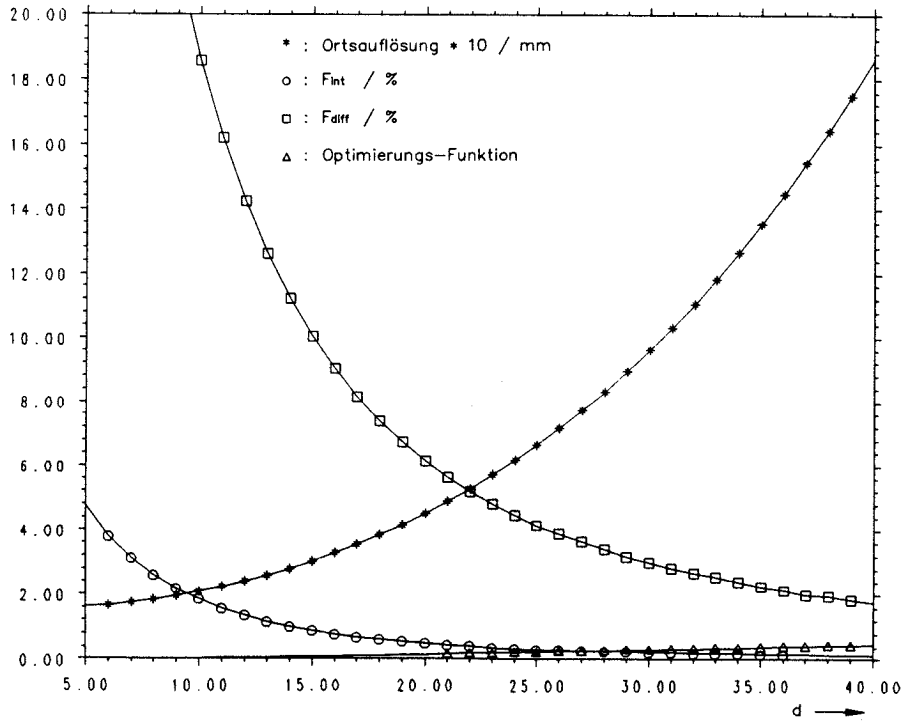


Fig. 4.26: 2 x 2 - Array

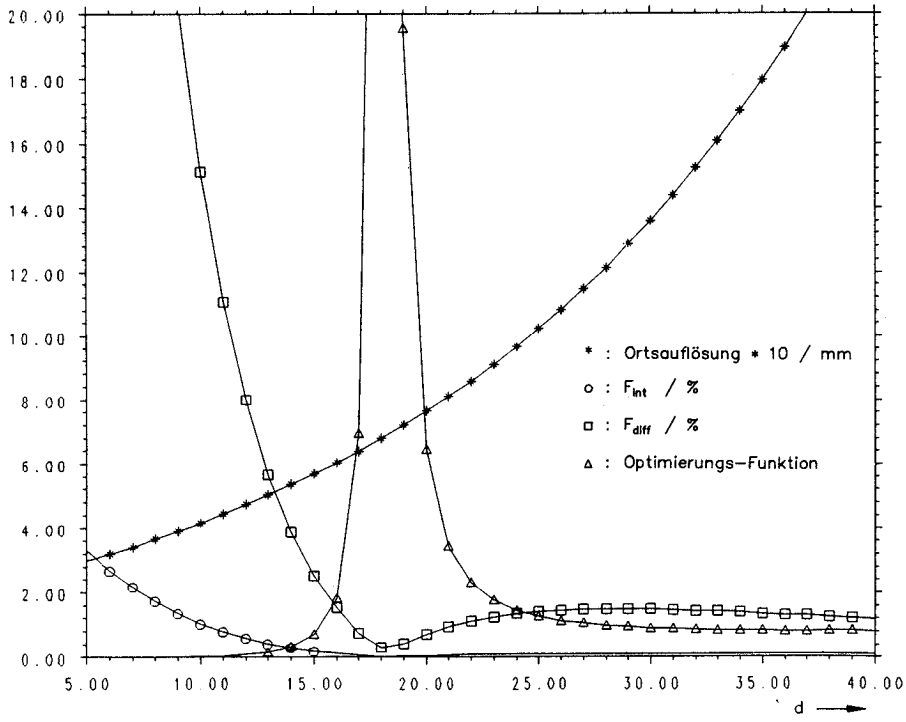


Fig. 4.26: 3 x 3 - Array

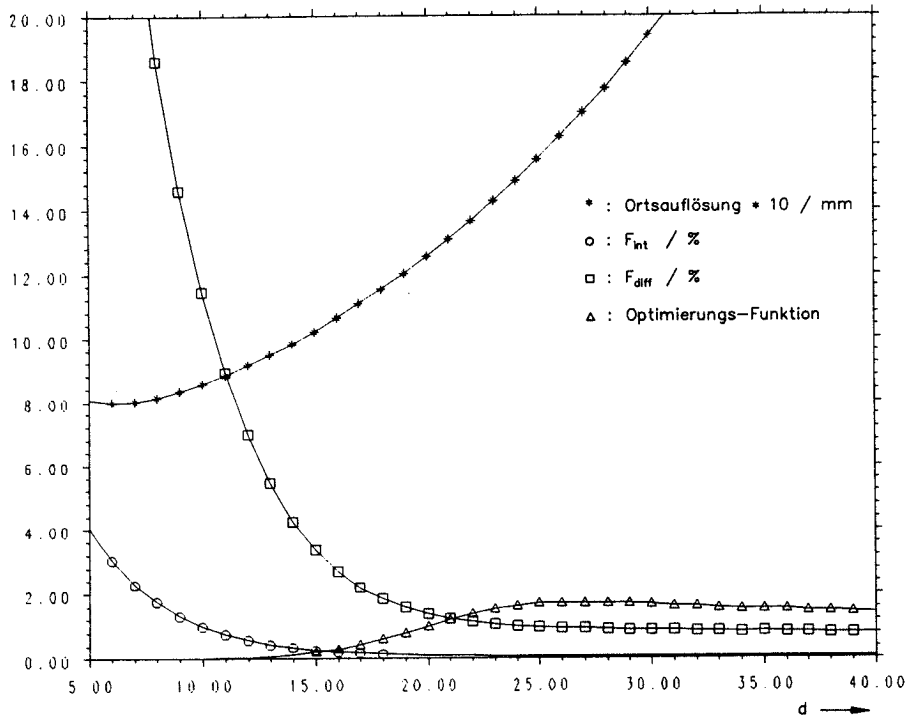


Fig. 4.27: 4 x 4 - Array

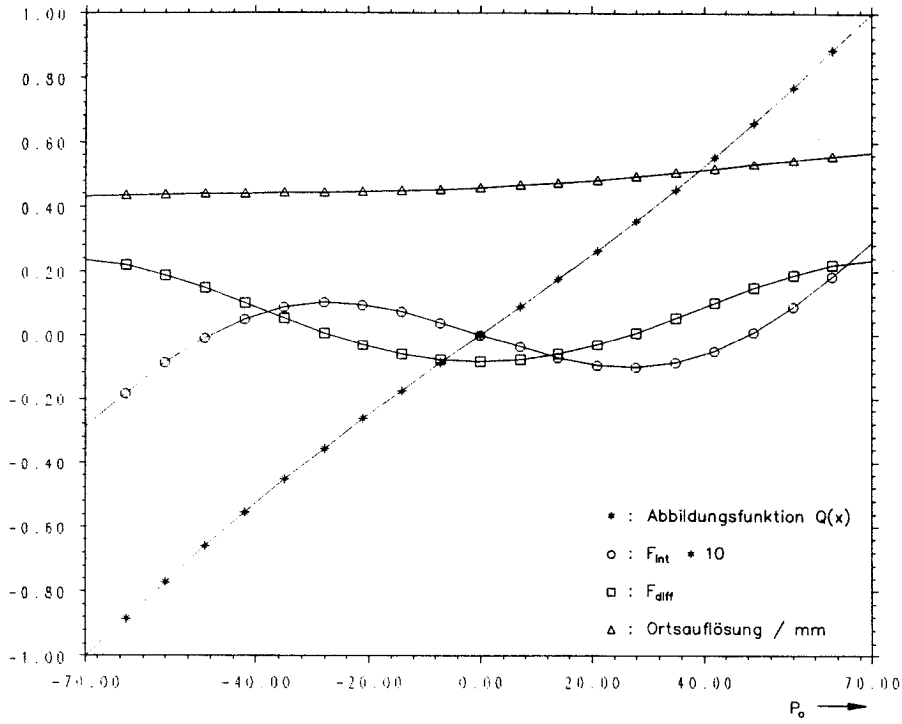


Fig. 4.28: Schnitt in x-Richtung für d = 12 mm

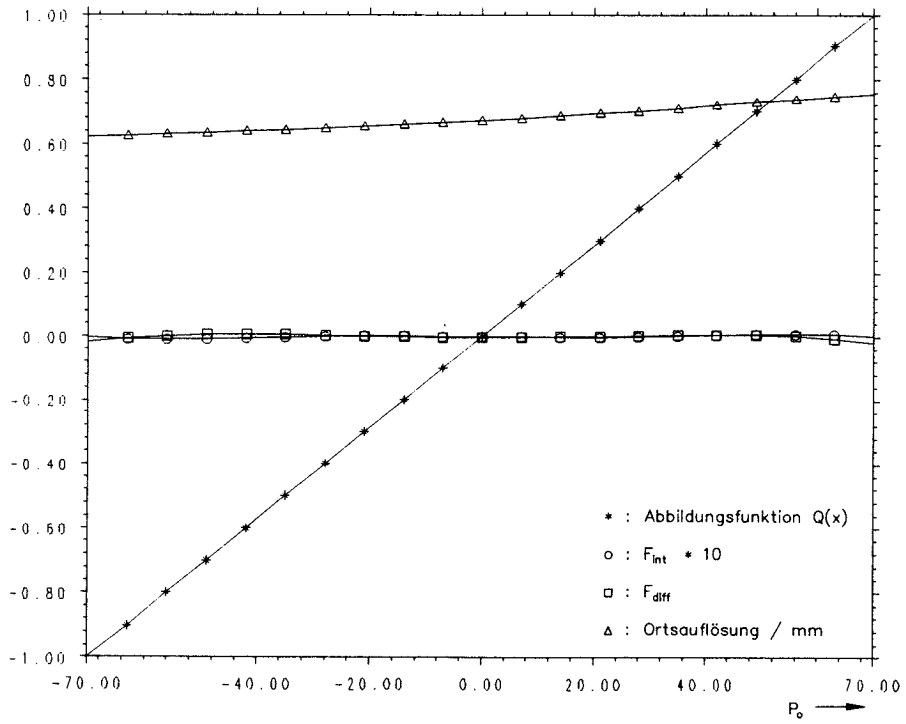


Fig. 4.29: Schnitt in x-Richtung für d = 18 mm

4.3.3 Abschätzung der möglichen Ortsauflösung

Mit den Ergebnissen der vorangegangenen Berechnungen kann die mit dem Prototyp-Detektor realisierbare Ortsauflösung abgeschätzt werden. Die dabei zu berücksichtigenden geometrischen und optischen Parameter haben die folgenden Werte :

Photonensumme pro Szintillationsereignis ..:	4000
Dicke des Szintillators .....:	2 mm
Dicke des Eintrittsfensters .....:	3 mm
Lichtverstärkungsfaktor insgesamt .....:	3500
Quanteneffizienz der Photodioden .....:	50 %
Abstand zwischen Phosphor und Photodioden .:	18 mm
Abstand der Photodioden untereinander .....:	15 mm

Mit diesen Parameterwerten und den Angaben der Bildverstärker-Hersteller können die Ortsunsicherheiten der Teilsysteme bestimmt werden (Angaben in full width half maximum; jeweils bezogen auf die Photokathode des ersten Bildverstärkers) :

Abbildung Szintillator -> Photokathode ....:	1.30 mm
6"-Bildverstärker (XG2001/20) .....:	0.35 mm
zweistufiger PROXIFIER .....:	0.35 mm
Dioden-Array + Vorverstärker .....:	0.50 mm

Aus diesen Daten kann der für das Detektorsystem charakteristische Wert für die statistische Unsicherheit bei der Ortsbestimmung ermittelt werden :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{1.3^2 + 0.35^2 + 0.35^2 + 0.5^2} \qquad [4.10]$$

Der resultierende Wert von 1.5 mm (FWHM) ist aus den folgenden Gründen als untere Abschätzung der Ortsunsicherheit zu betrachten :

(1) Mögliche Lichtverluste bei der optischen Kopplung zwischen Szintillator und Photokathode wurden nicht berücksichtigt.

4.4 Realisierung eines Prototyp-Detektors

Auf der Basis der in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Meß- und Simulationsergebnisse wurde ein Prototyp-System für den Nachweis von Neutronen realisiert. Fig. 4.30 zeigt den fertig montierten Detektorkopf, Fig. 4.31 die zugehörige Auswerte-Elektronik.

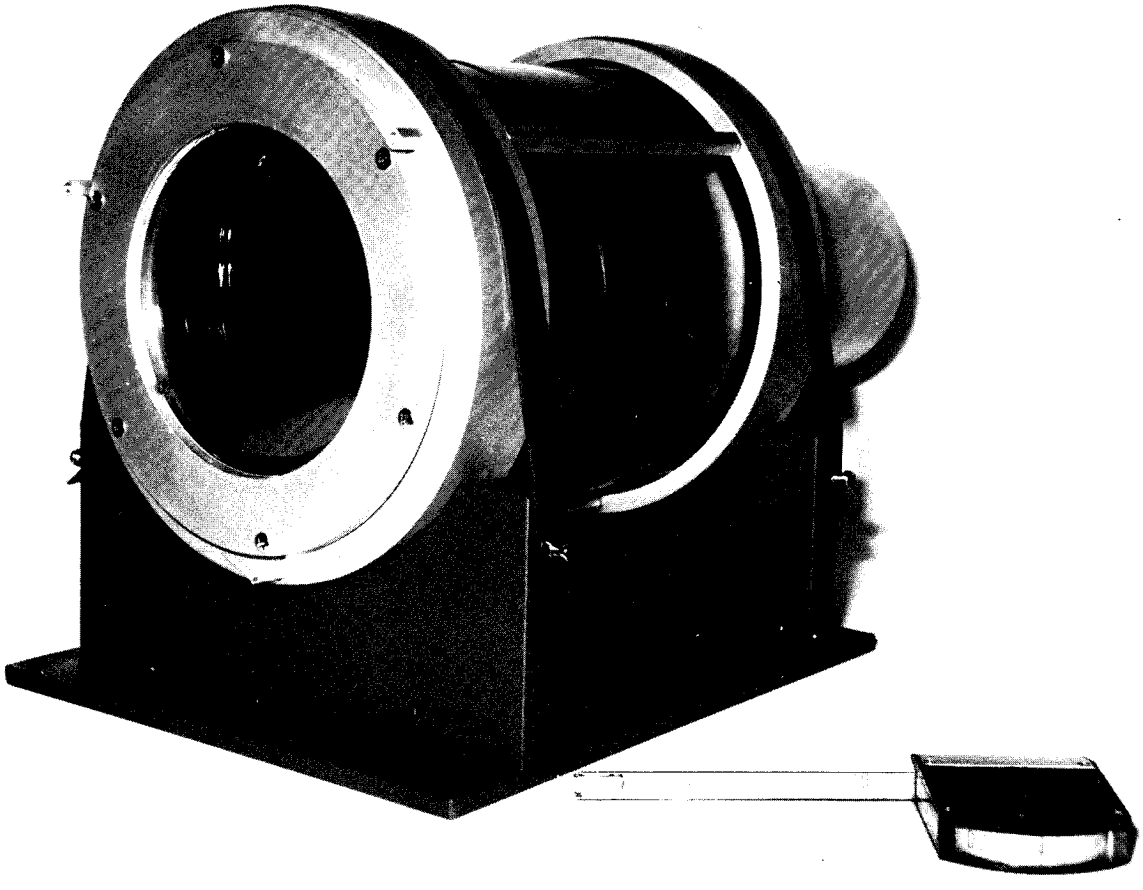


Fig. 4.30: Detektorkopf

In Fig. 4.32 ist ein Längsschnitt durch den mechanischen Aufbau des Detektorkopfes dargestellt. Die Vorverstärker für die Photodioden sind in deren unmittelbarer Nähe angeordnet. Dadurch können die Signale niederohmig und damit störsicher zur Auswerte-Elektronik geführt werden.

(2) Der Wert für die Ortsauflösung des 6"-Bildverstärkers wurde dem Datenblatt für die Ausführung als Röntgenbildverstärker entnommen. In der hier eingesetzten modifizierten Form befindet sich die Photokathode aber etwas außerhalb der Fokalebene, so daß der tatsächliche Wert etwas schlechter sein dürfte.

(3) Verluste bei den verschiedenen optischen Kopplungen wurden ebenfalls nicht berücksichtigt.

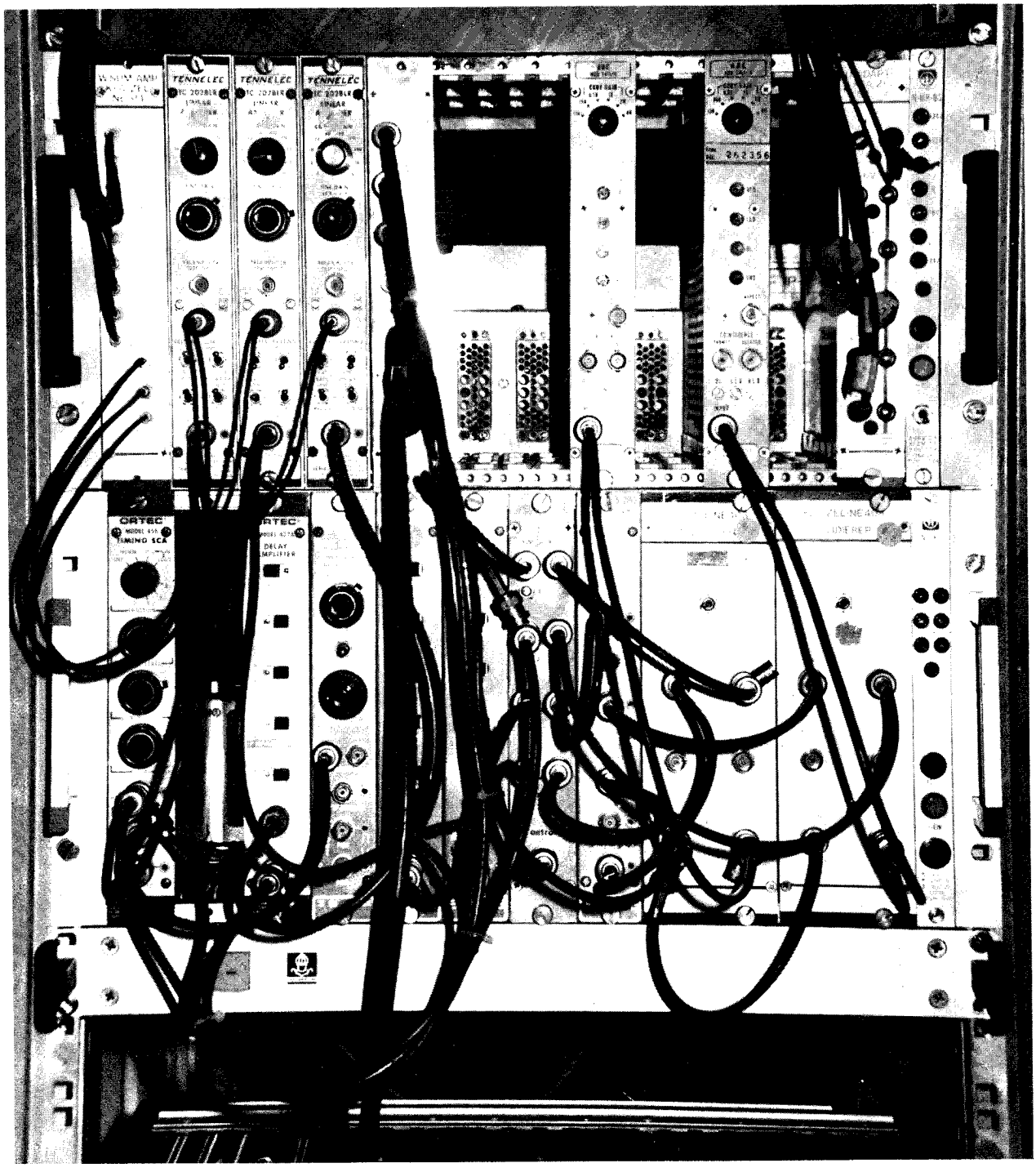


Fig. 4.31: 19"-Schrank mit Auswerte-Elektronik

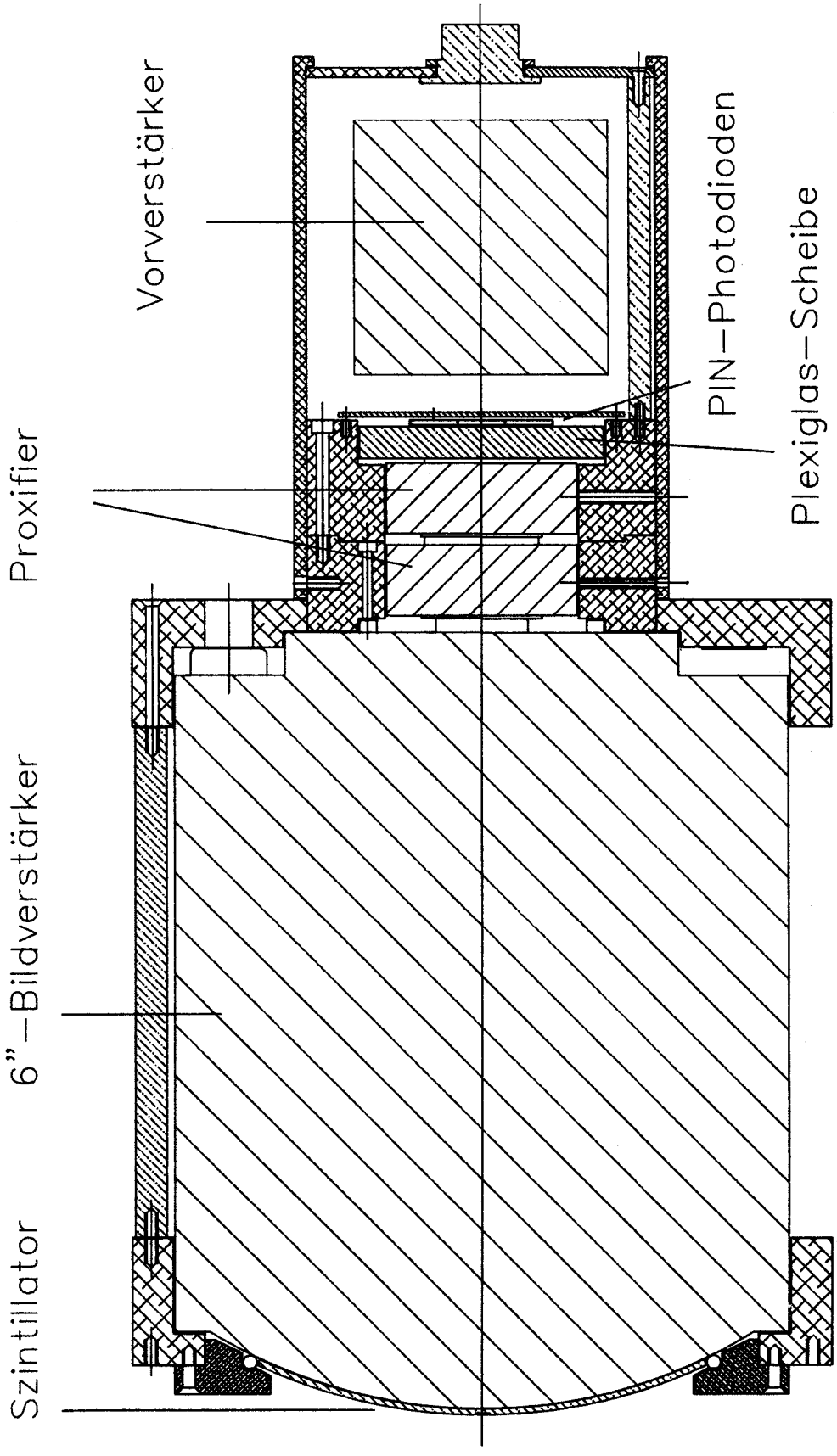


Fig. 4.32: Längsschnitt durch den Detektorkopf

Die während des Aufbaus und der Inbetriebnahme des Detektorsystems aufgetretenen konstruktiven Probleme werden im folgenden anhand von zwei Beispielen illustriert.

4.4.1 Spannungsversorgung der Proximity-Diodes

Proximity-Diodes werden wegen ihrer kompakten Bauweise vor allem in Nachtsichtgeräten, portablen Restlichtkameras, etc. eingesetzt. Aus diesem Grund wird die notwendige Versorgungsspannung von 10 ... 20 kV normalerweise mit einem Spannungswandler, der zusammen mit dem Bildverstärker in einem kleinen Gehäuse eingebaut und vergossen ist, aus einer Batteriespannung von 9 ... 18 V erzeugt. Die Stabilität der Ausgangsspannung dieses Spannungswandlers war für die vorliegende Anwendung jedoch nicht ausreichend, außerdem erzeugte der eingebaute Oszillator elektromagnetische Störfelder, die in die Eingänge der Vorverstärker einkoppelten. Um die Proximity-Diodes mit einem einstellbaren, spannungsgeregelten Labornetzgerät betreiben zu können, wurde der Bildverstärker in Sonderausführung ohne eingebauten Spannungswandler aber mit herausgeführten Anschlüssen für die Hochspannung gefertigt.

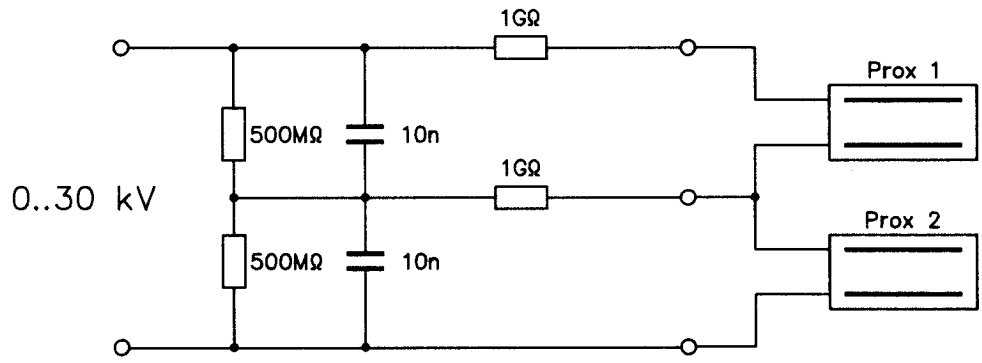


Fig. 4.33: HV-Spannungsteiler

Bei den ersten Versuchen mit dem fertig montierten Detektorkopf stellte sich jedoch heraus, daß selbst die

vergleichsweise geringe Restwelligkeit der Ausgangsspannung des HV-Netzgerätes von nur etwa 1 V_{ss} bei 30 kV unzulässig große Störsignale an den Vorverstärker-Ausgängen verursachte. Da wegen der notwendigen optischen Kopplung zwischen Bildverstärker und Photodioden eine dichte elektromagnetische Abschirmung nicht möglich war, blieb als Ausweg nur die zusätzliche Siebung der Hochspannung mit einem RC-Tiefpaß mit sehr großer Zeitkonstante. Mit einer Beschaltung des Bildverstärkers nach Fig. 4.33 konnten die Störungen schließlich beseitigt werden.

4.4.2 Ankopplung des Szintillators

Bei dem für den Prototyp des Detektorsystems vorgesehenen 6"-Bildverstärker soll der Szintillator an der Außenseite des Eingangsfensters angebracht werden. Um ein einwandfreies Auslesen des Szintillationsbildes zu gewährleisten, ist eine gute optische Kopplung von Szintillator und Eingangsfenster unbedingt erforderlich. Dazu muß der Spalt zwischen den beiden Koppelflächen mit einem Medium möglichst gleichen Brechungsindexes ausgefüllt sein, um optische Brechungen und Reflexionen an den Grenzflächen zu vermeiden. In der Regel wird für diesen Zweck ein optisch transparentes Fett auf Silikonbasis verwendet. Mit diesem Material wurden z.B. alle weiteren optischen Übergänge im Detektorkopf, also die Kopplungen zwischen den Bildverstärkern und zu den Photodioden, ausgeführt.

Wegen des großen Durchmessers des Szintillators, vor allem aber wegen seiner sphärischen Form, kann diese Methode hier nicht angewendet werden. Zum einen ist es kaum möglich, die Szintillatorscheibe ohne eingeschlossene Luftblasen anzukoppeln, zum anderen wird eine eventuell notwendige Demontage kaum zerstörungsfrei vonstatten gehen. Nach einer Reihe von Zwischenversuchen wurde die in Fig. 4.34 dargestellte Lösung gewählt.

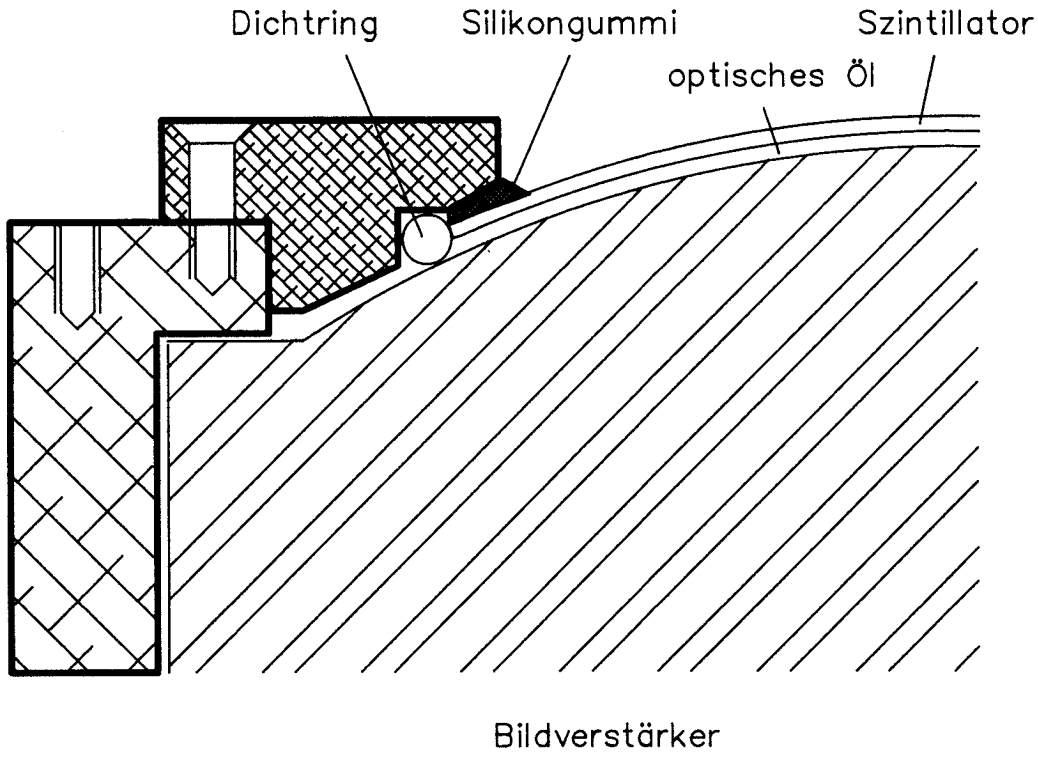


Fig. 4.34: optische Ankopplung des Szintillators

Dabei wird die Szintillatorscheibe zunächst mit einem elastischen Silikongummi in einen Haltering eingeklebt. Als Medium für die optische Ankopplung dient ein dünnflüssiges Silikonöl mit ähnlich guten optischen Eigenschaften wie das erwähnte Silikonfett. Bei der Montage des Halterings am Gehäuse des Bildverstärkers verteilt sich das Öl über die ganze Fläche des Szintillators. Ein eingelegter O-Ring dichtet den Spalt nach außen hin ab. Mit dieser Konstruktion kann der Szintillator einfach montiert und demontiert werden. Auch ist ein einfacher Austausch z.B. gegen einen für Gammastrahlung empfindlichen CsJ-Kristall möglich.

5 ERGEBNISSE DER MESSUNGEN MIT DEM PROTOTYP-DETEKTOR

Zur Untersuchung der Eigenschaften des Prototyp-Systems wurde eine Reihe von Test-Messungen durchgeführt. Dabei standen die folgenden Aufgaben im Vordergrund :

(1) Verifizierung der in 4.3.2 gefundenen optimalen geometrischen Parameter für den Positions-Sensor

(2) Untersuchung der Abbildungseigenschaften des Detektor-Systems für den Nachweis von Neutronen

Die Messungen zu (1) wurden mit einer definiert positionierbaren LED als Lichtquelle durchgeführt, während für (2) ein räumlich homogenes Feld von Neutronen zur Verfügung stand.

Die Auswertung der Daten und die Darstellung der Ortsspektren erfolgte mit einem IBM PC/AT, grundsätzlich könnte für diese Aufgabe aber auch ein kommerzieller 2-Parameter-Vielkanalanalysator eingesetzt werden. Die bei einem Ereignis von der Auswerte-Elektronik bestimmten X- und Y-Adressen zeigen auf ein Element eines zweidimensionalen Speichers. Der Inhalt dieser Speicherzelle wird inkrementiert. Nach ausreichend langer Meßzeit entsteht im Speicher die Häufigkeitsverteilung einzelner Ereignisse als Funktion der Ortskoordinaten.

Die zur Emulation eines 2-Parameter-Vielkanalanalysators auf dem PC notwendige Software wurde wegen der größeren Flexibilität ausschließlich in einer Hochsprache geschrieben (Turbo-PASCAL). Damit ist die Verarbeitungsgeschwindigkeit zwar auf einige 10^3 Ereignisse pro Sekunde begrenzt, für die Aussagefähigkeit der Meßergebnisse ist dies jedoch ohne Belang.

5.1 Testmessungen mit einem LED-Scanner

Die Untersuchung der Eigenschaften des Positions-Sensors erfolgte mit der in Fig. 5.1 dargestellten Appa-

ratur. Der hintere Teil des Detektorkopfes (Proxifier + Photodioden-Array) ist über einer positionierbaren Lichtquelle angebracht. Diese wurde mit einem digitalen Pen- Plotter, der anstelle eines Schreibstiftes eine blaue Leuchtdiode (LED) trägt, realisiert. Um auf der Photokathode einen Lichtfleck definierter Größe zu erzeugen, befindet sich unmittelbar vor der LED ein Tubus von 5 cm Länge mit einer Bohrung von ø 1 mm. Die Leuchtdiode wird mit kurzen elektrischen Impulsen (z.B. 10 ns) angesteuert, deren Amplitude so eingestellt ist, daß die bei einem Lichtpuls emittierte Lichtmenge etwa gleich groß ist wie die vom Ausgangsphosphor des 6"-Bildverstärker bei Bestrahlung des Detektors mit Neutronen ausgestrahlte Lichtmenge. Mit dieser Anpassung an die zeitlichen und spektralen Eigenschaften des P47-Phosphors (P47-Phosphore emittieren blaues Licht) können die Szintillationen des Bildverstärker-Ausgangsschirms hinreichend genau simuliert werden.

Mit dieser Versuchsanordnung ist es außerdem in besonders einfacher Weise möglich, die Verstärkungsfaktoren der neun Vorverstärkerkanäle abzugleichen.

In Fig. 5.2 ist ein mit dieser Meßanordnung gewonnenes zweidimensionales Ortsspektrum in Pseudo-3D-Darstellung abgebildet. Der Abstand zwischen zwei Punkten beträgt jeweils 2 mm. Dabei wurde bewußt über die vom 6"-Bildverstärker ausgeleuchtete Fläche von ø 14 mm hinaus gemessen. Die abgebildete Fläche hat einen Durchmesser von ca. 25 mm; dies entspricht dem aktiven Durchmesser des Proxifier-Bildverstärkers. Die Abstände zwischen den Peaks sind innerhalb der auch für die Berechnungen in 4.3.2 zugrundegelegten Fläche mit ø 14 mm bis auf Abweichungen von weniger als 5 % untereinander gleich, erst außerhalb dieses Bereichs treten Nichtlinearitäten auf. Damit kann von einer sehr guten integralen Linearität des Sensors ausgegangen werden. In einem weiteren Versuch (Fig. 5.3) wurde durch Bewegen der LED während der Messung ein Muster aus konzentrischen Quadraten erzeugt. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Kanten beträgt hier jeweils 1 mm.

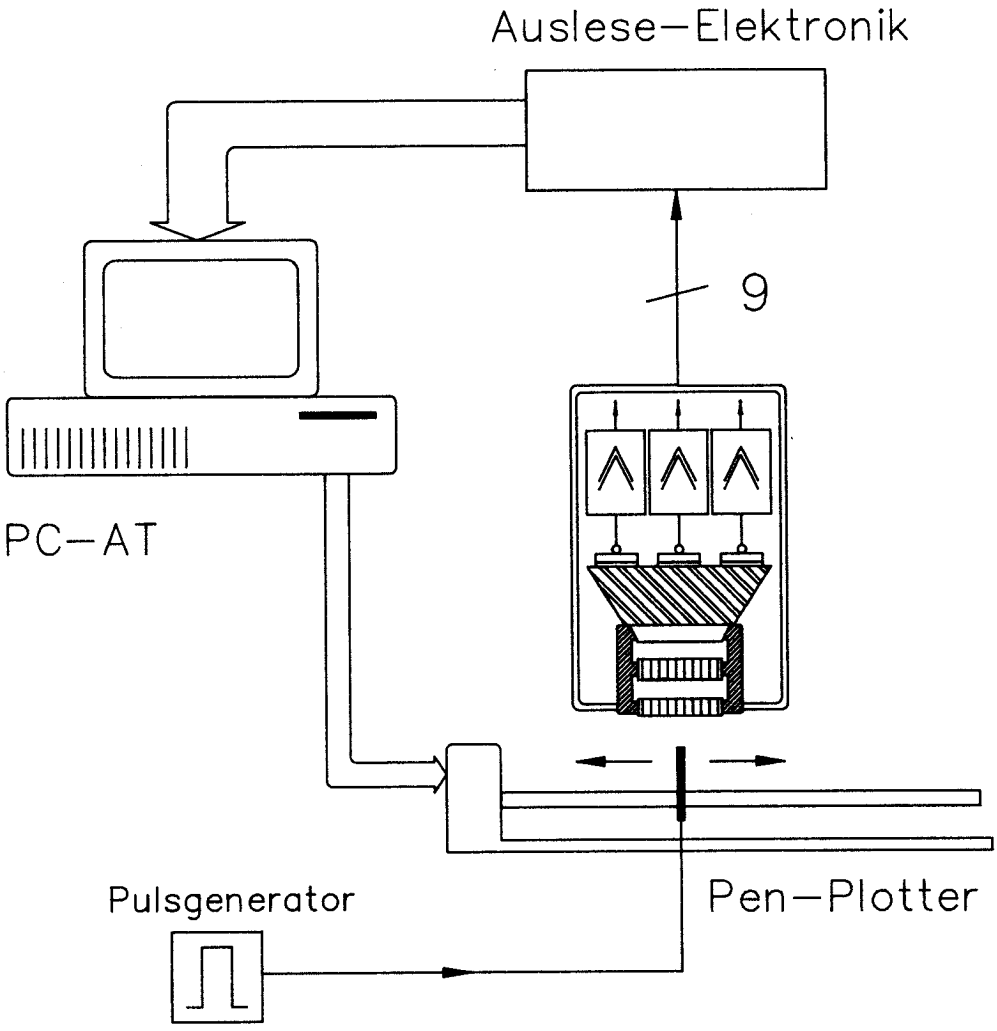


Fig. 5.1: Meßaufbau mit LED-Scanner

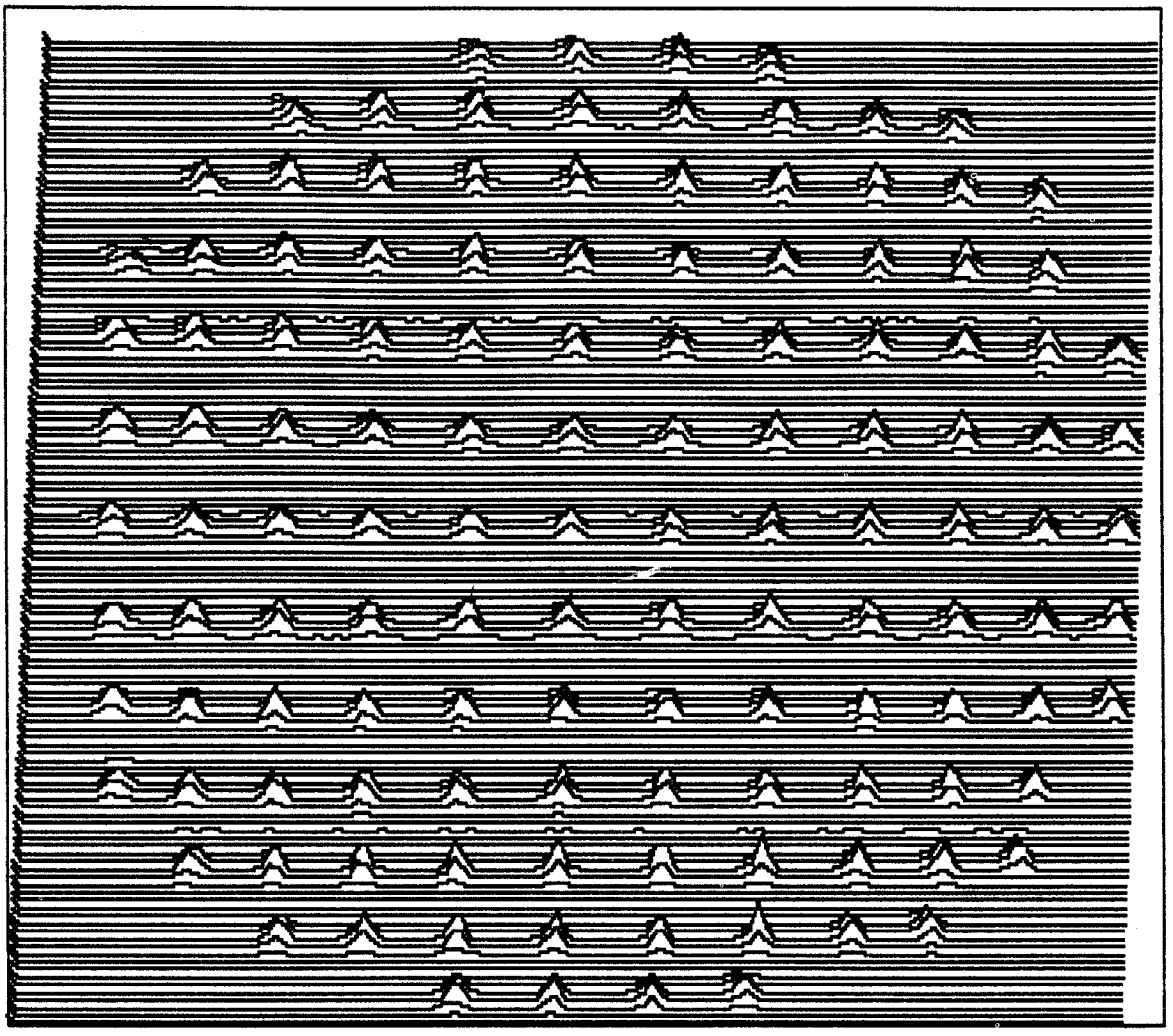


Fig. 5.2: Punktraster 2 mm x 2 mm

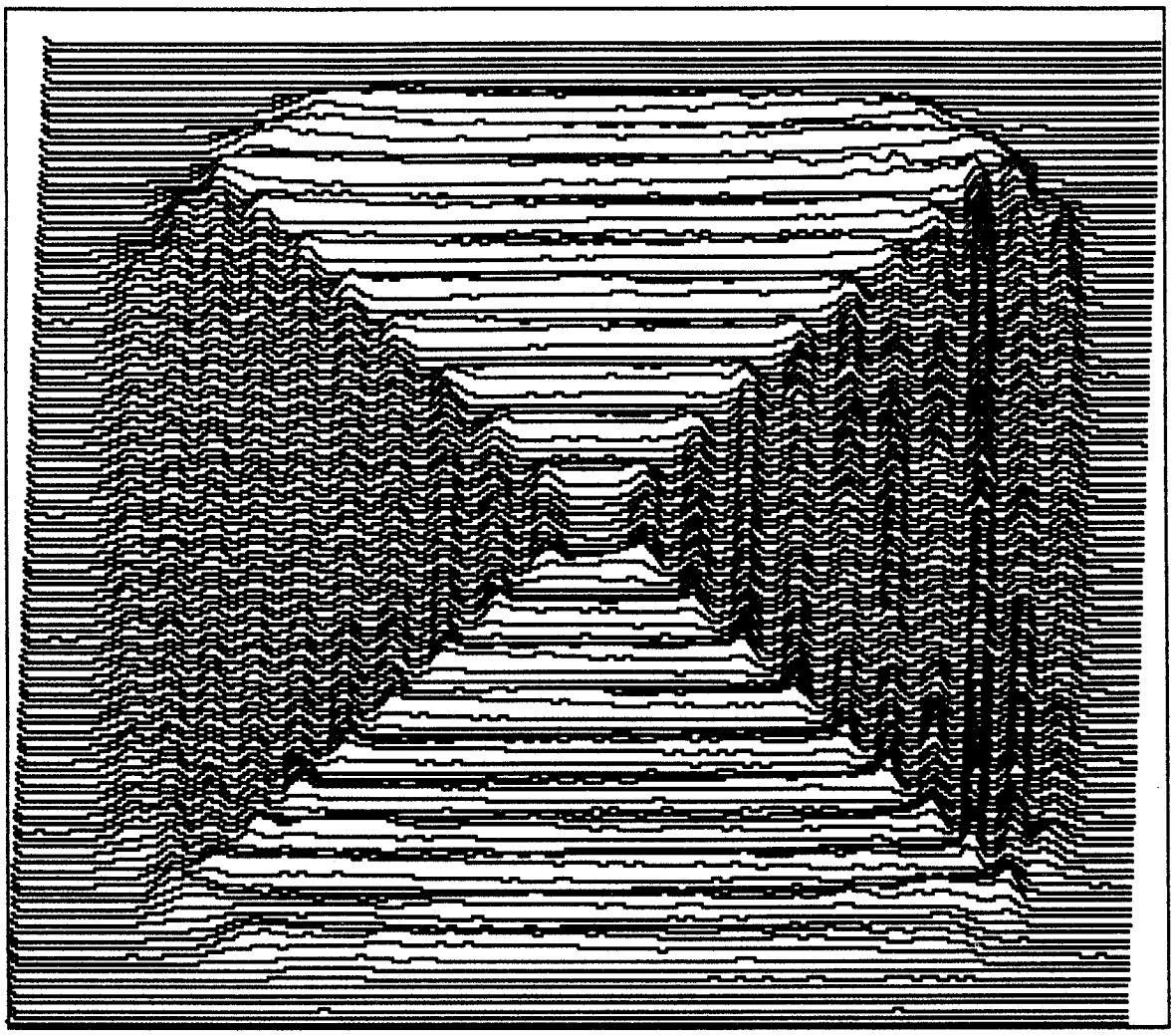


Fig. 5.3: konzentrische Quadrate (Abstand 1 mm)

5.2 Messungen mit thermischen Neutronen

Für erste Messungen mit Neutronen stand die in Fig. 5.4 skizzierte Neutronenquelle zur Verfügung. Die beim Zerfall von ^{252}Cf emittierten schnellen Neutronen werden beim Durchlaufen des Moderators aus Paraffin und Hartholz thermalisiert und können im Szintillator nachgewiesen werden. Der Abstand zwischen Neutronenquelle und Detektor beträgt etwa 1.5 m. Das Strahlungsfeld ist über der Fläche des Szintillators (ø 130 mm) in guter Näherung homogen.

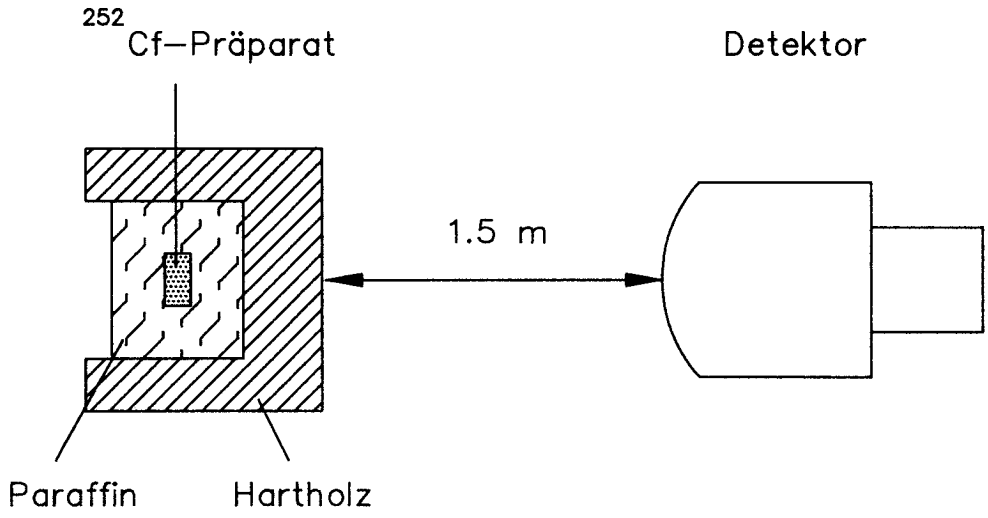


Fig. 5.4: Meßaufbau mit Neutronenquelle

Das Amplitudenspektrum des Summensignals zeigt Fig. 5.5. Ein Vergleich mit einem Amplitudenspektrum, das mit einem Photomultiplier (RCA S 83021 E) gemessen wurde (ebenfalls mit ^{6}Li-Glas Szintillator, Fig. 5.6), zeigt die gute Energieauflösung des Detektors. Die Halbwertsbreite des Neutronenpeaks ist trotz der vielen optischen Übergänge im Detektorkopf nur etwa 20 % größer als bei dem mit dem Photomultiplier gemessenen Spektrum. Weiterhin kann festgestellt werden, daß der Störabstand in beiden Spektren etwa gleich ist. Auch in diesem Punkt weist das Detektorsystem ähnlich gute Eigenschaften auf wie ein Photomultiplier.

Eines der ersten mit dem Detektorsystem gemessenen Ortsspektren bei homogener Bestrahlung mit Neutronen ist

in Fig. 5.7 dargestellt. Der große Peak im Vordergrund wurde durch eine Luftblase zwischen Szintillator und Eingangsfenster verursacht. Dieses Problem konnte durch die in 4.4.2 beschriebene Konstruktion für die optische Ankopplung des Szintillators gelöst werden. Die Überhöhung des Spektrums zum Rand hin (vgl. auch Fig. 5.8) wurde zunächst nicht verstanden, rührte aber offenbar von Neutronen-Rückstreuung am Kunststoff-Isolationsmaterial an der Außenseite des Philips-Bildverstärkers her. Nach Montage einer ringförmigen Blende aus Borkarbid mit einem konzentrischen Ausschnitt in der Größe des Szintillators konnte das in Fig. 5.9 bzw. Fig. 5.10 abgebildete Ortsspektrum gemessen werden. Der "Graben" im Spektrum rührt von einem Riß im Szintillator her.

Bei einer weiteren Messung wurde vor dem Szintillator eine Maske aus 1 mm dickem Cadmium-Blech angebracht, in das eine Matrix aus ø 3.5 mm großen Löchern auf einem Raster von 10 mm x 10 mm gestanzt war (Fig. 5.11). Dabei konnte ebenfalls eine sehr gute Linearität der Abbildungsfunktion festgestellt werden (Abweichungen innerhalb von 5 %). Wegen des verbleibenden harten Anteils im Energiespektrum der Neutronen ist die Neutronen-Transmission von 1 mm Cd größer als als 50 %. Es kann daher keine Maske mit sehr kleinen Löchern eingesetzt werden (z.B. zur Bestimmung der Ortsauflösung). Der Kontrast wäre zu niedrig, um Angaben über die Ortsauflösung machen zu können.

Die Bestimmung der Ortsauflösung erfolgte daher mit der Apparatur in Fig. 5.1. Die Amplitude der LED wurde so eingestellt, daß die pro Impuls emittierte Lichtmenge der Summe der bei einer Szintillation freigesetzten Photonen entspricht. Mit dieser Anordnung konnte ein Wert von 1.7 mm für die Halbwertsbreite der Ortsunsicherheit gemessen werden. Dieser Wert paßt gut zu dem in 4.3.3 angegebenen bestmöglichen Wert von 1.5 mm.

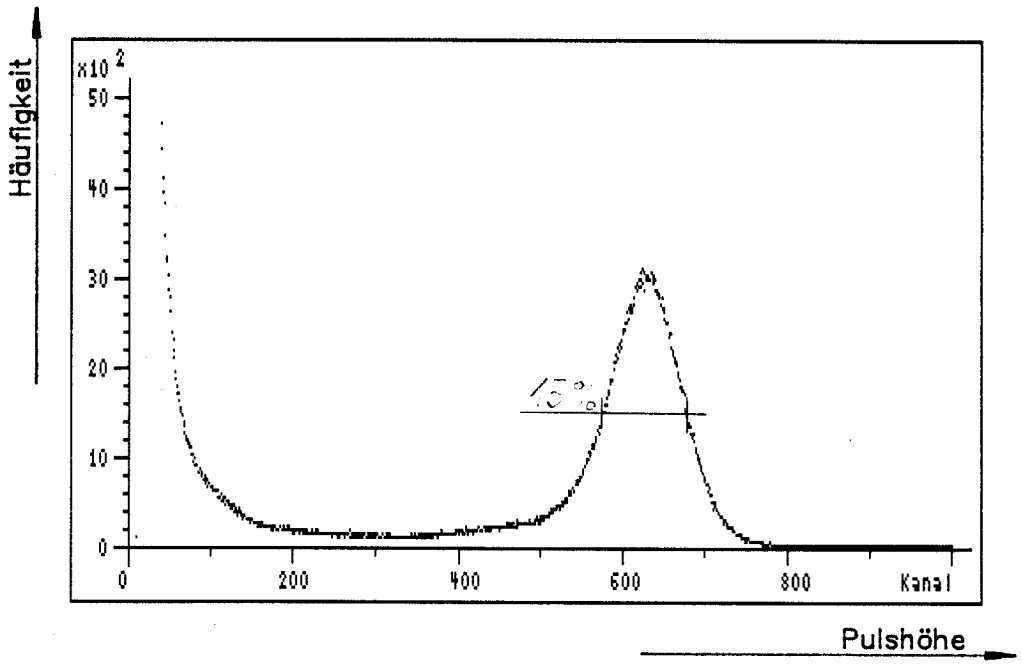


Fig. 5.5: Amplitudenspektrum des Summensignals (Summe über alle Photodiodensignale) bei Bestrahlung des Detektors mit Neutronen

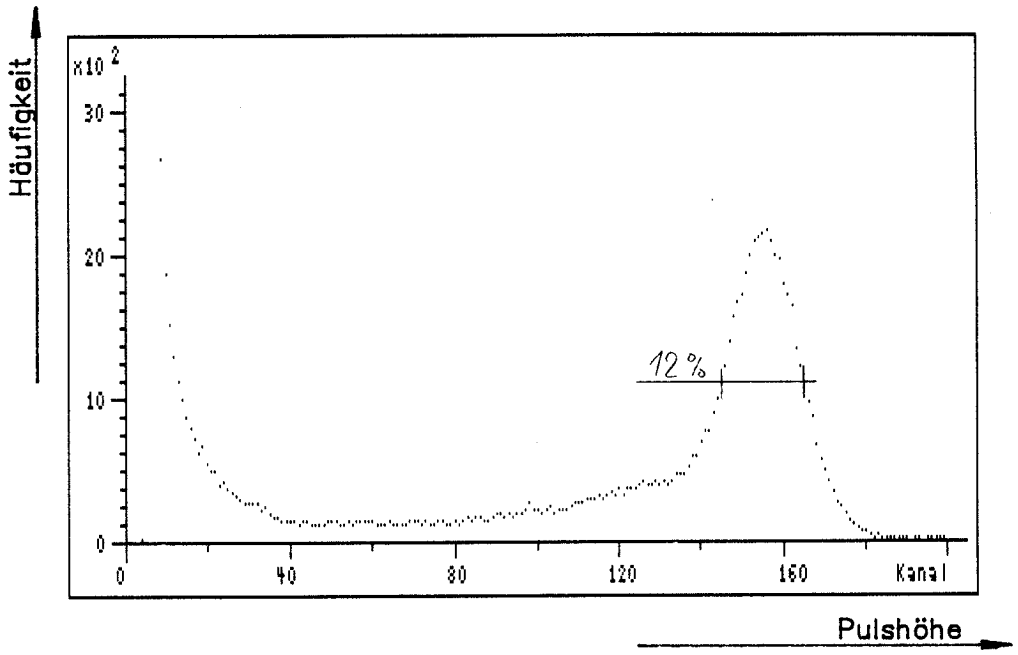


Fig. 5.6: Neutronenspektrum, gemessen mit einem Photomultiplier (RCA S 83021 E)

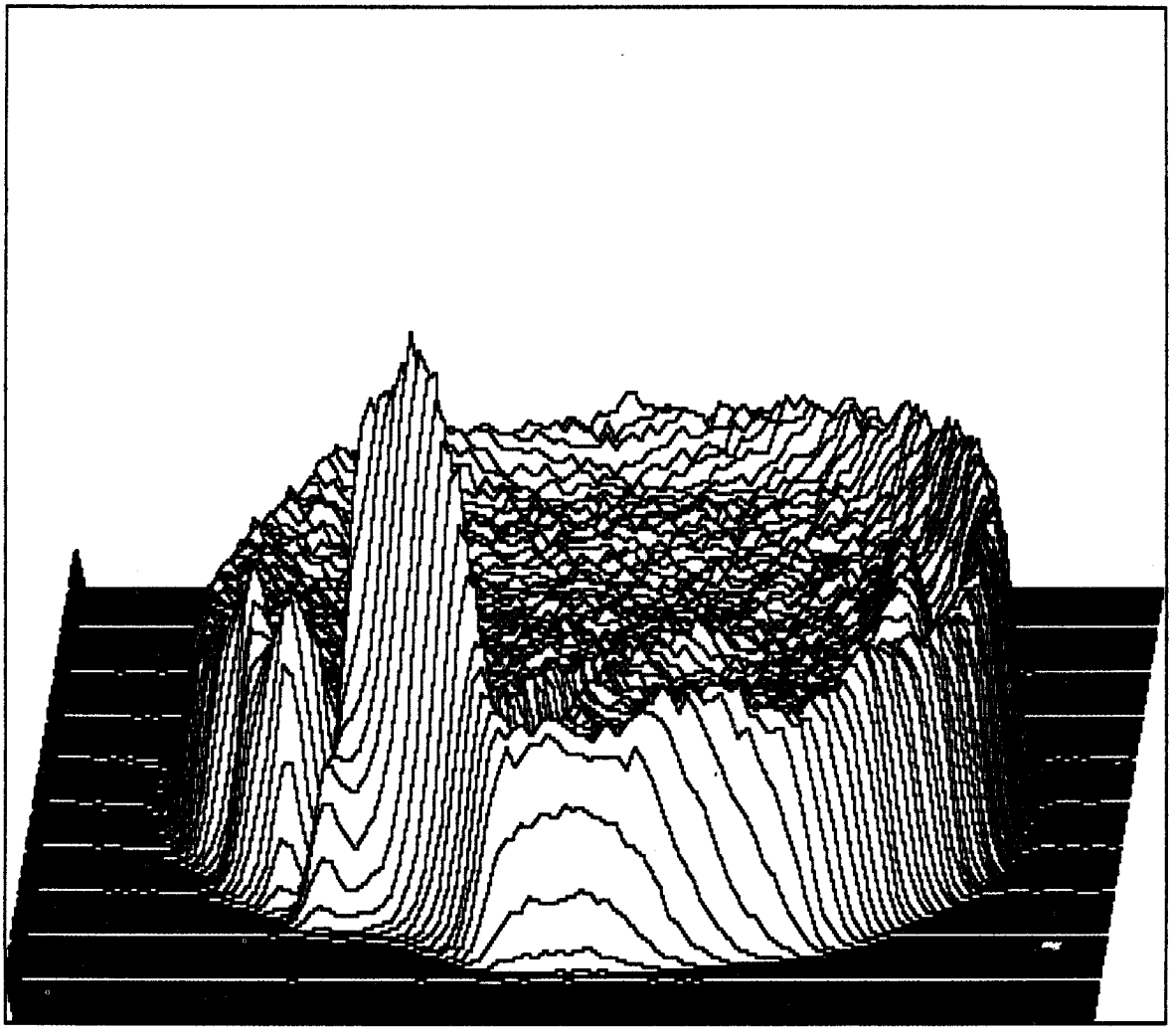


Fig. 5.7: Ortsverteilung

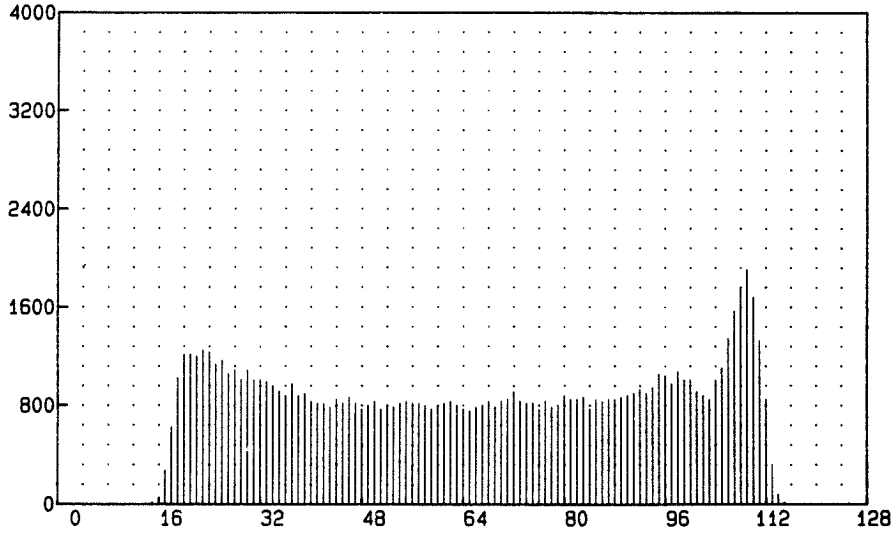


Fig. 5.8: Schnitt durch das Spektrum in Fig. 5.7

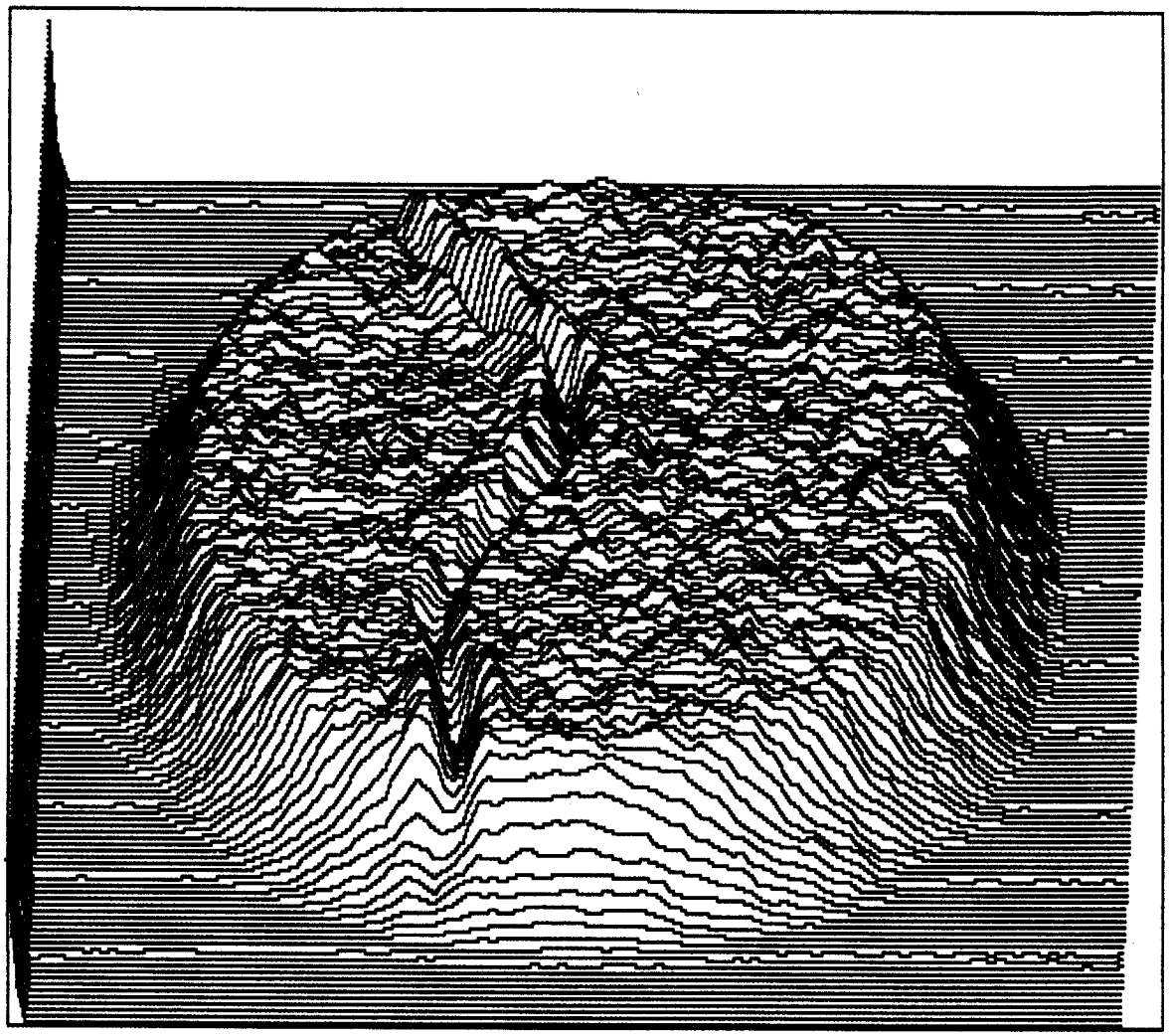


Fig. 5.9: Ortsspektrum (mit Borkarbid-Blende)

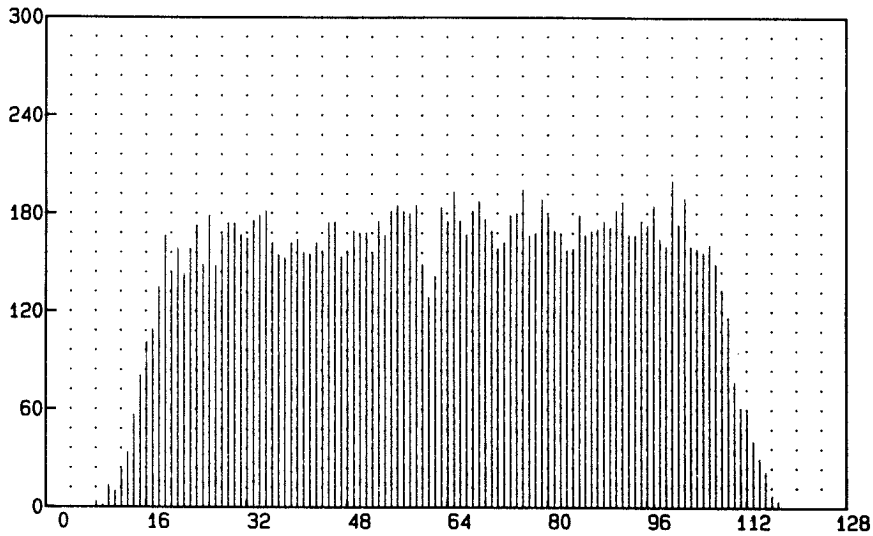


Fig. 5.10: Schnitt durch das Spektrum in Fig. 5.9

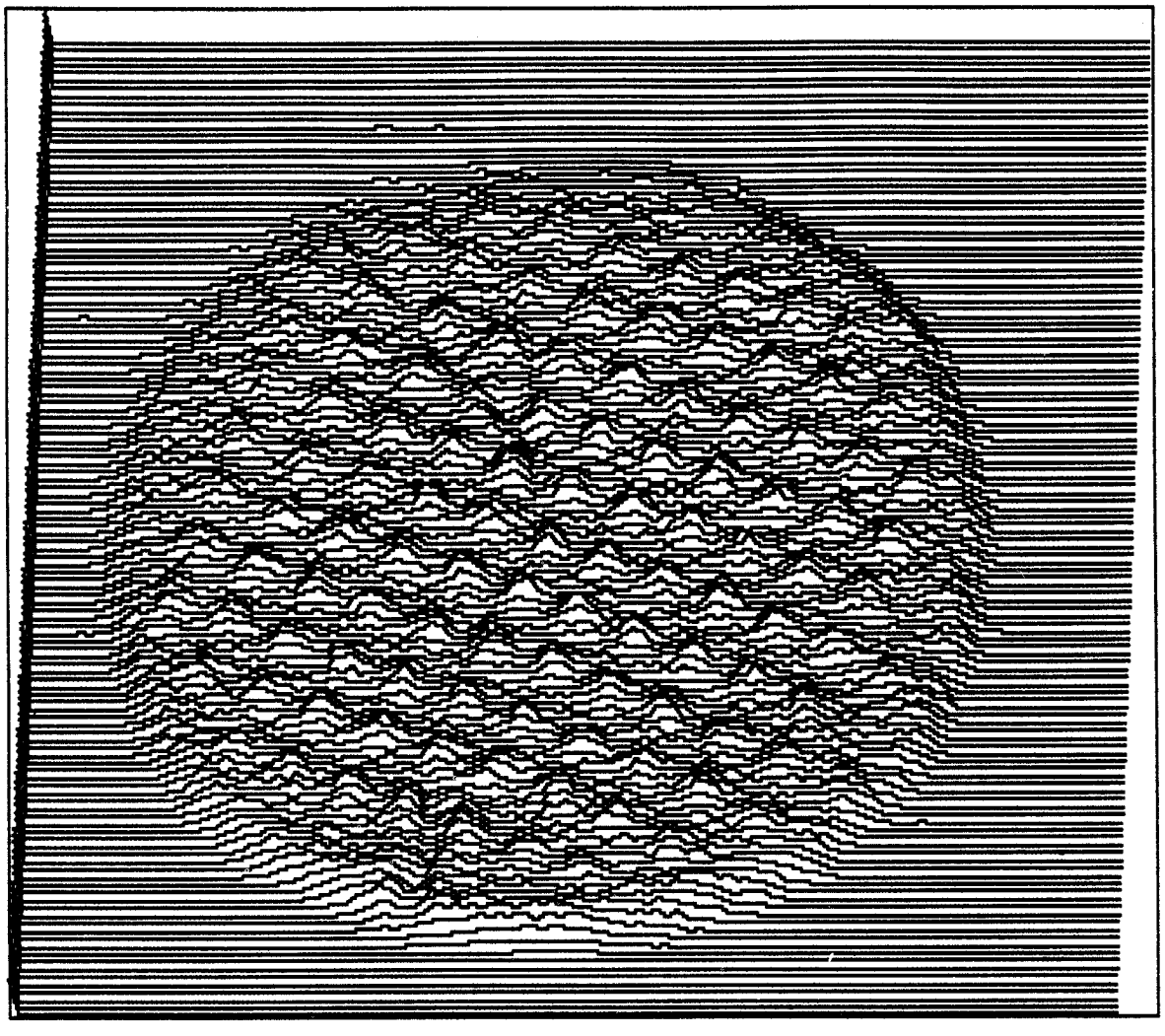


Fig. 5.11: Bestrahlung des Detektors mit einem homogenen Neutronenfeld durch eine Lochmaske aus Cadmium-Blech

6 AUSBLICK

In diesem Kapitel soll nun ein Ausblick gegeben werden auf mögliche und aussichtsreiche Weiterentwicklungen des Detektorsystems. Wegen der recht unterschiedlichen Problematik erscheint es zweckmäßig, diese Betrachtungen getrennt für Detektorkopf und Auswerte-Elektronik anzustellen.

6.1 Detektorkopf

Wie in Kap. 4.3 berechnet und durch die Meßergebnisse bestätigt wurde, ist die mit dem Prototyp-Detektor erreichbare Ortsauflösung in erster Linie durch die Photoelektronenstatistik und die Lichtfleckgröße am Eingangsfenster bestimmt. Ein engerer Kontakt zwischen Szintillator und Photokathode würde bei ansonsten gleichen Bedingungen zu einer fast doppelt so guten Ortsauflösung führen. Die Ideallösung bestände zweifellos darin, die Photokathode unmittelbar auf den Szintillator aufzudampfen. Dies hätte den zusätzlichen Vorteil, daß praktisch keine optischen Koppelverluste aufträten. Dazu müßte der Szintillator allerdings innerhalb des Bildverstärkers und damit im Hochvakuum angeordnet werden.

Da eine solche Lösung (mit ^{6}Li-Glas als Szintillatormaterial) bisher nicht realisiert wurde, wären hier zunächst umfangreiche verfahrenstechnische Fragestellungen zu untersuchen und entsprechende Entwicklungsarbeiten durchzuführen.

Die Potentialverteilung im Bildverstärkersystem kann in einigen Punkten im Sinne der Steigerung der Betriebssicherheit und der Verringerung des Aufwandes für die Hochspannungsführung verbessert werden (Fig. 6.1) :

(1) Der erste Bildverstärker sollte nach Möglichkeit mit positiver Hochspannung betrieben werden. Dies hätte den Vorteil, daß die im Vergleich zur Betriebsspannung von 25 kV ... 30 kV niedrige Fokussier-

spannung zwischen Kathode und Fokussierungselektrode von 300 V ... 400 V unmittelbar auf Massepotential bezogen werden könnte und damit wesentlich besser zu stabilisieren wäre.

(2) Der Ausgangsphosphor des letzten Bildverstärkers sollte auf Massepotential liegen, um eine wirksame Abschirmung der Photodioden gegenüber Einkopplungen von Störsignalen von seiten der Hochspannungsversorgung zu gewährleisten.

(3) Durch Parallelschalten der beiden Proxifier-Stufen könnte auf den HV-Teiler verzichtet werden. Dies hätte außerdem den Vorteil, daß die an diesem Bildverstärker anliegende Spannung auf 15 kV reduziert würde und damit nicht so hohe Ansprüche an das Isolationsmaterial gestellt werden müßten.

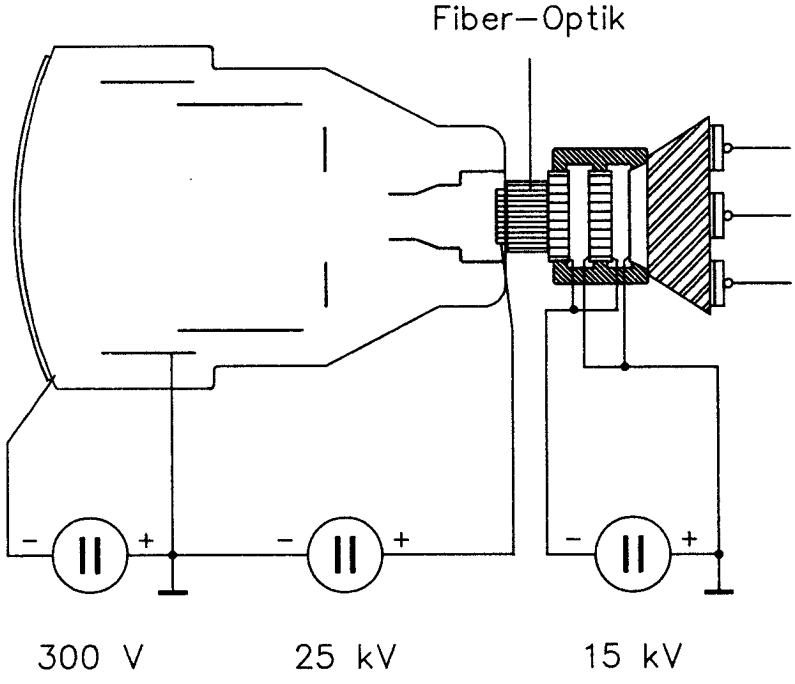


Fig. 6.1: modifizierte Hochspannungsführung

Bei einer so modifizierten Hochspannungsführung entstehen große elektrische Felder zwischen den Bildverstärkerstufen. Diese können am besten durch zwischengeschaltete Faseroptiken abgebaut werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß damit ein Verlust an Lichtverstärkung einhergeht, der im ungünstigsten Fall 50 % beträgt. Die Dicken dieser Faseroptiken sollten so gewählt werden, daß die elektrische Feldstärke 1 kV / mm nicht übersteigt.

6.2 Auswerte-Elektronik

Die mit der für die Testmessungen implementierten Software-Lösung für die Datenerfassung erreichbare Ereignisrate ist für den Einsatz in einem Experiment sicher nicht ausreichend. Mit der in Fig. 6.2 skizzierten Struktur könnte dieses Problem allerdings gelöst werden.

Der für die Akkumulierung des Spektrums notwendige Speicherbereich wird als Dual-Port-Memory konfiguriert. Ein vom Host-Rechner aus programmierbarer Pre-Prozessor führt die zeitkritischen Prozesse wie Adreßberechnung und Inkrementierung aus. Da der Host-Rechner ebenfalls Zugriff auf diesen Speicher hat, ist eine Darstellung des Spektrums in Echtzeit möglich. Mit dieser Anordnung sollte es ohne weiteres möglich sein, ein Ereignis in weniger als 1 μs zu verarbeiten und zwar unabhängig von der Leistungsfähigkeit des Host-Rechners, da dieser lediglich für Darstellung und Datenverwaltung zuständig ist.

Ein weiterer Ansatzpunkt für Weiterentwicklungen ist der dividierende Flash-ADC. Wie in 4.2.4 gezeigt wurde, entspricht die differentielle Linearität des 8-bit Flash-ADC's nicht den Anforderungen.

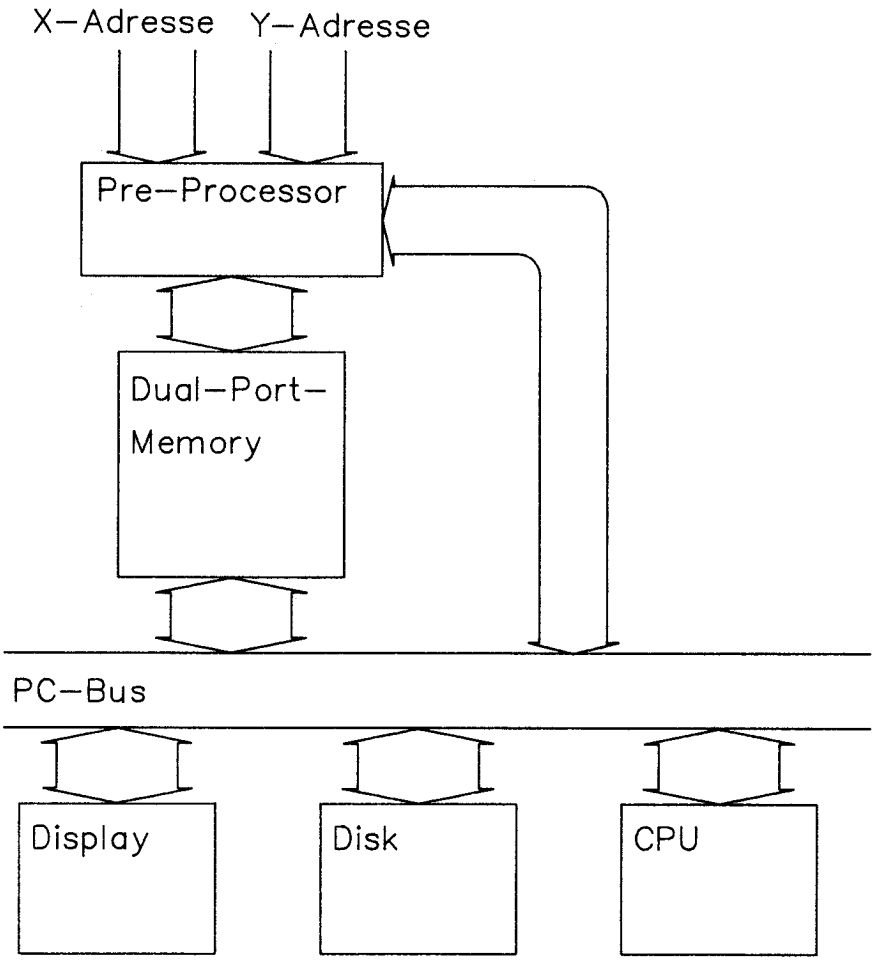


Fig. 6.2: Auswerterechner mit Pre-Prozessor

Um diese Eigenschaft zu verbessern, aber gleichzeitig die Auflösung von 8 bit beizubehalten, könnte man einen schnellen ADC mit 10 bit oder 12 bit Auflösung (z.B. in two-step-flash-Architektur) einsetzen und entweder nur die 8 MSB benutzen (wie in 4.2.4 vorgeschlagen wurde), oder aber das 10 bit oder 12 bit breite Ausgangswort des ADC über eine Tabelle auf 8 bit abbilden. Da eine Korrekturtabelle individuell an die Eigenschaften eines bestimmten ADC's angepaßt werden kann, sollte diese Lösung zweifellos die besseren Ergebnisse liefern. Schnelle ADC's (Totzeit < 500 ns) mit dieser hohen Auflösung sind aber entweder extrem teuer, oder aber es ist nicht möglich, die Referenzspan-

nung dynamisch zu steuern, so daß dieser Weg zumindest zum gegenwärtigen Zeitpunkt keine Lösung des Problems darstellt.

Eine sehr interessante Alternative stellt der im folgenden vorgestellte Ansatz dar.

Aus der in Fig. 4.19 dargestellten Häufigkeitsverteilung geht hervor, daß die einzelnen Quantisierungsstufen des Flash-ADC zwar sehr unterschiedliche Breiten haben; der Mittelwert der Kanalinhalte und damit die mittlere Breite der Quantisierungsstufen ist aber über den gesamten Dynamikbereich des ADC in guter Näherung konstant. Mit Hilfe eines Verfahrens, das eine gleitende Mittelung über benachbarte Quantisierungsstufen vornimmt, kann nun erreicht werden, daß alle Kanäle scheinbar die gleiche Breite aufweisen. Eine solche Mittelung ist dadurch zu realisieren, daß ein bestimmter Analogwert am Eingang des ADC zufallsgesteuert verschiedenen Kanälen zugeordnet wird. Es ist also die Operation

$$[A_a + D_a]_{\text{quantisiert}} - D_d \longrightarrow A_d \qquad \begin{array}{l}\text{Index a: Analogwerte}\\ \text{Index d: Digitalwerte}\end{array} \qquad [6.1]$$

auszuführen. Dabei ist D eine Zufallsgröße, die dem Analogwert vor der Digitalisierung analog hinzuaddiert und nachher digital subtrahiert wird. Der Maximalwert von D bestimmt die Zahl von Kanälen, über die gemittelt wird. Gleichzeitig wird damit die Auflösung des ADC's festgelegt. Bei einem ADC mit 8 bit Auflösung reduziert sich die nutzbare Auflösung z.B. bei Mittelung über 16 benachbarte Kanäle auf 7.9 bit bzw. 240 Quantisierungsstufen. Diese Operation kann bei einem normalen ADC mit Hilfe eines zusätzlichen DAC's ausgeführt werden, der die digital vorgegebene Größe D in einen Spannungswert umsetzt, der zum Eingangssignal hinzuaddiert wird. Bei einem dividierenden ADC sind die Verhältnisse allerdings etwas komplizierter :

$$\begin{aligned} &\left[\frac{A_a}{B_a} + D_a\right]_{\text{quantisiert}} - D_d \longrightarrow Q_d \qquad \text{Q: Quotient} \\ \Leftrightarrow &\left[\frac{A_a + B_a D_a}{B_a}\right]_{\text{quantisiert}} - D_d \longrightarrow Q_d \end{aligned} \qquad [6.2]$$

Die Umformung in [6.2] ist notwendig, da der Zufallswert D auf der Analogseite des ADC eingekoppelt werden muß, d.h. dieser Wert ist dem Zähler- und / oder Nennersignal zuzuführen. Im Vergleich zu [6.1] ist also eine zusätzliche Multiplikation auszuführen.

Eine elegante Realisierung von [6.2] ist in Fig. 6.3 als Blockdiagramm dargestellt. Die Multiplikation wird von dem sowieso erforderlichen DAC ausgeführt, indem das Nennersignal B gleichzeitig als Referenz für den DAC dient.

Mit dieser Schaltung sollte es möglich sein, die differentielle Linearität des Flash-ADC bei nur geringen Verlusten an Auflösung und an Dynamik erheblich zu verbessern.

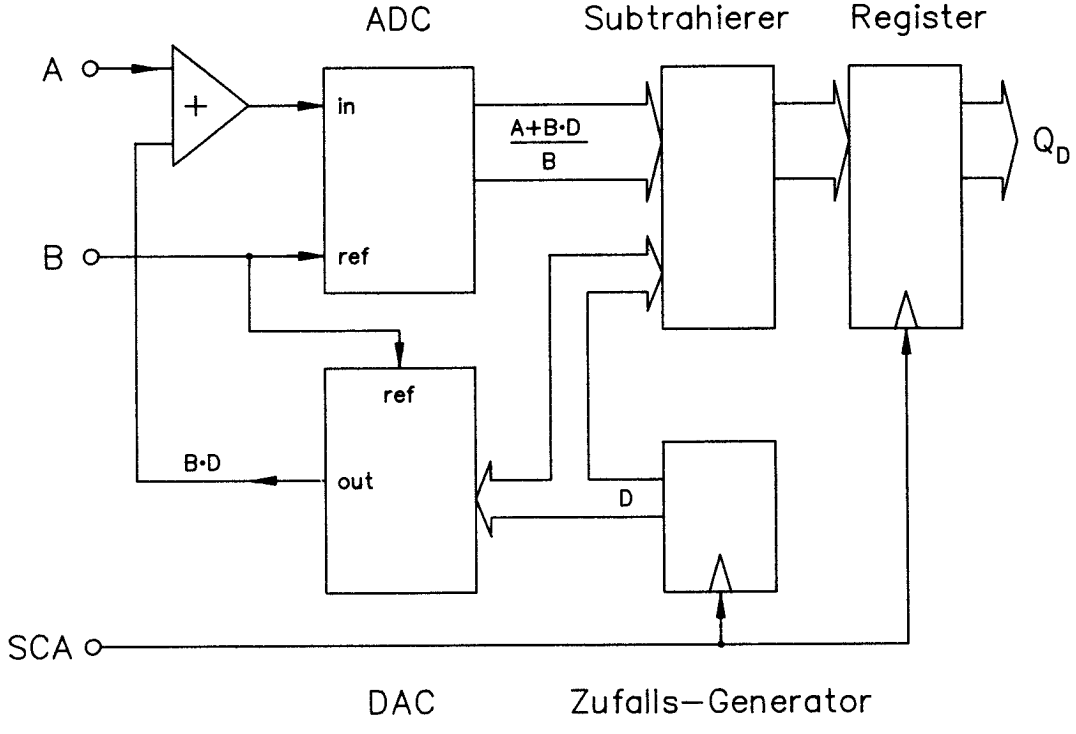


Fig. 6.3: Dividierender ADC mit Mittelung über benachbarte Kanäle

7 ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Detektor-System für den zweidimensional ortsbestimmenden Nachweis von Szintillationen entwickelt. Dabei konnte ein neues Systemkonzept verwirklicht werden.

Im Gegensatz zu bekannten ortsauflösenden Szintillationsdetektor-Systemen basiert das hier verwendete Konzept auf einer elektronenoptischen Abbildung des Szintillator-Schirms auf einen kleinen Positionssensor. Dagegen wird bei herkömmlichen Systemen zumeist eine große Zahl von Einzeldetektoren zum Auslesen des Szintillatorkristalls verwendet.

Für die Ortsbestimmung wurde ein Positionssensor mit Photodioden entworfen und anhand von Simulations-Rechnungen optimiert. Die Bestimmung der Ortskoordinaten aus den Signalen des Positionssensors erfolgt mit Hilfe einer Auswerte-Elektronik. Dafür wurden verschiedene Systemkonzepte untersucht.

Mit einem Prototyp des Detektorsystems wurden Testmessungen mit einer positionierbaren LED-Lichtquelle und unter Verwendung eines Neutronenszintillators mit einer Neutronenquelle durchgeführt. Die Meßresultate stimmen gut mit den Simulationsergebnissen und den daraus abgeleiteten Vorhersagen überein. Die der Modellbildung zugrundegelegten Annahmen und Vereinfachungen können damit für zutreffend erachtet werden.

Das Detektorsystem entspricht den gestellten Anforderungen. Auf der Grundlage der mit dem System gewonnenen Erfahrungen werden Vorschläge für Weiterentwicklungen formuliert.

8 LITERATUR

8.1 Kapitel 1

/1.1/ Neutron Scattering, Brian Fender, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (NIM) A249 (1986), 1-11

/1.2/ Resolution of Pulsed-Source Small-Angle Neutron Scattering, P.A. Seeger, R. Pynn, Los Alamos National Laboratory 1985

/1.3/ Position-Sensitive Detection of Thermal Neutrons, ed. P. Convert, J.B. Forsyth, Academic Press, London 1983

8.2 Kapitel 2

/2.1/ Survey of Two-Dimensional Electro-Optical X-Ray Detectors, Sol M. Gruner et. al., NIM 195 (1982), 287-297

/2.2/ Detektoren für Teilchenstrahlung, K. Kleinknecht, Teubner, Stuttgart 1984

/2.3/ P. Schilly et. al., NIM 91 (1971), 221

/2.4/ G. Charpak et. al., NIM 62 (1968), 235

/2.5/ Signal, Noise and Resolution in Position-Sensitive Detectors, V. Radeka, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-21 (1974), 51

/2.6/ Progress in High-Accuracy Proportional Chambers, G. Charpak et. al ., NIM 148 (1978), 471

/2.7/ Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process, J. Kemmer, NIM 169 (1980), 499-502

/2.8/ Performance and Applications of Passivated Ion-Implanted Silicon Detectors, J. Kemmer, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-29 (1982), 733-737

/2.9/ A Silicon Strip Detector With 12 μm Resolution, J.B.A. England et. al., Proceedings of the 1981 INS International Symposium on Nuclear Radiation Detectors, Tokyo, 23-26 March 1981

/2.10/ A Silicon Counter Telescope to Study Short Lived Particles in High Energy Hadron Interactions, B. Hyams, R. Klanner et. al., NIM 1982

/2.11/ A Two Dimensional Photon Counting Tube, M. Kinoshita et. al., Proceedings of the 8th Symposium on Photo-electronic Imaging Devices, 5-7 Sep. 1983, Imperial College, London

/2.12/ Position-Sensitive Detectors, Hamamatsu Product Catalog

/2.13/ Position-Sensitive Scintillation Detector for Thermal Neutrons, R. Kurz et. al., NIM 196 (1982), 279-281

/2.14/ Scintillation Camera, Hal. O. Anger, Rev. Sci. Instr., 29, 27 (1958)

/2.15/ Scintillation Camera Image Recording, Hal. O. Anger, Lawrence Radiation Laboratory Rept. UCRL-11336 (1964)

/2.16/ Sensitivity, Resolution, and Linearity of the Scintillation Camera, Hal. O. Anger, Tenth Scintil-lation Counter Symposium, IEEE Trans. Nucl. Sci. 13 (1966), 380

/2.17/ A New Linear Position-Sensitive Scintillation Detector for Neutron Powder Diffractometry, W. Schäfer et. al., J. Appl. Cryst. (1984) 17, 159-166

/2.18/ Signalverarbeitung für zweidimensionalen Neutronen-detektor, J. Schelten, interner Bericht (KFA 1983)

/2.19/ Digitale Meßdatenerfassung und -vorauswertung für einen zweidimensionalen Detektor für thermische und subthermische Neutronen, A. Scholz, Diplom-Arbeit, RWTH Aachen 1985, Institut für Meßtechnik

/2.20/ Position Identification of Gamma Rays and Electrons With a Multianode Photomultiplier, M. Salomon, J. Marans, IEEE Trans. Nucl. Sci. 33 (1986), 254-256

/2.21/ Position Sensitive Photomultiplier Tubes For Scintillation Imaging, H. Kume et. al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 33 (1986), 359-363

/2.22/ Multianode Photomultiplier For Detection and Localization of Low Light Level Events, J.P. Boutot et. al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 34 (1987), 449-452

8.3 Kapitel 3

/3.1/ Position-Sensitive Detectors for Neutron Scattering Devices at the SNQ, W. Schäfer, KFA-Report Jül-1954, Oct. 1984, 456-483

/3.2/ Development of a Linear Position-Sensitive Neutron Detector, J. Schelten, R. Kurz, I. Naday, W. Schäfer, NIM 205 (1983), 319-330

/3.3/ Microchannel Plate Detectors, Joseph Ladislas Wiza, NIM 162, 1979, 587-601

/3.4/ A Two Dimensional Photon Counting Tube, M. Kinoshita, K. Kinoshita, K. Yamamoto and Y. Suzuki, vorgetragen auf dem 8th Symposium on Photoelectronic Imaging Devices, 5-7 Sep. '83, London

/3.5/ ASIT Gamma-Ray Camera : A New Camera Head Provided With an Array of Scintillation Intensifier Tubes, Michel Jatteau, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-32, No.3, June 1985, 1225-1231

/3.6/ Detecteur Photoelectronique Analogique de la Position de Scintillations Faiblement Lumineuse, G. Roux et al., Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 33b, Academic Press London / New York 1972

/3.7/ A 35-cm Input-field Image Intensifier for Scintillation Cameras, B. Driard, L.F. Guyot, M. Verat, Advances in E.E.P, Vol. 33b

/3.8/ A Large Field Image Intensifier Tube for Scintillation Cameras, B. Driard et. al., IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-23, No.1, Feb. 1976

/3.9/ Image Device for Gamma Cameras Incorporating a Solid-State Localizer, H. Rougeot, G. Roziere, B. Driard, Advances in E.E.P, Vol. 52

/3.10/ Photon-Counting Image Acquisition Systems and its Applications, Y. Tsuchiya et. al., vorgetragen auf der Electronic Imaging '84 (Sep. 1984; Boston, USA)

/3.11/ A Hybrid Photoelectronic Image Device - I : Preliminary surveys, K. Kuroda, NIM A241 (1985), 581-587

/3.12/ A Hybrid Photoelectronic Image Device - II : Gamma ray imaging, C. Nemoz et. al., NIM A241 (1985), 588-595

8.4 Kapitel 4

/4.1/ Neutron Scintillating Glasses, A.R. Spowart et. al., Journal of Luminescence 18/19 (1979), 373-375

/4.2/ High Resolution Position-Sensitive Detector For Thermal Neutrons, R. Kurz et. al, Nuclear Science Symposium 1987

/4.3/ Harshaw Scintillation Phosphor Catalogue, Harshaw Chemie B.V., De Meern (Holland)

/4.4/ Scintillators For The Physical Sciences, Nuclear Enterprises Ltd., Edinburgh (Scotland)

/4.5/ Photodetector 8850, Datenblatt, RCA Electronic Components

/4.6/ A "SMART" 35 cm Diameter Photomultiplier, G. van Aller et. al., Tagungsband der Frühjahrstagung 1986 der französischen und schweizerischen Physik-Gesellschaften, Helvetia Physica Acta 1986

/4.7/ Highly-Stable Silicon PIN Photodiode, K. Yamamoto et. al., NIM A253 (1987), 542-547

/4.8/ Nuclear Pulse Amplifiers - Fundamentals and Design Practice IV, E. Fairstein, J. Hahn, Nucleonics, January 1966, 54-60

/4.9/ Parameter-Einstellung für zweidimensionalen Neutronendetektor, J. Schelten, interner Bericht (KFA 1983)

A N H A N G

I BERECHNUNGEN

I.a Berechnung der Varianz des Positions-Signals

Um den mit der Rekonstruktion der Ortskoordinaten eines Szintillationsereignisses aus den Signalen einer bestimmten Anzahl von Photodioden verbundenen statistischen Fehler und damit die Ortsunsicherheit bestimmen zu können, muß ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Streuung der Photodiodensignale und der Streuung der daraus berechneten Ortskoordinaten hergestellt werden.

Die Streuung der Photodiodensignale setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen, die voneinander statistisch unabhängig sind. Neben der absoluten Zahl von erzeugten Elektron-Loch-Paaren geht vor allem das elektronische Rauschen in der Photodiode in die Streuung ein. Da es sich in beiden Fällen um Poisson-Prozesse handelt, gilt für die Streuung des i-ten Photodiodensignals (N_i: Summe der in der i-ten Photodiode ausgelösten Elektron-Loch-Paare, R_i: mittlere Zahl der Rauschelektronen) :

$$\sigma_i = \sqrt{N_i^2 + R_i^2} \qquad [A-1]$$

Die Ortsbestimmung wird wie bereits mehrfach beschrieben durch Schwerpunktbildung ausgeführt :

$$Q = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i N_i}{\sum_{i=1}^{n} N_i} \qquad [A-2]$$

Die Varianz dieses Quotienten

$$\sigma_Q^2 = \langle (Q - \overline{Q})^2 \rangle \qquad [A-3]$$

kann durch partielle Differentiation näherungsweise ermittelt werden :

$$dQ = Q - \overline{Q} = \sum_{k=1}^{n} f_k dN_k \qquad f_k = \frac{dQ}{dN_k}$$

$$dN_k = N_k - \overline{N}_k \qquad [A-4]$$

Für die Varianz von Q gilt dann

$$\sigma_Q^2 = \sum_{k=1}^{n} \sum_{l=1}^{m} f_k f_l \langle dN_k dN_l \rangle \qquad [A-5]$$

Die Rauschbeiträge der Signale von verschiedenen Photodioden sind unkorreliert, d.h.

$$dN_k \cdot dN_l = 0 \text{ für } k \neq l \qquad [A-6]$$

Damit folgt für die Varianz von Q

$$\sigma_Q^2 = \sum_{k=1}^{n} f_k^2 \, \sigma_{N_k}^2 \qquad [A-7]$$

I.b Umrechnung FWHM -> MTF

Die line-spread-function (LSF) des Detektorsystems wird in guter Näherung durch eine Gaußfunktion beschrieben :

$$LSF(x) = e^{\frac{-x^2}{2\cdot\sigma^2}} \qquad [A-8]$$

Zwischen der Streuung dieser Funktion und ihrer Halbwertsbreite besteht ein einfacher linearer Zusammenhang :

$$FWHM(LSF) = 2.35 \cdot \sigma \qquad [A-9]$$

Aus der LSF läßt sich durch Fourier-Transformation die modulation-transfer-function (MTF) berechnen :

$$L(x) \circ\!\!-\!\!\bullet \; a \cdot 2\pi\sigma^2 \cdot e^{2\pi\sigma^2\cdot(-\pi f^2)} \qquad [A-10]$$

Der Skalenfaktor a ist notwendig, um die übliche Normierung MTF(f=0) = 1 durchzuführen. Damit kann der Proportionalitätsfaktor zwischen Halbwertsbreite und Grenzauflösung ermittelt werden :

$$f\ (MTF=0.05) = \frac{0.92}{FWHM(LSF)} \qquad [A-11]$$

II SCHALTBILDER

II.a Vorverstärker

-> Seite 110

II.b Summierverstärker

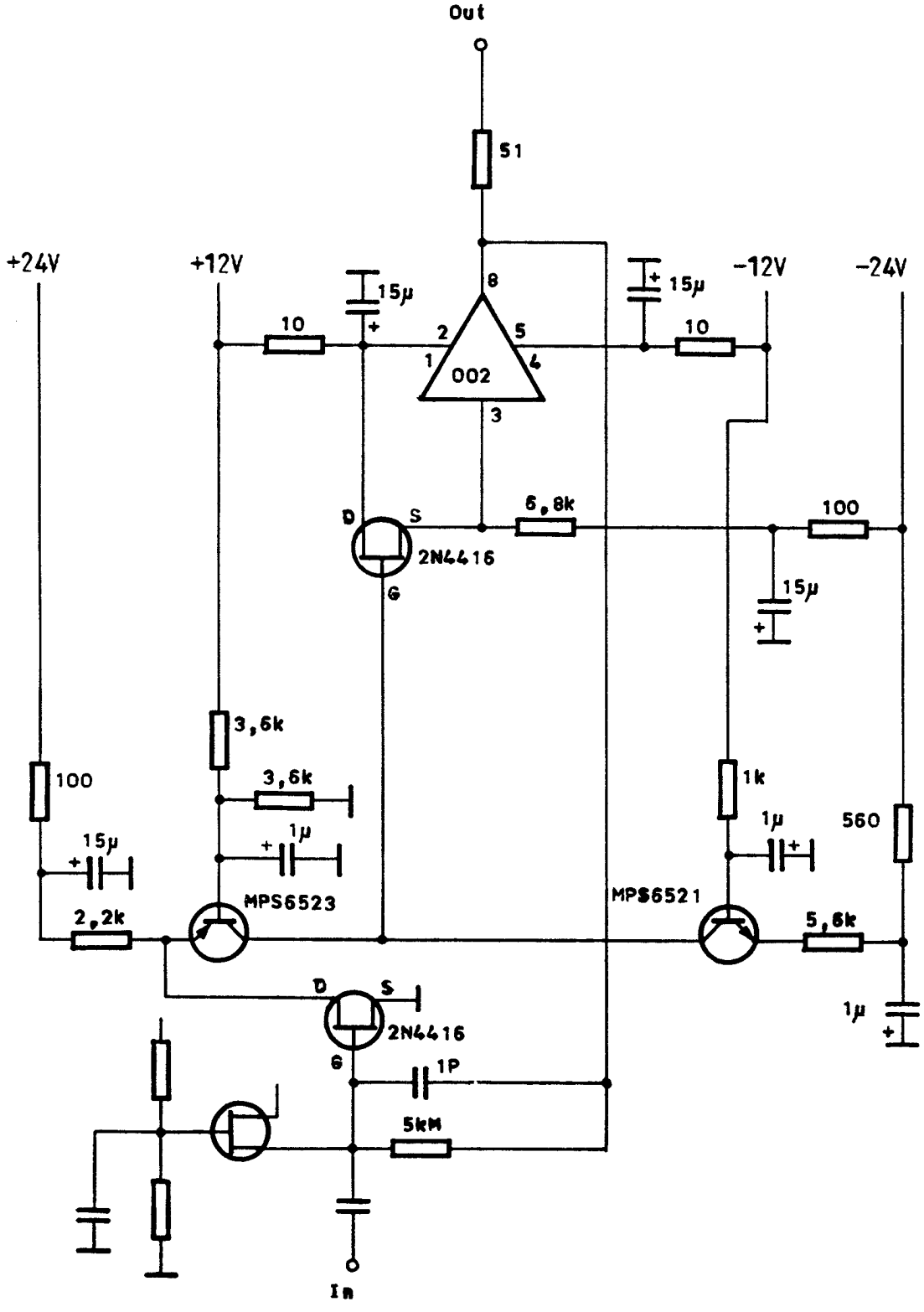
-> Seite 111

II.c Dividierender Flash-ADC

-> Seite 112

II.d Computer-Interface

-> Seite 113



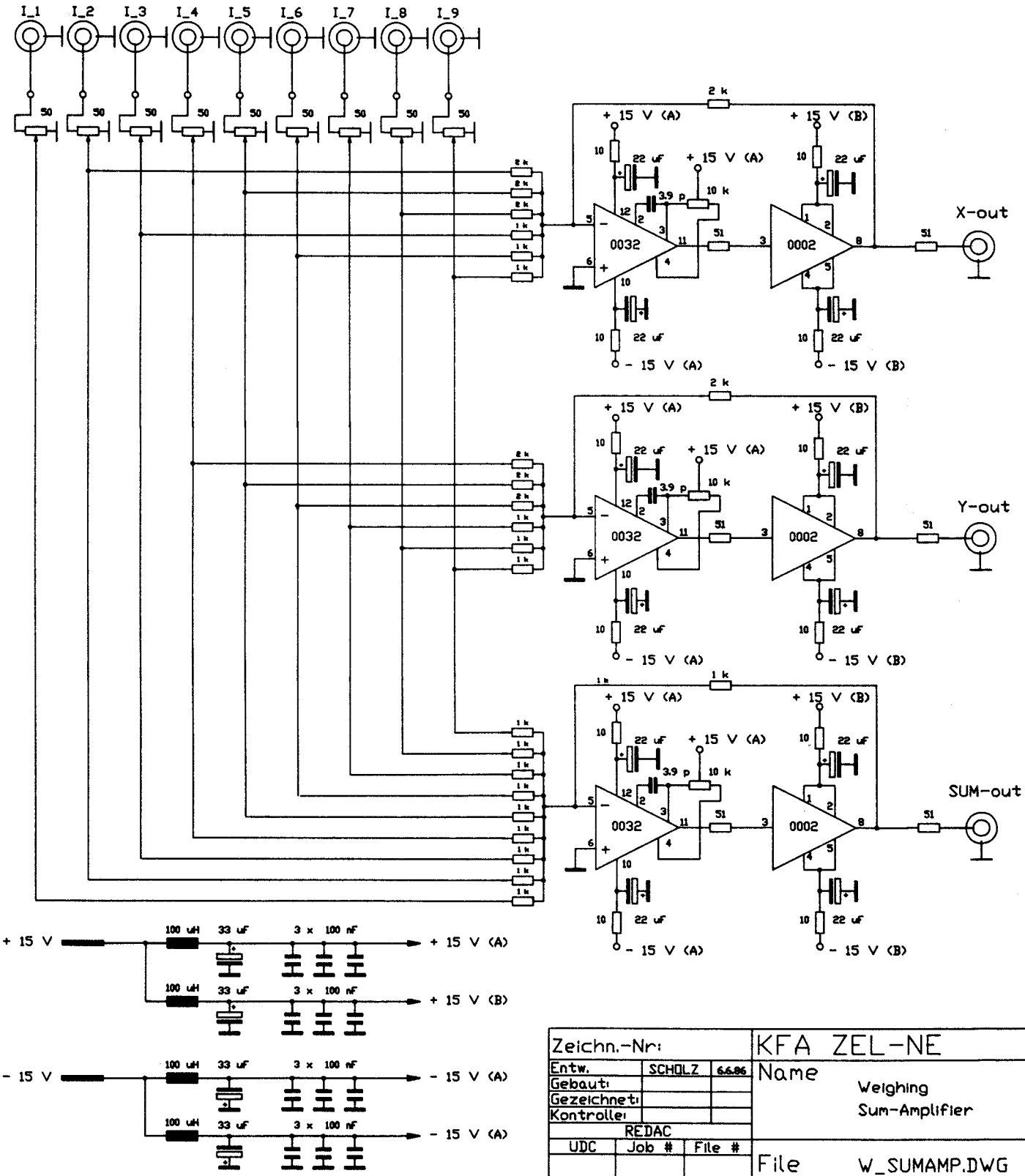
Vorverstärker ZEL/NE 291

Definition der Ausgangssignale :

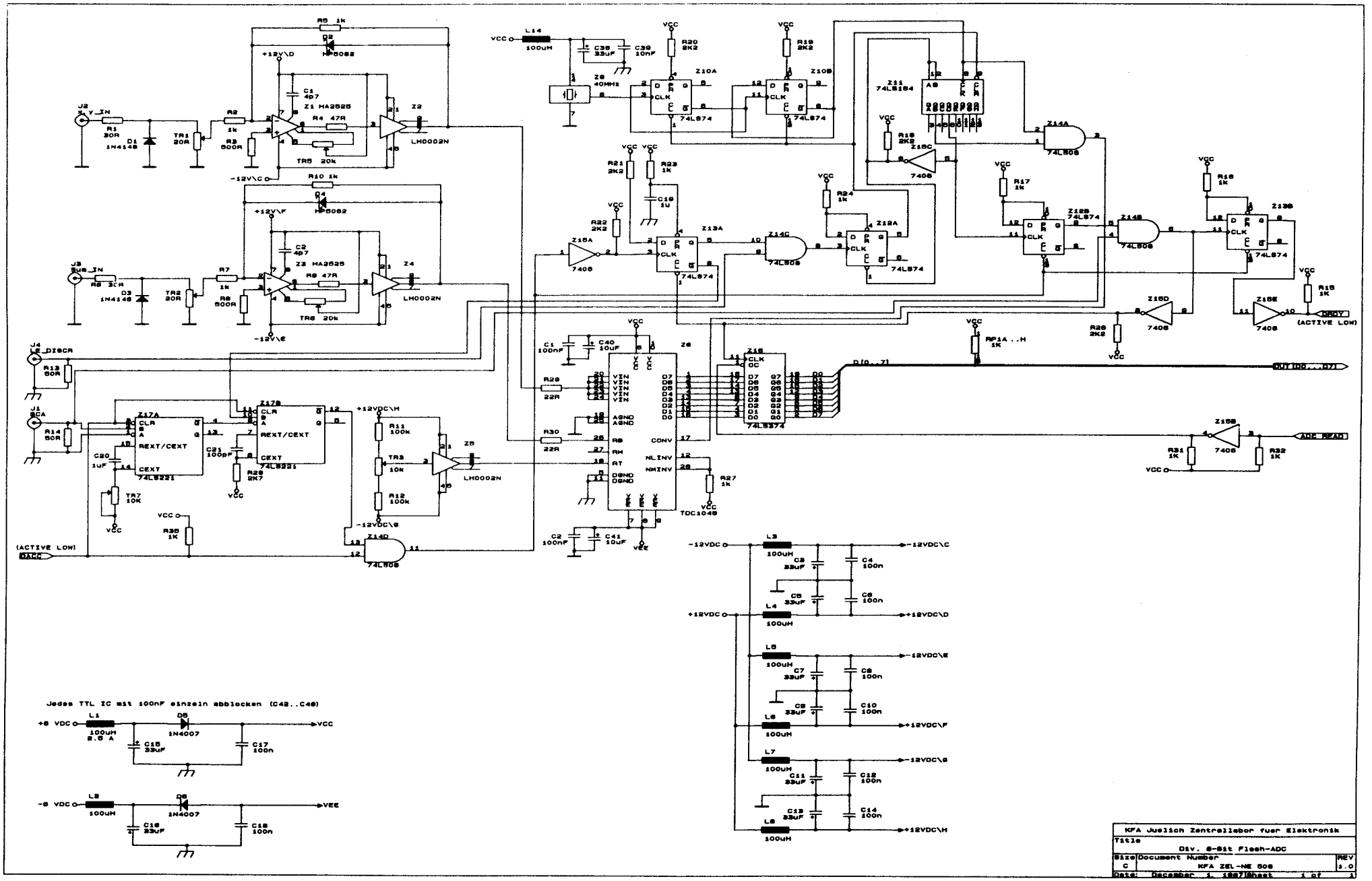
X-out = (I_2 + I_5 + I_8) + 2 * (I_3 + I_6 + I_9)

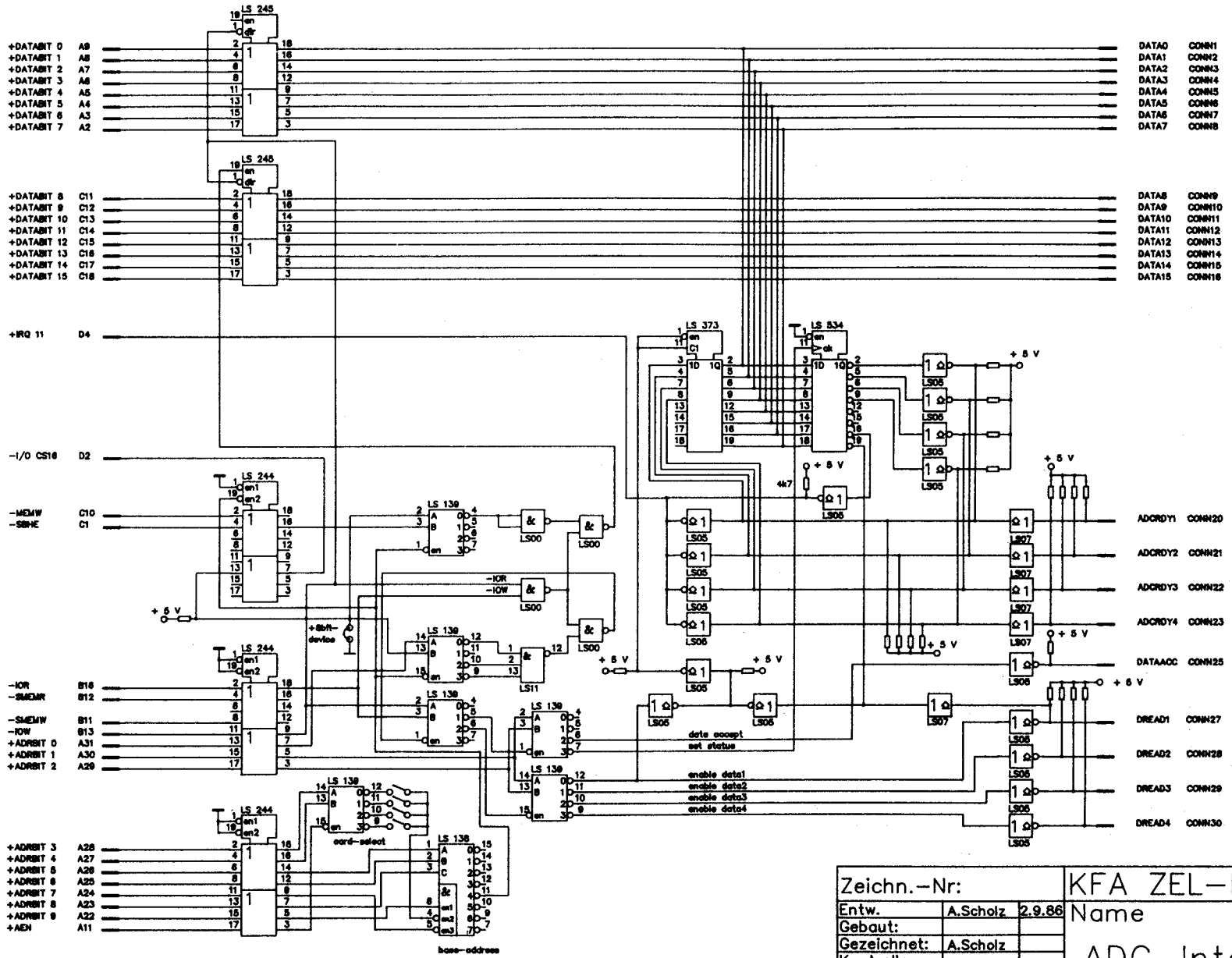
Y-out = (I_4 + I_5 + I_6) + 2 * (I_7 + I_8 + I_9)

SUM-out = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5 + I_6 + I_7 + I_8 + I_9



Zeichn.-Nr:			KFA ZEL-NE
Entw.	SCHOLZ	6.6.86	Name
Gebaut:			Weighing Sum-Amplifier
Gezeichnet:			
Kontrolle:			
REDAC			
UDC	Job #	File #	File W_SUMAMP.DWG


Jedes TTL IC mit 100nF einzeln abblocken (C42..C48)
KFA Juelich Zentrallabor fuer Elektronik
Title
Div. 8-Bit Flash-ADC
Size
C
Document Number
KFA ZEL-ME 508
REV
1.0
Date: December 1, 1987
Sheet 1 of 1



alle Widerstaende : 2k

Zeichn.-Nr:			KFA ZEL-NE
Entw.	A.Scholz	2.9.86	Name
Gebaut:			ADC-Interface
Gezeichnet:	A.Scholz		
Kontrolle:			
REDAC			
UDC	Job #	File #	File at_intf.dwg

III MEßPROGRAMM

Für die Datenerfassung wurde ein Meßprogramm in Turbo-PASCAL für den IBM PC/AT geschrieben, mit dem Ortsspektren gemessen und dargestellt sowie Meßdaten archiviert werden können. Die Struktur dieses Programms ist in Fig. A3.1 dargestellt.

Über eine zentrale menügesteuerte Benutzeroberfläche werden die verschiedenen Programmteile z.B. für Messung, Darstellung oder Test aktiviert. Diese Benutzeroberfläche ist ein eigenständiges Programmsystem und daher weitgehend unabhängig vom Anwenderprogramm. Beim Start des Meßprogramms wird die Benutzeroberfläche mit Hilfe einer vorher erstellten Konfigurationsdatei initialisiert. Diese funktionale Trennung führt zu einer guten Übersichtlichkeit des gesamten Programms und erleichtert spätere Modifikationen.

Die Datenerfassung, also das Auslesen der ADC's und die Adressierung und Inkrementierung der zugehörigen Speicherzelle erfolgt mit Hilfe einer Interrupt-Service--Routine. Dadurch ist es möglich, eine Quasi-Echtzeit--Darstellung des Speicherinhaltes zu realisieren : während das Ortsspektrum durch Interrupt-Anforderungen des Detektorsystems akkumuliert wird, können die freien Prozessorzyklen dazu genutzt werden, den Speicher zyklisch auszulesen und den aktuellen Stand anzuzeigen. Um eine größtmögliche Transparenz und Flexibilität zu erreichen, wurde diese Routine ebenfalls in Turbo-PASCAL geschrieben. Das Listing der Interrupt-Service-Routine ist in Fig. A3.2 wiedergegeben.

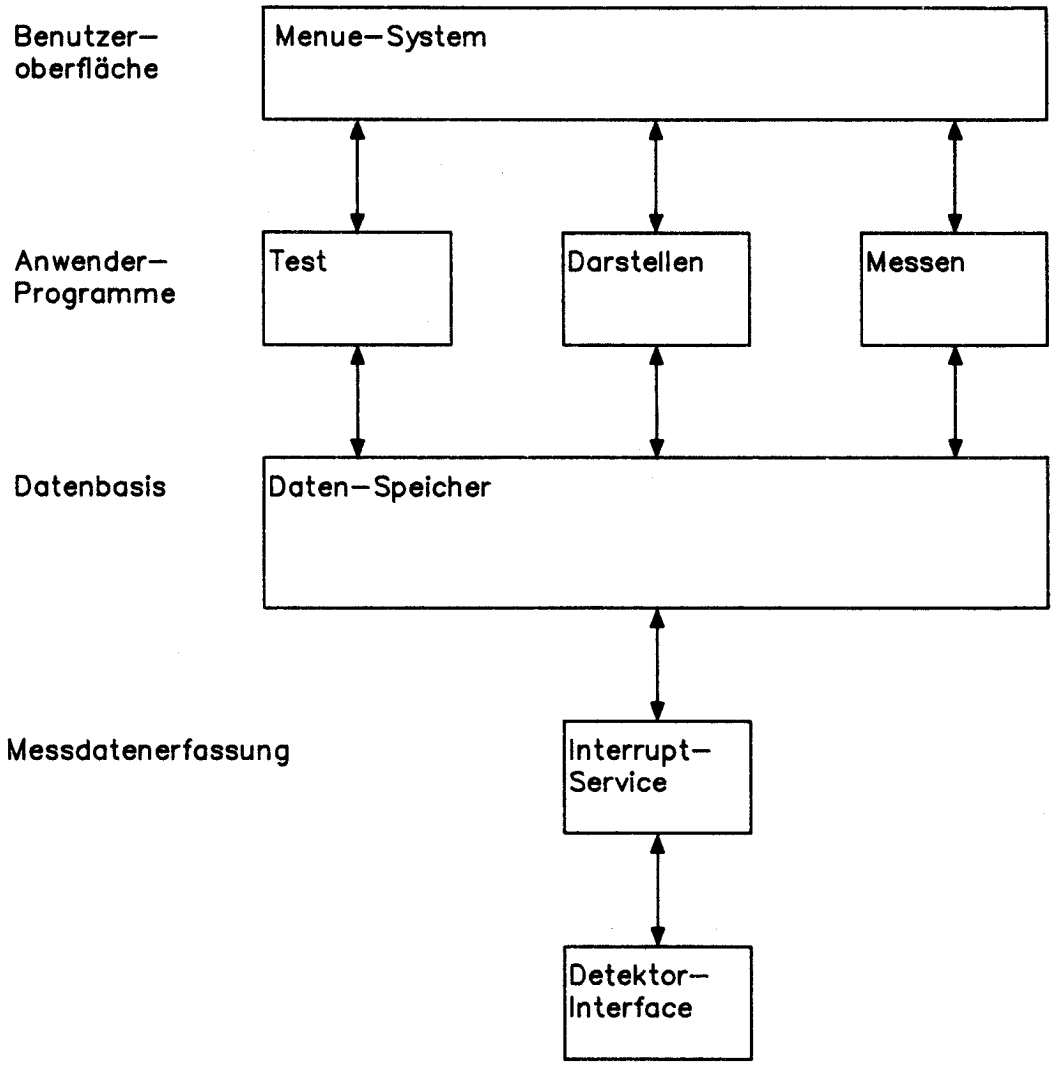


Fig. A3.1: Struktur des Meßprogramms

```
PROCEDURE ServiceInterrupt;

  CONST
    Xaddr : Integer = 0;
    Yaddr : Integer = 0;
    EOI = $20;

  BEGIN {ServiceInterrupt}

 { Registerinhalte retten }
    Inline(
      $50/          { PUSH   AX    }
      $53/          { PUSH   BX    }
      $51/          { PUSH   CX    }
      $52/          { PUSH   DX    }
      $56/          { PUSH   SI    }
      $57/          { PUSH   DI    }
      $1E/          { PUSH   DS    }
      $06           { PUSH   ES    });
    Inline( $2E/$8E/$1E/DataSegment );

 { ADC-Werte einlesen }
    Xaddr := NOT( PortW[ ADC_1 ] ) AND  ADCmask;
    Yaddr := NOT( PortW[ ADC_2 ] ) AND  ADCmask;
    Portw[ADC_Ack] := 0;

 { Speicheradresse berechnen und Inhalt inkrementieren }
    Xaddr :=  (Xaddr - OffsetX) AND SpecMask;
    Yaddr :=  (Yaddr - OffsetY) AND SpecMask;
    Spec[ Xaddr ]^[ Yaddr ]  :=  Succ( Spec[ Xaddr ]^[ Yaddr ] );

 { Interrupt-Controller zuruecksetzen }
    Port[IntController_2] := EOI; { Reset interrupt controller-2 }
    Port[IntController_1] := EOI; { Reset interrupt controller-1 }

 { Registerinhalte zurueckschreiben }
    Inline(
      $07/          { POP    ES    }
      $1F/          { POP    DS    }
      $5F/          { POP    DI    }
      $5E/          { POP    SI    }
      $5A/          { POP    DX    }
      $59/          { POP    CX    }
      $5B/          { POP    BX    }
      $58/          { POP    AX    }
      $8B/$E5/      { MOV    SP,BP }
      $5D/          { POP    BP    }
      $CF           { IRET         });
  End; {ServiceInterrupt}
```

Fig. A3.2: Interrupt-Service-Routine

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand im Zentrallabor für Elektronik (ZEL) der KFA Jülich.

Herrn Professor Dr. D. Meyer-Ebrecht, Lehrstuhl für Meßtechnik der RWTH Aachen, danke ich für die intensive Betreuung dieser Arbeit und für viele anregende und hilfreiche Diskussionen.

Herrn Professor Dr. B. Hill danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates.

Herrn Dr. R. Kurz, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und sie laufend betreute, und Herrn Dr. K. D. Müller sowie allen Mitarbeitern des ZEL, die mich mit ihrem Rat und ihrer Erfahrung unterstützten, gilt mein besonderer Dank.

Ganz besonders herzlich möchte ich mich bei Dr. habil. J. Schelten für seine Beratung bei der Durchführung der Simulations-Rechnungen sowie für die kritische Durchsicht des Manuskripts bedanken.

Herrn Dr. G. v. Aller, stellvertretend für die Medical Systems Division der Firma PHILIPS, bin ich für die großzügige Unterstützung, die diese Arbeit erst ermöglichte, zu besonderem Dank verpflichtet.