

FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

DIPLOMARBEIT  
IM STUDIENGANG PHYSIK

VORGELEGT VON  
ADAM NEPOMUK OTTE  
AUS LAHN-GIESSEN

2003



ENTWICKLUNG EINES  
POSITIONSEMPFINDLICHEN  
SZINTILLATIONSDETEKTORS ZUR DIAGNOSE  
VON RADIOAKTIVEN SCHWERIONENSTRAHLEN

DIE DIPLOMARBEIT WURDE VON ADAM NEPOMUK OTTE AUSGEFÜHRT AN DER  
GESELLSCHAFT FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG MBH  
UNTER DER BETREUUNG VON  
PROF. DR. HERBERT ORTH





### **Entwicklung eines positionsempfindlichen Szintillationsdetektors zur Diagnose von Schwerionenstrahlen:**

In einem Schwerionenexperiment wie ALADIN — bei dem die Zerfallsprodukte mit einem Magnetspektrometer identifiziert werden — ist es notwendig, den Wechselwirkungspunkt der Strahlteilchen im Target genau zu kennen. Im Experiment S254 der ALADIN-Kollaboration wird ein  $^{124}\text{La}$ -Strahl verwendet, der durch Fragmentation/Dissoziation erzeugt wird. Am Target erwartet man deshalb einen Strahlquerschnitt von  $(40 \times 40) \text{ mm}^2$ .

Ziel der Arbeit war es, für dieses Experiment einen Detektor zu entwickeln, bei dem die Strahlteilchen durch eine  $(50\text{--}100) \mu\text{m}$  dicke Szintillatorfolie fliegen. Aus der relativen Verteilung des sich in der Folie ausbreitenden Szintillationslichts soll dann der Ort des Teilchendurchgangs auf einen Millimeter genau rekonstruiert werden.

Für die Detektorentwicklung wurde ein numerisches Modell aufgestellt, das die Ortsabhängigkeit der Detektorsignale mit Raumwinkeleffekten und Lichtdämpfung in der Szintillatorfolie beschreibt. Mit dem Modell wurde unter anderem das Verhalten der Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Detektorgeometrie sowie systematische Effekte in der Ortsrekonstruktion untersucht.

Basierend auf den theoretischen Ergebnissen wurde ein Detektor mit einer  $50 \mu\text{m}$  dicken Szintillatorfolie gebaut und in einem  $600 \text{ AMeV}$  Gold-Strahl getestet. Die gemessene Ortsauflösung des Detektors betrug  $(1.5 \pm 0.5) \text{ mm}$ .

### **Development of a position sensitive scintillation detector for diagnostics of heavy ion beams:**

In a heavy ion experiment like ALADIN — where decay products are identified with a magnet spectrometer — it is necessary to have exact knowledge of the interaction point within the target. The experiment S254 of the ALADIN-Collaboration uses a  $^{124}\text{La}$ -beam which is produced by fragmentation/dissociation. The beam cross section on the target is expected to be  $(40 \times 40) \text{ mm}^2$ .

The objective of the thesis was to develop a detector for this experiment, in which beam particles pass through a scintillator sheet of  $(50\text{--}100) \mu\text{m}$  thickness. The position of the particle transit is to be reconstructed within one millimeter out of the relative distribution of scintillation light dispersing within the sheet.

A numerical model was created for detector development that describes the position dependence of the detector signals with steradian effects and light attenuation within the scintillator sheet. The model was used to explore inter alia the behavior of position resolution in dependence of detector geometry as well as systematic effects in position reconstruction.

On the basis of the theoretical results a detector with a scintillator sheet of  $50 \mu\text{m}$  thickness was built and tested in a  $600 \text{ AMeV}$  gold-beam. The measured position resolution adds up to  $(1.5 \pm 0.5) \text{ mm}$ .



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einführung</b>	<b>iii</b>
<b>1 Ortsrekonstruktion aus den Detektorsignalen</b>	<b>1</b>
<b>2 Numerisches Detektormodell</b>	<b>3</b>
2.1 Geometrische Parametrisierung des Detektors . . . . .	3
2.2 Beschreibung der Detektorsignale . . . . .	5
<b>3 Theoretische Untersuchungen am Modell</b>	<b>9</b>
3.1 Kriterium für eine eindeutige Ortsfunktion im Messbereich . . . . .	9
3.2 Betrachtungen zur Ortsauflösung . . . . .	10
3.2.1 Beschreibung der Ortsauflösung mit dem Modell . . . . .	11
3.2.2 Einfluss der Detektorabmessungen und der Lichtdämpfung auf die Ortsauflösung . . . . .	12
3.2.3 Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Lichtquellenposition . . . . .	15
3.3 Systematische Abweichungen . . . . .	15
<b>4 Detektorbau</b>	<b>19</b>
4.1 Beschreibung des gebauten Ortsdetektors . . . . .	19
4.2 Fertigung des Ortsdetektors . . . . .	20
4.3 Vetoähler . . . . .	21
<b>5 Messung und Auswertung</b>	<b>23</b>
5.1 Ortsauflösung gemessen mit 600 AMeV Goldionen . . . . .	23
5.2 Abschätzung der Szintillationsphotonen . . . . .	28
5.3 Ortsabhängigkeit gemessen mit einem 2 mm Szintillator und $^{60}\text{Co}$ -Quelle . . . . .	29
<b>6 Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>35</b>
<b>A Mathematica Notebooks</b>	<b>37</b>

<b>B Ortsdetektor</b>	<b>41</b>
B.1 Spannungsteiler . . . . .	41
B.2 Konstruktionszeichnung Plexiglasrahmen . . . . .	42
B.3 Datenblatt Photomultiplier 9111SB . . . . .	43
B.4 Datenblatt Szintillator BC-418 . . . . .	45

# Einführung

Das Experiment S254 untersucht Massen- und Isotopenspineffekte in der Multifragmentation [1]. Hierzu werden an der GSI<sup>1</sup> beschleunigte Atomkerne auf ruhende Targets geschossen, und in einem nachfolgenden Magnetspektrometer (ALADIN) die Zerfallsprodukte der angeregten Projektile identifiziert und charakterisiert [2]. Das Verhältnis von Ladung zu Masse eines Fragments wird aus einer Geschwindigkeitsbestimmung (ToF) und seiner Flugbahn im Magnetfeld (magnetische Steifigkeit) ermittelt. Um für das Experiment hinreichende Präzision zu erlangen, ist es notwendig, den Wechselwirkungspunkt der Strahlteilchen in der Targetebene genau zu kennen<sup>2</sup>.

Die Messungen erfolgen über einen großen Isospinbereich, so dass neben stabilen Kernen auch Isotope abseits der Stabilitätsgrenzen als Strahlteilchen verwendet werden müssen. Radioaktive Isotope werden im Fragmentseparator (FRS) der GSI durch Beschuss eines dicken Targets mit einem intensiven Strahl schwerster Ionen hergestellt [3]. Ein durch Fragmentation/Dissoziation erzeugter sekundärer Teilchenstrahl besitzt eine erheblich ausgedehntere transversale Impulsverteilung als ein primärer Strahl, was dazu führt, dass sich der Querschnitt des Strahls mehr als verfünffzigfach (s. Abb. 1). Mit anderen Worten, der Strahlfleck auf dem Target erlangt eine erhebliche Aufweitung, die durch die Ionenoptik nicht verbessert werden kann.

Bei einer gleichzeitig erwarteten geringen Teilchenrate von einigen Tausend Strahlteilchen pro Sekunde ist eine effiziente Strahlnutzung nur dann gegeben, wenn sich deren Position im Target über einen großen Bereich hinreichend genau ermitteln lässt.

Auf das Experiment S254 „Mass and Isospin Effects in Multifragmentation“ bezogen bedeutet dies, dass ein Strahlpositionsdetektor, im Folgenden als Ortsdetektor bezeichnet, über eine Fläche von  $(40 \times 40) \text{ mm}^2$  die Position der Strahlteilchen auf einen Millimeter genau vermessen muss. Damit der Untergrund durch Kernreaktionen im Ortszähler vertretbar bleibt, muss außerdem die Massenbelegung des Detektors klein gegen diejenige des Targets sein.

Mit einem orthogonalen Paar von Silizium-Streifenzählern ist es möglich, bei der avisierten Rate eine Ortsmessung mit dieser Genauigkeit zu erhalten. Deshalb wurde ein solcher Siliziumdetektor gekauft, der in den Strahlengang eingeschoben werden kann. Allerdings ist an dieser Lösung nachteilig, dass, auf Grund seiner Dicke von  $600 \mu\text{m}$ , die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Strahls mit dem Siliziumzähler in derselben Größenordnung liegt wie die mit dem Target. Dies würde eine Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Targets auf die Dynamik der Multifragmentation erheblich erschweren. Daher sollte im Rahmen dieser Arbeit auf der Basis eines  $(50\text{--}100) \mu\text{m}$  dicken Plastiksintillators ein Detektor entwickelt werden, der bei niedrigerer Massenbelegung gleiche ortsauflösende Eigenschaften wie der Si-Streifenzähler besitzt. In der Gruppe existiert bereits ein solcher funktionierender Zähler [4], der bei Verwendung stabiler Strahlen eingesetzt wird. Er lie-

---

<sup>1</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung

<sup>2</sup>Aus dem Wechselwirkungspunkt ergibt sich, zusammen mit der Trajektorie eines Fragments hinter dem Magnetfeld, die magnetische Steifigkeit des Fragments.

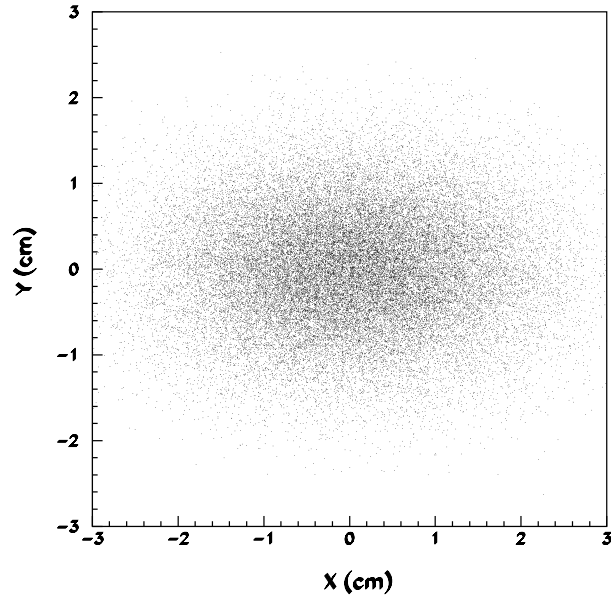


Abbildung 1: Strahlfleck am Target nach einer Simulation mit MOCADI für  $^{142}\text{Nd}(1000 \text{ AMeV}) + ^9\text{Be}(4009 \text{ mg/cm}^2) \Rightarrow ^{124}\text{La}(590 \text{ AMeV})$  von C. Sfienti.

fert eine eindeutige Ortsinformation mit einem Millimeter Auflösung für Strahlteilchen, die den Detektor innerhalb eines  $4 \text{ cm}^2$  großen quadratischen Bereichs passieren. Warum es außerhalb dieses Bereichs zu Doppeldeutigkeiten kommt, konnte noch nicht erklärt werden. Daher kann dieser Zähler nicht in der Sekundärstrahlzeit des Experiments S254 eingesetzt werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Im ersten wird das Funktionsprinzip des Detektors geschildert. Außerdem wird ein Modell entwickelt, das eine numerische Beschreibung ermöglicht, und es werden die Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen dargestellt. Im zweiten Teil werden der gebaute Detektor und die damit durchgeführten Experimente vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert.

## Kapitel 1

# Ortsrekonstruktion aus den Detektorsignalen

Der neue Ortsdetektor besteht aus einem Plexiglasrahmen, in dessen Mitte sich eine Folie aus Plastiksintillator befindet (s. Abb. 2.1). Mit vier symmetrisch angeordneten Photomultipliern kann der Zeitpunkt des Durchtritts ionisierender Teilchen durch das erzeugte Szintillationslicht [5] registriert werden. Aus der relativen Verteilung der Photonen in den vier Photoröhren soll anschließend die Ortsinformation gewonnen werden. Der Durchtrittspunkt eines Strahlteilchens ist somit gleichbedeutend mit einer Fluoreszenzlichtquelle, deren Licht zunächst isotrop abgestrahlt wird. Die Präsenz der Szintillatorfolie beschränkt die Lichtausbreitung zu einem großen Teil (77 Prozent) auf die Folienebene, da das Licht an den Grenzflächen zur Luft totalreflektiert wird. Die restlichen 23 Prozent entweichen nach außen. Am Rand der Szintillationsfolie koppelt es in das Plexiglas ein und ein Teil gelangt über einen Lichtleiter zu einem der vier Photomultiplier. Verglichen mit der Gesamtmenge des sich in der Folie ausbreitenden Lichts ist dieser Teil proportional zu einem effektiven Raumwinkel, unter dem der Lichtleitereingang von der Lichtquelle aus erscheint. Sei  $w$  der Abstand zwischen Lichtquelle und Lichtleiter, dann folgt für den Beobachtungsraumwinkel  $\Omega$  eine reziproke Abhängigkeit von diesem Abstand ( $\Omega \propto 1/w$ ).

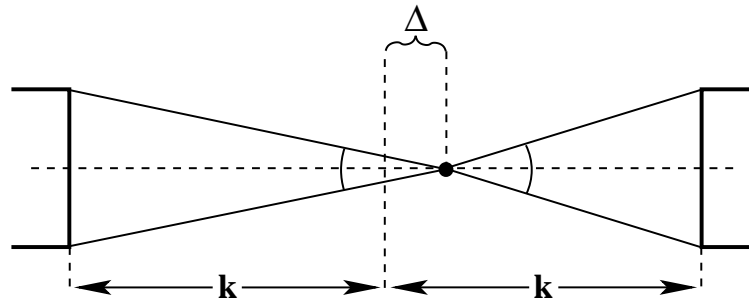


Abbildung 1.1: Skizze zur Herleitung der Ortsfunktion aus der Raumwinkelabhängigkeit der Detektorsignale.  $k$  ist der Abstand zwischen Folienmitte und Lichtleiter,  $\Delta$  der Abstand der Lichtquelle von der Folienmitte.

Zur Herleitung einer ortsabhängigen Signalfunktion befinde sich die Lichtquelle auf der Verbindungslinie zweier gegenüberliegender Röhren im Abstand  $\Delta$  von der Folienmitte (s. Abb. 1.1).

Weiter sei  $k$  die Distanz zwischen Lichtleitereingang und Folienmitte. Für die Lichtmenge  $S_R$ , die zu dem rechten Lichtleiter gelangt, gilt dann gemäß der Raumwinkelabhängigkeit

$$S_R \propto \frac{1}{k - \Delta}. \text{ Analog für die linke Seite schreibt sich } S_L \propto \frac{1}{k + \Delta}.$$

Bildet man die Differenz und teilt durch die Summe  $S_R + S_L$  beider Signale, so erhält man die normierte Ortsfunktion  $X(k)$

$$X(k) = \frac{S_R - S_L}{S_R + S_L} = \frac{\Delta}{k}. \quad (1.1)$$

Diese Größe ist unabhängig von der absoluten Lichtmenge und proportional zum Abstand der Lichtquelle von der Mitte.

Einen weiteren Beitrag zur Ortsabhängigkeit der Signale liefert die Lichtabschwächung im Szintillator. Sie folgt einem Exponentialgesetz  $\exp[-s/\lambda]$ , wobei  $s$  die zurückgelegte Wegstrecke des Lichts von der Quelle bis zum Rand des Szintillators ist.  $\lambda$  bezeichnet eine effektive Dämpfungslänge für Photonen, die im Szintillator transportiert werden.

Zur Herleitung der Abhängigkeit der Ortsfunktion von der Dämpfungslänge sei zunächst der Raumwinkeleffekt „abgeschaltet“. Betrachtet man wieder einen Punkt auf der Verbindungslinie zwischen rechtem und linkem Lichtleiter im Abstand  $\Delta$  von der Detektormitte und berechnet aus den Einzelsignalen die Ortsfunktion  $X(\lambda)$  analog wie oben (Gl. 1.1), dann folgt

$$X(\lambda) = \frac{S_R - S_L}{S_R + S_L} = \tanh\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right) \stackrel{\Delta \ll \lambda}{\approx} \frac{\Delta}{\lambda}. \quad (1.2)$$

Die Näherung ist gültig, wenn  $\Delta$  kleiner ist als die Dämpfungslänge. Bei typischen Dämpfungslängen von ein paar Zentimetern und dem erwarteten Strahlfleck von  $(40 \times 40) \text{ mm}^2$  ist dies der Fall.

Nimmt man den Raumwinkeleffekt wieder hinzu, dann erhält man für die Ortsfunktion  $X(k, \lambda)$  in linearer Näherung durch das Zusammenwirken beider Effekte in den Einzelsignalen

$$X(k, \lambda) = \frac{S_R - S_L}{S_R + S_L} \approx \Delta \left( \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{k} \right). \quad (1.3)$$

Eine Verkleinerung der Dämpfungslänge vergrößert demnach die Steigung der Ortsfunktion. Die Dämpfung, also der Verlust von Photonen im Szintillator, führt andererseits zu einer Abschwächung der Multipliersignale, d. h., bei den experimentellen Messungen kommt es zu einem Anwachsen der statistischen Fluktuationen aller Signale (s. Abschnitt 3.2). Dadurch nimmt die Messgenauigkeit der Ortsfunktion ab. Sowohl die Messgenauigkeit als auch die Steigung der Ortsfunktion gehen in die Ortsauflösung ein. Eine eingehende Untersuchung (s. Abschnitt 3.2.2) wird ergeben, dass bei einer bestimmten Dämpfung die Ortsauflösung ein Optimum annimmt. Neben der Dämpfung müssen auch die äußeren Abmessungen des Plexiglasrahmens aufeinander abgestimmt werden. Einmal um eine eindeutige Ortsrekonstruktion der Strahlteilchen im Messbereich zuzulassen und zum anderen um die Ortsauflösung zu optimieren.

Es gibt auch einige systematische Effekte, die bei hinreichend guter Ortsauflösung wichtig werden. Der Folgende wird in Abschnitt 3.3 näher erläutert werden. Verschiebt man eine Lichtquelle senkrecht zur Verbindungslinie zweier gegenüberliegender Röhren, so ändern sich die Signale in den beiden Photomultipliern im Allgemeinen unterschiedlich schnell. Die Ortsfunktion, die aus den beiden Röhren gewonnen wird, sollte in diesem Fall aber konstant bleiben. Diese systematischen Abweichungen in der Positionsrekonstruktion müssen entweder kleiner als die intrinsische Ortsauflösung sein, oder nachträglich korrigiert werden können.



## Kapitel 2

# Numerisches Detektormodell

Die Entwicklung eines numerischen Modells war notwendig, um vor dem Bau des Detektors eine quantitative Aussage über die Realisierbarkeit der geforderten Ortsauflösung treffen zu können. Auch konnten dadurch andere wichtige Eigenschaften, wie zum Beispiel die bereits angesprochenen systematischen Abweichungen in der Ortsrekonstruktion, besser nachvollzogen werden. Umgekehrt hat es sich in der Auswertung als nützlich erwiesen, mit dem Modell ein Werkzeug in der Hand zu haben, an dem der Detektor getestet und verstanden werden konnte.

Das Modell berechnet den Bruchteil des Lichts, das jeden Photomultiplier in Abhängigkeit vom Ort des Teilchendurchganges ausreicht. Dabei gehen die geometrischen Abmessungen des Detektors, die Position der Lichtquelle und die Lichtdämpfung innerhalb des Szintillators in die Rechnung mit ein.

Auf eine detaillierte Modellierung jedes Lichtleiters und jeder Röhre wird im Modell verzichtet. Dies ist gerechtfertigt, da alle Lichtleiter gleich aufgebaut sind und die Röhren sich weitestgehend identisch verhalten, nachdem sie auf die gleiche Signalamplitude abgestimmt worden sind. Der Einfluss der Signalamplitude auf die Verstärkung eines Photomultipliers spielt nur eine untergeordnete Rolle, weil letztere — bei richtiger Dimensionierung des Spannungsteilers — weniger als ein Prozent über dem geforderten dynamischen Bereich [8] schwankt. Die Unebenheiten in der Dicke des Szintillators werden im Modell ebenfalls vernachlässigt, da diese nur auf die absolute Gesamtlichtmenge — nicht aber auf die Ortsfunktion — einen Einfluss haben.

Die numerische Analyse des Detektors erfolgte mit dem Software-Paket Mathematica. In Anhang A sind die Notebooks abgedruckt, mit denen das Modell implementiert wurde.

## 2.1 Geometrische Parametrisierung des Detektors

Abbildung 2.1 zeigt eine Skizze des Detektors, der aus einem Plexiglasrahmen besteht, in dessen Mitte eine Aussparung für eine runde bzw. quadratische Szintillatorfolie vorgesehen ist (hellgrau hervorgehoben). An den Seitenkanten schließen sich Lichtleiter an, über die die Photomultiplier optisch mit dem Rahmen verbunden sind. In die Skizze eingezeichnet ist ein Koordinatensystem, dessen  $x$ -Achse die linke mit der rechten Seite verbindet und die  $y$ -Achse die obere mit der unteren.

Der Bereich um den Ursprung des Koordinatensystems, in dem eine eindeutige Rekonstruktion der Position der durchfliegenden Strahlteilchen gefordert wird (Messbereich), ist dunkel hervorgehoben.

Der Abstand auf den Koordinatenachsen zwischen dem Ursprung und dem Rand des Messbereichs

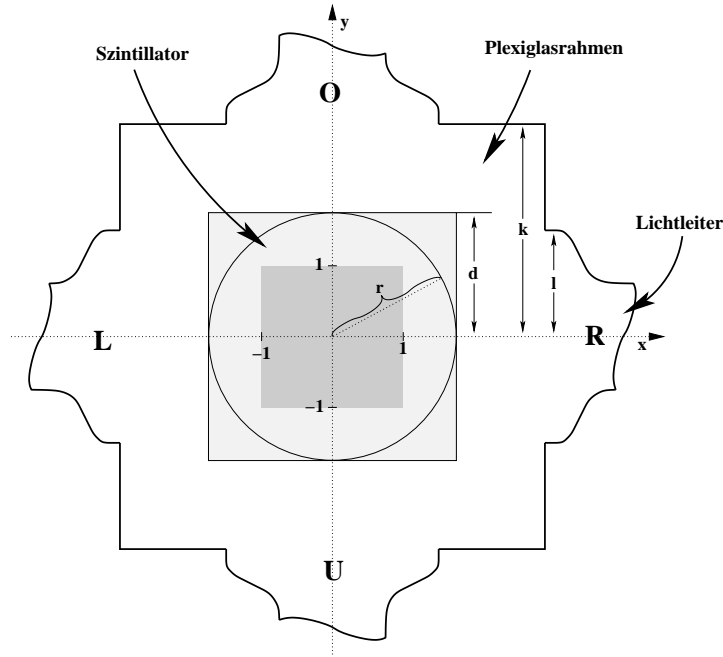


Abbildung 2.1: Skizze des Detektors mit angedeuteter quadratischer bzw. runder Folie (hellgrau); dunkler hervorgehoben ist der Messbereich.

definiert eine Längeneinheit (1 LE) des Koordinatensystems. Die vier Detektorsignale werden mit Oben, Unten, Links und Rechts bezeichnet, wobei die Blickrichtung auf den Detektor immer in Strahlrichtung ist.

Für die numerische Analyse benötigt man den Abstand von der Mitte des Detektors bis zum Lichtleiter  $k$ , die Breite der Lichtleitereingänge  $l$  und schließlich die Form (Kreis, Quadrat) und Größe der Folie. Da in den Rechnungen nur die halben Längen eingehen, ist es sinnvoll, die Geometrie des Detektors auch dementsprechend zu beschreiben. In Tabelle 2.1 finden sich alle Parameter, die im Modell und in dieser Arbeit Verwendung finden.

$d$	halbe Quadratseite der Folie (Quadrat)
$r$	Folienradius (Kreis)
$k$	halbe äußere Kante des Plexiglasrahmens
$l$	halbe Breite eines Lichtleitereinganges
$\lambda$	Lichtdämpfungslänge im Szintillator
$n_{\text{Sz}}$	Brechungsindex des Szintillators
$n_{\text{P}}$	Brechungsindex des verwendeten Plexiglases

Tabelle 2.1: Parameter zur Modell-Beschreibung

## 2.2 Beschreibung der Detektorsignale

Das beim Szintillationsvorgang in der Folie erzeugte Licht besitzt keine bevorzugte Emissionsrichtung, d. h. in jeden Raumwinkel wird im Mittel die gleiche Anzahl Photonen emittiert. Davon verbleiben nur solche Lichtquanten in der Szintillatorfolie, die an den ebenen Begrenzungsflächen total reflektiert werden. Der minimale Totalreflexionswinkel  $\theta_{\text{tot}}$  ergibt sich aus dem Brechungsindex  $n_{\text{Sz}}$  des Szintillators

$$\theta_{\text{tot}} = \arcsin \frac{1}{n_{\text{Sz}}} .$$

Der Anteil  $B_0$ , der in der Folie verbleibenden Photonen, folgt aus der Integration des Raumwinkels in den diese Lichtquanten emittiert werden.

$$\begin{aligned} B_0 &= \frac{1}{2} \int_{\theta_{\text{tot}}}^{\pi - \theta_{\text{tot}}} \sin \theta \, d\theta \\ &= \frac{1}{n_{\text{Sz}}} \sqrt{n_{\text{Sz}}^2 - 1} . \end{aligned} \tag{2.1}$$

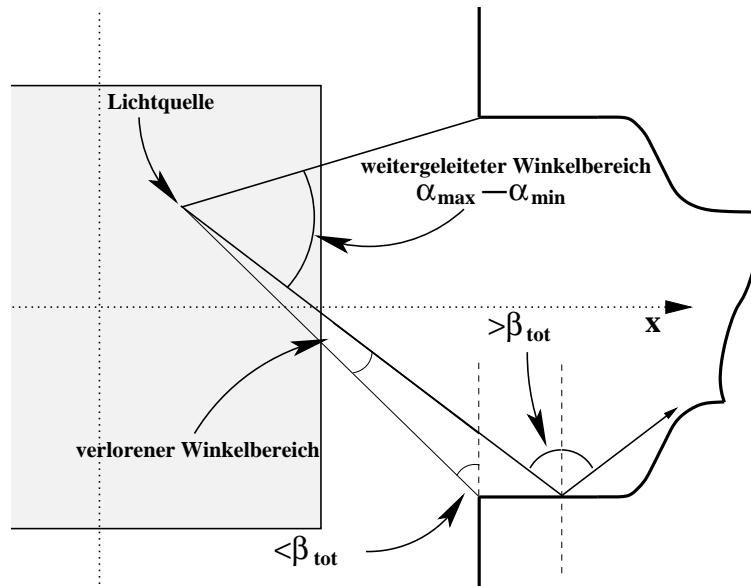


Abbildung 2.2: Verkleinerung des maximal nutzbaren Winkelbereichs durch teilweise fehlende Totalreflektion an den Kanten des Lichtleiters.

Photonen, die innerhalb der Folie auf einen Lichtleiter zulaufen, gelangen nur dann zur Photoröhre, wenn sie auch noch im Lichtleiter weitertransportiert werden. Totalreflektion an den parallelen Kanten des Lichtleiters ist dafür eine notwendige Voraussetzung (s. Abb. 2.2). Unter dieser Bedingung erreichen nur Photonen aus einem bestimmten Winkelbereich  $\alpha_{\text{max}} - \alpha_{\text{min}}$  die Photokathode. Im günstigsten Fall ist dies der Öffnungswinkel, unter dem der Lichtleitereingang von der Lichtquelle aus erscheint.

Es muss ebenfalls berücksichtigt werden, dass ein Teil des Lichts, obwohl es die Bedingung der Totalreflektion erfüllt, auf dem Weg zur Röhre verloren gehen kann. Zum einen sind Szintillator

und Plexiglas nicht vollständig transparent, zum anderen sind die reflektierenden Oberflächen weder vollständig glatt noch extrem sauber, was beides eine Totalreflektion verhindern kann.

Die in Kapitel 1 bereits eingeführte effektive Dämpfungslänge  $\lambda$  hat demnach zwei verschiedene Ursachen. Für ein kleines Stück Wegstrecke  $ds$  ist die Wahrscheinlichkeit  $p(ds)$ , dass ein Photon weder absorbiert noch aus der Folie hinausgestreut wurde, gleich

$$p(ds) = 1 - ds \left( \frac{1}{L} + \frac{a}{t} \right).$$

Die Lichtabsorption im Material wird mit einer Massendämpfungslänge  $L$  beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon aus dem Material hinausgebrochen wird, ist direkt proportional zur Zahl der Reflektionen, folglich invers proportional zur Dicke  $t$  des Materials. Dabei ist  $a$  eine weitere Materialkonstante, welche die Beschaffenheit der Oberfläche quantifiziert. Für eine endliche Wegstrecke  $s$  muss dieser Ausdruck mit  $s/ds$  potenziert werden. Im Limes  $ds \rightarrow 0$  gilt

$$\begin{aligned} \lim_{ds \rightarrow 0} \left[ 1 - ds \left( \frac{1}{L} + \frac{a}{t} \right) \right]^{\frac{s}{ds}} &= \exp \left[ -s \left( \frac{1}{L} + \frac{a}{t} \right) \right] \\ &= \exp \left[ -\frac{s}{\lambda} \right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

mit

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{L} + \frac{a}{t}. \quad (2.3)$$

Der Hersteller des Szintillators gibt für  $a$  den Wert 0.0011 an. Die Massendämpfungslänge liegt üblicherweise bei 100 cm. Für eine 50  $\mu\text{m}$  dicke Folie ist damit  $\lambda = 4.3$  cm. Sowohl der Lichtleiter als auch das Plexiglas um den Szintillator sind 5 mm dick, somit ist  $\lambda$  dort 40 cm. Die Dämpfung im Plexiglas kann vernachlässigt werden. Dagegen spielt sie in der Szintillatorfolie eine wichtige Rolle, weil die Abmessungen der Folie von derselben Größenordnung sind wie die Dämpfungslänge.

Zusammenfassend ergibt sich der in einen Photomultiplier gelangende Lichtanteil  $B$ , aus dem in der Folie verbleibenden Lichtanteil  $B_0$ , dem vom Lichtleiter abgedeckten Winkelbereich  $\alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ , und der Lichtdämpfung im Szintillator

$$B = B_0 \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} e^{-\frac{s(\alpha)}{\lambda}} d\alpha. \quad (2.4)$$

In den folgenden Abschnitten wird nun die Wegstrecke  $s$  eines Photons vom Emissionspunkt bis an den Rand einer quadratischen bzw. runden Szintillatorfolie berechnet.

### Lichtweg im quadratischen Szintillator

Zur Berechnung der Wegstrecke  $s$  eines Photons in einer quadratischen Folie soll dieses, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, unter einem Winkel  $\alpha$  zur (positiven) x-Achse emittiert werden. Aus dem Abstand  $d-x$  vom Emissionspunkt  $\{x; y\}$  zur rechten Folienkante ergibt sich die zurückgelegte Strecke  $s(\alpha)$  des Photons in der Folie zu

$$s = \frac{d-x}{\cos \alpha}. \quad (2.5)$$

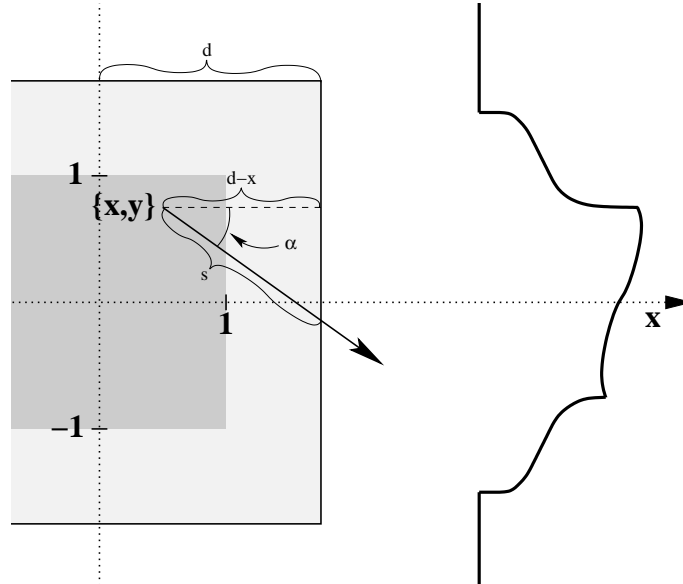


Abbildung 2.3: Lichtweg eines Photons in einer quadratischen Folie. Der Messbereich ist dunkel hervorgehoben.

Verfolgt man den gleichen Gedankengang für ein Photon, das auf die linke Seite emittiert wird, ergibt sich

$$s = \frac{d + x}{\cos \alpha}. \tag{2.6}$$

Eingesetzt in das Integral 2.4, folgt der Bruchteil des vom rechten bzw. linken Photomultiplier empfangenen Lichts. Die Lichtmengen in der oberen bzw. unteren Röhre ergeben sich, indem man in den letzten beiden Gleichungen die x-Koordinate durch die y-Koordinate ersetzt.

### Lichtweg im runden Szintillator

Analog zur Betrachtung im letzten Abschnitt entsteht ein Photon im Punkt  $\{x; y\}$  und läuft zur rechten Seite. Am Punkt  $\{x'; y'\}$  geht es in das Plexiglas über und erreicht bei  $\{k; p\}$  den Lichtleiter (s. Abb. 2.4). Diese drei Punkte erfüllen eine Geradengleichung der Form

$$c \begin{pmatrix} k - x \\ p - y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}.$$

Nutzt man weiter die Nebenbedingung, dass der Durchstoßpunkt  $\{x'; y'\}$  auf einem Kreis mit dem Radius  $r$  liegt,

$$r^2 = x'^2 + y'^2,$$

so findet man für den Parameter  $c$

$$c(p) = \frac{x(x - k) + y(y - p) + \sqrt{[x^2 - kx + y(y - p)]^2 - [(k - x)^2 + (p - y)^2] (x^2 - r^2 + y^2)}}{(k - x)^2 + (p - y)^2}. \tag{2.7}$$

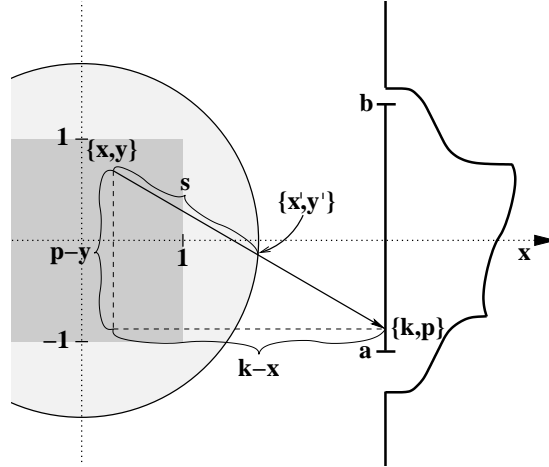


Abbildung 2.4: Lichtweg eines Photons in einer runden Folie. Der Messbereich ist dunkel hervorgehoben.

Die Wegstrecke  $s$  gewinnt man schließlich über den Betrag des Verbindungsvektors.

$$s(p) = c(p) \sqrt{(k-x)^2 + (p-y)^2}. \quad (2.8)$$

Führt man den gleichen Gedankengang für die linke Seite durch (negative  $x$ -Achse), so ergeben sich

$$c(p) = \frac{x(x+k) + y(y-p) + \sqrt{[x^2 + kx + y(y-p)]^2 - [(k+x)^2 + (p-y)^2](x^2 - r^2 + y^2)}}{(k+x)^2 + (p-y)^2} \quad (2.9)$$

und

$$s(p) = c(p) \sqrt{(k+x)^2 + (p-y)^2}. \quad (2.10)$$

Um die Integration nach Gleichung 2.4 auszuführen, muss  $p$  durch einen Ausdruck ersetzt werden, der nur vom Winkel  $\alpha$  abhängt. Alternativ kann auch — wie im Modell umgesetzt — über den Abschnitt von  $a$  nach  $b$  des Lichtleitereingangs integriert werden, der die Bedingung für Totalreflektion erfüllt (s. Abb. 2.4). Normiert auf den Integrationsbereich, erhält man die mittlere Dämpfung, die, mit dem Raumwinkelbruchteil  $\alpha_{\max} - \alpha_{\min}$  multipliziert, zum selben Ergebnis führt wie die direkte Integration über  $\alpha$ . Durch eine Rotation um  $+90^\circ$ , was in den Gleichungen 2.7–2.10 dem Ersetzen von  $x \rightarrow y$  und  $y \rightarrow -x$  gleichkommt, werden die Signalgrößen in den auf der  $y$ -Achse liegenden Röhren gewonnen.

## Kapitel 3

# Theoretische Untersuchungen am Modell

### 3.1 Kriterium für eine eindeutige Ortsfunktion im Messbereich

Aus den Detektorsignalen soll unzweideutig auf die Position der Strahlteilchen senkrecht zur Strahlachse zurückgeschlossen werden können. Die Ortsfunktion muss folglich im Messbereich eine eindeutige Abbildung auf eine Ebene zulassen. Die Positionsempfindlichkeit des Detektors basiert darauf, dass das Signal in einer Röhre umso größer wird, je mehr sich eine Lichtquelle ihr nähert. Wenn das nicht mehr der Fall ist, kommt es zu Doppeldeutigkeiten in der Rekonstruktion des Ortes. Um das zu veranschaulichen, sei wie in Kapitel 1 eine Lichtquelle beweglich auf die Verbindungslinie zwischen zwei gegenüberliegenden Lichtleitereingängen gesetzt. Bewegt sie sich aus der Detektormitte nach rechts, dann nimmt das Signal im rechten Photomultiplier auf Grund des anwachsenden Raumwinkels und der abnehmenden Dämpfung stetig zu. Im linken Multiplier nimmt es entsprechend ab.

Das Verhalten des rechten Signals ändert sich erst, wenn nicht mehr das gesamte in den Lichtleiter einfallende Licht bis zu dessen Ausgang gelangt. Das Anwachsen des Signals kommt zum Stillstand, sobald an den beiden Außenkanten des Lichtleiters ein Teil des Lichts wegen fehlender Totalreflektion herausgebrochen wird. Der weitergeleitete Raumwinkelanteil wird dann nicht mehr von der Entfernung der Lichtquelle vom Lichtleiter und der Breite des Lichtleitereingangs, sondern nur noch vom Brechungsindex des Lichtleitermaterials bestimmt. Das Signal bleibt praktisch konstant. Eine eindeutige Rekonstruktion der Quellenposition ist dennoch möglich, weil das Signal auf der gegenüberliegenden Seite weiterhin stetig abnimmt.

Was passiert nun, wenn sich die Lichtquelle in diesem Gebiet senkrecht nach oben bewegt? Die Bereiche auf den beiden Außenkanten des Lichtleiters, in denen dort auftreffendes Licht reflektiert wird, liegen nicht mehr symmetrisch zueinander. Der Bereich auf der unteren Außenkante wandert nach rechts, weiter in den Lichtleiter hinein (s. Abb. 2.2). Der Bereich auf der oberen Kante vergrößert sich nach links bis zum Eingang des Lichtleiters. Sobald der Lichtleitereingang erreicht ist, wird der weitergeleitete Raumwinkel an der oberen Kante nicht mehr vom Brechungsindex, sondern vom Lichtleitereingang beschränkt, d. h. das Licht wird weiter beschnitten. Die Folge ist, dass sich die rekonstruierte Quellenposition nach links verschiebt, anstatt konstant zu bleiben.

Als Fazit stellen wir fest, dass eine eindeutige Ortsrekonstruktion im Messbereich dann gewährleistet ist, wenn die Begrenzung aller signalbestimmender Raumwinkel durch die Lichtleitereingänge erfolgt.

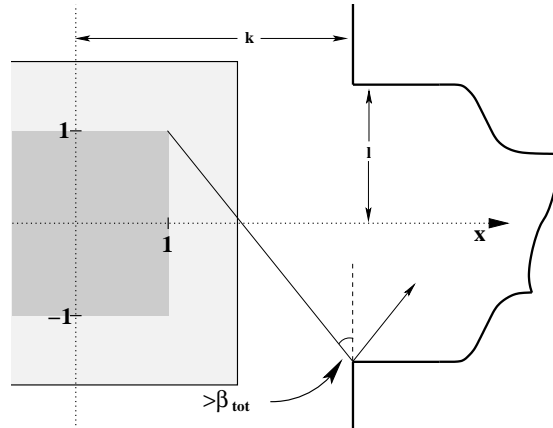


Abbildung 3.1: Skizze zur Veranschaulichung des steilsten Einfallswinkels auf die Unterkante des rechten Lichtleiters.

Die Kantenlänge  $k$  des Plexiglasrahmens und die Breite  $l$  des Lichtleitereinganges müssen sich nach dieser Anforderung richten. Um eine Bedingung für beide Größen zu finden, reicht es aus, die rechte Seite des Detektors zu betrachten. Innerhalb des Messbereichs wird das Licht mit dem steilsten Einfallswinkel auf die untere Außenkante des rechten Lichtleiters vom Punkt  $\{1 \text{ LE}, 1 \text{ LE}\}$  emittiert (s. Abb. 3.1).

Dieses Licht wird im Lichtleiter reflektiert, wenn der Einfallswinkel größer als der Totalreflexionswinkel  $\beta_{\text{tot}}$  ist. Es gilt

$$\frac{k - 1 \text{ LE}}{l + 1 \text{ LE}} \geq \tan \beta_{\text{tot}} = \frac{1}{\sqrt{n_{\text{P}}^2 - 1}} \quad (n_{\text{P}} = \text{Brechungsindex des Plexiglases}). \quad (3.1)$$

Wenn diese Ungleichung bei gegebenem  $l$  und  $k$  erfüllt ist, dann ist die Ortsfunktion im Messbereich eine eindeutige Abbildung. Mit anderen Worten, das ist die entscheidende Bedingung, die beim Bau des Detektors eingehalten werden muss.

## 3.2 Betrachtungen zur Ortsauflösung

Auch bei gleichbleibender Lichtquelle schwankt das Ausgangssignal des Photomultipliers um einen Mittelwert. Die Fluktuationen liegen in der statistischen Natur der Prozesse begründet, die das Signal von seiner Erzeugung durch den Szintillationsvorgang bis zur Digitalisierung durchlaufen muss. Die Größe der Schwankungen wird durch die Zahl der unabhängigen Entitäten  $N$  bestimmt, aus denen das Signal nach Durchlaufen eines Prozesses zusammengesetzt ist. Die relative Breite  $\Delta N/N$  ist gemäß Poisson-Statistik durch die inverse Quadratwurzel aus  $N$  gegeben

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$



Die Intensität des Lichtpuls nimmt — auf Grund der Lichtdämpfung — von der Erzeugung in der Folie bis zur Photokathode des Photomultipliers ständig ab. Hinzu kommt, dass in der Photokathode nur für ungefähr jedes vierte Lichtquant ein Elektron durch Photoeffekt erzeugt wird. Die Wahrscheinlichkeit, dass dieser Prozess stattfindet, bezeichnet man als Quanteneffizienz  $QE$ . Die Photoelektronen werden nachfolgend in einem elektrischen Feld beschleunigt und treffen auf die erste Photomultiplierdynode, aus der im Schnitt jedes Photoelektron zwei bis drei weitere Elektronen herausschlägt. Über zusätzliche Dynoden vervielfachen sich die Elektronen weiter, so dass an der Anode des Photomultipliers ein messbares Signal (Verstärkung  $\sim 10^6$ ) zur Verfügung steht [7].

Die Schwankungsbreiten der Einzelprozesse addieren sich gaußisch, weil sie unabhängig voneinander ablaufen. Die Breite des Ausgangssignals wird von dem Prozess dominiert, bei dem das Signal am kleinsten ist, in diesem Fall der Photoeffekt bzw. die daraus resultierende Zahl von Photoelektronen pro Lichtpuls. Die anderen Beiträge zur Schwankungsbreite, z. B. durch Lichtdämpfung oder Elektronenvervielfachung, können vernachlässigt werden.

### 3.2.1 Beschreibung der Ortsauflösung mit dem Modell

Zur Herleitung der Ortsauflösung sei  $N$  die Zahl der Szintillationsphotonen, die nach ihrer Erzeugung in der Folie verbleiben. Von diesen erreicht der Bruchteil  $\frac{1}{2\pi}D$  eine bestimmte Röhre, in deren Photokathode ein Photon mit der Wahrscheinlichkeit  $QE$  absorbiert und ein Photoelektron emittiert wird. Die Elektronen vervielfachen sich über die nachfolgenden Dynoden um einen Faktor  $G$  auf  $N$

$$N = G \cdot \underbrace{N \cdot QE \cdot \frac{1}{2\pi}}_c \underbrace{\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} e^{-\frac{s(\alpha)}{\lambda}} d\alpha}_D . \quad (3.2)$$

Die Schwankungen  $\Delta N$  um den Mittelwert  $N$  betragen

$$\Delta N = G \cdot \sqrt{c \cdot D} ,$$

wobei  $c \cdot D$  gerade die Zahl der primären Photoelektronen ist. Aus dem Signal zweier gegenüberliegender Röhren<sup>1</sup> erhält man die Ortsfunktion  $X$  (s. Gl. 1.1) durch

$$X = \frac{N^R - N^L}{N^R + N^L} .$$

Die Ortsauflösung  $\Delta X$  läßt sich aus dieser Gleichung durch folgende Fehlerrechnung bestimmen

$$\begin{aligned} \Delta X &= \sqrt{\left(\frac{dX}{dN^R} \cdot \Delta N^R\right)^2 + \left(\frac{dX}{dN^L} \cdot \Delta N^L\right)^2} \\ &= \frac{2}{(N^R + N^L)^2} \sqrt{(N^L \cdot \Delta N^R)^2 + (N^R \cdot \Delta N^L)^2} \\ &= \frac{2}{\sqrt{c}} \frac{\sqrt{D_L^2 D_R + D_R^2 D_L}}{(D_R + D_L)^2} \\ &= \frac{2}{\sqrt{N \cdot QE \cdot \frac{1}{2\pi}}} \frac{\sqrt{D_L^2 D_R + D_R^2 D_L}}{(D_R + D_L)^2} . \end{aligned} \quad (3.3)$$

<sup>1</sup>hier mit Links und Rechts bezeichnet

Für die Kalibrierung der Ortsauflösung wird genutzt, dass die Position der Lichtquelle im Modell bekannt ist, und ein linearer Zusammenhang zwischen der Ortsfunktion  $X$  und der Lichtquellenposition besteht. Die Kalibrierung erfolgt, indem  $\Delta X$  durch  $X$  dividiert und mit der absoluten Position der Lichtquelle multipliziert wird.

In die kalibrierte Ortsauflösung geht neben den statistischen Schwankungen — auf Grund des Poisson-Rauschens der Photonen — somit auch die Ortsfunktion  $X$  ein. Die Geometrie des Detektors bestimmt den Raumwinkelanteil  $\alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ , der sowohl in die Ortsfunktion  $X$  als auch in die Schwankung  $\Delta X$  eingeht. Eine Verbesserung der einen Größe durch eine Veränderung der Detektorabmessungen hat eine Verschlechterung der anderen zur Folge. Da als Maß für die Optimierung der Detektorgeometrie die Ortsauflösung herangezogen wird, bedeutet das, dass eine Geometrie gefunden werden muss, bei der die Ortsauflösung maximal ist.

### Zahl der Szintillationsphotonen

Um eine Analyse der Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Detektorgeometrie durchzuführen, muss noch eine Abschätzung der beim Durchgang eines Strahlteilchens in der Szintillatorfolie erzeugten Photonen vorgenommen werden. Nach [9] beschreibt die Bethe-Bloch-Gleichung die Energiedeposition geladener Teilchen in Materie. Es sei  $dE/dx$  der Energieverlust pro Weglänge eines minimal ionisierenden Teilchens mit Ladungszahl  $Z = 1$  im Szintillator. Der Energieverlust  $\Delta E$  eines Teilchens mit Ladungszahl  $Z$  auf einer Weglänge  $\Delta l$  folgt dann aus der Gleichung mit

$$\Delta E = Z^2 \cdot \frac{dE}{dx} \cdot \Delta l .$$

Für Plastiksintillator gilt als gute Faustregel ein  $dE/dx$  von 2 MeV/cm. Der Detektor wird für die  $_{57}\text{La}$ -Strahlzeit des Experiments S254 [1] entwickelt. Für den Energieverlust eines Lanthanions in einem  $\Delta l = 50 \mu\text{m}$  dicken Szintillator ergibt sich

$$\Delta E = 57^2 \cdot 2 \text{ MeV/cm} \cdot 50 \mu\text{m} = 32 \text{ MeV} .$$

Pro 100 eV im Szintillator deponierter Energie wird typisch ein Photon emittiert [9], so dass pro Lanthanion  $3.2 \cdot 10^5$  Photonen erzeugt werden. Die einfache Rechnung überschätzt jedoch die effektive Photonenausbeute, da bei hochionisierenden Teilchen die Umsetzung der Energiedeposition in Lichtquanten in eine lokale Sättigung gerät. Dieser als Photonenquenching bezeichnete Effekt reduziert die tatsächlich gemessene Lichtmenge in Abhängigkeit von der Kernladung des Projektils. Eine genaue Angabe des Quenchingfaktors ist nicht möglich, da für Schwerionen bei den verwendeten Strahlenergien keine Daten gefunden wurden. Für Lanthanionen wird ein Quenchingfaktor von drei angenommen.

Nach Gleichung 2.1 verbleiben 77 Prozent der Photonen im Szintillator, der einen Brechungsindex von  $n = 1.58$  aufweist (s. Datenblatt B.4). Somit beträgt die in den Simulationen eingehende Photonenzahl  $N = 8 \cdot 10^4$ .

### 3.2.2 Einfluss der Detektorabmessungen und der Lichtdämpfung auf die Ortsauflösung

Es wird jetzt das Verhalten der Ortsauflösung bei Änderung der Detektorparameter betrachtet. Die Außenkante  $k$  des Plexiglasrahmens (s. Abb. 2.1) wird als unabhängige Variable vorgegeben, und der Lichtleitereingang hat die größtmögliche Breite  $l$ , für die die Ungleichung 3.1 bei gegebenem  $k$  noch erfüllt ist. Dadurch ist maximale Lichtausbeute bei gleichzeitiger Eindeutigkeit

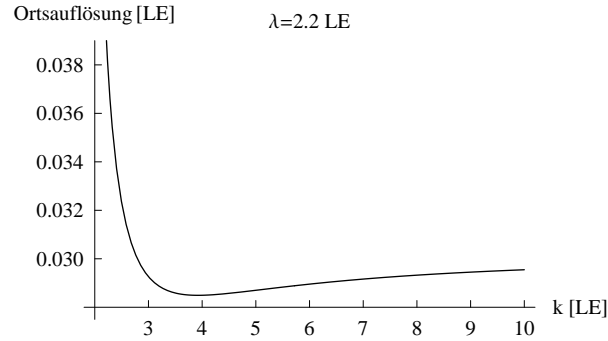


Abbildung 3.2: Ortsauflösung für einen Szintillator mit Dämpfungslänge  $\lambda = 2.2 \text{ LE}$  in Abhängigkeit von der äußeren Abmessung des Plexiglasrahmens.

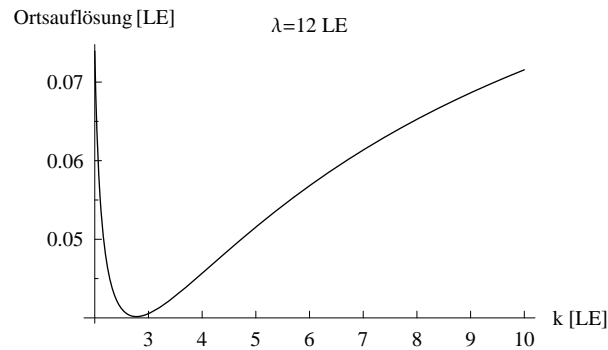


Abbildung 3.3: Ortsauflösung für einen Szintillator mit Dämpfungslänge  $\lambda = 12 \text{ LE}$  in Abhängigkeit von der äußeren Abmessung des Plexiglasrahmens.

im Messbereich gewährleistet. In den Abbildungen 3.2 und 3.3 ist das Ergebnis der Rechnung für einen quadratischen Szintillator mit einer Folienbreite  $d = 1.8 \text{ LE}$  — dies entspricht den Abmessungen der Folie im gebauten Detektor — dargestellt. Die Lichtdämpfungslänge  $\lambda$  beträgt im ersten Schaubild  $2.2 \text{ LE}$  — der vorausgesagte Wert für eine  $50 \mu\text{m}$  Folie (s. Gl. 2.3) — und im zweiten  $12 \text{ LE}$  — der experimentell abgeschätzte Wert (s. Abschnitt 5.1). In beiden Rechnungen befindet sich die Lichtquelle in der Detektormitte. Eine Längeneinheit ( $1 \text{ LE}$ ) entspricht, wie bereits definiert, dem Abstand zwischen Folienmitte und Rand des Messbereichs.

In beiden Schaubildern nimmt die Ortsauflösung für genau einen Wert von  $k$  einen bestmöglichen Wert an. Im Falle der größeren Dämpfungslänge fällt das Optimum ausgeprägter aus. Für eine Dämpfungslänge von  $\lambda = 2.2 \text{ LE}$  liegt der Bestwert bei  $k = 4$  und für  $\lambda = 12 \text{ LE}$  bei  $k = 2.5$ . Qualitativ lässt sich dieses Verhalten folgendermaßen erklären. Aus Ungleichung 3.1 folgt für das Verhältnis  $l/k$

$$\frac{l}{k} = \frac{1}{\tan \alpha_{\min}} - \frac{1 \text{ LE}}{k} \left( \frac{1}{\tan \alpha_{\min}} + 1 \right).$$

Es nähert sich im Limes  $k \rightarrow \infty$  asymptotisch einem Maximum. Dies hat zur Folge, dass für bereits große  $k$  eine Verbesserung der Photonenausbeute mittels einer weiteren Vergrößerung der Kan-

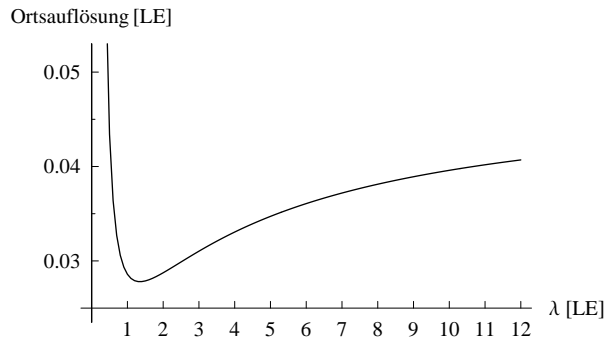


Abbildung 3.4: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Lichtdämpfung.

tenlänge nicht mehr effektiv ist. Die Ortsauflösung wird sogar wieder schlechter, da die Ortsfunktion  $X$  nach Gleichung 1.3 proportional zu  $1/k$  ist und durch die Kalibrierung in die Ortsauflösung mit einfließt. Dass die Ortsauflösung für eine kleine Dämpfungslänge langsamer schlechter wird als für eine große, liegt an dem Beitrag der Dämpfung zur Ortsfunktion (s. Gl. 1.3). Ein kleines  $\lambda$  dominiert die Ortsfunktion, wodurch sich eine Vergrößerung der Kantenlänge schwächer auf die Ortsauflösung auswirkt. Der Beitrag der Dämpfung zur Ortsfunktion  $X$  ist auch die Ursache dafür, dass die für eine kleine Dämpfungslänge erreichbare Auflösung besser ist als für eine große (0.029 LE gegenüber 0.04 LE).

Darauf wird im Folgenden näher eingegangen. In Abbildung 3.4 ist die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Dämpfungslänge  $\lambda$  für einen quadratischen Szintillator aufgetragen, wobei sich die Lichtquelle in der Folienmitte befindet. Die übrigen Detektorparameter (ausgenommen die Dämpfungslänge) finden sich in Tabelle 3.1.

d	1.8 LE	halbe Quadratseite der Folie
k	3.05 LE	halbe äußere Kante des Plexiglasrahmens
l	1.25 LE	halbe Breite eines Lichtleitereingangs
$\lambda$	2.2 LE	Lichtdämpfungslänge im Szintillator

Tabelle 3.1: In den Rechnungen verwendete Detektorparameter. Sie entsprechen den Abmessungen des gebauten Detektors.

Die Ortsauflösung erreicht ihren besten Wert bei einer Dämpfungslänge, die etwas kleiner ist als der Abstand zwischen Folienmitte und Rand des Szintillators. Die maximal erreichbare Ortsauflösung beträgt 0.028 LE bei einem  $\lambda$  von 1.4 LE. Ist  $\lambda$  größer, so dominiert die daraus resultierende verschlechterte Ortsfunktion die Ortsauflösung. Ist  $\lambda$  kleiner, überwiegen die größer werdenden statistischen Fluktuationen, wodurch sich die Auflösung ebenfalls verschlechtert. Der Abstand zwischen Folienmitte und dem Rand der Folie sollte daher in etwa der Dämpfungslänge der Szintillatorfolie entsprechen.

### 3.2.3 Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Lichtquellenposition

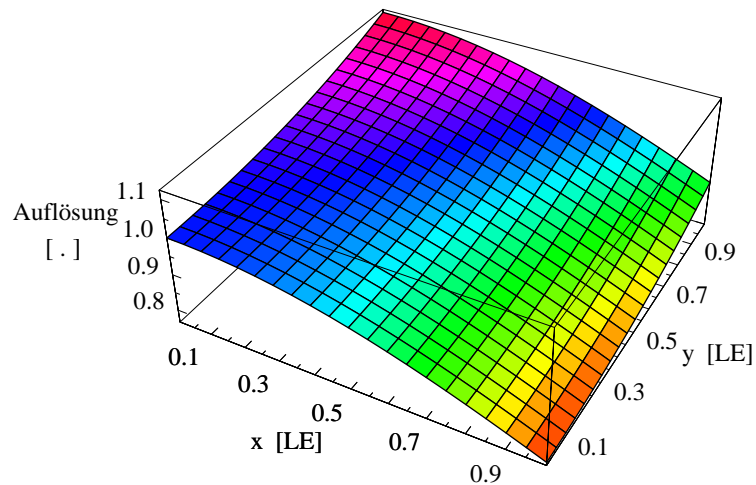


Abbildung 3.5: Ortsauflösung der  $x$ -Koordinate im ersten Quadranten normiert auf die Ortsauflösung im Ursprung.

In den bisherigen Betrachtungen befand sich die Lichtquelle immer in der Folienmitte. Im Weiteren soll untersucht werden, wie groß die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Position der Lichtquelle im Messbereich ist. Aus Symmetriegründen genügt es, den Messbereich im ersten Quadranten des Koordinatensystems zu diskutieren. In Abbildung 3.5 ist die Ortsauflösung für einen quadratischen Szintillator und die Parameter aus Tabelle 3.1 berechnet. Dargestellt ist die Ortsauflösung der  $x$ -Koordinate, normiert auf die Auflösung im Ursprung. Die Auflösung erreicht ihren schlechtesten Wert, wenn sich die Lichtquelle auf der  $y$ -Achse am Rand des Messbereichs befindet. Der Raumwinkelanteil des Lichts, der von den Lichtleitern abgedeckt wird, ist hier am kleinsten. Befindet sich die Lichtquelle hingegen auf der  $x$ -Achse am Rande des Messbereichs, so verbessert sich die Ortsauflösung der  $x$ -Koordinate um 30 Prozent im Vergleich zum Wert im Ursprung.

## 3.3 Systematische Abweichungen

Der Wert der rekonstruierten einen Koordinate der Quellenposition ist abhängig von der anderen Koordinate, es sei denn, die Quelle befindet sich auf einer Achse des Koordinatensystems. In dieser Situation ist wenigstens eine Koordinate in der Rekonstruktion genau Null, auch dann, wenn die Quelle auf der Achse verschoben wird. Befindet sich die Lichtquelle nicht auf einer Koordinatenachse, wird aber senkrecht zu einer verschoben, dann ändert die rekonstruierte Koordinate, die eigentlich konstant bleiben sollte, langsam ihren Wert. Dies liegt an dem asymmetrischen Verhalten der Signale, aus denen die Koordinate gewonnen wird. Sowohl die Detektorgeometrie als auch die Lichtdämpfung haben einen Einfluss auf diese Abhängigkeiten.

In Abbildung 3.6 sind die systematischen Abweichungen der Ortsfunktion dargestellt, die aus

dem rechten und linken Signal gewonnen wird. Aufgetragen ist die Differenz der rekonstruierten  $x$ -Koordinate zwischen einer Signalquelle bei  $\{x; y\}$  und einer Signalquelle bei  $\{x; 0.5 \text{ LE}\}$ . Die Rechnungen wurden für den Messbereich im ersten Quadranten durchgeführt. Die Detektorparameter sind — bis auf die Abmessungen der Folie — diejenigen aus Tabelle 3.1. Die obere Reihe zeigt, dass für eine runde Szintillatorfolie ein Radius ( $r = 1.6 \text{ LE}$ ) gefunden werden kann, bei dem die Abweichungen minimiert sind ( $\pm 0.004 \text{ LE}$ ). Sie sind dann etwa eine Größenordnung kleiner als die maximal erreichbare Ortsauflösung ( $\approx 0.03 \text{ LE}$ ). Nach den Modellrechnungen für einen quadratischen Szintillator (unteren Reihe), ist eine solche Optimierung nicht möglich. Mit größer werdender Folie (von  $d = 1.1 \text{ LE}$  bis  $d = 3.0 \text{ LE}$ ) vergrößert sich die maximale Abweichung langsam von  $0.025 \text{ LE}$  auf  $0.035 \text{ LE}$ . Für große, runde Szintillatoren oder quadratische Szintillatoren können die Abweichungen, auf Grund ihres monotonen Verhaltens über dem Messbereich, korrigiert werden. Eine Möglichkeit der Korrektur ist zum Beispiel die Interpolation zwischen Matrixeinträgen, die experimentell bestimmt werden müssen. Natürlich ist eine Berichtigung nur dann sinnvoll, wenn systematische Fehler infolge einer guten intrinsischen Ortsauflösung sichtbar werden.

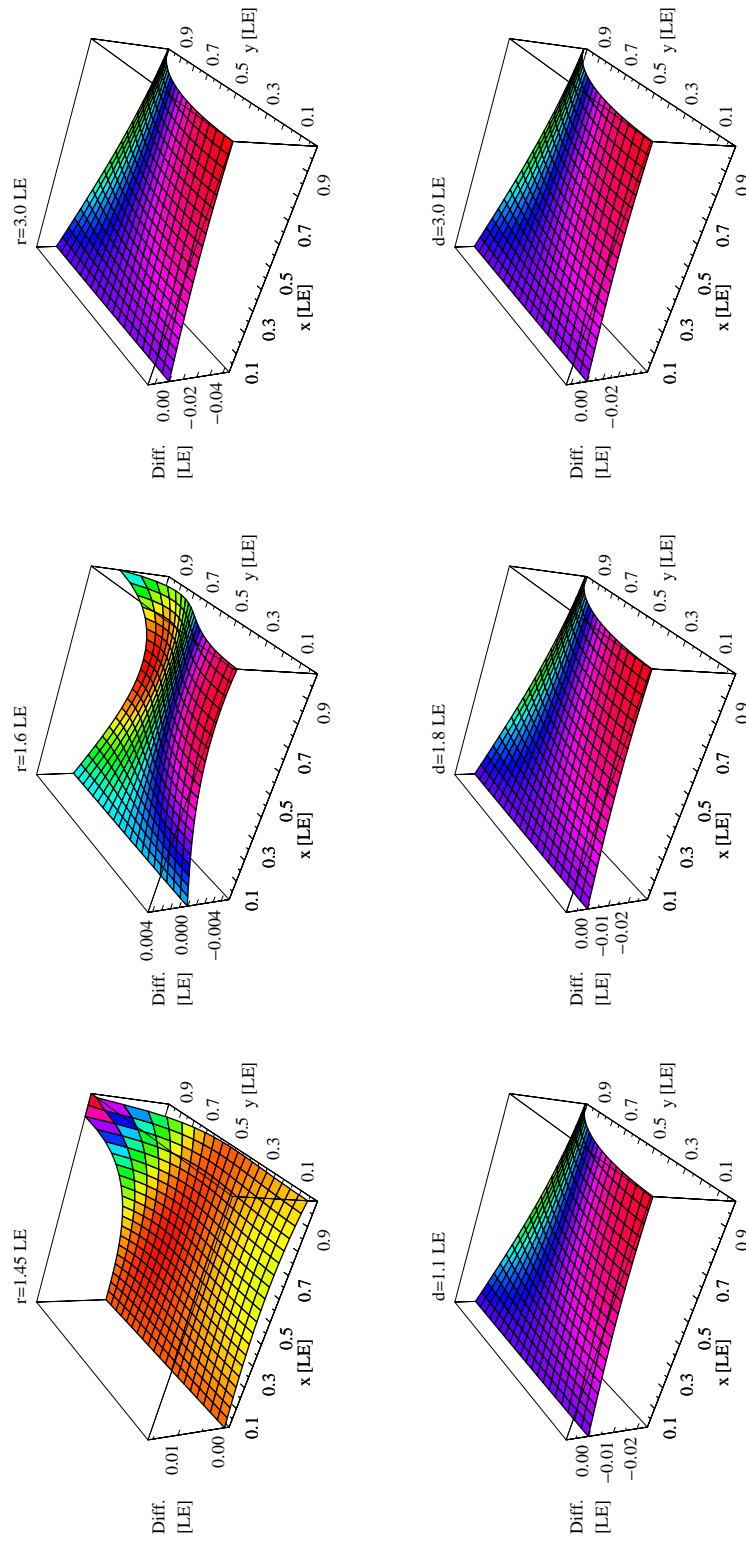


Abbildung 3.6: obere Reihe runde Szintillatorfolie; untere Reihe quadratische. Auf der z-Achse aufgetragen ist die Differenz der rekonstruierten x-Koordinate zwischen einer Lichtquelle bei  $\{x; y\}$  und einer Lichtquelle bei  $\{x; 0.5 \text{ LE}\}$ .





## Kapitel 4

# Detektorbau

### 4.1 Beschreibung des gebauten Ortsdetektors

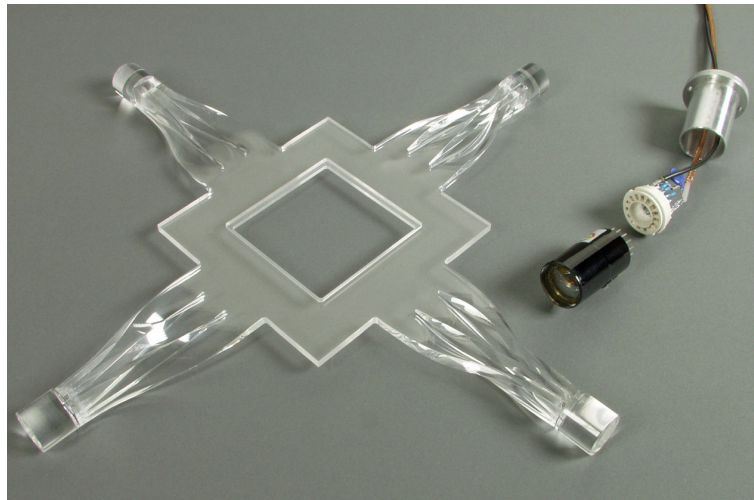


Abbildung 4.1: Plexiglasrahmen mit flachen, verdrehten Lichtleitern und einem zylindrischen Übergangsstück, daneben ein Photomultiplier mit Spannungsteiler und Alu-Hülse.

Basierend auf den theoretischen Untersuchungen wurde der Detektor für einen  $(40 \times 40) \text{ mm}^2$  großen Messbereich gebaut. In Abbildung 4.1 ist ein Photo des 5 mm dicken Plexiglasrahmens mit den fertig gebogenen Lichtleitern zu sehen. In der Mitte des Rahmens befindet sich eine  $(69 \times 69) \text{ mm}^2$  messende quadratische Aussparung, an deren Rand man eine 2.5 mm breite Auflagefläche für die Szintillatorfolie erkennen kann. An den Enden der Lichtleiter sind bereits 20 mm lange Plexiglaszylinder angebracht. Diese sollen sowohl eine gute Lichtkopplung an die Röhre gewährleisten als auch der Montage des Detektors auf einer Grundplatte aus Aluminium dienen. Neben dem Lichtleiterrahmen liegt einer der verwendeten Photomultiplier mit einem Sockel, auf dessen Rückseite ein Spannungsteiler gelötet ist. Über die Signal- und Hochspannungskabel ist eine Hülse aus Aluminium geschoben, die später vollständig auf den Sockel gepresst wird. Beim

fertig montierten Ortsdetektor wird ein Photomultiplier mit Spannungsteiler von je zwei Schrauben — diese befinden sich in den Bohrungen des Kragens der Alu-Hülse — federnd gegen einen Plexiglaszylinder gedrückt.

Die äußere Kantenlänge des Plexiglahmens beträgt 124 mm, die Breite des Lichtleitereingangs 50 mm. Letztere ist nach Ungleichung 3.1 so gewählt, dass sie knapp unter dem Wert liegt, ab dem Doppeldeutigkeiten in den Ecken des Messbereichs auftreten. Zudem erreicht man mit der gewählten Kombination einen optimalen Wert für die Ortsauflösung (s. Abb. 3.2). Die Berechnungen lassen für eine 50  $\mu\text{m}$  dicke Szintillatorfolie<sup>1</sup> eine Ortsauflösung von 0.6 mm erwarten (s. Abschnitt 3.2.2).

Als Photomultiplier wurde eine 1-Zoll-Röhre mit 10 Dynoden (Typ 9111SB der Firma Electron Tubes) ausgewählt. Der aktive Durchmesser der Bialkali Photokathode beträgt 22 mm. Die Quanteneffizienz liegt im Spektralbereich des Szintillators bei 27 Prozent und die maximale Verstärkung bei  $7 \cdot 10^6$ . Die Röhre zeichnet sich weiter durch eine schnelle Anstiegszeit des Ausgangssignals von 1.8 ns aus, die es erlaubt, aus dem Detektor ein gutes Zeitsignal für ToF Messungen zu gewinnen. Ein ausführliches Datenblatt befindet sich in Anhang B.3.

## 4.2 Fertigung des Ortsdetektors

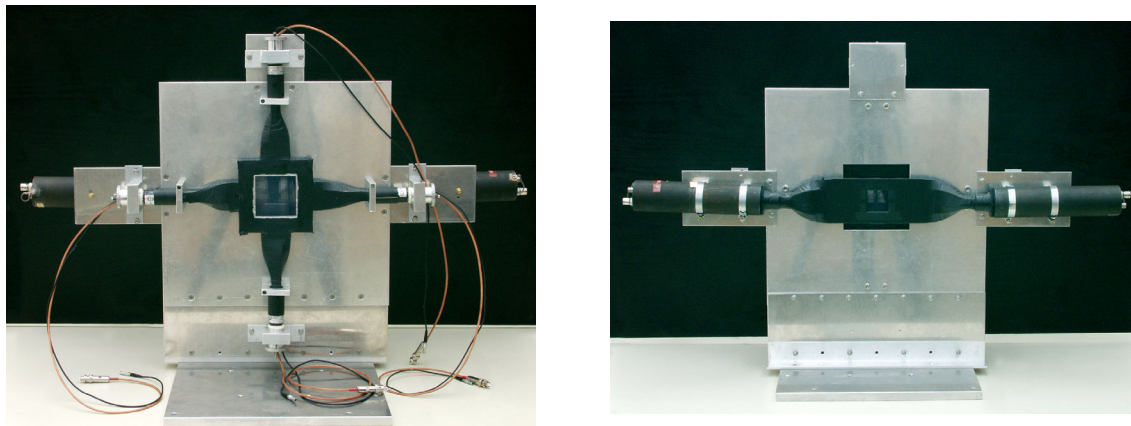


Abbildung 4.2: links Ortsdetektor, auf Grundplatte montiert; rechts Rückseite der Platte mit Veto-Zähler.

Der Plexiglasrahmen wurde nach der Konstruktionszeichnung aus Anhang B.2 gefräst. Anschließend wurden die bearbeiteten Seitenkanten der Lichtleiter in mehreren Arbeitsschritten poliert. Zur besseren Lichtkopplung zwischen Szintillatorfolie und Rahmen blieben die Auflageflächen für die Folie unpoliert. Ebenfalls ungeglättet sind die freien äußeren Kanten des Rahmens, die im fertigen Detektor zusätzlich mit schwarzer Folie abgedeckt sind. Dadurch will man verhindern, dass dort ankommendes Licht wieder reflektiert wird und auf Umwegen zu einem der Photomultiplier gelangt.

In einer eigens dafür gefertigten Biegevorrichtung wurden jeweils drei Lichtleiterfinger zunächst mit einer Heißluftpistole erwärmt, danach gebogen und übereinandergelegt (s. Abb. 4.1). Auf die überfrästen Lichtleiterenden wurden dann die Plexiglaszylinder mit Cyanoacrylat aufgeklebt.

<sup>1</sup>Typ BC418; Datenblatt s. Anhang B.4

Lichtleiter und Rahmen sind zur besseren Lichtsammlung mit handelsüblicher Aluminiumfolie umwickelt, welche mit einer Schicht lichtdichtem Klebeband überdeckt wurde (s. Abb. 4.2 links).

Der Plexiglasrahmen ist mit vier Aluminiumhalterungen über den Plexiglaszylindern auf einer Grundplatte aus Aluminium fixiert. In Verlängerung der Lichtleiter ist jeweils ein Aluminiumblock mit Loch auf der Grundplatte montiert. Durch das Loch wird ein Photomultiplier mit Spannungsteiler geschoben. Zwei Schrauben und zwei Federn sorgen von der Rückseite für den richtigen Anpressdruck der Photokathode auf den Lichtleiter. Um eine bessere Lichtkopplung zu erzielen, befindet sich zwischen beiden letzteren eine dünne Schicht Silikonpaste (Baysilone mittelviskos). Die Paste wird auch zur Fixierung der Szintillatorfolie im Plexiglasrahmen verwendet. Zur Abschirmung externer Magnetfelder ist über jeden Photomultiplier eine  $\mu$ -Metallhülse geschoben, die einen Zentimeter über der Photokathode hervorsteht.

Die Basen sind mit Epoxydharz ausgegossen. Auf diese Weise führt man die in den Widerständen entstehende Verlustwärme (pro Teiler ca. 1 W) nach außen. Im Vakuum betrieben, erhöht sich die Temperatur der Photokathode um 5 K. Wäre der Spannungsteiler nicht eingegossen, könnte er die Wärme nur noch über Strahlung an die Umgebung abgeben, und die Temperatur würde stärker ansteigen. An der Luft erwärmt sich die Photokathode einer Röhre mit einem nichteingegossenen Spannungsteiler nach einiger Zeit um 2 K gegenüber der Umgebungstemperatur.

### Spannungsteiler

Der passive Spannungsteiler ist eine Eigenentwicklung, die einen Kompromiss zwischen erreichbarer Verstärkung und möglichst guter Linearität darstellt. Durch geeignete Maßnahmen im Design ist das Ausgangssignal robust gegen Schwankungen der Teilchenrate. Nach den Berechnungen erwartet man, dass bei jedem Teilchendurchflug am Ausgang jeder Röhre im Mittel eine Ladung von 2 nC anliegt. Bei einer Rate von 5000 Teilchen pro Sekunde im Experiment entspricht dies einem mittleren Strom von 0.01 mA. Der Strom durch den Spannungsteiler soll nach [7] das Hundertfache davon betragen. Im entwickelten Teiler beläuft er sich bei einer Betriebsspannung von 1400 V auf genau 1 mA. Zur Stabilisierung der Dynodenspannungen auf  $\approx 0.1\%$  ist über die letzten vier Dynoden je ein 10 nF Kondensator gelötet [7][8]. Um Raumladungseffekte zu kompensieren, steigen die Werte der Widerstände über den letzten Dynoden an. Die Ratenabhängigkeit wurde mit einem LED-Pulser bei einer Signalamplitude des Photomultipliers von 0.8 V getestet. Bis zu einer Pulsrate von 25 kHz (das Fünffache der erwarteten Rate) konnte kein Rückgang der Amplitude festgestellt werden. An der Röhre war eine Verstärkung von ca.  $2 \cdot 10^6$  eingestellt. In den Zuführungen zu den letzten vier Dynoden mussten 10  $\Omega$  Widerstände eingelötet werden, um ein Nachschwingen auf dem Ausgangssignal zu unterdrücken. Der Schaltplan des Spannungsteilers befindet sich in Anhang B.1.

## 4.3 Vetozähler

Auf die Rückseite der Grundplatte ist, zentriert über dem Ortsdetektor ein weiterer Zähler montiert (s. Abb. 4.2 rechts). Mit diesem Vetozähler wird festgestellt, ob ein Strahlteilchen innerhalb des Messbereichs oder außerhalb davon den Ortsdetektor passiert hat.

Es handelt sich hierbei um einen 4 mm dicken Plastikszintillator, der 160 mm lang und 80 mm breit ist. Aus dessen Mitte wurde eine quadratische Öffnung mit Seitenlänge 40 mm herausgefräst, die identisch mit dem Messbereich ist. An den Stirnseiten ist je ein Photomultiplier über einen Lichtleiter mit dem Szintillator verbunden. Der Vetozähler spricht an, wenn ein Strahlteilchen den Ortsdetektor außerhalb des Messbereichs durchquert.



## Kapitel 5

# Messung und Auswertung

### 5.1 Ortsauflösung gemessen mit 600 AMeV Goldionen

Der Ortsdetektor befand sich während einer kurzen Uran-Strahlzeit in der evakuierten Targetkammer des ALADIN-Aufbaus. Ein positionsauflösender Silizium-Streifen-Detektor war zu diesem Zeitpunkt noch nicht einsatzbereit, so dass eine eingehende Analyse des Detektors auf die darauffolgende Gold-Strahlzeit verschoben wurde. Es stellte sich jedoch kurz vor deren Beginn heraus, dass der Ortsdetektor — aus experimentellen Gründen — aus der Targetkammer herausgenommen werden musste. Dennoch gelang es in der Gold-Strahlzeit, mit einem neuen Versuchsaufbau die Ortsauflösung des Detektors nach der Kantenmethode zu messen. Bei dieser Methode ist ein Teil der von Strahlteilchen durchquerten Ortsdetektorfläche von einem Plastiksintillator mit einer geraden Kante abgedeckt. Wenn man nur für Strahlteilchen aus dem nichtabgedeckten Bereich die Ortsfunktion berechnet und aufträgt, so kann man aus der Breite der Verteilung an der Grenze zum abgedeckten Bereich die Ortsauflösung bestimmen. In der vertikalen Koordinate diente zur Bestimmung der Ortsauflösung die obere Kante des Vetozählers und in der horizontalen Koordinate ein 120 mm langer und 11 mm breiter Streifen aus 2 mm dickem Plastiksintillator. Der Streifen befand sich senkrecht stehend 20 mm hinter der Szintillatorfolie des Ortsdetektors mit der Breitseite, parallel zur Folie. Die Signalauslese erfolgte durch einen Photomultiplier am unteren Ende des Streifens.

Der beschriebene Versuchsaufbau befand sich auf einem höhenverstellbaren Sockel hinter dem ALADIN-Aufbau und war zur Abschirmung vor Fremdlicht mit einer schwarzen Folie und einem schwarzen Tuch abgedeckt. Die Hochspannungs- und Signalleitungen führten direkt aus der Experimentierhalle in die Messhütte. Dort wurden die Signale auf einen 11 bit ladungsempfindlichen Analog-Digital-Wandler (Le Croy QDC 2249W) gegeben, der eine Auflösung von 0.256 pC pro Kanal besitzt.

Zunächst soll die Pulshöhenverteilung einer Vetozählerröhre betrachtet werden (s. Abb. 5.1). Die klare Trennung des Spektrums vom Pedestal ermöglicht eine eindeutige Entscheidung, ob ein Strahlteilchen den Vetozähler durchquert hat und dieser daraufhin angesprochen hat, oder ob das Teilchen durch das  $(40 \times 40)$  mm<sup>2</sup> große Loch im Szintillator geflogen ist. Die Form des Spektrums ist auf die Geometrie des Vetozählers zurückzuführen.

Den Ortsdetektor haben im Versuch nicht nur Goldionen durchquert, sondern auch deren Fragmente sowie Deltaelektronen und andere ionisierende Teilchen. Zur Identifizierung der Goldkerne wird eine Bedingung auf die Summe der vier Ortsdetektorsignale (Summensignal) gesetzt. Eine Be-

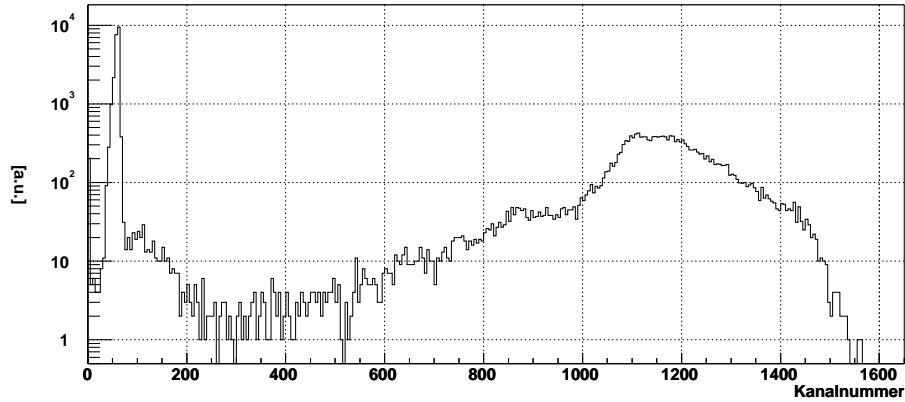


Abbildung 5.1: logarithmische Pulshöhenverteilung einer Vetozählerröhre.

gründung für die Bedingung liefert die Betrachtung von Ereignissen, bei denen der Vetozähler nicht angesprochen hat. Die Pulshöhenverteilung des Summensignals dieser Ereignisse ist in Abbildung 5.2 aufgetragen. Ein Goldion wird als solches erkannt, wenn das Summensignal des Ereignisses zwischen 1717 und 1933 liegt. Das ist der  $1\text{-}\sigma$ -Bereich um den Mittelwert. Ein Teil der Kerne fragmentiert durch Wechselwirkung mit der Materie, die der Strahl vor dem Ortszähler durchqueren muss. Durch die geringere Ladung der Bruchstücke ist das registrierte Summensignal kleiner, wodurch die beiden Verteilungen bei kleineren Einträgen erklärt werden. Der Anstieg des Spektrums im unteren Teil enthält leichte ionisierende Teilchen wie Protonen und leichte Fragmente aus Kern-Kern-Kollisionen sowie Deltaelektronen.

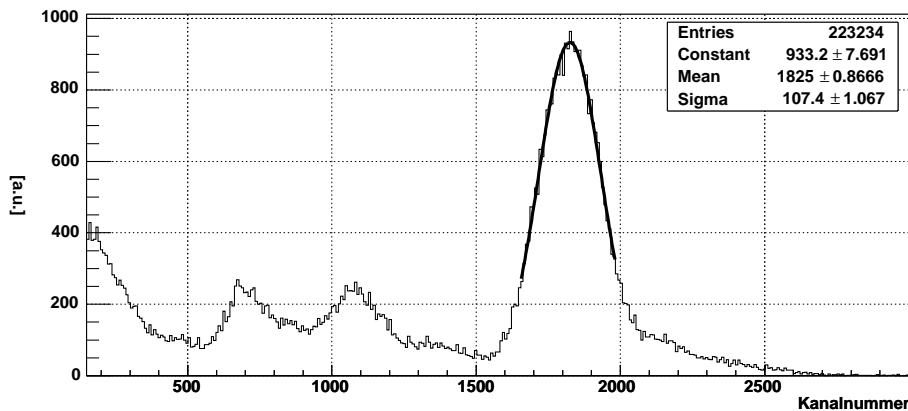


Abbildung 5.2: Pulshöhenverteilung der Summe aller vier Ortsdetektorsignale.

Die Bestimmung der Ortsauflösung in der vertikalen Koordinate erfolgte mit Hilfe der oberen Kante des Vetozählers. Hierfür wurde die Ortsfunktion der Goldionen, die durch das Loch des Vetozählers geflogen sind, in beiden Koordinaten berechnet und in ein zweidimensionales Histogramm aufaddiert (s. Abb. 5.3). Die Farbkodierung in dem Schaubild gibt die räumliche Intensitätsverteilung der Strahlteilchen, d. h. das Strahlprofil, an. Da nur Ereignisse aufgetragen sind, die der Vetozähler nicht gesehen hat, ist lediglich ein Teil des Strahlflecks zu sehen, der sich links oben noch weiter fortsetzt. Im nächsten Schritt wurde in der Horizontalen zwischen  $-0.12$  und  $0$  ein

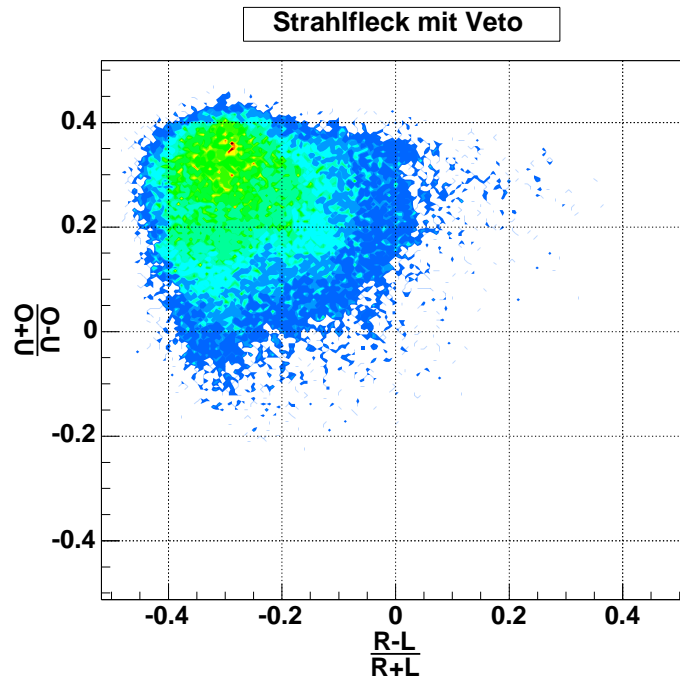


Abbildung 5.3: Die Ortsfunktion der Strahlteilchen, die durch das Loch im Vetozähler geflogen sind. (R=Rechts; L=Links; O=Oben; U=Unten)

vertikaler Schnitt durch das dargestellte Profil gelegt. Für die Ereignisse in diesem Bereich ist die vertikale Ortsfunktion berechnet und aufaddiert worden. Die Normierung auf das Strahlprofil erfolgte mit einem identischen Schnitt durch die Intensitätsverteilung des gesamten Strahlflecks, d.h. die ausgewählten Goldionen waren nicht auf das Loch des Vetozählers beschränkt.

Den so auf das Strahlprofil normierten Schnitt zeigt Abbildung 5.4. Die aufgeweichte Kante entsteht aus der Faltung der physikalisch scharfen Kante des Vetozählers mit der Ortsauflösung. Mathematisch beschreibt die Fehlerfunktion die Faltung. Die freien Parametern der Fehlerfunktion sind die Position der Vetozählerkante  $a$  in Einheiten der Ortsfunktion und die Ortsauflösung  $\sigma$ , ebenfalls in Einheiten der Ortsfunktion. Ein Fit der Kante ergibt folgende Werte

$$a = 0.39 \pm 0.02 \quad \text{und} \quad \sigma = 0.026 \pm 0.02 .$$

In der Abbildung sind zusätzlich zum Fit noch zwei weitere Fehlerfunktionen eingezeichnet, deren Sigma 0.01 größer bzw. kleiner als der Fitwert ist. Die zusätzlichen Graphen zeigen, dass der von der Fitroutine für Sigma angegebene Fehler ( $\pm 0.02$ ) zu groß ist. In der weiteren Auswertung wurde für den Fehler  $\pm 0.01$  benutzt.

Die Kalibrierung der Ortsauflösung erfolgt über die absolute Position der Vetozählerkante und ihrer entsprechenden Position  $a$  aus dem Fit. Die Röhren des Ortsdetektors sind so aufeinander abgestimmt, dass die Ortsfunktion eines Strahlteilchens, das den Detektor in der Mitte durchquert, in beiden Koordinaten Null ergibt. Aus der Messung folgt somit, dass die vertikale Ortsfunktion 20 mm außerhalb der Mitte (Position der Kante) einen Wert von 0.39 annimmt. Sei weiter ein lineares Verhalten der Ortsfunktion angenommen, so ergibt sich für die Ortsauflösung in absoluten

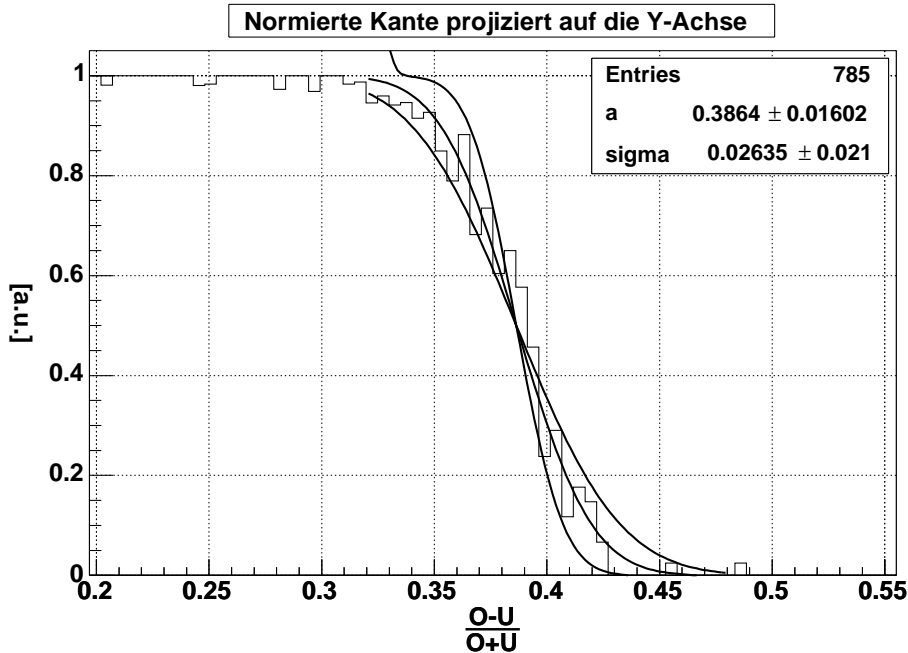


Abbildung 5.4: Normierte und gefittete Projektion eines Teil des vom Vetoähler begrenzten Strahlflecks.

Einheiten

$$\sigma = \frac{20 \text{ mm}}{0.39} \cdot (0.026 \pm 0.01) = (1.3 \pm 0.5) \text{ mm} .$$

In der horizontalen Koordinate erfolgte die Messung der Ortsauflösung mit Hilfe des Plastiksintillatorstreifens. Hierzu sind alle Ereignisse, die in dem Loch des Vetoählers liegen, zusätzlich der Koinzidenz mit dem Plastikstreifen unterworfen worden. Für die verbliebenen Goldkerne ist die horizontale Ortsfunktion berechnet und in ein Histogramm aufaddiert worden. Die Normierung erfolgte auf das Histogramm, mit der aufaddierten horizontalen Ortsfunktion aller Goldionen im Vetoählerloch (s. Abb. 5.5).

Der Fit der linken Seite des abgebildeten Profils mit einer Fehlerfunktion ergibt für die Ortsauflösung  $\sigma = 0.036 \pm 0.01$ . Die Kalibrierung in Millimeter erfolgt über die Breite des Plastikstreifens von (11 mm) und dem aus dem Schaubild abgelesenen FWHM des abgebildeten Streifenprofils ( $0.23 \pm 0.01$ ). Es folgt

$$\sigma = \frac{11 \text{ mm}}{0.23} \cdot (0.036 \pm 0.01) = (1.7 \pm 0.5) \text{ mm}$$

in Übereinstimmung mit dem Ergebnis für die vertikale Koordinate.

Die Strahlteilchen unterliegen beim Durchqueren von Materie zusätzlich einer Kleinwinkelstreuung. Dadurch sind die Flugbahnen der Teilchen untereinander nicht mehr parallel. Es kommt zu einer Paralaxe zwischen Ortsähler und Plastikstreifen bzw. Vetoähler, die zu einer scheinbaren Verschlechterung der gemessenen intrinsischen Ortsauflösung führt. Zur Abschätzung des Effekts diente eine Näherungsformel für Kleinwinkelstreuung [9], nach der der Beitrag zur Ortsauflösung nicht größer ist als 0.03 mm und deshalb vernachlässigt werden kann.



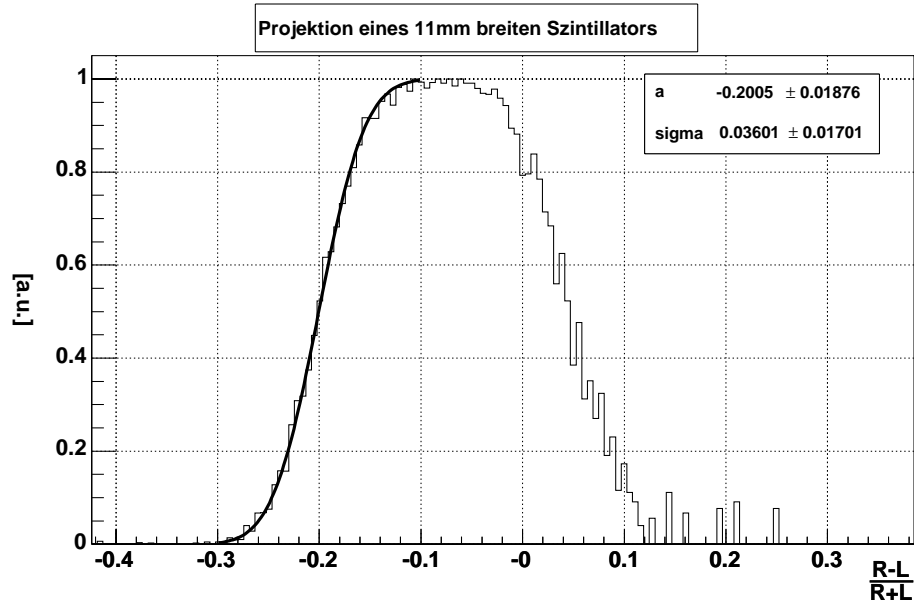


Abbildung 5.5: Normierte und gefittete Projektion aller Ereignisse, die durch das Loch des Vetozählers und den 11 mm breiten Szintillatorstreifen geflogen sind.

Im Modell nimmt die Ortsfunktion an der Vetozählerkante einen Wert von 0.64 an. Es gibt zwei naheliegende Ursachen für die Diskrepanz zu dem gemessenen Wert von 0.39. Entweder die Dämpfungslänge  $\lambda$  stimmt nicht mit den erwarteten 4.4 cm überein, oder aber auf die Signale addiert sich ein konstanter Untergrund. Nach einer Anpassung von  $\lambda$  auf  $(18 \pm 3)$  cm oder einem eher unrealistischen  $50 \pm 5$  prozentigen Untergrund auf den Signalen stimmt das Modell mit den Messungen überein. Denkbar ist auch ein Kombination aus Untergrund und größerer Dämpfungslänge.

In der gleichen Strahlzeit wurden die Eigenschaften des Ortsdetektors in einer abgeänderten Konfiguration getestet. Auf die Vorder- und Rückseite des Lichtleiterrahmens wurde eine 4  $\mu\text{m}$  dicke reflektierende Mylarfolie gespannt, so dass auch Photonen, die den Szintillator verlassen, durch Vielfachreflexionen an der Mylarfolie in die Röhren gelangen. Im Summenspektrum verschieben sich die Goldionen von Kanalnummer 1825 nach 2718. In Photonen umgerechnet bedeutet das, dass man mit Mylarfolie 49 Prozent mehr Licht erhält. Die Bestimmung der Ortsauflösung des Ortsdetektors in dieser Konfiguration erfolgte mit der Kantenmethode an der oberen Kante des Vetozählerloches. Der Fit liefert die Position der Kante  $a = 0.31 \pm 0.02$  und die Ortsauflösung  $\sigma = 0.02 \pm 0.01$  bzw. kalibriert  $\sigma = (1.3 \pm 0.6)$  mm. Die Auflösung ist identisch mit dem Wert aus der Konfiguration ohne Mylarfolie. Das Verschieben der Kante zu kleineren Ortsfunktionswerten erklärt sich damit, dass das aus dem Szintillator herausgebrochene Licht seine Emissionsrichtung zum Rand beibehält und durch Reflektionen an der Mylarfolie auch in die Photoröhren gelangt. Dadurch wird die Dämpfung effektiv kleiner, und als Folge davon die Ortsfunktion flacher — die Position der Kante verschiebt sich zu kleineren Werten — und die statistischen Fluktuationen verringern sich, die Kante wird steiler.

Die Lichtmengenmessungen am Goldpeak in den Konfigurationen mit und ohne Mylarfolie erlauben im Folgenden eine Abschätzung der Dämpfungslänge  $\lambda$ . Damit soll modellunabhängig überprüft werden, ob eher der nach Gleichung 2.3 (4.4 cm) oder der durch die Modellanpassung erhaltene Wert (18 cm) mit der wahren Dämpfungslänge übereinstimmt. Ohne die Mylarfolie gelangt nur

Licht zu den Photomultipliern, das sich innerhalb des Szintillators ausgebreitet hat. Das sind 77 Prozent aller Photonen (s. Gl. 2.1), die zusätzlich der Dämpfung  $\exp[-3.5 \text{ cm}/\lambda]$  unterliegen. Der mittlere Weg der Photonen in der Szintillationsfolie entspricht dem Abstand zwischen der Mitte der Folie und ihrem Rand (3.5 cm). Bei dem Einsatz der Mylarfolie geht die Abschätzung davon aus, dass kein Lichtverlust vorhanden ist. Das Verhältnis der Lage der Goldionen aus den Pulshöhenverteilungen der beiden Messungen ist dann

$$\frac{\text{Position Goldpeak mit Mylarfolie}}{\text{Position Goldpeak ohne Mylarfolie}} = \frac{2718}{1825} = \frac{1}{0.77 \cdot e^{-\frac{3.5 \text{ cm}}{\lambda}}}.$$

Aufgelöst nach  $\lambda$  folgt

$$\lambda = 26 \text{ cm}.$$

Da auch mit Mylarfolie ein Teil der Photonen, die in Richtung einer der Lichtleiter emittiert werden, verloren gehen, ist die Abschätzung für die Dämpfungslänge systematisch zu groß. Die Abschätzung deutet zusammen mit dem Wert aus der Modellanpassung daraufhin, dass die Dämpfungslänge größer ist als erwartet.

## 5.2 Abschätzung der Szintillationsphotonen

Die Bestimmung der Photonenzahl erfolgte mit drei unabhängigen Methoden. Zuerst wurde die Anzahl aus der absoluten Summe aller Ortsdetektorsignale überschlagen. Die zweite Vorgehensweise bestand darin, sie aus den statistischen Signalschwankungen zu bestimmen. Zuletzt wurden die Quanten aus der gemessenen Ortsauflösung ermittelt.

Für die erste und die zweite Abschätzung wird die Messung mit der reflektierenden Mylarfolie benutzt. Aus der Lage des Goldpeaks im Summenspektrum bei Kanalnummer 2718 und der Auflösung des QDC's von -0.25 pC pro Kanal errechnet sich die mittlere Gesamtladung  $Q$  eines Ereignisses zu

$$Q = 2718 \cdot -0.25 \text{ pC} = -680 \text{ pC}.$$

Die Verstärkung der Photomultiplier ergibt sich aus den den Röhren beigefügten Testprotokollen und dem Datenblatt (s. Anhang B.3) nach [6] zu  $2 \cdot 10^6$ . Für die Anzahl der Photoelektronen  $N_E$  folgt damit

$$N_E \approx \frac{680 \text{ pC}}{2 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}} \approx 2100 \text{ Elektronen}.$$

In der Konfiguration mit reflektierender Mylarfolie breitet sich das gesamte Licht isotrop zu den Rändern hin aus. Wegen der fünfzigprozentigen Abdeckung der Seitenkanten durch Lichtleiter gelangt nur die Hälfte der Lichtquanten zu den Photomultipliern. Nutzt man weiter, dass die Quanteneffizienz eines Photomultipliers 27 Prozent beträgt, so ergibt sich für die Zahl der Szintillationsphotonen  $N_P$

$$N_P \approx \frac{2100}{0.27 \cdot 0.5} \approx 16000 \text{ Photonen}.$$

Der statistische Fehler des Mittelwerts des Golkpeaks ist vernachlässigbar klein. Die Abschätzung ist durch die Genauigkeit limitiert, mit der die Verstärkung der Röhren bestimmt werden kann. Die Unsicherheit liegt hier bei einem Faktor zwei oder höher. Ein weiterer systematischer Fehler, der zu einer geringeren Photonenzahl führt, liegt in der Annahme einer idealen Reflektivität der Mylarfolie.

Mit der zweiten Methode wird über die Breite der Verteilung des Goldpeaks, also unter Anwendung statistischer Betrachtungen, die Photonenzahl bestimmt. Die Schwankungen des Summensignals rühren von den statistischen Fluktuationen in der Anzahl der Photoelektronen pro Ereignis her. Einflüsse durch Dickschwankungen des Szintillators sowie Lichtabsorption bleiben unberücksichtigt, weshalb diese Abschätzung auch als untere Grenze für die tatsächliche Photonenzahl zu verstehen ist. Das Summensignal sei ferner unabhängig von der Position der Lichtquelle. Nach den Modellrechnungen liegen die Schwankungen — auf Grund von Positionsabhängigkeiten in dem  $(40 \times 40)$  mm<sup>2</sup>-Messbereich — unter einem Promille. Demnach wird die Breite des Summensignals nur von der Statistik der Photoelektronen bestimmt. Nimmt man gleiche Photoelektronenzahl  $N_E$  in allen vier Röhren an, dann folgt für deren Gesamtzahl  $N$

$$N = N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = 4N_E$$

und für die Unsicherheit in  $N$

$$\Delta N = \sqrt{\sqrt{N_1}^2 + \sqrt{N_2}^2 + \sqrt{N_3}^2 + \sqrt{N_4}^2} = 2\sqrt{N_E}.$$

Daraus resultiert eine relative Breite des Summensignals von

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{2\sqrt{N_E}}{4N_E} = \frac{1}{2\sqrt{N_E}} = \frac{94 \pm 1}{2718} \curvearrow N_E = (209 \pm 4) \text{ Elektronen,}$$

wobei  $94 \pm 1$  Kanäle die gemessene Breite und 2718 die Kanalnummer des mittleren Summensignals darstellen. Raumwinkelüberlegungen und die Vorgabe einer Dämpfungslänge der Szintillatorfolie von 4.4 cm führen dazu, dass zu jedem Lichtleiter etwa 13 Prozent des Szintillationslichts gelangen. Berücksichtigt man weiter die Quanteneffizienz von 27 Prozent, dann folgt für die Zahl der primären Szintillationsphotonen  $N_P$

$$N_P \approx \frac{N_E}{0.13 \cdot 0.27} \approx (6000 \pm 100) \text{ Photonen.}$$

Die dritte Abschätzung basiert auf der theoretischen Gleichung für die Ortsauflösung  $\Delta X_{\text{th}}$  (s. Gl. 3.3) und der mit der Kantenmethode gemessenen Ortsauflösung  $\Delta X_{\text{exp}} = 0.036 \pm 0.01$  (s. Abb. 5.5).

$$\Delta X_{\text{exp}} = (0.036 \pm 0.01) = \Delta X_{\text{th}} \approx \frac{1}{\sqrt{2N_E}} \curvearrow N_E = 386 \pm 214 \text{ Elektronen.}$$

Mit der gleichen Überlegung wie oben folgt die Zahl der Szintillationsphotonen aus der Zahl der Photoelektronen  $N_E$  zu

$$N_P \approx \frac{N_E}{0.13 \cdot 0.27} \approx (11000 \pm 6100) \text{ Photonen.}$$

Über alle drei Methoden gemittelt beläuft sich die Zahl der Lichtquanten auf 11000. Damit liegt sie eine Größenordnung unter den  $16 \cdot 10^4$  Photonen, die man nach Abschnitt 3.2.1 für voll ionisierte Goldkerne ( $Z = 79$ ) erwartet hätte. Die Diskrepanz lässt sich mit einer Unterschätzung des Lichtquenching um eine Größenordnung erklären.

### 5.3 Ortsabhängigkeit gemessen mit einem 2 mm Szintillator und <sup>60</sup>Co-Quelle

Mit einer <sup>60</sup>Co-Quelle und einer 2 mm dicken Szintillatorplatte (Typ BC-408), die an Stelle der Szintillatorfolie in den Lichtleiterraum eingesetzt wurde, konnte die Ortsabhängigkeit der Signal-

amplituden gemessen werden. Solche Messungen erlauben es, die Modellbetrachtungen zu prüfen, falls die Lichtdämpfung keinen Beitrag zur Ortsabhängigkeit der Signale liefert. Mit anderen Worten, man testet den Raumwinkel-Effekt bzw. die Lichtsammel-eigenschaften der vier Lichtleiter als Funktion der Position der Lichtquelle.

Während des Versuchs befand sich der Detektor in einer lichtdichten, schwarz ausgemalten Holz-kiste. Über lichtdichte Durchführungen werden die Signal- und Hochspannungsleitungen nach drau-ßen geführt. Die Anodensignale der vier Photomultiplier (Qben, Unten, Rechts, Links) werden in einem FA-8000 (NIM-Modul) zehnfach verstärkt. Einer der zwei parallelen Verstärkerausgänge wird direkt auf den Eingang eines QDCs (Le Croy 2249W) geführt. Der andere Ausgang dient zum Ableiten einer Triggerlogik (s. Abb. 5.6). Eine Koinzidenz aller vier Röhrensingnale bei einer Triggerschwelle von 20 mV öffnet das Auslesegatter am QCD und startet die Digitalisierung der Signale sowie den Auslesezyklus des CAMAC-Systems.

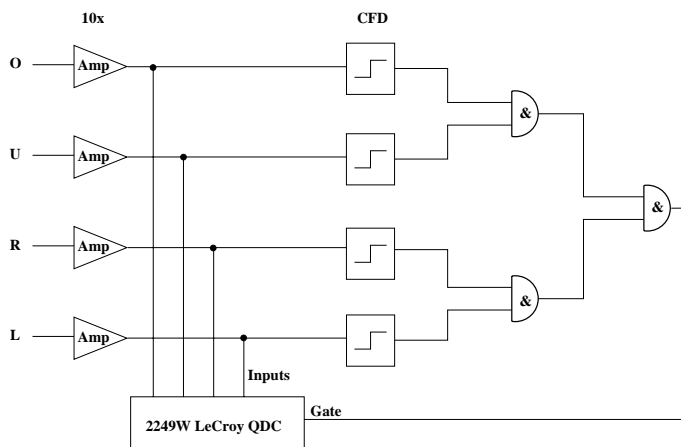


Abbildung 5.6: Schaltbild der Elektronik zur Signalverarbeitung

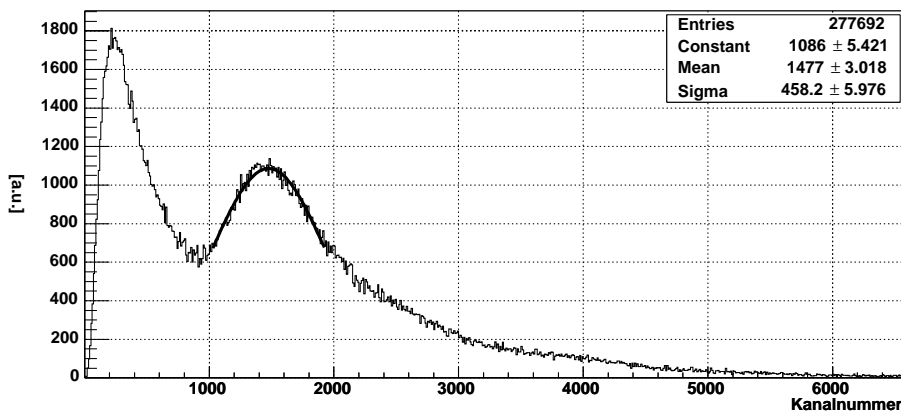


Abbildung 5.7: Pulshöhenverteilung der Höhenstrahlung und der natürlichen Radioaktivität

Zuerst wurde eine Messreihe ohne Quelle aufgenommen. Die Höhenstrahlung und die natürliche Radioaktivität aus der Umgebung führten zu einer Koinzidenzrate von drei Ereignissen pro

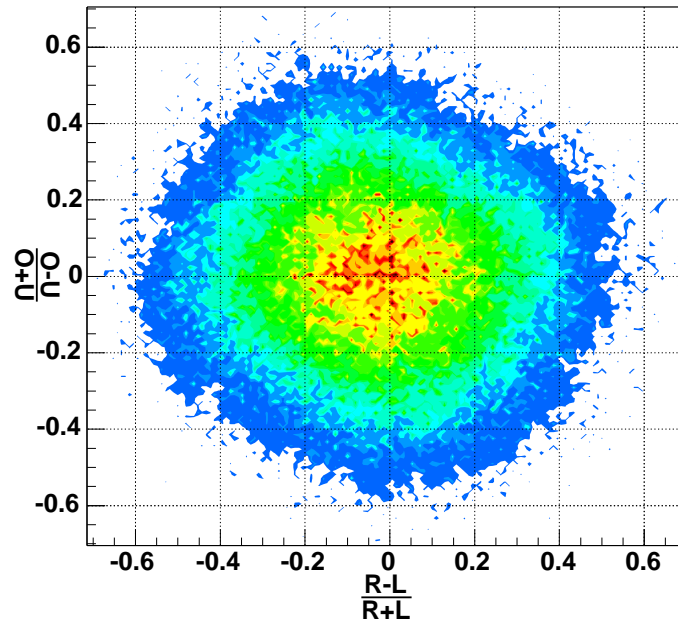


Abbildung 5.8: Aus den Ortsdetektorsignalen gewonnene Abbildung des durch Myonen gleichmäßig beleuchteten Szintillators (R=Rechts; L=Links; O=Oben; U=Unten)

Sekunde, die auf der  $52 \text{ cm}^2$  großen Szintillatorfläche registriert wurden. Nach der Literatur [9] ist ein Ereignis pro Sekunde der Beitrag der Höhenstrahlung zur Koinzidenzrate. Abbildung 5.7 zeigt die Pulshöhenverteilung der aufaddierten Ortsdetektorsignale. Die Myonen aus der Höhenstrahlung befinden sich in der breiten Verteilung um die Kanalnummer 1477. Die Fläche unter der Myonenverteilung macht ein Viertel der Gesamtfläche der Pulshöhenverteilung aus, was mit dem Literaturwert für den Beitrag der Höhenstrahlung zur Koinzidenzrate übereinstimmt. Der Anstieg des Spektrums zu kleinen Kanalnummern hin geschieht auf Grund niederenergetischer Elektronen aus der Umgebung. Ein Beitrag von zufälligen Koinzidenzen zur Pulshöhenverteilung — durch das „Rauschen“ in den vier Röhren — kann ausgeschlossen werden, da die Zählrate auf Null zurückging, wenn anstelle des Szintillators eine Plexiglasplatte eingesetzt war.

Für die myonischen Ereignisse im Summenspektrum zwischen den Kanälen 1170 und 2050 wurde aus den Signalen des Ortsdetektors die horizontale und vertikale Ortsfunktion ermittelt und in ein zweidimensionales Histogramm aufgetragen (s. Abb. 5.8). Das Schaubild zeigt die verschwommene Abbildung eines gleichmäßig von Myonen beleuchteten Szintillators. Verschwommen deshalb, weil ein Myon im Szintillator nur wenig Licht erzeugt und die Ortsinformation daher mit einer großen Unsicherheit behaftet ist. Die symmetrische Lage der Abbildung um den Nullpunkt belegt — abgesehen von einer leichten Verschiebung nach links — die gut aufeinander abgestimmten Verstärkungen der Photomultiplier. Die Abbildung ist ein auf der Ecke stehendes Quadrat, weil die Ortsfunktion in den Ecken des Szintillators doppeldeutig wird und die Myonen in des Zentrum des Szintillators abgebildet werden. Nach den Modellrechnungen erwartet man eine ebensolches Bild. Die Rechnungen sagen die Position der Quadratecken auf den Koordinatenachsen bei 0.5 voraus. Ein quantitativer Vergleich mit der Messung ist wegen der ausgeschmierten Figur nicht möglich. Qualitativ liegen die Ecken der Figur bei kleineren Werten.

In der nächsten Versuchsreihe befand sich an verschiedenen Stellen auf dem Szintillator eine

Kobalt-Quelle.  $^{60}\text{Co}$  (Halbwertszeit 5.271 a) emittiert ein  $\beta^-$ -Spektrum mit einer maximalen Energie von 316 keV und zwei Photonen mit einer Energie von 1.173 MeV und 1.333 MeV [9]. Die Zählraten mit Quelle sind zehnmal höher als ohne Quelle, so dass die myonische Höhenstrahlung mit dem anderem Untergrund gut wegsubtrahiert werden kann. Abbildung 5.9 zeigt die Pulshöhenverteilung der Summe aller vier Ortsdetektorsignale bei zentriert auf dem Szintillator liegender  $^{60}\text{Co}$ -Quelle. Bei der Aufnahme der unteren Kurve befand sich zwischen Quelle und Szintillator ein 3 mm dickes Aluminiumblech. Beide Pulshöhenverteilungen sind auf gleiche Messzeit skaliert. Da das Aluminium im Wesentlichen die Elektronen der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle absorbiert, die sonstige ionisierende Strahlung jedoch nur unwesentlich verändert, kann das Differenzspektrum (s. Abb. 5.10) als nahezu reines  $\beta^-$ -Spektrum interpretiert werden. Der konstante Ausläufer zu hohen Kanalnummern enthält die Ereignisse, bei denen sowohl das Elektron als gleichzeitig auch ein Photon im Szintillator registriert wurden.

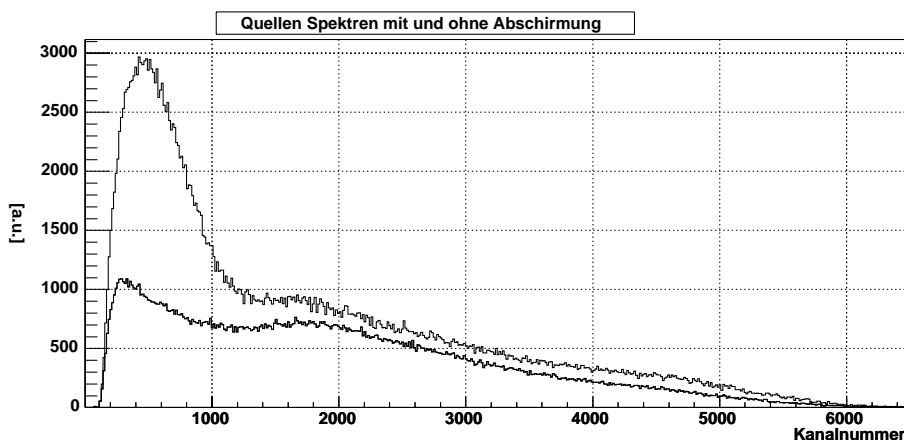


Abbildung 5.9: Die obere Kurve zeigt die Pulshöhenverteilung der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle. Das untere Spektrum ist mit einer 3 mm Al-Abschirmung zwischen Quelle und Szintillator aufgenommen worden.

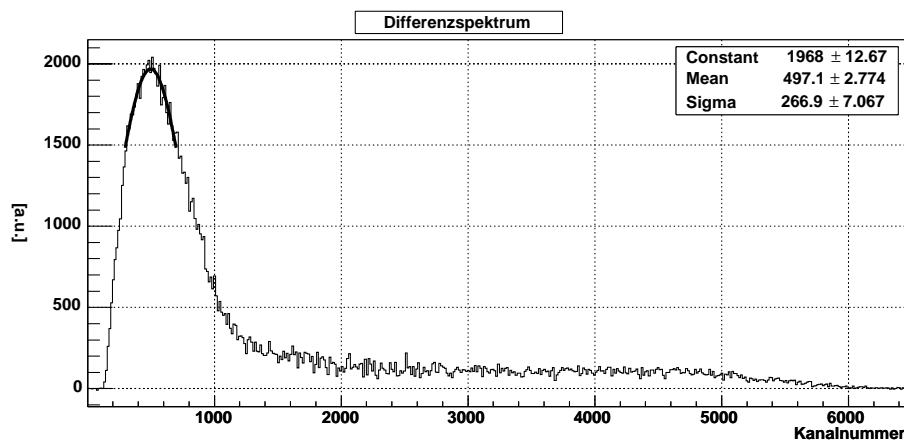


Abbildung 5.10: Elektronenspektrum der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle

Zum Testen der Ortsabhängigkeit der Signale wurde die Quelle auf verschiedene Stellen des Szintil-

lators positioniert (s. Abb. 5.11 links) und jeweils 40 Minuten lang gemessen. Zur Bestimmung der Quellenposition wurden die Ereignisse im Summenspektrum zwischen Kanalnummer 250 und 750 herangezogen. Die in einem Einzelereignis erzeugte Photonenzahl ist zu klein, um die Ortsinformation zu gewinnen. Daher wurde die Ortsfunktion aller Ereignisse, nach Koordinaten getrennt in zwei separate Diagramme aufaddiert. Aus den Mittelwerten der beiden Verteilungen konnte die Quellenposition abgelesen werden. Durch die Mittelung über viele Ereignisse ist das Ergebnis weitestgehend frei von den statistischen Unsicherheiten eines Einzelereignisses. Um die absolute Genauigkeit zu erfahren, mit der die Quelle auf dem Szintillator platziert werden kann, wurde die Quelle viermal auf die Szintillatormitte gelegt und gemessen. Aus der Streuung der vier rekonstruierten Positionen folgt eine Unsicherheit in der Positionierung von einem Millimeter. Dies ist auch der dominante Beitrag in den Messfehlern. Die Fehler der Mittelwerte tragen auf Grund der Messzeit und der daraus resultierenden guten Statistik nicht bei.

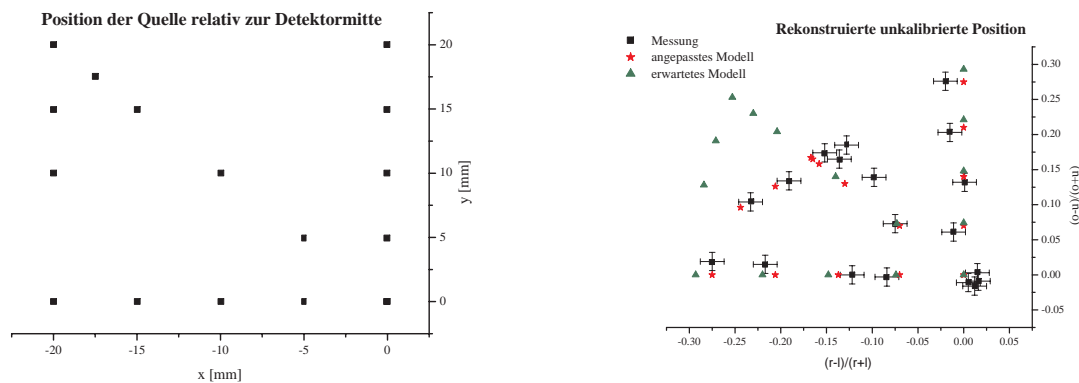


Abbildung 5.11: Links Positionen der Quelle auf dem Szintillator, bezogen auf die Detektormitte; rechts die gemessenen Ortsfunktionen mit Fehlerbalken. Die grünen Dreiecke zeigen die nach dem Modell erwarteten Orte, die roten Sterne die Werte aus dem den Daten angepassten Modell.

Abbildung 5.11 zeigt auf der rechten Seite die gemessenen Ortsfunktionen mit Fehlerbalken. Die grünen Dreiecke stellen die erwarteten Messpunkte für einen Szintillator ohne Lichtdämpfung dar ( $\lambda = \infty$ ). Die roten Sterne resultieren aus einem den Daten angepassten Modell, bei dem die äußeren Kanten des Plexiglasrahmens 24 Prozent kleiner als die des Detektors sind. Zusätzlich ist jedem Signal ein konstanter 30-prozentiger Untergrund aufaddiert.

Die Messungen im Goldstrahl haben den gleichen Detektorbereich getestet (s. Abb. 5.3). Dort ist die linke obere Ecke des Ausschnittes klar erkennbar. Bei den hier diskutierten Daten ist dieser Bereich abgerundet. Das unterschiedliche Verhalten lässt sich auf die verschiedenen Dicken der Szintillatoren zurückführen. Bei der 50  $\mu\text{m}$  dicken Szintillatorfolie koppelt das Licht über die 2,5 mm breite Auflagefläche des Lichtleiterrahmens in das Plexiglas ein, bei der 2 mm dicken Szintillatorplatte hingegen über den Rand der Platte. In beiden Fällen wird das Licht beim Übergang, wegen der unterschiedlichen Brechungsindizes der Materialien, vom Lot auf die Grenzfläche weggebrochen. Verfolgt man den Weg des Photons, in Strahlrichtung auf den Detektor blickend, so kommt es zu keiner Änderung der Ausbreitungsrichtung in der Detektorebene, wenn das Photon die Folie verlässt. Beim Verlassen der Szintillatorplatte über die Stirnseite ändert das Lichtteilchen seine Ausbreitungsrichtung in der Detektorebene. Dadurch wird der Einfallswinkel des Lichts auf die Außenkante des Lichtleiters steiler. Wenn sich die Lichtquelle nahe einer Ecke des Messbereichs

befindet, wird ein Teil des Lichts aus den beiden nächstgelegenen Lichtleitern herausgebrochen. Dadurch kommt es zu einer Verschlechterung der Ortsabhängigkeit der Signale bis hin zu Doppeldeutigkeiten bei der Rekonstruktion der Lichtquellenposition. Dieses Verhalten erreicht man im Modell mit einer verkleinerten Kante des Plexiglasrahmens und der Addition eines konstanten Untergrunds auf die Signale.



## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Diskussion

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein bereits bestehendes Detektorprinzip zur Positionsbestimmung ionisierender Teilchen zum ersten Mal eingehend theoretisch untersucht. Dazu wurde ein Modell entwickelt, das die Ortsabhängigkeit der Detektorsignale mittels Lichtdämpfung im Szintillator und Raumwinkeleffekten beschreibt. Desweiteren wurde für eine im Messbereich eindeutige Ortsfunktion eine notwendige Bedingung für die Breite des Lichtleitereingangs und die Kantenlänge des Plexiglasrahmens entwickelt (s. Gl. 3.1).

Diese Bedingung ermöglichte es, einen neue Detektor für einen  $(40 \times 40)$  mm<sup>2</sup> großen Messbereich zu bauen. Bei der Entwicklung des alten Ortsdetektors [4] wurden Überlegungen dieser Art nicht angestellt, weshalb die Größe des Messbereichs zufällig zustande kam.

Unter Berücksichtigung der obigen Bedingung konnte gezeigt werden, dass die optimale Ortsauflösung von der Detektorgeometrie (s. Abb. 3.2 und 3.3) und den lichtleitenden Eigenschaften des Szintillators abhängt (s. Abb. 3.4). Eine Optimierung ist möglich, weil die Ortsauflösung sowohl von der Steigung der Ortsfunktion als auch von den statistischen Fluktuationen der Signale abhängt, und beide Größen gegenläufig durch die Detektorgeometrie beeinflusst werden. Für große Dämpfungslängen und  $8 \cdot 10^4$  Szintillationsphotonen, die sich in der Folie ausbreiten, beträgt die maximal erreichbare Ortsauflösung  $0.04 \text{ LE}^1$ . Auf den gebauten Ortsdetektor bezogen bedeutet dies eine theoretisch erzielbare Ortsauflösung von 0.8 mm. Bei einer Dämpfungslänge von 44 mm beträgt die bestmögliche Ortsauflösung 0.6 mm.

Weitere Untersuchungen haben sich mit einem systematischen Effekt bei der Rekonstruktion der Lichtquellenposition beschäftigt, welcher bei hinreichender intrinsischer Ortsauflösung sichtbar wird. Es handelt sich um die Abhängigkeit der Ortsfunktion in einer Koordinate von der Position der Lichtquelle in der anderen Koordinate. Diese systematischen Abweichungen (s. Abschnitt 3.3) können mit einem runden Szintillator bis auf  $\pm 0.004 \text{ LE}^2$  minimiert werden. Kommt ein quadratischer Szintillator zum Einsatz, ist eine solche Optimierung über die Größe des Szintillators nicht möglich. Die Abweichungen belaufen sich im Falle eines quadratischen Szintillators auf 0.02 LE, können aber auf Grund ihres monotonen Verhaltens nachträglich korrigiert werden.

Im praktischen Teil der Arbeit wurde für einen  $(40 \times 40)$  mm<sup>2</sup> großen Messbereich ein Detektor mit einem quadratischen Szintillator gebaut. Der Detektor konnte mit einer 50 µm dicken Szintillatorfolie in einem 600 AMeV Goldstrahl an der GSI getestet werden (s. Abschnitt 5.1). In

---

<sup>1</sup>Eine Längeneinheit (1 LE) wurde definiert als der Abstand zwischen der Folienmitte und dem Rand des Messbereichs.

<sup>2</sup>Die Dämpfungslänge  $\lambda$  des Szintillators betrug in der Rechnung 2.2 LE und der optimale Radius der Folie 1.6 LE.

diesem Experiment wurde in beiden Koordinaten mit der Kantenmethode eine Ortsauflösung von  $(1.5 \pm 0.5)$  mm gemessen. Auf Grund der höheren Ladung der Goldionen hätte man eine um einen Faktor  $1/\sqrt{2}$  bessere Auflösung gegenüber dem theoretischen Wert von 0.6 mm erwartet, der für Lanthanionen berechnet wurde. Eine Ursache für das Nichterreichen dieses Wertes liegt in der geringen Anzahl von 6000 bis 16000 gemessenen Szintillationsphotonen pro Einzelereignis (s. Abschnitt 5.2). Daraus folgt eine Unterschätzung des Lichtquenching um eine Größenordnung (s. Abschnitt 3.2.1).

Die gemessene Ortsauflösung ist auch auf die Ortsfunktion des Detektors zurückzuführen. Nach dem Modell hätten Raumwinkeleffekt und Lichtdämpfung im Vergleich zur Messung, zu einer 60 Prozent steileren Ortsfunktion führen müssen. Eine plausible Erklärung hierfür sind eine größer als angenommene Dämpfungslänge des Szintillators und/oder ein konstanter Untergrund auf den Signalen.

Nicht getestet werden konnte das Verhalten der Ortsfunktion über den gesamten Messbereich. Hierzu wäre in der Teststrahlzeit ein zweiter positionsauflösender Detektor hinter dem neuen Ortsdetektor notwendig gewesen, welcher nicht zur Verfügung stand.

Der Vetoähler hat sich bewährt und seine Fähigkeiten unter Beweis gestellt. Mit ihm ist es möglich, Strahlteilchen, die außerhalb des  $(40 \times 40)$  mm<sup>2</sup> großen Messbereichs den Ortszähler durchqueren, eindeutig zu identifizieren.

In einem weiteren Versuch wurde die Ortsfunktion mit einem 2 mm dicken Szintillator und einer <sup>60</sup>Co-Quelle sowie myonischer Höhenstrahlung getestet.

## Ausblick

In der Lanthan-Strahlzeit des Experiments S254 wird man den Ortsdetektor einsetzen und mit einem Silizium-Streifenzähler eingehend untersuchen. Zur Verbesserung der Photonostatistik bzw. der Ortsauflösung sind anstelle einer 50 µm dicken Szintillationsfolie zwei übereinandergelegte 100 µm dicke Folien in den Detektor eingebaut.

Für einen neuen Detektor schlagen wir vor, diesen mit einem runden Szintillator zu bauen. Die Lichtauslese soll dann nicht mehr mit vier, sondern mit acht symmetrisch verteilten Photomultipliern erfolgen. Aus den Signalen vierer Röhren erhält man wie gehabt eine Ortsinformation, die man durch Rotation in das Koordinatensystem der Ortsfunktion der übrigen vier Röhren überführt. Dies ermöglicht die vollständige Lichterfassung in der Detektorebene und damit eine Verbesserung der Ortsauflösung um den Faktor  $1/\sqrt{2}$ . Vor einer Entscheidung über die zu verwendende Szintillatorgröße und -dicke empfiehlt es sich, die Lichtdämpfungslänge und das Photonenquenching<sup>3</sup> experimentell zu bestimmen. Um einen eventuell vorhanden Untergrund durch Streulicht möglichst gering zu halten, sollten die freien Seitenkanten des Plexiglasrahmens geschwärzt werden.

Eine Verbesserung der Photonenausbeute ist mit neuen, effizienteren Instrumenten zur Lichterfassung bei ähnlich gutem Signal-Rausch-Abstand möglich, beispielsweise APDs oder neuen Photomultipliertekniken [10].

---

<sup>3</sup>letzteres z. B. am Fragmentseparator der GSI)

## Anhang A

# Mathematica Notebooks

### Konstanten und Variablen

a : Tangens des Totalreflektionswinkel im Plexiglas

x0 : Dämpfungslänge der Folie

r : halbe Kantenlänge der quadratischer Folie bzw. Radius einer runden Folie

k : halbe äußere Kantenlänge des Plexiglasrahmens

l : halbe Breite des Lichtleitereingangs

x : x-Koordinate der Lichtquelle

y : y-Koordinate der Lichtquelle

eine Längeneinheit entspricht dem Abstand zwischen Szintillatormitte und dem Rand des Messbereichs

## Modell für eine quadratische Folie

### ■ Integrationsgrenzen

#### ■ für Signal auf der rechten Seite

```

rlmin[x_, y_, k_, l_] := If[l + y != 0,
  With[{t = (x - k) / (l + y)}, Which[(t > -a) && (t < 0), Min[(x - k) / a + y, l], True,
    -1]], -1
]
rlmax[x_, y_, k_, l_] := If[l - y != 0,
  With[{t = (k - x) / (l - y)}, Which[(t < a) && (t > 0), Max[(k - x) / a + y, -1], True,
    1]], 1
]

```

#### ■ für Signal auf der linken Seite

```

llmin[x_, y_, k_, l_] := If[l + y != 0,
  With[{t = (x + k) / (l + y)}, Which[(t < a) && (t > 0), Min[(-x - k) / a + y, l], True,
    -1]], -1
]
llmax[x_, y_, k_, l_] := If[y - l != 0,
  With[{t = (k + x) / (y - l)}, Which[(t > -a) && (t < 0), Max[(k + x) / a + y, -1], True,
    1]], 1
];

```

### ■ Integral

#### ■ Signal auf der rechten Seite

```

rab[x_, y_, k_, ll_] :=
NIntegrate[e- $\frac{\text{Abs}[(x-k)\text{Sec}[l]]}{x^0}$ , {1, ArcTan[(rlmin[x, y, k, ll] - y) / (k - x)],
  ArcTan[(rlmax[x, y, k, ll] - y) / (k - x)]}]

```

#### ■ Signal auf der linken Seite

```

lab[x_, y_, k_, ll_] :=
NIntegrate[e- $\frac{\text{Abs}[(-x-k)\text{Sec}[l]]}{x^0}$ , {1, ArcTan[(llmax[x, y, k, ll] - y) / (-k - x)],
  ArcTan[(llmin[x, y, k, ll] - y) / (-k - x)]}]

```

#### ■ Ortsinformation aus den Signalen

```

xpos[x_, y_, k_, l_] := (rab[x, y, k, l] - lab[x, y, k, l]) /
  (rab[x, y, k, l] + lab[x, y, k, l])
ypos[x_, y_, k_, l_] := xpos[y, -x, k, l]

```

# Modell für eine runde Folie

## ■ Integrationsgrenzen

Die Berechnung der Integrationsgrenzen ist identisch mit der aus dem Modell für einen quadratischen Szintillator.

## ■ Integral

### ■ Signal auf der rechten Seite

```
rab[x_, y_, k_, l1_] := 1 / (rlmax[x, y, k, l1] - rlmin[x, y, k, l1]) *
  NIntegrate[e^(- (2 x (-k + x) + 2 y (-1 + y) + sqrt(-4 ((k - x)^2 + (1 - y)^2) (-r^2 + x^2 + y^2) +
    4 (-k x + x^2 + y (-1 + y))^2)) / (2 x0 sqrt((k - x)^2 + (1 - y)^2))),
  {1, rlmin[x, y, k, l1], rlmax[x, y, k, l1]}] *
  (ArcTan[(rlmax[x, y, k, l1] - y) / (k - x)] - ArcTan[(rlmin[x, y, k, l1] - y) / (k - x)])
```

### ■ Signal auf der linken Seite

```
lab[x_, y_, k_, l1_] := 1 / (llmax[x, y, k, l1] - llmin[x, y, k, l1]) *
  NIntegrate[e^(- (2 x (k + x) + 2 y (-1 + y) +
    Sqrt[-4 ((-k - x)^2 + (1 - y)^2) (-r^2 + x^2 + y^2) + 4 (k x + x^2 + y (-1 + y))^2]) /
    (2 x0 sqrt((-k - x)^2 + (1 - y)^2))), {1, llmin[x, y, k, l1], llmax[x, y, k, l1]}] *
  (ArcTan[(llmin[x, y, k, l1] - y) / (-k - x)] -
  ArcTan[(llmax[x, y, k, l1] - y) / (-k - x)])
```

### ■ Ortsinformation aus den Signalen

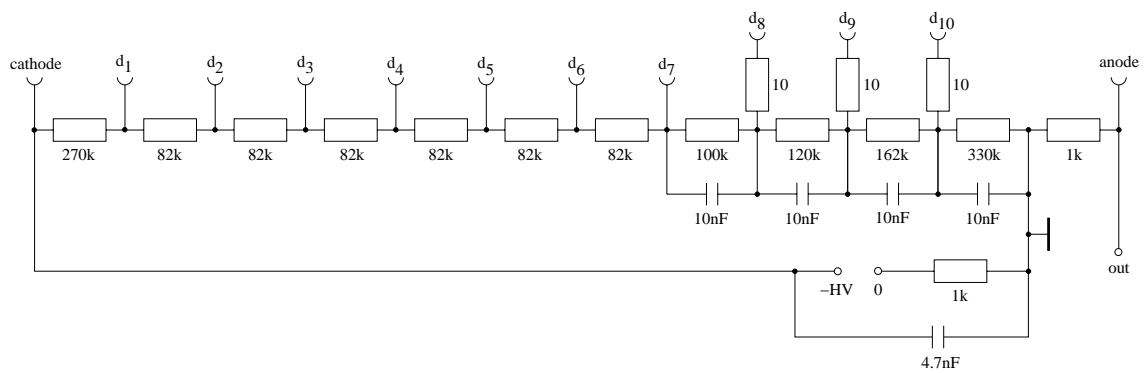
```
xpos[x_, y_, k_, l_] :=
  (rab[x, y, k, l] - lab[x, y, k, l]) / (rab[x, y, k, l] + lab[x, y, k, l])
ypos[x_, y_, k_, l_] := xpos[y, -x, k, l]
```



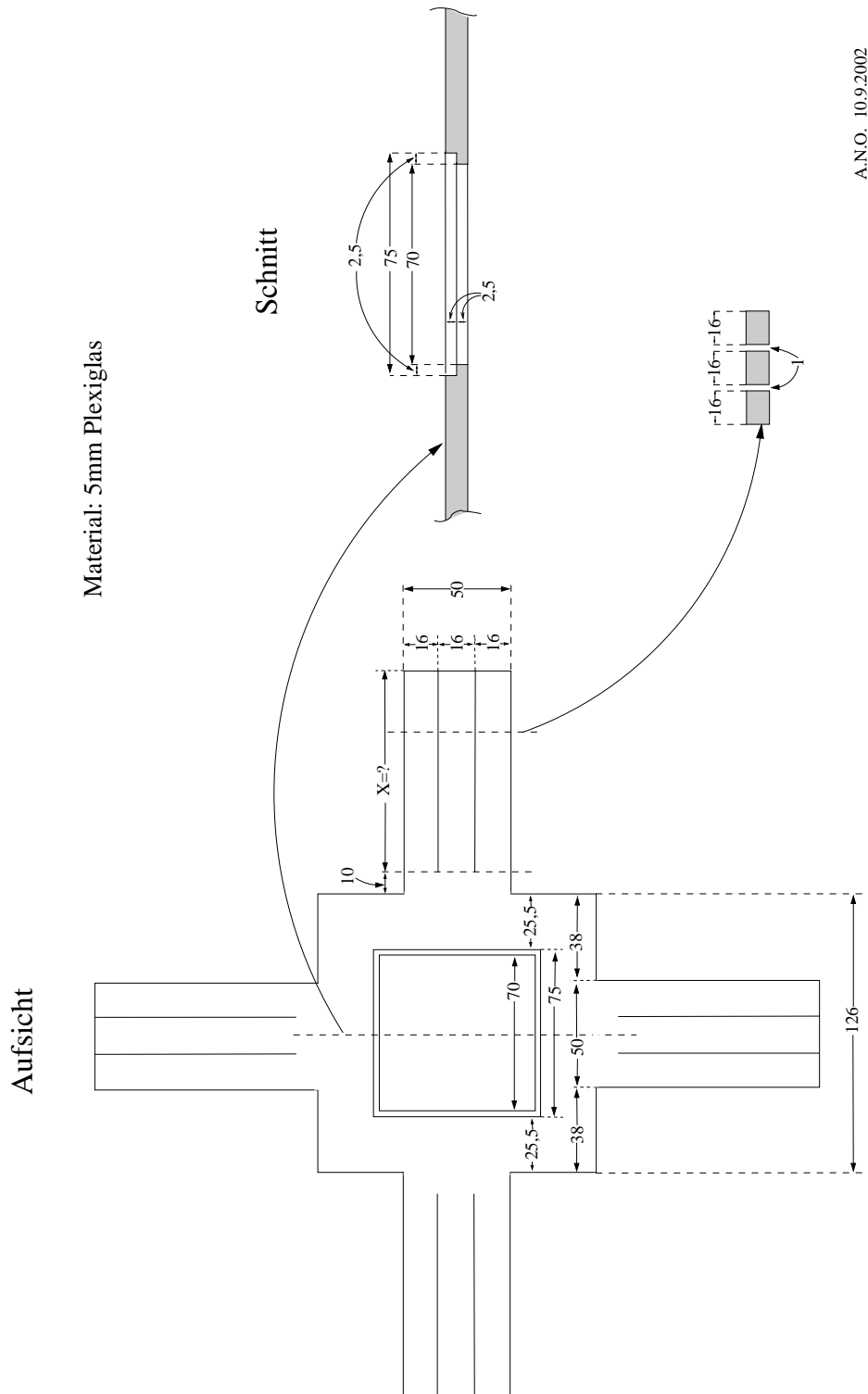
## Anhang B

# Ortsdetektor

### B.1 Spannungsteiler



## B.2 Konstruktionszeichnung Plexiglasrahmen





## B.3 Datenblatt Photomultiplier 9111SB

### 25 mm (1") photomultiplier 9111B series data sheet



#### 1 description

The 9111B is a compact 25 mm (1") diameter, end window photomultiplier with plano-concave window, blue-green sensitive bialkali photocathode and 10 high gain, high stability, SbCs dynodes of circular focused design for fast timing. The 9111WB is a variant for applications requiring UV sensitivity.

#### 2 applications

- wide range of applications
- X-ray & gamma-ray spectroscopy
- photon counting of bio- and chemi-luminescent samples
- high energy physics studies

#### 3 features

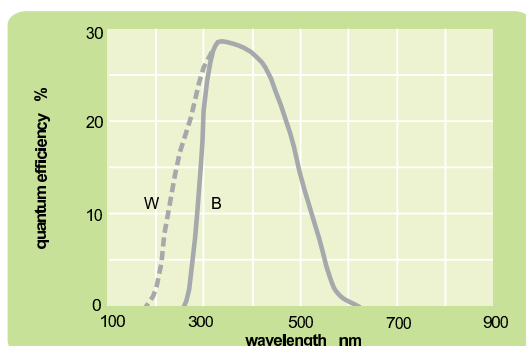
- compact
- fast time response
- low operating voltage

#### 4 window characteristics

	9111B borosilicate	9111WB UV glass
spectral range* (nm)	280 - 630	170 - 630
refractive index (n <sub>i</sub> )	1.49	1.48
K (ppm)	300	8500
Th (ppb)	250	30
U (ppb)	100	30

\*(wavelength range over which quantum efficiency exceeds 1% of peak)

#### 5 typical spectral response curves

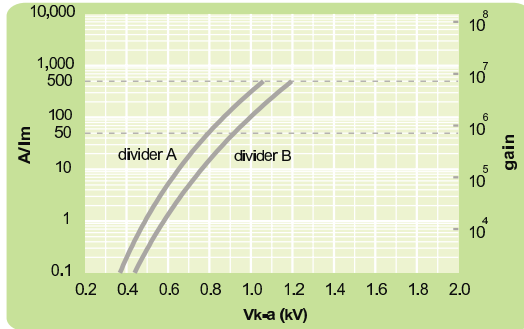


#### 6 characteristics

	unit	min	typ	max
<b>photocathode: bialkali</b>				
active diameter	mm		22	
quantum efficiency at peak	%		28	
luminous sensitivity	μA/lm		70	
with CB filter		7	11	
with CR filter			2	
<b>dynodes: 10CFSbCs</b>				
<b>anode sensitivity in divider A:</b>				
nominal anode sensitivity	A/lm		50	
max. rated anode sensitivity	A/lm		500	
overall V for nominal A/lm	V		800	1300
overall V for max. rated A/lm	V		1050	
gain at nominal A/lm	x 10 <sup>6</sup>		0.7	
<b>dark current at 20 °C:</b>				
dc at nominal A/lm	nA		0.3	1
dc at max. rated A/lm	nA		3	
dark count rate	s <sup>-1</sup>		100	
<b>afterpulse rate:</b>	%		5	
afterpulse time window	μs	0.1		6.4
<b>pulsed linearity (-5% deviation):</b>				
divider A	mA		2	
divider B	mA		20	
<b>pulse height resolution:</b>				
single electron peak to valley	ratio		1.5	
<sup>137</sup> Cs with 0.75" x 0.75" NaI(Tl)	%		7.5	
<sup>57</sup> Co with 0.75" x 0.75" NaI(Tl)	%		11	
<b>rate effect (I<sub>a</sub> for Δg/g=1%):</b>	μA		20	
<b>magnetic field sensitivity:</b>				
the field for which the output decreases by 50 %				
most sensitive direction	T x 10 <sup>-4</sup>		2.5	
<b>temperature coefficient:</b>	% °C <sup>-1</sup>		± 0.5	
<b>timing:</b>				
single electron rise time	ns		1.8	
single electron fwhm	ns		3.1	
single electron jitter fwhm	ns		1.2	
transit time delay	ns		15	
<b>weight:</b>	g		20	
<b>maximum ratings:</b>				
anode current	μA			100
cathode current	nA			20
gain	x 10 <sup>6</sup>			7.1
sensitivity	A/lm			500
temperature	°C	-30		60
V (k-a) <sup>(1)</sup>	V			1500
V (k-d1)	V			300
V (d-d) <sup>(2)</sup>	V			200
ambient pressure (absolute):	kPa			202

<sup>(1)</sup> subject to not exceeding max. rated sensitivity <sup>(2)</sup> subject to not exceeding max rated V(k-a)

7 typical voltage gain characteristics

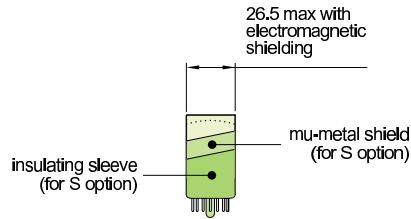
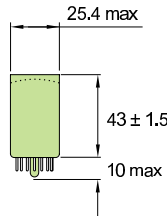


8 voltage divider distribution

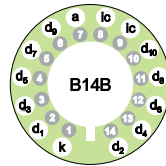
	k	d <sub>1</sub>	d <sub>2</sub>	.....	d <sub>7</sub>	d <sub>8</sub>	d <sub>9</sub>	d <sub>10</sub>	a	
A	3R	R	.....	R	R	R	R	R	R	Standard
B	3R	R	.....	R	R	R	2R	4R		High Pulsed Linearity

Characteristics contained in this data sheet refer to divider A unless stated otherwise.

9 external dimensions mm



10 base configuration (viewed from below)

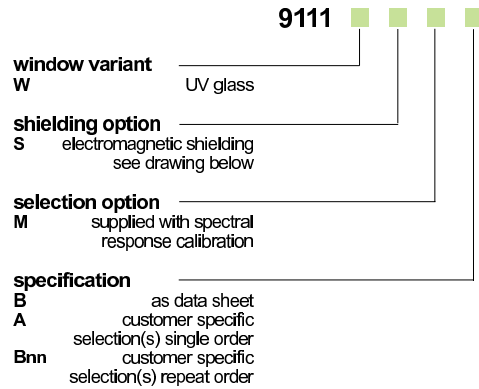


'ic' indicates an internal connection

Our range of B14B sockets is available to suit the B14B hardpin base. The socket range includes versions with or without a mounting flange, and with contacts for mounting directly onto printed circuit boards.

11 ordering information

The 9111B is the parent type. It meets the specification contained in this datasheet. Variants are listed below with the convention for deriving the type number that includes your selection. Also we can select to different specification limits to suit your particular application. For one-off requirements the selection will change the B suffix to A, or for ongoing requirements Electron Tubes will advise a 2 digit suffix after the letter B that maintains the customers specific requirements.



12 voltage dividers

The standard active voltage dividers available for these prmts are tabulated below for ordering:

	k	d <sub>1</sub>	d <sub>2</sub>	.....	d <sub>6</sub>	d <sub>7</sub>	d <sub>8</sub>	d <sub>9</sub>	d <sub>10</sub>	a
C6007	2V	V	.....	V	V	V	V	V	V	
C6002	3V	V	.....	V	V	V	V	V	V	

**Electron Tubes Limited**  
Bury Street, Ruislip  
Middx HA4 7TA, UK  
tel: +44 (0) 1895 630771  
fax: +44 (0) 1895 635953  
e-mail:  
info@electron-tubes.co.uk

**Electron Tubes Inc.**  
100 Forge Way, Unit F  
Rockaway, NJ 07866, USA  
tel: (973) 586 9594  
toll Free: (800) 521 8382  
fax: (973) 586 9771  
e-mail: sales@electrontubes.com

The company reserves the right to modify these designs and specifications without notice. Developmental devices are intended for evaluation and no obligation is assumed for future manufacture. While every effort is made to ensure accuracy of published information the company cannot be held responsible for errors or consequences arising therefrom.

an ISO 9001 registered company

www.electrontubes.com



© Electron Tubes Limited, 2001  
DS\_ 9111B Series Issue 2  
01 June 2001

## B.4 Datenblatt Szintillator BC-418

### BC-418, BC-420, BC-422 Premium Plastic Scintillators

The premium plastic scintillators described in this data sheet are intended for use in ultra-fast timing and ultra-fast counting applications. BC-418 and BC-422 are recommended for use in small sizes, i.e. when any dimension is less than 4" (100mm). BC-420 is substantially less expensive than BC-418.

#### Scintillation Properties –

	BC-418	BC-420	BC-422
Light Output, % Anthracene	67	64	55
Rise Time, ns	0.5	0.5	0.35
Decay Time, ns	1.4	1.5	1.6
Pulse Width, FWHM, ns	1.2	1.3	1.3
Wavelength of Max. Emission, nm	391	391	370
Light Attenuation Length, cm*	NA**	140	NA**
Bulk Light Attenuation Length, cm	100	110	8

#### Atomic Composition –

No. H Atoms per cm <sup>3</sup> (x10 <sup>22</sup> )	5.21	5.21	5.19
No. C Atoms per cm <sup>3</sup> (x10 <sup>22</sup> )	4.74	4.74	4.71
Ratio (H:C) Atoms	1.100	1.100	1.102
No. of Electrons per cm <sup>3</sup> (x10 <sup>22</sup> )	3.37	3.37	3.34

\* The typical 1/e attenuation length of a 1x20x200cm cast sheet with edges polished as measured with a bi-alkali photomultiplier tube coupled to one end.

\*\* Scintillator recommended for use in small sizes; therefore, the 1/e attenuation length values are not applicable.

### BICRON®

#### General Technical Data –

Base ..... Polyvinyltoluene  
 Density ..... 1.032 g/cc  
 Refractive Index ..... 1.58  
 Coefficient of Linear Expansion .....  
 ..... 7.8x10<sup>-5</sup> below 67°C  
 Light Output Temperature Dependence:  
 at +60°C = 95% of that at +20°C; independent of temperature from -60°C to +20°C  
 Vapor Pressure . May be used in a vacuum  
 Solubility ..... Soluble in aromatic solvents, chlorine, acetone, etc. Insoluble in water, dilute acids, lower alcohols, silicone fluid, grease and alkalis.

Scintillation Products  
Organic Scintillators



USA

Saint-Gobain Crystals & Detectors  
1.2345 Kinsman Road  
Newbury, OH 44065  
Tel: (440) 564-2251  
Fax: (440) 564-8047

Europe

Saint-Gobain Crystals & Detectors  
P.O. Box 3093, 3760 DB Soest  
The Netherlands  
Tel: 31 (0) 35 60 29 700  
Fax: 31 (0) 35 60 29 214

Japan

Saint-Gobain Crystals & Detectors KK  
3-7, Kojimachi, Chiyoda-ku,  
Tokyo 102-0083 Japan  
Tel: 81 (0) 3 3263 0559  
Fax: 81 (0) 3 5212 2196

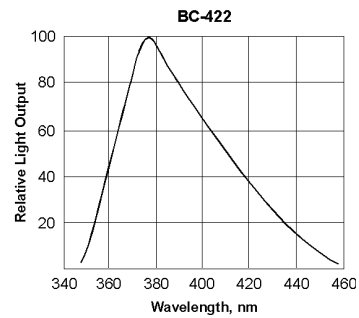
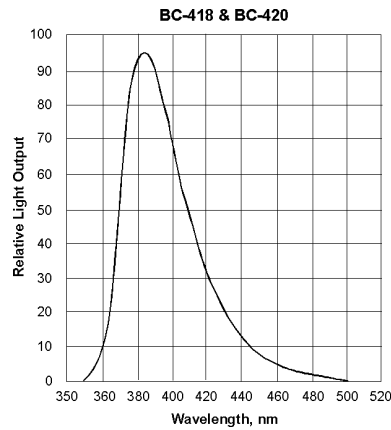
China

Saint-Gobain China Investment Co., Ltd.  
24-05 CITIC Building  
19 Jianguomenwai Ave.  
Beijing 100004 China  
Tel: 86 (0) 10 6513 0311  
Fax: 86 (0) 10 6512 9843

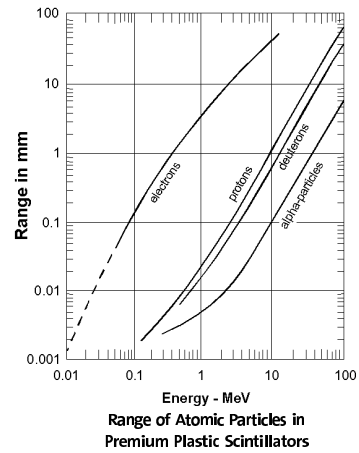
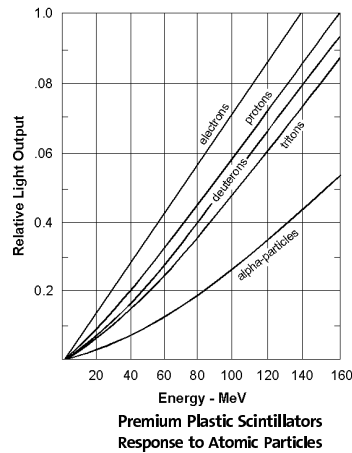
www.detectors.saint-gobain.com

**BC-418, BC-420, BC-422**  
**Premium**  
**Plastic Scintillators**

**Emission Spectra –**



**Atomic Particles Response –**



Manufacturer reserves the right to alter specifications.  
©2002 Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. All rights reserved.

(06-02)

# Literaturverzeichnis

- [1] K. Kezzar et al., Mass and Isospin Effects in Multifragmentation; S254 Proposal of Experiment at SIS
- [2] T. Möhlenkamp, Bestimmung der Aufbruchtemperatur hochangeregter Kerne aus Isotopenverhältnissen leichter Fragmente S. 5ff
- [3] H. Geissel et al., Nucl. Instr. Meth. **B 70** (1992) 286
- [4] J. Kempter, Analyse und Bau eines positionsempfindlichen Szintillationsdetektors, Diplomarbeit 1993
- [5] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement Third Edition, John Wiley & Sons, Inc.
- [6] Photomultiplier tube p.31, Hamamatsu
- [7] Understanding photomultipliers, electron tubes
- [8] voltage divider design, technical reprint R/P069, electron tubes
- [9] K. Hagiwara et al., Physical Review **D 66**, 010001-1 (2002)
- [10] Daniel Ferenc, Nucl. Instr. Meth. **A 497** (2003) 198-201

# Danksagungen

## gehen an

- Herbert Orth für die Themenstellung, die konstruktiven Diskussionen und die Korrektur dieser Arbeit.
- Uli Lynen für die freundliche Aufnahme in seine Gruppe.
- Wolfgang Quick für die Lehrzeit an Drehbank und Fräse, sowie die Unterstützung bei der mechanischen Fertigstellung des Ortsdetektors.
- Giovanni Raciti, Elisa Rapisarda und Loredana Spezzi für ihre Hilfe bei den Messvorbereitungen für die Goldtrahlzeit.
- Jerzy Lukasik für seine Einführung in root.
- Thomas Cornelius, Sebastian Egner, Pia Schmeckenbecher und Ulrike Schmeckenbecher für die Durchsicht dieser Arbeit auf Fehler.
- den Rest der KP3-Gruppe insbesondere an Concettina Sfienti, Jost Lühning und Wolfgang Trautmann.
- meine Eltern.

# Nachtrag

Nach Abschluss der vorliegenden Arbeit standen die Daten aus dem Experiment S254 zur Verfügung. Nachfolgend soll ein kurzer Überblick über die wichtigsten Ergebnisse deren Analyse im Hinblick auf den Ortsdetektor gegeben werden.

Das Verhältnis der Signalgrößen der Photomultiplier aus der Strahlzeit Nd @ 600 AMeV zu denen aus der Goldstrahlzeit stimmt mit dem theoretisch erwarteten Verhältnis überein, wenn man den Energieverlust mit dem Quadrat der Ladungszahl skaliert. Es hätte daher gereicht, anstelle der 50  $\mu\text{m}$  dicken Szintillatorfolie eine 100  $\mu\text{m}$  dicke in den Detektor einzusetzen, um den geringeren Energieverlust pro Weglänge eines Strahlteilchens zu kompensieren. Neben Neodym, Lanthan und Zinn, deren Ladungszahlen ähnlich sind, gab es auch einen Kohlenstoffstrahl. Aus dem Vergleich der Signalamplituden von Kohlenstoff mit denen von Gold und Neodym folgt, dass die theoretische Skalierung der Signalamplituden von Kohlenstoff auf Gold bzw. Neodym die Signale um einen Faktor vier überschätzt.

Der Ortszähler wurde mit einem Siliziumstreifen-zähler in Millimeter geeicht. Abbildung 1 zeigt das Ergebnis der Kalibrierung aus der Nd-Strahlzeit des Experiments. In den Schaubildern auf der linken Seite ist — im oberen für die x-Achse und im unteren für die y-Achse — die Ortsinformation des Streifen-zählers in Millimeter gegen die Ortsfunktion des Ortszählers aufgetragen. Die eingezeichnete rote durchgehende Gerade ist die durch eine Hauptachsenanalyse gewonnene Eichgerade. Links oben im Schaubild befindet sich die dazugehörige Geradengleichung. Anhand der Schaubilder erkennt man, dass der Ortsdetektor im Messbereich eine eindeutige Ortsinformation liefert und die Kalibrierung in diesem Bereich mit einer Geraden beschrieben wird.

Auf der rechten Seite von Abbildung 1 ist die Ortsauflösung in den beiden Koordinaten wiedergegeben. Hierzu wurde aus den Schaubildern auf der linken Seite jeweils der Bereich zwischen den blauen Linien herausgeschnitten. Die Ortsfunktion des Ortszählers der herausgeschnittenen Ereignisse ist danach in das Histogramm auf der rechten Seite aufaddiert worden. Die Breite (Sigma) der Verteilungen multipliziert mit der Steigung der Kalibriergeraden ergibt eine Ortsauflösung von 1.5 mm bzw. 1.3 mm. Die Ortsauflösung ist trotz der besseren Lichtausbeute nicht höher als die im Goldstrahl gemessene. Zurückzuführen ist dies auf die schwächere Ortsabhängigkeit der Signale, die in einer steileren Kalibriergeraden zum Ausdruck kommt.

Über die gesamte Strahlzeit hinweg wurden mehrere Kalibrierungsmessungen durchgeführt, bei denen sich der Streifen-zähler mit im Strahl befand. Die aus den einzelnen Messungen gewonnenen Kalibrierungen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Desweiteren dienten die Detektorsignale auch zum Start der ToF-Messung der Fragmente. Dabei teilte ein passiver Splitter die Detektorsignale im Verhältnis 1:1. Anschließend führte ein Teil der Signale zur Zeitmessung auf Diskriminatoren. Die logischen Ausgangssignale der Diskriminatoren wurden nach einer aktiven Verzögerung in einem TDC mit 50 ps Auflösung registriert. In die Histogramme in Abbildung 2 ist die Differenz der Zeitsignale aus der linken und rechten Röhre und die Differenz der oberen und der unteren Röhre gemittelt aufgetragen. Im rechten Histogramm sind die Zeitsignale auf die unterschiedlich langen Strecken, die das Licht im Detektor bis zu den einzelnen Röhren zurücklegen muss korrigiert. Ohne auf den Ort des Strahlteilchendurchganges zu korrigieren erhält man eine Zeitauflösung von 3 TDC-Kanälen bzw. 150 ps (linkes Schaubild). Die Zeitauflösung beträgt mit der Korrektur 50 ps, was einem TDC-Kanal entspricht. In die Zeitmessung fließt neben der intrinsischen Zeitauflösung der Photomultiplier zusätzlich noch die nicht näher quantifizierte Zeitauflösung der Elektronik mit ein.

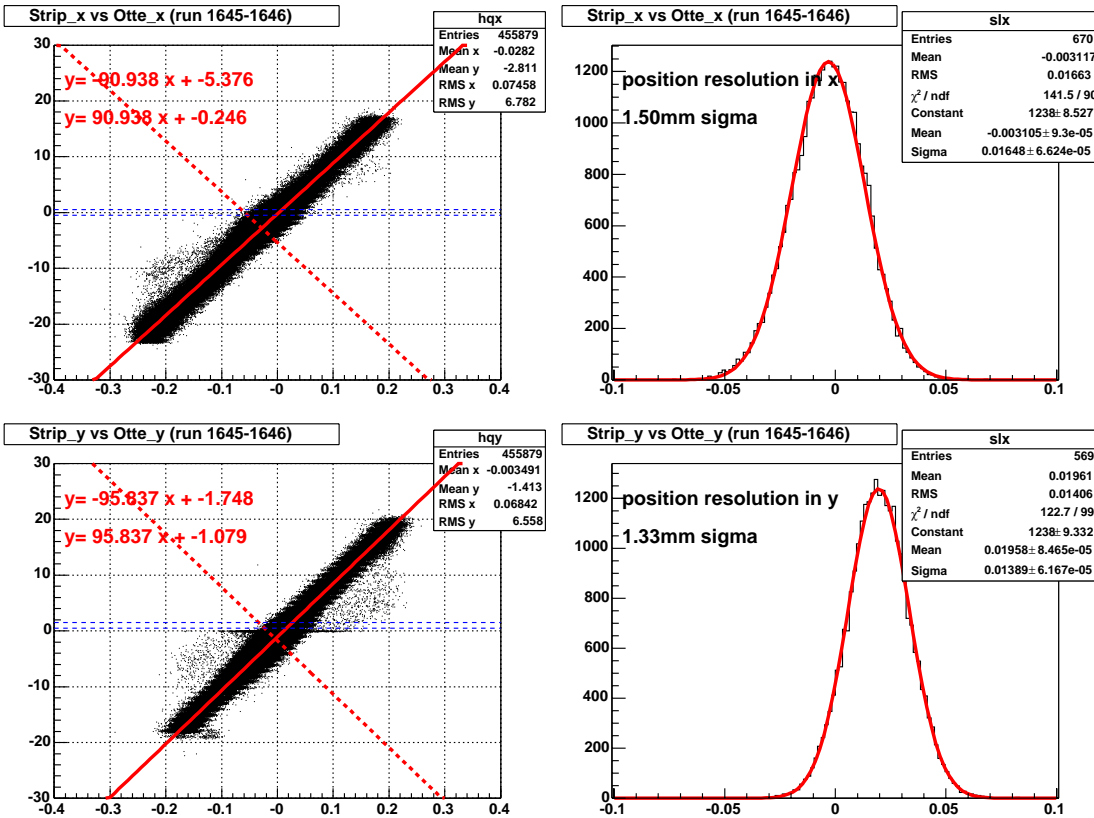


Abbildung 1: Kalibrierung und Ortsauflösung in Millimeter des Ortszählers im Nd-Strahl @ 600 AMeV. Die oberen Bilder gelten für die x-Achse und die unteren für die y-Achse.

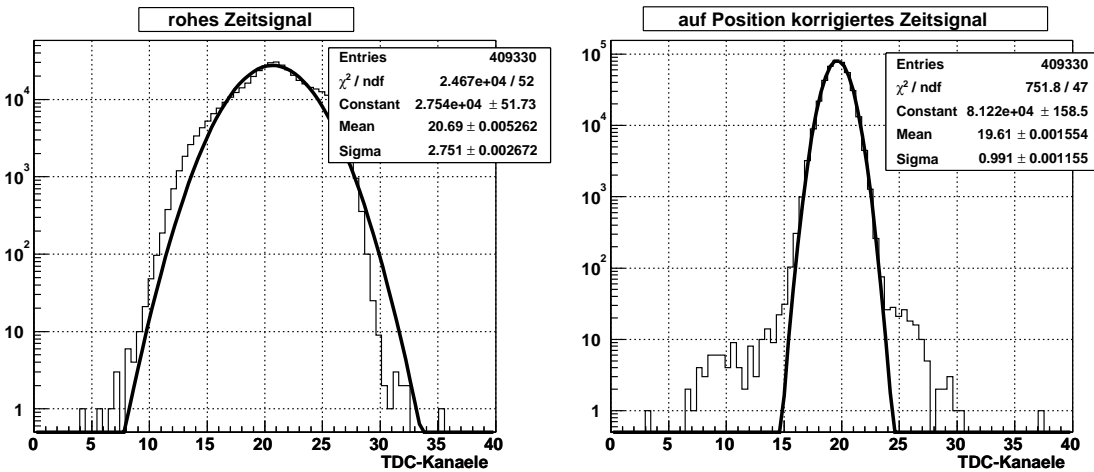


Abbildung 2: In beiden Histogrammen ist die Differenz der Zeitsignale des oberen und des unteren Photomultipliers und die Differenz der Signale des linken und des rechten Photomultipliers gemittelt aufgetragen. Im rechten Histogramm sind die Zeitsignale zusätzlich auf die unterschiedlich langen Wegstrecken des Lichts korrigiert. Ein TDC-Kanal entspricht 50 ps.



Datum	Uhrzeit	Run	Strahl	Kalibriergerade		Ortsauflösung	
				x [mm]	y [mm]	$\Delta x$ [mm]	$\Delta y$ [mm]
22.7.03	1.50	1645-1646	$^{142}\text{Nd}$ @ 600 AMeV	$-0.3 + 90.9 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-1.1 + 95.8 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.5	1.3
23.7.03	4.28	1669-1670	$^{142}\text{Nd}$ @ 620 AMeV	$-0.8 + 94.8 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-1.2 + 94.1 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.4	1.3
24.7.03	4.55	1692-1695	La	$0.9 + 88.0 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-2.5 + 93.4 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.6	1.4
"	5.50	1700	"	$1.1 + 89.7 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-2.7 + 94.9 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.4	1.4
"	22.00	1708-1709	"	$0.3 + 90.3 \cdot x_{\text{Ort}}$	$2.5 + 95.0 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.5	1.3
27.7.03	3.35	1805-1806	"	$1.0 + 86.8 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-0.9 + 91.4 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.4	1.3
"	4.10	1807	"	$1.0 + 85.7 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-0.9 + 91.1 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.5	1.3
28.7.03	5.50	1847	"	$0.8 + 83.8 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-1.0 + 91.2 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.4	1.3
30.7.03	0.37	1887	"	$0.2 + 82.1 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-1.1 + 90.9 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.4	1.3
31.7.03	5.48	1920	Sn	$0.3 + 81.8 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-1.1 + 85.4 \cdot y_{\text{Ort}}$	2.2	1.3
04.8.03	3.15	1997	"	$0.4 + 80.1 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-0.9 + 86.0 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.3	1.4
05.8.03	2.30	2026-2032	La	$0.6 + 76.8 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-1.2 + 89.6 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.3	1.4
"	3.70	2034-2036	"	$0.6 + 80.5 \cdot x_{\text{Ort}}$	$-1.1 + 90.0 \cdot y_{\text{Ort}}$	1.4	1.3

Tabelle 1: Vollständige Auflistung aller zur Verfügung stehender Kalibrierungen des Ortszählers. In den letzten beiden Spalten ist die Ortsauflösung des Ortszählers gefaltet mit der des Streifenzählers aufgeführt.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 30.7.2003

.....

Unterschrift