

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Experiment S117	3
2.1	Anforderungen an den Startdetektor	5
2.2	Mögliche Startsysteme	8
3	Aufbau der Zähler	11
3.1	Der Startdetektor	11
3.2	Aufbau des Strahldiagnosesystems	16
4	Untersuchung der Fotoervielfacher	21
4.1	Amplitudenstabilität verschiedener Spannungsteiler	21
4.1.1	Meßaufbau	25
4.1.2	Ergebnisse	29
4.2	Intrinsische Zeitauflösung	31
4.2.1	Beeinflussende Faktoren	32
4.2.2	Meßaufbau	32
4.2.3	Ergebnisse	34
4.3	Zeitauflösung unter Belastung	37
4.3.1	Ergebnisse	38
5	Verhalten des Startdetektors im Strahlbetrieb	41
5.1	Ortsauflösung	43
5.2	Ratenabhängigkeit der Zeitauflösung	47

5.3	Ratenabhängigkeit der Amplituden	50
6	Strahlenschäden an Plastikszintillatoren	55
6.1	Plastikszintillatoren	55
6.2	Im Experiment aufgetretene Schädigungen	57
7	Zusammenfassung und Ausblick	65
A	Organische und anorganische Szintillatoren	73
B	Aufbau eines Fotovervielfachers	75
C	Aufbauten des Experimentes S117	79
D	Detektor- und Materialdaten	81
D.1	Der Fotovervielfacher R2083	81
D.2	Bauelemente der Spannungsteiler	82
D.3	Der Szintillator BC-418	83

Kapitel 1

Einleitung

Ziel der Experimente am ALADIN-Spektrometer der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, ist die systematische Untersuchung von Target- und Projektilfragmentation in Kern-Kern-Stößen bei Einschußenergien zwischen 50 und 1000 AMeV [ALA 88].

Im oberen Energiebereich ist die Reaktion dadurch gekennzeichnet, daß hochangeregte Projektil- und Targetsysteme (spectators) erzeugt werden, die im Geschwindigkeitsraum deutlich getrennt sind [Gos 77]. Zur Charakterisierung der Stoßgeometrie verwendet man dabei die Observable Z_{bound} , die als Summe der Ladungen der Fragmente des Projektil-Restkernes unter Ausschluß von $Z=1$ definiert ist und sich als ein Maß für den Stoßparameter der Reaktion erwiesen hat [Hub 92]. Wegen der besonderen Rolle der Stoßgeometrie für den Reaktionsmechanismus ist Z_{bound} insbesondere auch ein Maß für die Anregungsenergie des Spectators. Diese Projektilfragmente werden in einer Flugzeitwand nachgewiesen. Der für die Bestimmung der Flugzeit notwendige Startzeitpunkt wird mit einem Startdetektor ermittelt, wobei seine geforderte Zeitauflösung abhängig ist von der Art des Experimentes.

Benötigt man die Flugzeitwand nur zur Bestimmung der Ladung der erzeugten Fragmente, so reicht für die Korrektur der Geschwindigkeitsabhängigkeit der gemessenen Energieverluste eine Auflösung von etwa 1 ns aus. Will man aus der Bahn der Fragmente nach Ablenkung im Magnetfeld die Massen und Impulse berechnen, so benötigt man eine Zeitauflösung des Startdetektors, die in Abhängigkeit von der Strahlenergie bei etwa 100 ps oder darunter liegt.

Bei den Beschleunigerexperimenten, deren Ziel die Untersuchung von Targetfragmentation ist, werden Strahlraten von einigen 10^6 Projektilen pro Sekunde sowie Targets mit Massenbelegungen von einigen 10 mg/cm^2 eingesetzt [Poc 95]. Verwendet man dabei einen Startdetektor, so muß seine Massenbelegung mindestens eine Größenordnung unter der des Targets liegen und damit sehr klein sein. Weiterhin sollte er bei den hohen Strahlraten über mehrere Tage stabil arbeiten.

In Hinblick auf zukünftige Experimente wurden im Rahmen dieser Arbeit die Eigenschaften und technischen Grenzen eines Startzählers untersucht, der mit extrem dünnen Szintillationsfolien arbeitet. Dazu wurde ein Detektor entwickelt und aufgebaut, der aus einer $10 \mu\text{m}$ dicken Szintillationsfolie sowie zwei Fotoervielfachern mit 50 mm Durchmesser besteht. Während des Experimentes S117 wurde dieser Zähler für Eichzwecke eingesetzt. Dabei konnte sein Verhalten unter Strahlbedingungen ermittelt werden. In Labormessungen, bei denen ein Laser und Leuchtdioden verwendet wurden, konnten die Auswirkungen von hohen Belastungen, wie sie bei großen Pulsraten auftreten, untersucht werden. Darüberhinaus wurde ein Vetodetektor gebaut, der als Teil der Strahldiagnose des Experimentes S117 eingesetzt wurde.

Kapitel 2

Das Experiment S117

In Abbildung 2.1 ist der Aufbau der Experiments S117 gezeigt.

Der von links kommende Strahl trifft dabei zuerst auf den im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten Startdetektor. Dieser besteht aus einer $10\ \mu\text{m}$ dicken Szintillationsfolie, die in einem Winkel von 45° zur Strahlachse steht und von zwei Fotoervielfachern ausgelesen wird.

Die nachfolgende Vieldrahtproportionalkammer (in Abbildung 2.1: Stelzer) wird nur zur

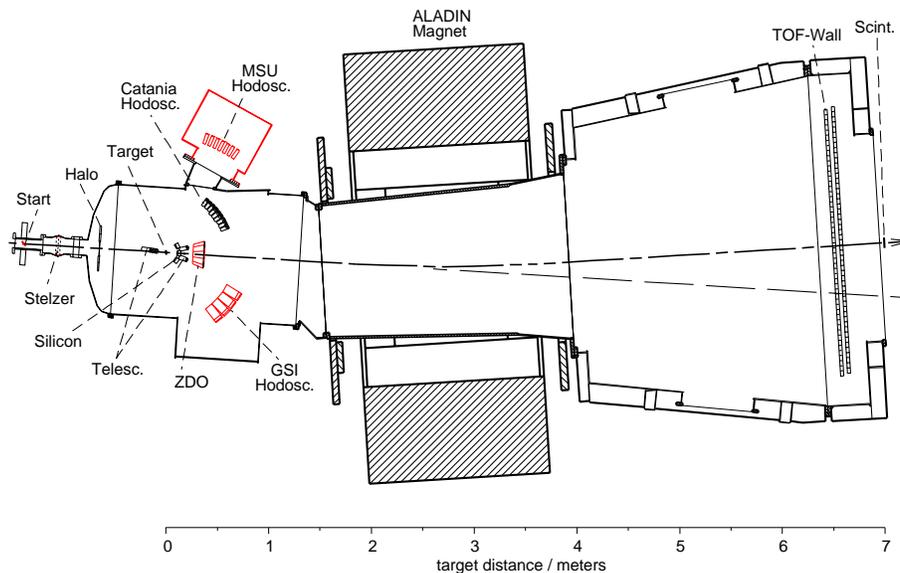


Abbildung 2.1: Skizze des ALADIN-Spektrometers für das Experiment S117 mit der Hodoskopanordnung, wie sie bei einer Strahlenergie von 50-200 AMeV gewählt wurde.

Kalibrierung des Startdetektors sowie zur Bestimmung der Strahlachse zeitweise in den Strahl gefahren.

Danach schließt sich der Halo-Detektor an. Dabei handelt es sich um ein Vetosystem, mit dem Reaktionsprodukte aus der Startfolie sowie Strahlteilchen, die sich nicht auf der Sollbahn bewegen, detektiert werden.

Das im Experiment verwendete ^{197}Au Target hatte eine Massenbelegung von 25 mg/cm^2 . Da als Element für den Strahl ebenfalls Gold verwendet wurde, errechnet sich ein geometrischer Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{geo} = 6.1 \text{ barn}$. Beides zusammen ergibt eine Reaktionswahrscheinlichkeit der Projektilkerne in Target von 0.05% . Als Strahlenergien wurden 50, 100, 150, 200 und 1000 AMeV ausgewählt.

Im Polarwinkelbereich von $26^\circ \leq \vartheta \leq 51^\circ$ rechts von der Strahlachse schließt sich das GSI-Hodoskop an [Pin 89]. Aufgebaut ist es aus $64 \text{ } 3 \times 3 \text{ cm}^2$ großen Elementen, die jeweils aus einem $300 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Siliziumzähler und einem 6 cm langen CsJ-Kristall bestehen. Der Kristall wird von einer Photodiode ausgelesen. Die Teilchenidentifikation geschieht nach dem ΔE -E-Prinzip, wobei die untere Nachweisschwelle bei 10 AMeV liegt und leichte Teilchen bis 150 AMeV gestoppt werden können.

Ebenfalls nach dem ΔE -E-Prinzip arbeitet das Catania-Hodoskop. Es deckt den Polarwinkelbereich zwischen $23^\circ \leq \vartheta \leq 57^\circ$ links von der Strahlachse ab. Seine 96 Elemente bestehen jeweils aus $3 \times 3 \text{ cm}$ großen und $300 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Siliziumplättchen, die vor 6 cm langen CsJ-Kristallen montiert sind, welche mittels Photodioden ausgelesen werden.

Die 56 Elemente der MSU-Hodoskops, welche die Winkel zwischen $59^\circ \leq \vartheta \leq 74^\circ$ abdecken, haben den gleichen Aufbau, nur haben die Siliziumdetektoren einen Durchmesser von 2.5 cm und die CsJ-Kristalle sind hier 10 cm lang.

Den Polarwinkelbereich zwischen $2.1^\circ \leq \vartheta \leq 6.5^\circ$ um die Strahlachse deckt der azimutal-symmetrische ZDO-Detektor (Zero Degree Outer Hodoscope) [Rab 86] ab. Er ist unterteilt in 36 Detektoren, die ebenfalls nach dem ΔE -E-Prinzip arbeiten. Jeder Detektor besteht aus 2 mm Kalziumfluorid und einem 10 cm langen Plastiksintillator (GS2003), der mittels eines Fotovervielfachers ausgelesen wird. Der Plastiksintillator stoppt Protonen bis zu einer Energie von 126 MeV .

Um die Multiplizitätsauflösung zu verbessern, wurden in einem Polarwinkelbereich von 29° bis 56° sechs Siliziumstreifen-zähler eingesetzt. Diese $300 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Detektoren, die jeweils in acht Streifen unterteilt sind, messen den Energieverlust der Teilchen und geben eine Trefferzahlinformation.

Um das Target sind sieben Teleskope angeordnet. Dabei handelt es sich um eine Kombination aus je drei Siliziumzählern verschiedener Dicken sowie eines CsJ-Szintillators, der mittels einer Photodiode ausgelesen wird. Die Teilchenidentifikation geschieht, wie bei dem GSI Hodoskop, nach der ΔE - E -Methode.

Der namensgebende Dipolmagnet des ALADIN Spektrometers (A Large Acceptance Dipole magNet) hat eine Apertur von $1.5 \times 0.5 \text{ m}^2$ und ein maximales Biegevermögen von 2.3 Tm. Während der Messung wird der Magnetstrom so eingestellt, daß der Strahl um 8° abgelenkt wird und den zentralen Teil der Flugzeitwand trifft. Direkt hinter dem Magnet schließt sich die Detektorkammer des Spektrometers an.

An den hinteren Teil der Detektorkammer war die Flugzeitwand (ToF) montiert. Sie besteht aus 2 Wänden mit je 96 senkrecht angeordneten Szintillationsstäben der Ausdehnung $1100 \times 25 \times 10 \text{ mm}^2$, die man an ihren Stirnseiten mit Fotoervielfachern ausliest. Die Wände sind um eine halbe Stabbreite gegeneinander versetzt, damit keine toten Zonen entstehen. Über die Signale der einzelnen Fotoervielfacher erhält man für jedes Teilchen eine Zeit-, Orts- und Ladungsinformation (ΔE -t-Prinzip). Mit jedem Stab können in diesem Experiment Ladung bis $Z = 11$ einzeln aufgelöst werden. Höhere Ladungen bis $Z = 79$ lassen sich mit einer Ungenauigkeit von ungefähr drei Ladungen bestimmen.

Um Streuung und Energieverlust der Fragmente am Gas zu vermeiden, ist das gesamte Spektrometer evakuiert.

Da bei einer Strahlenergie von 1 AGeV sehr viele hochenergetische δ -Elektronen auftreten, wurden die Hodoskope während dieser Meßperiode im Targetbereich um $\vartheta = 180^\circ$ gedreht. Im Anhang C dieser Arbeit sind noch einmal beide Aufbauten abgebildet.

2.1 Anforderungen an den Startdetektor

Bei der Untersuchung der Targetfragmentation verwendet man Targets mit Massenbelegungen von einigen 10 mg/cm^2 , damit die Kleinwinkelstreuung sowie die Variation des Energieverlustes der Fragmente gering ist. Außerdem soll die Absorption der Fragmente ausgeschlossen werden. Um dieses zu verdeutlichen, sind in Abbildung 2.2 die Reichweiten von Fragmenten in einem Goldtarget in Abhängigkeit von ihrer Energie aufgetragen

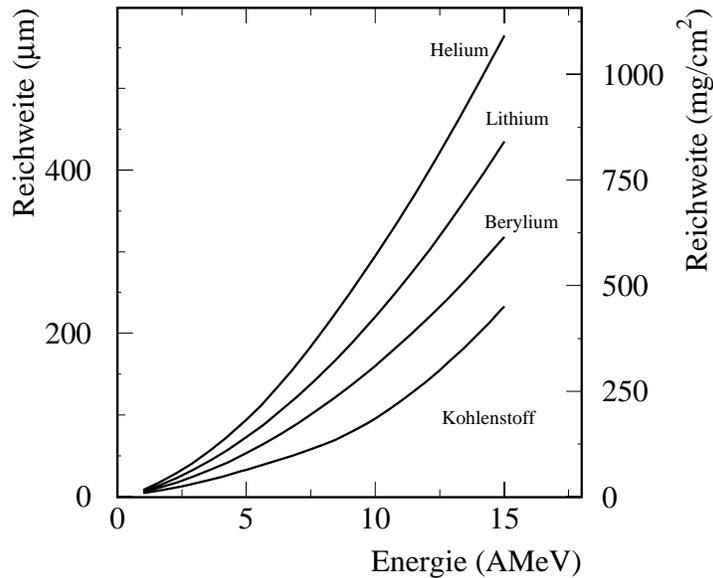


Abbildung 2.2: Aufgetragen ist die Reichweite leichter Fragmente (^4He , ^7Li , ^9Be und ^{12}C) in einem Goldtarget [Zie 85].

[Zie 85]. Solche Targets besitzen eine Reaktionswahrscheinlichkeit r ,

$$r = \frac{\text{Dicke} \cdot N_a}{\text{Molmasse}} \sigma_{geom} \quad (2.1)$$

die im Promille-Bereich liegt. Dabei bezeichnet N_a die Avogadro Zahl und σ_{geom} den geometrischen Wirkungsquerschnitt. Deshalb braucht man einen entsprechend großen Teilchenstrom, um genügend Ereignisse aufzunehmen. Für die ausgewählten Goldtargets von 25 mg/cm^2 ergibt sich bei einem Strom von $2 \cdot 10^6$ Projektilen pro Sekunde eine Reaktionsrate von ungefähr 1000 Ereignissen pro Sekunde. Davon werden ca. 250 vom Datenaufnahmesystem erfaßt.

Aus Berechnungen sowie aus vorherigen Experimenten ist bekannt, daß zur Korrektur des mit der Flugzeitwand gemessenen Energieverlustes der Projektilfragmente in diesem Experiment eine Zeitauflösung von etwa $\sigma \approx 1 \text{ ns}$ benötigt wird.

Für zukünftige Experimente sollte aber untersucht werden, welche Massenauflösung in Abhängigkeit von der Zeitauflösung erreicht wird, wenn man die Steifigkeit der Projektilfragmente bestimmen kann. Dies erhält man in Abhängigkeit von der Flugzeit t , der

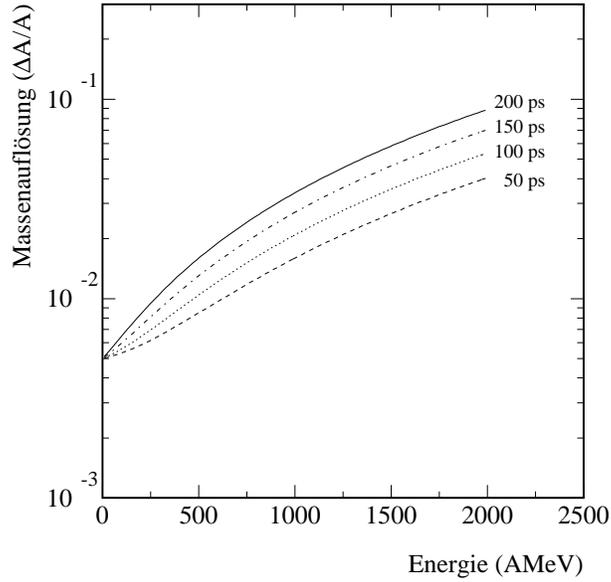


Abbildung 2.3: Aufgetragen ist die Massenauflösung in Abhängigkeit von der Projektilenergie bei jeweils fester Zeitauflösung der Flugzeitwand und unterschiedlichen Werten für die Zeitauflösung des Startdetektors. Es wurde eine Zeitauflösung in der Flugzeitwand von $\sigma_{tof} = 85$ ps und eine Flugweg von 6 m in Spektrometer angenommen.

Masse der Fragmente A sowie ihrer Steifigkeit R bei fester Flugstrecke aus folgendem Zusammenhang [ALA 88]:

$$\frac{\Delta A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\gamma^2 \cdot \frac{\Delta t}{t}\right)^2} \quad (2.2)$$

In den vorhergehenden Strahlzeiten erreichte man mit der Flugzeitwand für leichte Fragmente eine intrinsische Zeitauflösung von etwa $\sigma_{tof} \approx 85$ ps [Sch 91]. Die einzelnen Zeitaufösungen von Startzähler und Flugzeitwand addieren sich quadratisch

$$\sigma_{total} = \sqrt{\sigma_{Start}^2 + \sigma_{tof}^2} \quad (2.3)$$

Setzt man die Steifigkeitsauflösung mit $\Delta R/R \approx 5 \cdot 10^{-3}$ an, so erhält man die in Abbildung 2.3 aufgetragene Massenauflösung in Abhängigkeit von der Projektilenergie bei unterschiedlichen Werten der Zeitauflösung σ_{total} . Es ist zu erkennen, daß sich die Massenauflösung zu höheren Energien verschlechtert. Möchte man eine Massenauflösung bis $A \approx 100$ bei einer Energie von über 600 AMeV bei einem Flugweg von 6 m erreichen, so

benötigt man eine totale Zeitauflösung von etwa $\sigma_{total} \approx 100$ ps.

Somit soll dieser Startdetektor

- bei einer Massenbelegung unterhalb der des Targets ($25\text{mg}/\text{cm}^2$)
- und einer Teilchenrate von etwa $2 \cdot 10^6$ Projektilen pro Sekunde

eine Zeitauflösung von $\sigma < 60$ ps erreichen.

2.2 Mögliche Startsysteme

Für einen Startdetektor, der die beschriebenen Bedingungen erfüllt, gibt es mehrere Möglichkeiten der Realisierung. Einige Systeme sollen hier kurz beschrieben sowie ihre Vor- und Nachteile aufgeführt werden.

Die Lösung mit der geringsten Massenbelegung wäre die Verwendung eines Strahltransformators [And 71]. Dieser wirkt wie ein Ringkerntransformator, bei dem die primäre Wicklung durch den Strahl geladener Teilchen ersetzt wird. Mit der Wicklungszahl N stellt sich ein Ausgangsstrom I_{out} so ein, daß der vom Strahlstrom I_{beam} erzeugte magnetische Fluß im Ringkern kompensiert wird ($I_{out} = I_{beam}/N$). Am Lastwiderstand kann man dann die Ausgangsspannung abgreifen [Sar 77]. Da die Teilchen also nur durch eine Spule fliegen müßten, wäre die Massenbelegung für dieses System gleich Null. Es ist aber bis jetzt nicht möglich, einzelne Ionen nachzuweisen [Pet 93] [Qua 93].

Somit bleibt die Möglichkeit, Elektronen oder Photonen zu detektieren, die bei dem Durchgang der Ionen durch geeignete Folien entstehen.

Falls man den Nachweis über Elektronen führen will, benutzt man im allgemeinen Kohlenstofffolien ($> 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [Sar 95]), aus denen die Ionen δ -Elektronen herausschlagen. Beschleunigt und fokussiert können sie dann mittels Vielkanalplatten (MCP) nachgewiesen werden. Deren Vorteil besteht in der geringen Laufzeit von nur einigen ns, was zu einer sehr guten Zeitauflösung - < 50 ps - führt [Lo 81]. Allerdings hat ein getroffener Kanal eine Totzeit von 10-20 ms, weil die Ladungsträger in den Wänden ersetzt werden müssen.

Somit ist es wichtig, den Elektronenfluß gleichmäßig auf die gesamte Detektorfläche zu verteilen, um die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit für einen Kanal innerhalb der Totzeit möglichst gering zu halten [Sar 95].

Ein Problem bei der Verwendung von Vielkanalplatten sind die Anforderungen an das Vakuum. Da nicht genau bekannt war, wie gut dieses in der Detektorkammer sein würde, die Vielkanalplatten aber erst gut unterhalb $1 \cdot 10^{-6}$ Torr arbeiten [Ham 91], hätte man möglicherweise zwei Fenster zur Abschirmung eines Teilvakuums verwenden müssen. Dieses hätte aber in Widerspruch zu der geforderten geringen Massenbelegung gestanden, und einen größeren apparativen Aufwand zur separaten Evakuierung dieses Teilbereiches erfordert.

Möchte man den Nachweis über Photonen führen, so benutzt man entweder Szintillatoren oder Quarzgläser, die mittels Fotovervielfachern ausgelesen werden. Quarzgläser zeichnen sich dabei besonders durch ihre hohen Sättigungsflüsse und ihre Strahlenresistenz aus. Verwendet werden sie entweder als Medium, um Cherenkov-Licht zu erzeugen, oder sie sind so dotiert, daß sie szintillieren.

Beim Einsatz als Cherenkov-Detektor wird ein Quarzglas senkrecht in den Strahl montiert und an den Kanten von Fotovervielfachern ausgelesen [Haf 93]. Dieser in der Hochenergiephysik übliche Aufbau konnte nicht verwendet werden, da der Zähler auch bei Strahlenergien zwischen 50 und 200 AMeV eingesetzt werden sollte, bei denen man kein Cherenkov Licht erzeugt hätte (notwendige Bedingung: $\beta > 1/n$).

Eine Alternative ist die Verwendung szintillierender Gläser wie das Cer dotierte M-382 der Firma Heraeus-Quarzglas [Lau 93a]. Dabei wird die Szintillation ausgelöst durch die in hoher Konzentration (10^{20} cm^{-3}) vorhandenen Ce^{3+} -Ionen in der Glasmatrix. Ein Problem bei der Verwendung von Quarzgläsern ist die lange Abklingzeit des Szintillationslichtes, die in der Größenordnung von 100 ns liegt, sowie die um einen Faktor 3-4 geringere Lichtausbeute gegenüber Szintillatoren [Lau 93b] [Spi 94]. Es werden außerdem keine Gläser mit so geringer Massenbelegung produziert, wie es in diesem Experiment gefordert wurde.

Somit verbleiben dünne Szintillatorfolien. Dabei handelt es sich um aromatische Kohlenwasserstoffe mit einem oder mehreren Benzol-Ringen (C_6H_6), die in einen Kunststoff eingelagert sind. Sie zeichnen sich durch ihre schnellen Abklingzeiten aus, die in der Größenordnung von ns liegen. Außerdem werden sie mit geringen Massenbelegungen (mg/cm^2)

produziert. Der Nachweis der Photonen geschieht mit Fotovervielfachern. Diese erzeugen aus einzelnen Photonen ein meßbares elektrisches Signal von 10^6 - 10^7 Elektronen. Typischerweise erhält man damit nach 20-30 ns einen elektrischen Puls mit einer Breite von einigen ns. Auf die genaue Funktionsweise von Szintillatoren und Fotovervielfachern wird im Anhang A und B eingegangen.

Kapitel 3

Aufbau der Zähler

Aufgrund der in Kapitel 2.1 aufgeführten Randbedingungen benutzte man in diesem Experiment zum Nachweis der Strahlteilchen Szintillationsfolien von $10 \mu\text{m}$ Dicke, die mit zwei Fotovervielfachern ausgelesen wurden.

Im ersten Teil dieses Kapitels ist der Aufbau des Startzählers beschrieben, der zweite Teil beschreibt das gesamte Strahldiagnosesystem und den Halo-Detektor.

3.1 Der Startdetektor

Hat man sich für die Verwendung von Szintillationsfolien entschieden, gibt es zwei prinzipielle Wege, sie mit einem Fotovervielfacher auszulesen:

1. über den Nachweis der an den Kanten ausgestrahlten Photonen.
2. durch Detektion der von der Oberfläche der Folie emittierten Photonen.

zu 1:

Im ersten Fall benötigt man eine mechanisch aufwendige Halterung - z.B. aus Plexiglas [Kem 93] - für die permanente Kopplung der Folie an den Fotovervielfacher. Bei diesem Aufbau muß zum Wechsel der Szintillatorfolie allerdings der gesamte Detektor zerlegt werden. Aufgrund der hohen Strahlrate war aber eine so starke Schädigung des Szintillators zu erwarten, daß ein routinemäßiger Wechsel der Folie ohne großen Aufwand möglich sein sollte.

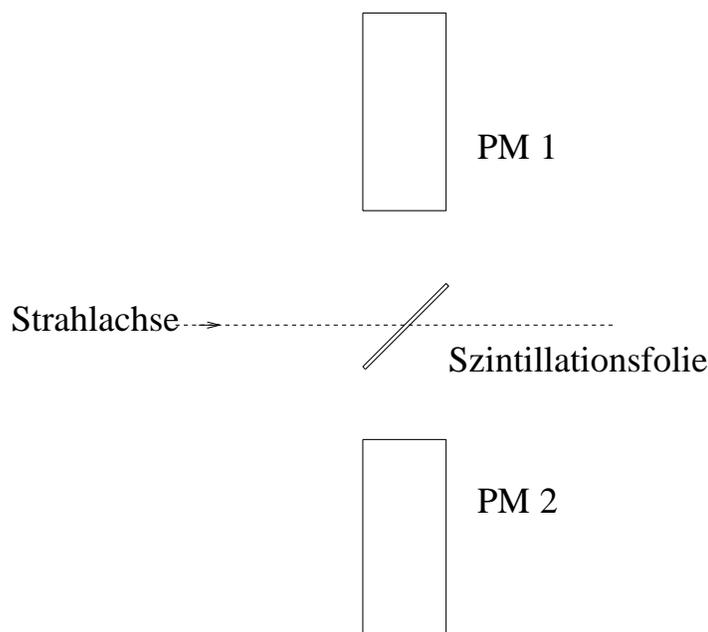


Abbildung 3.1: Die prinzipielle Anordnung der für den Aufbau des Startdetektors verwendeten Komponenten.

zu 2:

Der mechanisch einfachere, nicht permanente Aufbau läßt sich mit einer Leiter realisieren, auf der mehrere Folie angebracht sind. Dieser Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Dabei wird die Folienleiter in einem Winkel von 45° zur Strahlachse in den Strahlengang montiert und das von der Szintillationsfolie in den Raumwinkel der Photokathode abgestrahlte Licht nachgewiesen. Da in diesem Fall die Szintillatorfolien nicht mit dem Fotovervielfacher oder einem Lichtleiter verbunden sind, braucht man die Halterung nur verschieben, um den im Strahl befindlichen Szintillator zu wechseln. Durch diese Anordnung der Szintillationsfolie erhält man eine um $\sqrt{2}$ gesteigerte Massenbelegung für die Strahlteilchen. Der Vorteil dieser Anordnung ist, daß die zeitliche Lage des Signales des Fotovervielfachers 1 bei hohen Strahlenergien nur gering von der Position des Strahlteilchens abhängt, da sich Laufzeitunterschiede der Strahlteilchen und des Lichtes bei Variation des Ortes weitgehend aufheben. Für geringere Strahlenergien kann man den Winkel α , mit dem die Folie zur Strahlachse steht, anpassen. Dabei gilt

$$\alpha = 90^{\circ} - \arctan(v/c)$$

wobei v die Geschwindigkeit der Projektile und c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Die Anpassung des Winkels der Folie an die Strahlenergie wurde in dieser Messung nicht vorgenommen, da sie keine Auswirkungen auf die intrinsische Zeitaufösung des Startdetektors besitzt. Benutzt man allerdings die Zeitinformation der beiden Fotovervielfacher zur Bestimmung des Zeitnullpunktes für alle Detektoren des Experiments, ist die Angleichung des Winkel nötig. So ergibt sich bei einer Strahlenergie von 100 AMeV ($\beta = 0.43$) aus den Laufzeitunterschieden für den Fotovervielfacher 1 (vgl. Abbildung 3.1) eine zeitliche Verschiebung des Signales um ca. ± 25 ps bei einer Strahlfleckgröße von 1 cm. Durch eine Veränderung des Winkels von $\alpha = 45^\circ$ auf $\alpha = 67^\circ$ würde diese Variation aufgehoben.

Für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektor wurden die dünnsten kommerziell erhältlichen Szintillatorfolien ohne Kohlenstoffträger verwendet. Es handelt sich dabei um eine nichtaufgerauhte, 10 μm dicke, Folie des Types BC-418 der Firma Bicron. Dieser Typ zeichnet sich durch eine besonders schnelle Abklingzeit von etwa 0.5 ns aus [Bic 93]. Weitere Angaben zum Szintillator befinden sich im Anhang D.3. Mit Formel 2.1 für die Reaktionswahrscheinlichkeit erhält man :

$$r = 0.038 \%$$

und liegt somit um etwa 30% unter der Reaktionswahrscheinlichkeit des Targets. Deshalb wurde der Startdetektor während der Strahlzeit nur zeitweise eingesetzt, da der durch ihn erzeugte Untergrund zu groß war.

Im Experiment waren auf der, sowohl senkrecht zum Strahl als auch zu den Fotovervielfachern stehenden, Folienleiter insgesamt 3 je 18 cm^2 ($\emptyset = 48$ mm) große Szintillatorfolien montiert.

Die Zeitaufösung ist aus statistischen Gründen $\propto 1/\sqrt{n}$, wobei n die Anzahl der Photonen bezeichnet, deshalb möchte man eine möglichst große Lichtmenge nachweisen. Sie ist in erster Ordnung proportional zum Energieverlust des Projektils [Bet 30], wobei in Plastikszintillatoren ungefähr pro 100 eV deponierter Energie ein Photon erzeugt wird. Will man aber keine dickere Folie benutzen, so muß man versuchen, die Lichtausbeute zu verbessern. Ein Weg ist das Aufrauen der Szintillatoroberfläche. Dadurch sinkt der Anteil des totalreflektierten Lichtes, da aus einem einheitlichen Grenzwinkel ein ganzes Intervall von Winkeln wird, womit der Anteil an ausgestrahltem Licht steigt. In einer Messung mit ver-

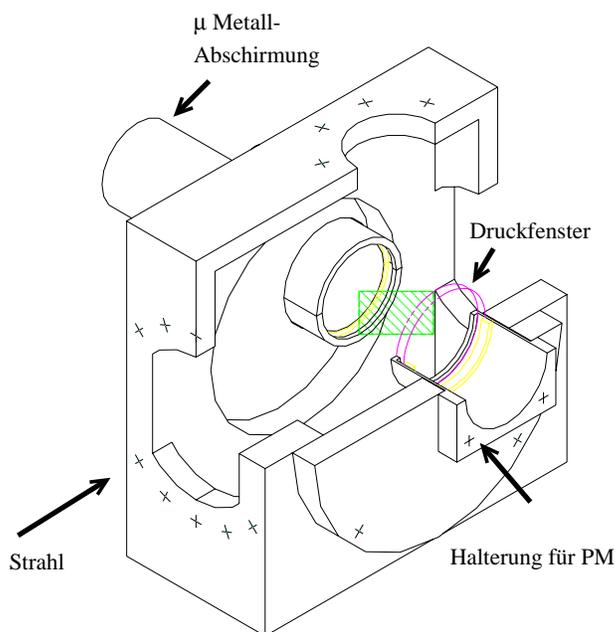


Abbildung 3.2: Schnittbild des Detektorgehäuses mit Druckfenster, μ -Metall-Abschirmung sowie - gepunktet eingezeichnet - der Position der Szintillationsfolie.

schiedenen Folien - 200 und 50 μm - ergab sich dabei eine um einen Faktor 2.4-2.6 erhöhte Lichtausbeute der aufgerauhten Folie im Vergleich zur nicht-aufgerauhten. Es ist aber bei den verwendeten 10 μm Folien nicht möglich, diese mechanisch aufzurauchen, da sie nicht stabil genug sind, und man außerdem nicht die gewünschte Homogenität erhalten hätte. Auch der Versuch, die Folienoberfläche anzuätzen, führte nicht zum gewünschten Ziel. Nach dem Ätzen in einer 30% ($\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{CrO}_3$)-Säure waren die Folie so spröde, daß die Gefahr, daß sie unter experimentellen Bedingungen zerbrechen würde, zu hoch war. Also mußte auf eine Verbesserung der Lichtausbeute verzichtet werden.

Da die Strahlführung im Vakuum geschieht, kann man die Fotoervielfacher mit in das Gehäuse, das auch die Szintillationsfolie aufnimmt, montieren. Bei dieser Methode muß man allerdings das Vakuum brechen, um die Fotoervielfacher bei einem Defekt auszuwechseln, was bei den hohen Belastungen einkalkuliert werden mußte. Außerdem hätte man die Spannungsteiler kühlen müssen, da sie eine Leistungsaufnahme von etwa 1 Watt besitzen. Deshalb wurden in diesem Aufbau die Fotoervielfacher von außen an das Detektorgehäuse montiert. Zwar benötigt man dabei ein aufwendig gedichtetes Druckfenster,

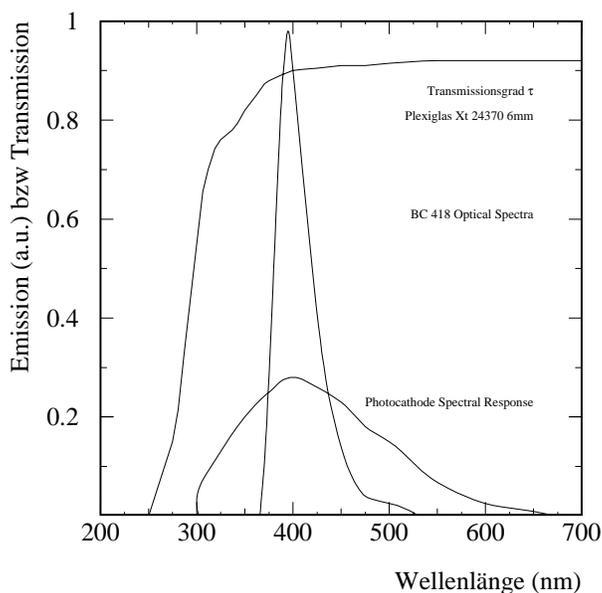


Abbildung 3.3: Aufgetragen sind die verschiedenen Emissions- beziehungsweise Absorptionsspektren der für dieses Experiment wichtigen Komponenten gegen die Wellenlänge: die Emissionskurve des Szintillators BC-418 [Bic 93], die Transmissionskurve des Druckfensters [Roe 85] sowie die Quanteneffizienz der Photokathode [Ham 88].

durch das die Fotokathode auf den Szintillator blickt, hat aber keine Probleme mit dem Wärmetransport des Spannungsteilers sowie dem Austausch der Fotoervielfacher bei möglichen Defekten.

Ein Schnittbild des Aufbaus ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Der Weg des Strahles führt von links in das Detektorgehäuse, wo er auf die - gepunktet eingezeichnete - Szintillationsfolie trifft. Das dort produzierte Licht gelangt dann auf die jeweils 47.5 mm entfernten Fotokathoden. Um eine möglichst geringe Absorption des Szintillationslichtes, das sein Emissionsmaximum bei 390 nm hat, im Druckfenster zu erreichen, wurde UV - transparentes Plexiglas verwendet (XT 24370 FF, 6 mm stark). Dieses von der Firma Röhm produzierte Material hat eine Transmission von $\approx 90\%$ im Wellenlängenbereich von ca. 350 bis über 700 nm. Das Transmissionsspektrum ist in Abbildung 3.3 aufgeführt. Ebenfalls dargestellt ist das Emissionsspektrum des Szintillators [Bic 93] und die Quanteneffizienz der Fotokathode [Ham 88]. Für den optischen Übergang zwischen Kathode und Druckfenster benutzte man optisches Fett (Baysilone Paste von Bayer). Um die Fotoervielfacher vor dem Erdmagnetfeld sowie dem Streufeld des ALADIN Spektrometers zu schützen,

wurden μ -Metallhülsen über sie geschoben.

Bei dem verwendeten Fotovervielfacher handelt es sich um den Typ R2083 der Firma Hamamatsu. Dieser 2“ große Fotovervielfacher wurde ausgewählt, um einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken.

In Abbildung 3.4 ist das im Experiment verwendete Detektorgehäuse zu sehen. Durch den abmontierten Seitendeckel erkennt man die Folienleiter. Auf dem Detektorgehäuse sieht man den Zylinder, der mit einer verschiebbaren Halterung für die Folienleiter ausgestattet ist, so daß man den im Strahlengang befindlichen Szintillator wechseln kann. Um mögliche Reflexionen des Szintillatorlichtes an der Innerseite des Aluminiumgehäuses auszuschließen, wurde dieses mit schwarzem Mattlack ausgesprüht. Im Seitendeckel montiert ist das vakuumdichte Fenster, dessen Halterung in das Gehäuse hineinragt, damit ein größerer Raumwinkel abgedeckt wird.

3.2 Aufbau des Strahldiagnosesystems

Der komplette Aufbau der für die Diagnostik der Teilchenstrahlen verwendeten Detektoren ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Es handelte sich dabei um :

- den oben beschriebenen Startdetektor.
- eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC).
- den Halo-Detektor.

Auf den Startdetektor wurde in vorherigen Abschnitt ausführlich eingegangen. Der Strahl trifft zuerst auf diesen 145 cm vor dem Target aufgebauten Zähler.

Daran anschließend kommt die Vieldrahtproportionalkammer. Sie dient zur Kalibrierung der mit dem Startdetektor gemessenen Ortsinformation und wird dazu zeitweise pneumatisch in der Strahlengang gesenkt. Die orthogonale Montage von zwei Kathodenebenen ermöglicht eine Positionsbestimmung sowohl in x als auch in y. Die Auslese des MWPC geschieht über je eine Delay-Line, so daß man aus den Zeitinformationen auf die Position der Strahlteilchen schließen kann.

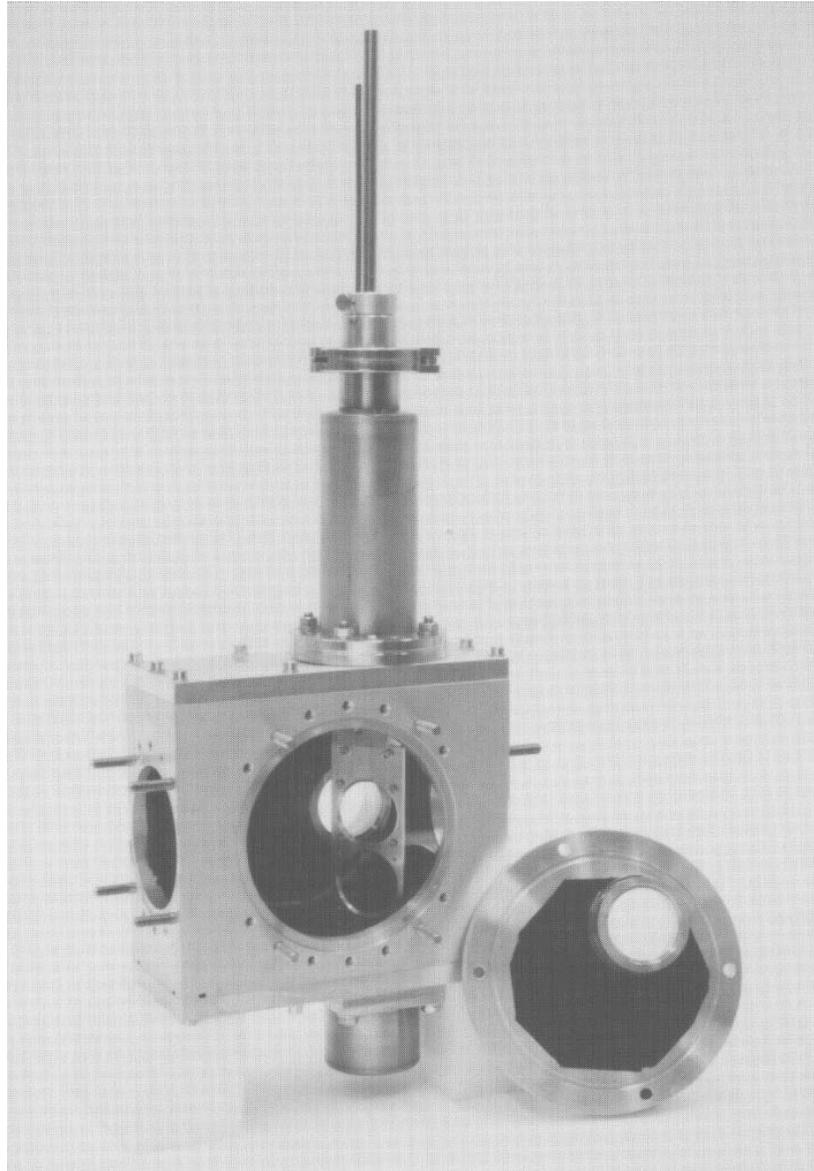


Abbildung 3.4: Seitenansicht des Startdetektorgehäuses mit Folienleiter. Der Strahl tritt durch die kleine Öffnung (links) in das Gehäuse ein. Die Folienleiter ist durch die große Seitenöffnung sichtbar. Sie ist in dem senkrecht auf dem Detektorgehäuse stehenden Zylinder verschiebbar. Der abgenommene Seitendeckel enthält das vakuumdichte Fenster und die Halterung für die Fotovervielfacher.

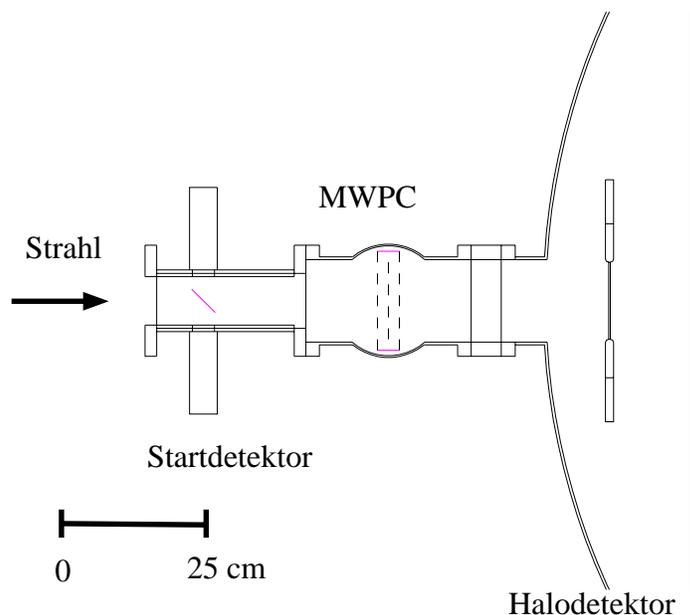


Abbildung 3.5: Der prinzipielle Aufbau des Strahldiagnosesystems aus Startzähler, MWPC und Halo-Detektor. Dabei trifft der Strahl zuerst auf den Startdetektor, dann auf die nur zeitweise in den Strahlengang gefahrene MWPC. Daran folgt der Halo-Detektor, um etwaige Reaktionsprodukte aus der Strahlführung nachzuweisen.

Um für Teilchen, die nicht der Sollbahn folgen, oder für Reaktionsprodukte der Strahlführung ein Vetosignal zu erzeugen, wurde der *Halo-Detektor* gebaut. Dabei handelt es sich um eine Szintillationsfolie ($200\ \mu\text{m}$), in deren Mitte ein Loch geschnitten wurde, dessen Durchmesser mit $20\ \text{mm}$ kleiner ist als der des Targets.

Damit die von diesem Zähler erzeugten Signale schnell genug sind, um in die Triggerlogik integriert werden zu können, wurden Fotoervielfacher ($3/4''$ Hamamatsu R1666) anstelle der sonst üblichen Fotodioden zur Auslese der Folie verwendet. Um bei der Detektion der Projektile weitgehend ortsunabhängig zu sein, wird die Szintillationsfolie an zwei Kanten ausgelesen. Der Lichttransport geschieht über Plexiglasstreifen, die so geschnitten und gebogen sind, daß die Fläche, in die das Szintillationslicht strahlt und die Fläche, die der Fotoervielfacher ausliest, gleich sind. Letztere besitzt aber einen quadratischen Querschnitt und wird somit besser von der Photokathode abgedeckt (Abbildung 3.6). Um den optischen Übergang sicherzustellen, wurde in das Plexiglas ein abgesenkter Rahmen für den Szintillator gefräst und dieser mittels optischem Zement eingeklebt.

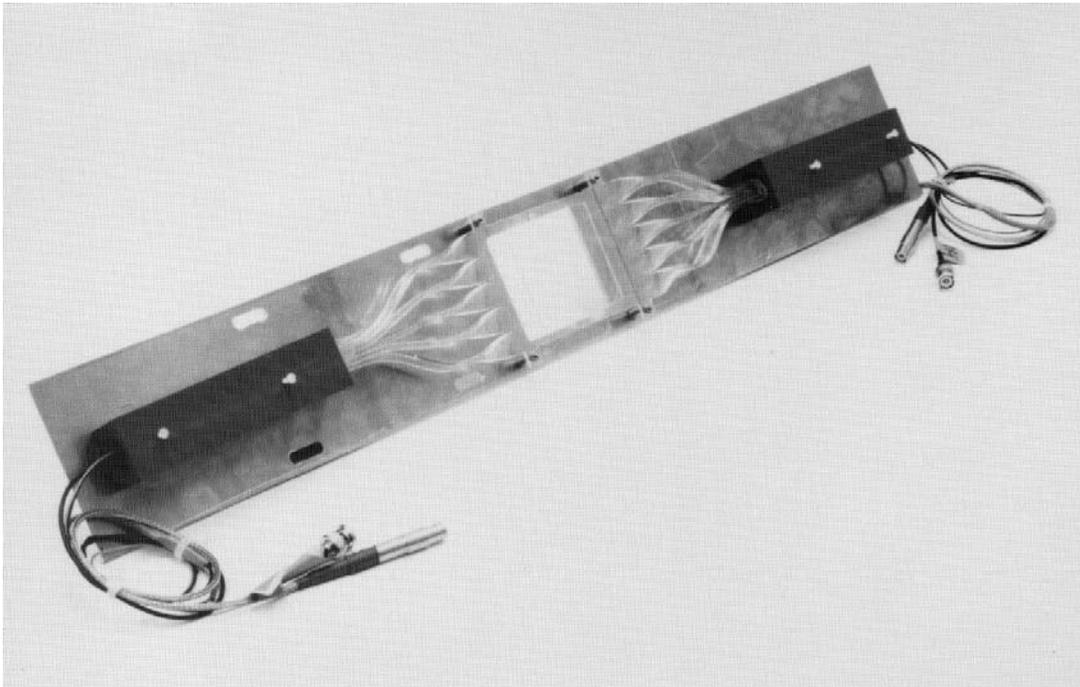


Abbildung 3.6: Abgebildet ist der Halo-Detektor. Man erkennt die gebogenen Plexiglasbahnen, die für den Lichttransport benutzt werden, sowie den Rahmen, in den der Szintillator eingeklebt ist. Nicht zu erkennen ist das 20 mm große kreisförmige Loch in der Szintillationsfolie.

Kapitel 4

Untersuchung der Fotovervielfacher

Dieses Kapitel beschreibt die Messungen der für das Experiment wichtigen Parameter wie Amplitudenverhalten und Zeitauflösung der Fotovervielfacher als Funktion der Belastung.

4.1 Amplitudenstabilität verschiedener Spannungsteiler

Da man mit der benötigten Strahlrate an die thermischen und mechanischen Grenzen eines Fotovervielfachers gerät, sollte erst im Labor untersucht werden, inwieweit sich hohe Ströme in der Fotoröhre auf die Signalform auswirken. Insbesondere sollte ermittelt werden, ob der lineare Zusammenhang zwischen einfallender Lichtmenge und Ausgangssignal auch bei Variation der Belastung, also der Pulsrate, erhalten bleibt.

Die dabei für den Fotovervielfacher begrenzende Größe ist der maximal zulässige Röhrenstrom, das heißt der über die Anode fließende Elektronenstrom. Überschreitet er einen Grenzstrom, so kommt es zu mechanischer und thermischer Zerstörung der Dynodenflächen. Da man den Anodenstrom als Signal über einen Widerstand von $R = 50 \Omega$ mißt, ist es einfach, den Betrag des Röhrenstromes zu berechnen. Dazu nimmt man an, daß die Form des Spannungspulses dreieckig ist und erhält aus Scheitelspannung U_{max} und Basisbreite τ den Strom pro Puls I_{Puls} . Multipliziert mit der Rate ν ergibt sich der Röhrenstrom $I_{Röhre}$:

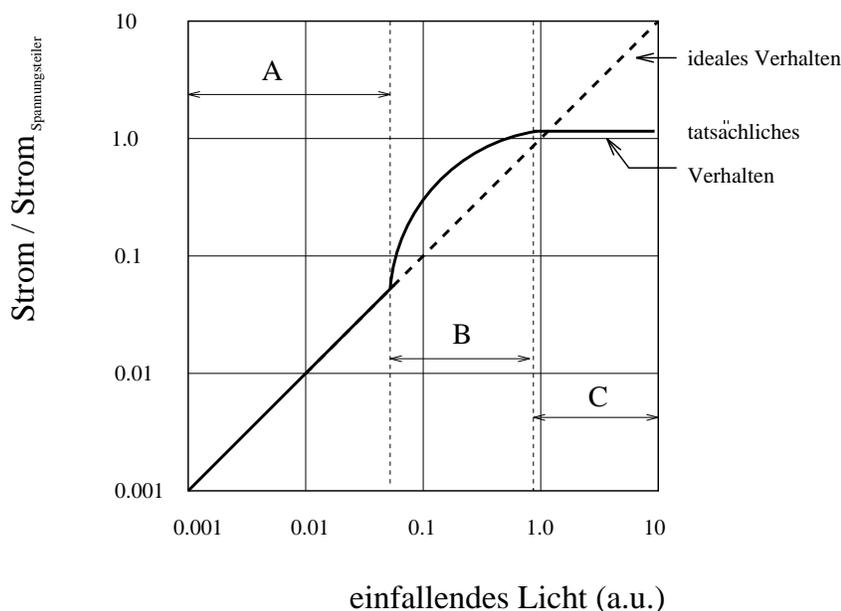


Abbildung 4.1: Diese Skizze soll das Verhalten des Fotovervielfachers bei Belastung verdeutlichen [Ham 94]. Aufgetragen ist das Verhältnis von Anodenstrom zu Strom im Spannungsteiler gegen die einfallende Lichtmenge.

$$\begin{aligned}
 I_{Röhre} &= I_{Puls} \nu \\
 &\simeq 0.5 \frac{U_{max} \tau}{R} \nu
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Dieser Strom darf bei der von uns verwendeten Röhre 0.2 mA nicht überschreiten. Um zu erkennen, wie nahe man dieser Grenze kommen darf, ohne daß sich dadurch Veränderungen in der Linearität ergeben, sowie zum Vergleich der Messungen im Labor und im Strahlbetrieb sind alle Ergebnisse gegen das Verhältnis des Röhrenstromes zum maximal zulässigen Röhrenstrom aufgetragen.

Bei Messungen unter hohen Belastungen mit einem passiven, das heißt nur aus Widerständen aufgebauten, Spannungsteiler erhält man das in Abbildung 4.1 dargestellte Verhalten. Aufgetragen ist das Verhältnis von Anodenstrom zu Strom im Spannungsteiler gegen die einfallende Lichtmenge. Im idealen Fall sollte man den gestrichelt angedeuteten linearen Verlauf erhalten. Im Betrieb folgt das Verhalten der Fotovervielfacher dem idealen nur bis zu einer gewissen Lichtmenge (Region A) und steigt dann zunächst steiler

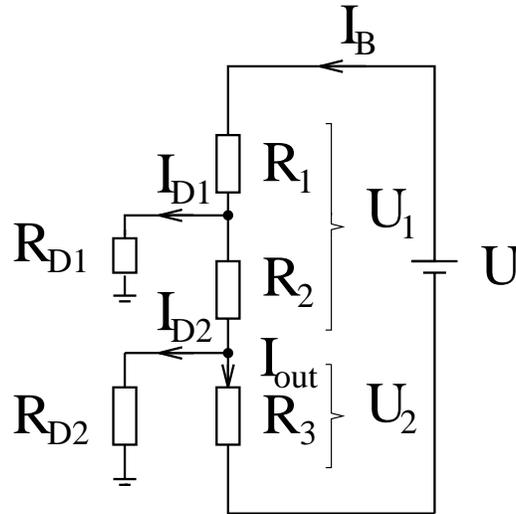


Abbildung 4.2: Ersatzschaltbild zur Verdeutlichung der Variation der Verstärkung, die bei der Messung mit passiven Spannungsteilern auftritt. Dabei soll der Stromkreis den Spannungsteiler simulieren und die Ströme I_{D_i} die von den Dynoden abfließenden Elektronenströme darstellen.

an (Region B), um bei noch größerer Lichtmenge in Saturation zu geraten (Region C). Dieses Verhalten tritt dann auf, wenn der Röhrenstrom in die Größenordnung des durch den Spannungsteiler fließenden Stroms kommt. Die dabei auftretende Veränderung der Verstärkung, die sich in einen Anstieg der Signalamplitude umsetzt, kann mit folgendem Ersatzschaltbild erklärt werden (Abbildung 4.2):

Der Spannungsteiler wird durch eine stabilisierte Spannungsquelle mit der Spannung U und dem Strom I_B sowie den Widerständen R_1 , R_2 und R_3 simuliert. Als Dynoden fungieren zwei variable Widerstände - R_{D1} und R_{D2} . Über sie fließen die Ströme ab, die bei einem Fotovervielfacher dadurch entstehen, daß aus den Dynodenoberflächen Elektronen herausgeschlagen werden. Da es sich um eine Prinzip-Skizze handelt, kann man annehmen, daß R_{D1} eine der mittleren Dynoden einer Röhre darstellt, so daß auch bei hohen Belastungen der über ihn abfließende Strom gering ($I_{D1} \rightarrow 0$) ist. Nur die dort anliegende Spannung U_1 ist interessant.

Für diese gilt: $U_1 = U - U_2$.

Durch Umformen erhält man:

$$U_1 = U - \frac{R_3 R_{D2}}{R_3 + R_{D2}} I_{out} - \frac{R_3 R_{D2}}{R_3 + R_{D2}} I_{D2} \quad (4.2)$$

Es gilt, zwei Grenzwerte zu betrachten:

1. Es fließen keine Elektronen von der Dynode ab. Somit ist $I_{D2} = 0$ und der Widerstand R_{D2} zwischen Dynode und Anode unendlich groß.

Das heißt: $R_3 + R_{D2} \simeq R_{D2}$ und damit wird aus Formel 4.2 :

$$U_1 = U - R_3 I_{out}$$

2. Fließen sehr viele Elektronen von der Dynode ab, so ist I_{D2} groß und entsprechend der Widerstand R_{D2} klein, das heißt: $R_3 + R_{D2} \simeq R_3$, also ein Kurzschluß, und damit:

$$U_1 \simeq U$$

Die gesamte Spannung fällt im Schaltbild 4.2 dann an der ersten Dynode ab.

Man sieht, daß die Spannung an den vorderen Dynoden bei höherer Belastung steigt, während sie an den hinteren abfällt. Die Verringerung der Spannung zwischen den Dynoden ist allerdings am stärksten zwischen der letzten Dynode und der Anode. Da aber die dort vorherrschende Potentialdifferenz wenig zur Sekundärelektronenvervielfältigung beiträgt, erzeugt eine Verschiebung der Spannung zu den ersten Dynoden einen kollektiven Anstieg in der Stromverstärkung (Region B in Abbildung 4.1).

Steigt die einfallende Lichtmenge weiter an, geraten die Dynoden in Sättigung und die Nachweiseffizienz der Anode sinkt. Da letztere noch abhängig ist von der Potentialdifferenz zwischen Anode und letzte Dynode, verschlechtert sie sich bei großer Belastung weiter, so daß die Signalgröße abfällt. (Region C in Abbildung 4.1).

Will man den Fotovervielfacher so betreiben, daß er nicht vom linearen Verhalten abweicht, sollte der Strom über die Anode nicht mehr als 1/100 des Stromes durch den Spannungsteiler betragen. Da dies aber beim Einsatz unter den gegebenen Bedingungen nicht möglich war, sollte untersucht werden, ob es möglich ist, mit anderen Spannungsteilern den Ausgangsstrom, bei dem der Fotovervielfacher noch linear arbeitet, zu erhöhen.

Eine Methode ist die Verwendung von Transistoren. Dabei werden zur Versorgung der letzten Dynodenstufen Transistoren eingebaut, die dazu führen, daß sich der Widerstand

des Teilers und damit der durch ihn fließende Strom der jeweiligen Belastung angleicht [Ham 94].

Eine andere Methode, um die Auswirkungen von hohen Röhrenströmen zu reduzieren, ist eine individuelle Spannungsversorgung der letzten Dynoden. Damit versorgt der Spannungsteilerstrom nur die ersten Dynoden, bei denen der Ladungsträgerabfluß auch bei hoher Belastung nur gering ist. Der von den hinteren Dynoden abfließende Strom wird von der jeweiligen Spannungsquelle geliefert, so daß er keinen Einfluß auf die Verhältnisse der Spannungen im Teiler hat [Ohm 87].

Trotz aller Gegenmaßnahmen tritt auch in diesen Spannungsteilern eine Abweichung von der Linearität ab einer gewissen Lichtmenge auf. Diese läßt sich auf Raumladungseffekte zurückführen, die durch den Anstieg der Elektronendichte entstehen (vgl. Region C in Abbildung 4.1). Um diese auch von der Dynodenstruktur abhängige Saturationsladungsdichte zu erhöhen, ist es wichtig, daß die Spannungsdifferenz an den letzten Dynodenstufen größer ist als an den mittleren. Gleichzeitig sollte auch die Spannungsdifferenz zwischen der Kathode und der ersten Dynode größer sein als zwischen den mittleren Stufen. Dadurch wird die Sammeleffizienz für Fotoelektronen sowie die Sekundärelektronenrate auf der ersten Dynode gesteigert. Diese beiden Größen beeinflussen stark das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, die Amplitudenauflösung sowie die Laufzeitverschmierung der Fotoelektronen, und sind somit wichtig für die Zeitauflösung.

4.1.1 Meßaufbau

Der prinzipielle Aufbau zur Untersuchung des Amplitudenverhaltens ist in Abbildung 4.3 aufgezeichnet. Zur Simulation des Teilchenstrahles wurde einen Stickstoff-Laser der Firma Laser Science inc. (VSL-337ND) verwendet, der eine Pulsenergie von bis zu 150 μJ besitzt. Das UV-Licht von 337 nm erlaubt eine Anregung des Wellenlängenschiebers im Szintillator. Da die Pulsbreite von 3 ns in der selben Größenordnung liegt wie die Abklingzeit des Szintillators BC-408 von etwa 2.1 ns, kann man Signale simulieren, wie sie von Strahlteilchen erzeugt werden. Über eine 1 mm dicke Quarzfaser wurde das Laserlicht auf den vor dem Fotovervielfacher liegenden Szintillator geleitet.

Die maximale Repetitionsrate des Lasers liegt bei ungefähr 20 Hz, so daß es nicht möglich ist, mit ihm allein die im Experiment erwartete Belastung zu simulieren. Um diese zu

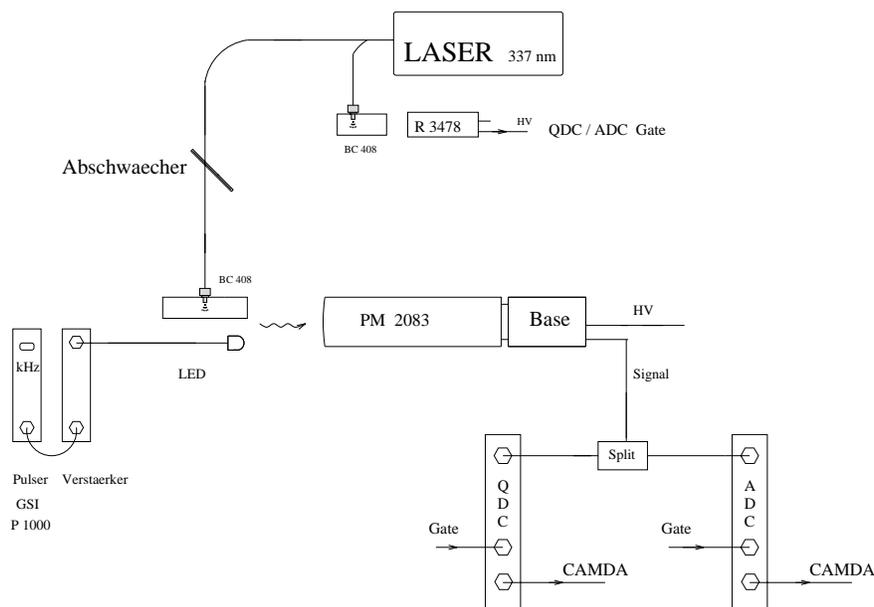


Abbildung 4.3: Abgebildet ist der zur Untersuchung des Amplitudenverhaltens von Fotovervielfachern unter Belastung verwendete Meßaufbau. Die Leuchtdiode simulierte dabei die Belastung, während die Signale des Lasers als Meßpulse verwendet wurden, um die Auswirkungen der hohen Belastungen nachzuvollziehen.

erzeugen, wurde eine Leuchtdiode der Firma Siemens (Typ LG3330N) verwendet. Mit ihr war es möglich, einen Strom in der Fotoröhre zu erzeugen, wie er vergleichbar im Strahlbetrieb auftritt. Die Leuchtdiode hat den Nachteil, daß die von ihr produzierten Pulse eine Basisbreite von etwa 60 ns besitzen, also dem vier bis fünffachen von Szintillationspulsen. Deshalb wurden die Leuchtdiode und der Laser parallel betrieben. Die Leuchtdiode simulierte dabei die Belastung, während die Signale des Lasers als Sonde verwendet wurden, um die Auswirkungen der hohen Belastungen zu messen. Aus den so erzeugten Signalen wurden mittels eines Leading Edge Diskriminators die höheren Laserpulse (≈ 4 Volt) selektiert und in einem QDC (LeCroy ADC 2249) digitalisiert. Das Auslesen der Daten geschah über einen PC mit dem Datenaufnahmesystem Camda. Das Triggersignal für die Auslese-Elektronik wurde mit einem separaten Detektor erzeugt, der aus einem Plastikszintillator und einem Fotovervielfacher aufgebaut war. Eine logische Schaltung stellte dabei sicher, daß keine Signale integriert wurden, bei denen gleichzeitig ein Laser- und ein Leuchtdiodenpuls die Fotokathode trafen.

Als Treiber für die Leuchtdiode wurde ein linearer Pulser (GSI P1000) verwendet, der Raten bis zu einem MHz erzeugen konnte. Da man bei der maximalen Frequenz allerdings aufgrund der relativ langen Signale kleine Signalhöhen hätte verwenden müssen, um nicht den maximalen Röhrenstrom zu überschreiten, wurden nur Raten von 300 - 600 kHz benutzt. Mit 650 mV Signalen erreicht man beispielsweise bei einer Frequenz von 440 kHz den Grenzstrom (vgl. Formel 4.1).

Um die Auswirkungen einer stochastischen Verteilung der mit der Leuchtdiode erzeugten Pulse zu untersuchen, wurde in einer zweiten Meßreihe anstelle des periodischen Pulsers ein Rauschpulser eingesetzt (Canberra 1407R). Allerdings besitzt dessen bandpaßgefiltertes Rauschen eine maximale Frequenz von etwa 300 kHz bei einer mittleren Frequenz von 240 kHz. Die damit erzielten Ergebnisse unterschieden sich nicht von denen, die mit dem linearen Pulser bei konstanter Rate ermittelt wurden.

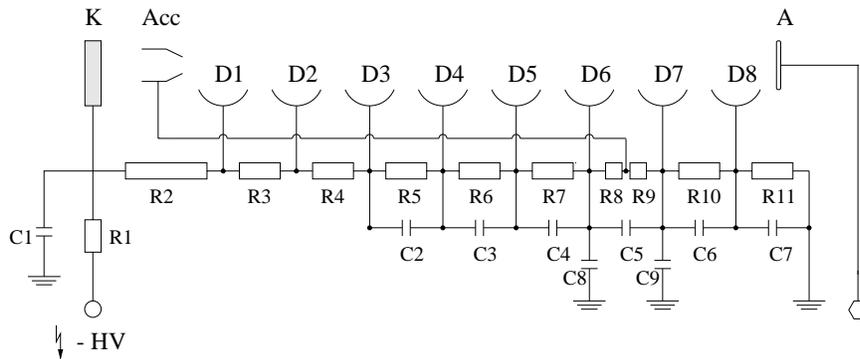
Zur Untersuchung der Auswirkung der Pulsraten auf die Leuchtdiode, wurden Messungen mit rechnerisch gleicher Belastung für den Fotovervielfacher bei unterschiedlicher Zahl gepulster Leuchtdioden durchgeführt. So wurde entweder mit einer oder zwei Leuchtdioden in der Röhre ein Strom erzeugt, der etwa 1/10 des maximal zulässigen entspricht, und untersucht, wie stark die Lichtausbeute der Leuchtdiode durch die unterschiedlichen Pulsraten variiert.

Aufgrund des im ersten Teil dieses Kapitel aufgeführten Verhaltens von Fotovervielfachern mit unterschiedlichen Spannungsteilern wurden für die Messung im Labor drei verschiedene Typen eingesetzt:

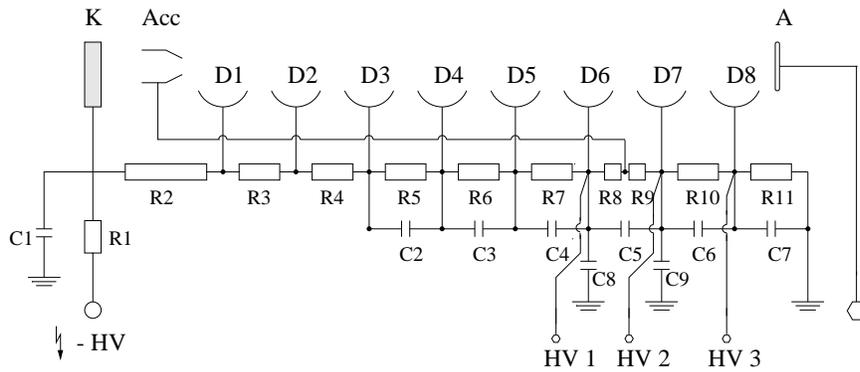
1. ein passiver Teiler, der von Hamamatsu entworfen wurde (H2431).
2. ein spannungsunterstützter Teiler, der eine Kopie des passiven darstellt, wobei die drei letzten Dynodenstufen eine separate Spannungsversorgung besitzen.
3. ein aktiver Teiler, bei dem die letzten fünf Dynodenstufen mit Transistoren unterstützt werden [Lot 90].

Die Schaltbilder der bei dieser Messung verwendeten Spannungsteiler sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Referenzwerte der in dieser Zeichnung angegebenen Bauteile finden sich im Anhang D.2.

passiver Spannungsteiler



spannungsunterstützter Spannungsteiler



aktiver Spannungsteiler

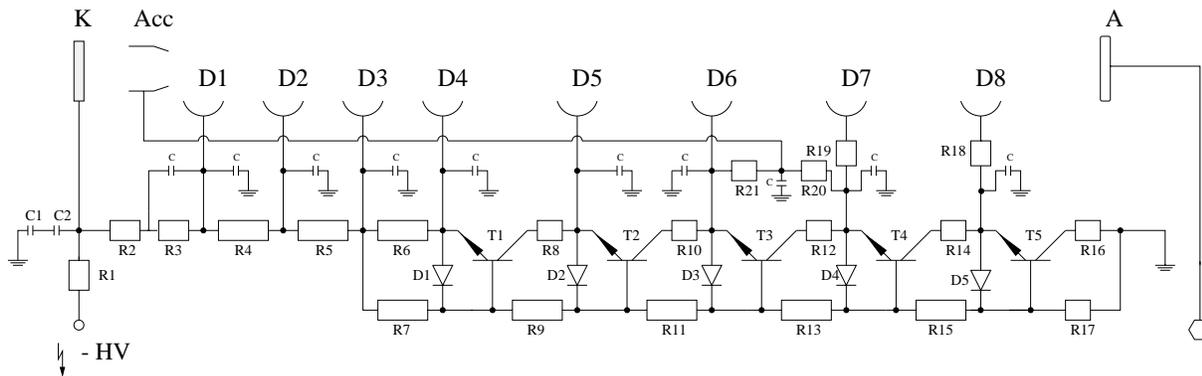


Abbildung 4.4: Schaltbilder der verwendeten Spannungsteiler für die Hamamatsu Röhre R2083. Die Werte der einzelnen Widerstände und Kapazitäten sind im Anhang aufgeführt.

Bei der dazu passenden Röhre handelt es sich um die Hamamatsu Röhre R2083. Dieser achtstufige Fotovervielfacher mit zwei Zoll Durchmesser zeichnet sich durch seine guten Fokussierungseigenschaften zwischen Kathode und erster Dynode aus sowie durch die schnellen An- und Abfallszeiten, die ihn für die Verwendung bei hohen Pulsraten sehr geeignet sein lassen [Ham 88]. Die Röhre erreicht bei einer Spannung von 3.0 kV eine Verstärkung von etwa $2 \cdot 10^6$.

4.1.2 Ergebnisse

In Abbildung 4.5 sind die erzielten Ergebnisse dargestellt. Jeweils aufgetragen ist der Mittelwert der Amplitudenverteilung gegen das Verhältnis von Röhrenstrom zu maximal zulässigem Strom.

Bei dem passiven Spannungsteiler erkennt man einen Anstieg der Amplitude ab etwa $1/10$ des maximal zulässigen Röhrenstromes. Vor dem Erreichen des maximal zulässigen Stromes hat sich die Signalgröße um ca. 56% gegenüber der bei geringer Belastung gemessenen Amplitude vergrößert. Da sich in dieser Messung der durch den Spannungsteiler fließende Strom (bei 2.0 kV 0.35 mA) nur um weniger als einen Faktor zwei vom maximal zulässigen Röhrenstrom unterscheidet, läßt sich das Verhalten der Signalamplitude verstehen. Es ist gleich dem in Abbildung 4.1 aufgeführten und erklärten.

Wie erwartet zeigen die beiden anderen Spannungsteiler keine so großen Abweichungen vom linearen Verhalten wie der passive Teiler. Bei dem aktiven Teiler bleibt der Mittelwert der Amplitude konstant, um nur kurz nach Erreichen des maximalen zulässigen Stromes leicht (6%) abzufallen. Ähnlich verhält sich der spannungsunterstützte Teiler, der ebenfalls erst kurz vor dem höchsten zulässigen Strom Anzeichen vor Nichtlinearität zeigt (Abfall um 9%).

Die sowohl bei dem aktiven als auch dem spannungsunterstützten Teiler auftretende Verringerung der Signalamplitude beim Erreichen des maximal zulässigen Röhrenstromes läßt sich durch Raumladungseffekte an der Anode erklären.

Wegen des zufriedenstellenden Ergebnisses wurde die Kombination aus Röhre und aktivem Spannungsteiler für die Strahlzeit sowie für alle weiteren Testmessungen verwendet.

Um die Abhängigkeit der Verstärkung von der Kathodenspannung zu ermitteln, wurde

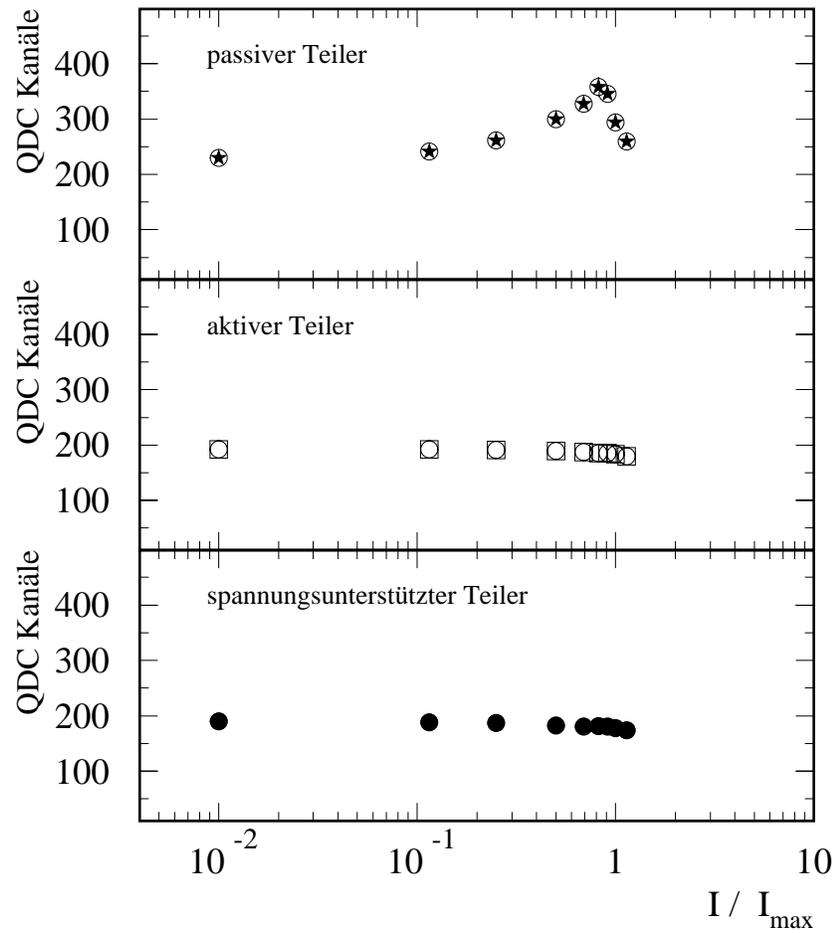


Abbildung 4.5: Aufgetragen ist der Mittelwert der Amplitude (in QDC Kanälen) gegen das Verhältnis von Röhrenstrom zu maximal zulässigem Röhrenstrom für die drei in Abbildung 4.4 dargestellten Spannungsteiler.

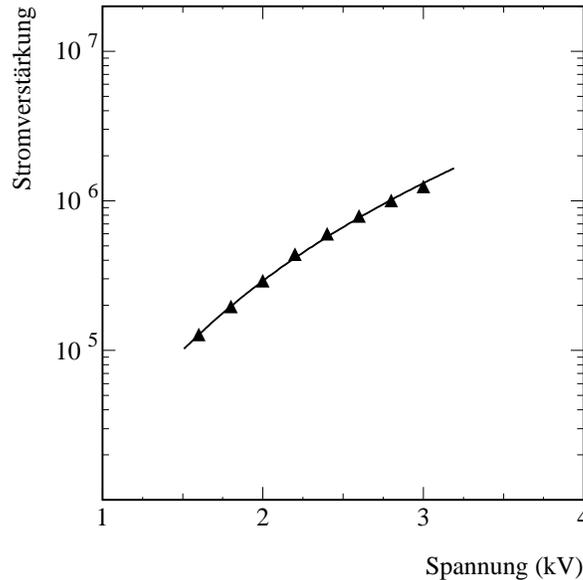


Abbildung 4.6: Aufgetragen ist die Stromverstärkung des Fotovervielfachers gegen die angelegte Kathodenspannung.

mit dem vorne beschriebenen Aufbau (Abbildung 4.3) eine Messung durchgeführt, bei der die Variation der Signalgröße durch die Veränderung der Kathodenspannung bei gleichbleibender Laserintensität untersucht wurde. Die Eichung des QDC geschah dabei über die Anpassung der mit dem passiven Spannungsteiler gemessenen QDC-Werte an die von Hamamatsu angegebenen Verstärkung. In Abbildung 4.6 ist die Verstärkung als Funktion der Kathodenspannung für den aktiven Spannungsteiler gezeigt.

Beschreibt man die Ergebnisse mit einem Potenzgesetz, so sieht man, daß die Verstärkung G abhängig von der Kathodenspannung V mit $G \propto V^{3.7}$ ansteigt. Der generelle Zusammenhang zwischen Verstärkung und Kathodenspannung wird in Formel B.1 im Anhang B beschrieben.

4.2 Intrinsische Zeitauflösung

Um eine Aussage über die Auswirkungen hoher Strahlraten auf die Zeitauflösung des Fotovervielfachers machen zu können, ist es wichtig, die intrinsische Auflösung der Röhre bei geringer Belastung zu messen. Besondere Beachtung sollte dabei die Abhängigkeit der

Zeitauflösung von der Signalhöhe finden. Sie ist dadurch beschränkt, daß bei den hohen Strahlraten der maximal zulässige Röhrenstrom nicht überschritten werden darf.

4.2.1 Beeinflussende Faktoren

Die zeitliche Verteilung der Elektronen $R(t)$ an der Anode des Fotovervielfachers läßt sich mit einer Gaußverteilung beschreiben [Phi 94]:

$$R(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t-t_m)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Daraus resultiert, daß man für die Elektronen eine mittlere Laufzeit t_m - für die R2083 ca. 16 ns - und eine Schwankung der Verteilung σ angeben kann. Die mittlere Laufzeit ist dominiert von der Anzahl der Dynoden. Die Breite der Verteilung wird bestimmt durch die Laufzeitunterschiede der Elektronen im Fotovervielfacher, welche sich aus den Feldunterschieden zwischen den Dynoden ergeben. Differentiell betrachtet ergibt sich eine weitere Schwankung zwischen mehreren Pulsen, welche von der Variation der Mittelwerte der Pulse dominiert wird. Beide Prozesse sind statistischer Natur und damit direkt proportional zur Photonenzahl.

4.2.2 Meßaufbau

Um die Zeitauflösung des Startdetektors zu bestimmen, muß man die Variation der mit den Fotovervielfachern gemessenen Zeitdifferenzen betrachten. Da im Experiment die Zeitdifferenz zwischen jedem der Fotovervielfacher und dem Wechselwirkungstrigger bestimmt wurde, fällt durch Bildung der Zeitdifferenz der beiden Startröhren die Variation des Triggers heraus.

$$\Delta t = (t_{PM}^{links} - t_{Trigger}) - (t_{PM}^{rechts} - t_{Trigger})$$

Die Verstärkung beider Röhren ist ungefähr gleich, deshalb macht man die Annahme, daß sich auch die Variation der Laufzeit in den beiden Röhren nicht signifikant unterscheidet. Außerdem wurde angenommen, daß es keine Variationen der Position bei der Erzeugung des Szintillationslichtes gab. Da sich die Breiten von zwei unabhängigen Größen quadratisch addieren, erhält man also:

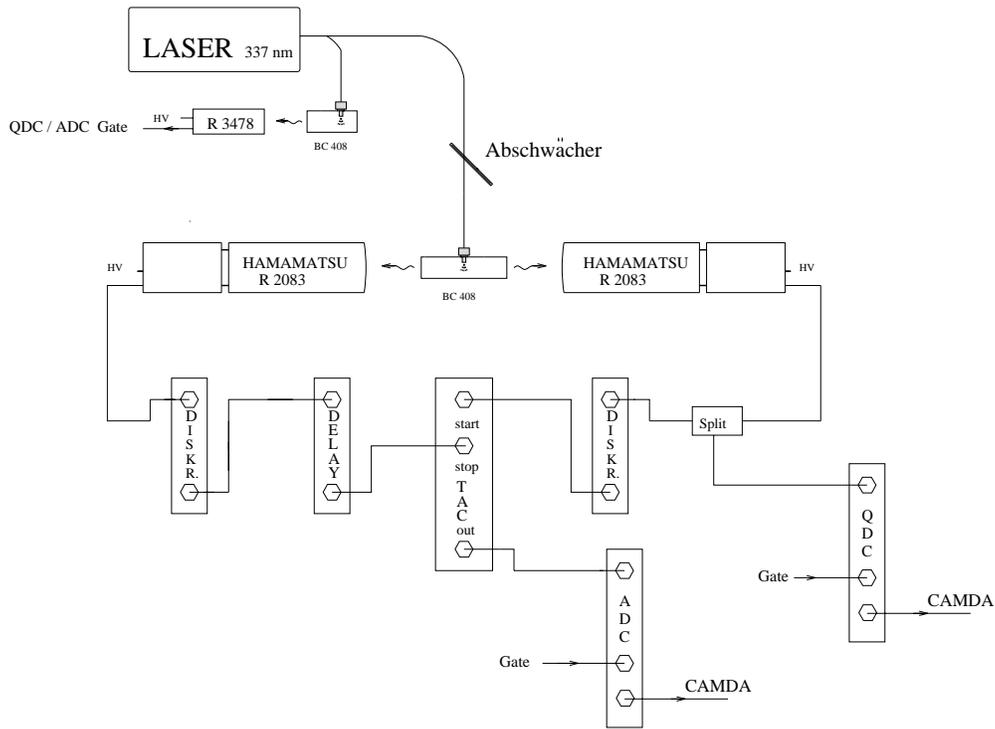


Abbildung 4.7: Abgebildet ist der zur Messung der intrinsischen Zeitauflösung verwendete Meßaufbau. Zur Simulation der Strahlteilchen wurde ein Stickstofflaser verwendet.

$$\begin{aligned}\sigma_{ges}^2 &= \sigma_{PM1}^2 + \sigma_{PM2}^2 \\ \sigma_{PMi} &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{ges}\end{aligned}\quad (4.3)$$

Als Zeitauflösung des Fotovervielfachers bezeichnet man also die durch $\sqrt{2}$ geteilte Variation der Zeitdifferenz der beiden Startrohren.

Um die intrinsische Zeitauflösung der Fotovervielfacher des Startzählers zu bestimmen, wurde ein Szintillationssignal gleichzeitig auf die zwei Fotovervielfacher gegeben und die Variation der Zeitdifferenz der Signale ermittelt. Hierbei wurde der schon in Abschnitt 4.1 beschriebene Stickstofflaser zur Simulation der Strahlteilchen verwendet (vgl. Abbildung 4.7). Mittels eines Diskriminators wurden die so erzeugten Signale in Start- bzw. Stop-Pulse für einen TAC (Time to Amplitude Converter) umgewandelt, der eine Auflösung

von 10 ps pro Kanal hatte. Einheitlich wurde dazu die Schwelle des Leading Edge Diskriminators jeweils auf 10% der Signalhöhe eingestellt. Das TAC-Signal wurde dann in einem ADC (Ortec AD 811) digitalisiert und mit dem Datenaufnahmesystem Camda über einen PC ausgelesen.

Zur Unterdrückung der kosmischen Strahlung wurden mit Hilfe eines Strahlteilers 10% des Laserlichtes in ein rechteckiges Stück Plastikzintillator - BC-408 - geleitet, das an einer der Stirnseiten von einem Fotovervielfacher ausgelesen wurde. Nur wenn dieser Detektor ebenfalls ein Signal erzeugte, wurde das Triggersystem ausgelöst.

Um eine Aussage über die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Signalamplitude machen zu können, wurde das Ausgangssignal eines der Fotovervielfacher mit einem 50- Ω Split aufgeteilt und in einem QDC (LeCroy ADC 2249A) digitalisiert. Der Einfluß der Anzahl der Photoelektronen wurde über eine Variation der Intensität des Laserlichtes nachgemessen.

Dazu diente ein bedampftes Abschwächerrad aus Quarzglas, mit dem optische Dicken zwischen $D = 0.1 - 2.0$ durchfahren werden können. Letzteres bedeutet eine Abschwächung um einen Faktor Hundert. Damit kein Licht in den Laserresonator zurück reflektiert wurde, stand das Abschwächerrad in einem spitzen Winkel zur Strahlachse.

Da nur die intrinsische Variation des Fotovervielfachers gemessen werden sollte und noch keine Einflüsse durch hohe Röhrenströme auftreten durften, mußte man auf die Belastung achten, die durch die Meßpulse gegeben ist. Als typische Werte bei unserer Messung ergaben sich Signale von $U_{max} = 6$ V mit einer Basisbreite von $\tau = 8$ ns. Bei einer für den Laser schon recht hohen Repetitionsrate von $\nu = 15$ Hz erhält man nach Formel 4.1 :

$$\begin{aligned} I_{max} &> I_{Puls} \nu \\ &= 7.2 \text{ nA} \end{aligned}$$

Somit liegt in diesem Fall der Röhrenstrom um 5 Größenordnungen unter dem Maximalwert von 0.2 mA.

4.2.3 Ergebnisse

Um die Einflüsse der Kathodenspannung auf die Zeitauflösung zu ermitteln, verwendete man drei verschiedene Spannungen: 2.0, 2.5 und 3.0 kV. Damit dabei der Meßaufbau

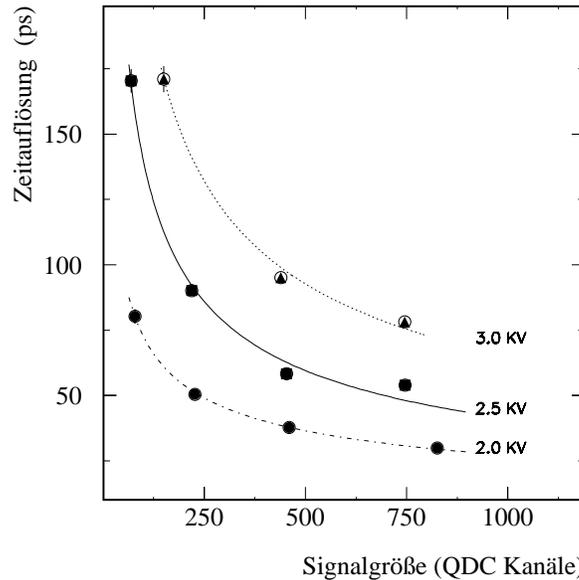


Abbildung 4.8: Die Zeitauflösung aufgetragen gegen die Signalgröße in Abhängigkeit von der Kathodenspannung des Fotovervielfachers. An die Meßwerte wurde jeweils ein Potenzgesetz $\sigma(S) \propto S^\alpha$ angepaßt, wobei S die Signalthöhe bezeichnet.

nicht verändert werden mußte, wurden die Verhältnisse der Signalgrößen bei den verschiedenen Meßreihen nicht variiert. Das hat zu Folge, daß bei gleichen QDC-Werten zwar die Signalthöhen auch gleich waren, nicht aber die primäre Photonenzahl. Wie man aus Abbildung 4.6 erkennt, ändert sich die Verstärkung zwischen 2 und 3 kV um fast eine Größenordnung, so daß die Photonenzahl um diesen Wert reduziert werden mußte. Die so erzielten Daten sind in Abbildung 4.8 aufgeführt. Jeweils aufgetragen ist die Zeitauflösung gegen die Signalgröße in QDC-Kanälen.

Unter der Annahme, daß die Zeitauflösung durch die Photonenzahl dominiert wird, wurde an diese Meßwerte ein Potenzgesetz der Form

$$\sigma(S) \propto S^\alpha$$

angepaßt, wobei S die Signalthöhe bezeichnet. Dabei ergaben sich folgende Werte:

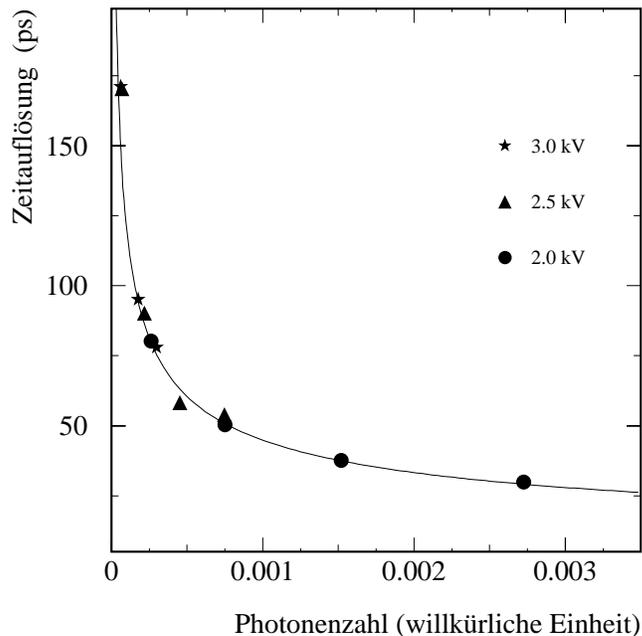


Abbildung 4.9: Zum Vergleich der drei in Abbildung 4.8 dargestellten Messungen wurde die Zeitauflösung gegen den Quotient aus QDC-Wert und Verstärkung des Fotovervielfacher aufgetragen. Die so berechnete Größe ist proportional zur Photonenzahl.

Spannung (kV)	Potenzfaktor α	Fehler (\pm)
2.0	-0.49	0.07
2.5	-0.53	0.02
3.0	-0.51	0.01

An den Werten für α in der Tabelle erkennt man, daß die Zeitauflösung proportional der Wurzel des integralen Signales ist, was bedeutet, daß sie im wesentlichen durch die Anzahl der Photonen des Lichtpulses dominiert wird.

Zum Vergleich der drei in Abbildung 4.8 aufgetragenen Messungen wurden die einzelnen QDC-Werte durch die jeweilige Verstärkung der Röhre geteilt. Das ergibt einen Wert, der proportional zur Photonenzahl ist. Dieser ist von der Kathodenspannung des Fotovervielfachers unabhängig, und man kann so die Auflösung für die drei Messungen vergleichen. Abbildung 4.9 zeigt die so erhaltenen Werte. Man sieht, daß für die unterschiedlichen Kathodenspannungen die Zeitauflösungen bei gleicher Photonenzahl gleich sind.

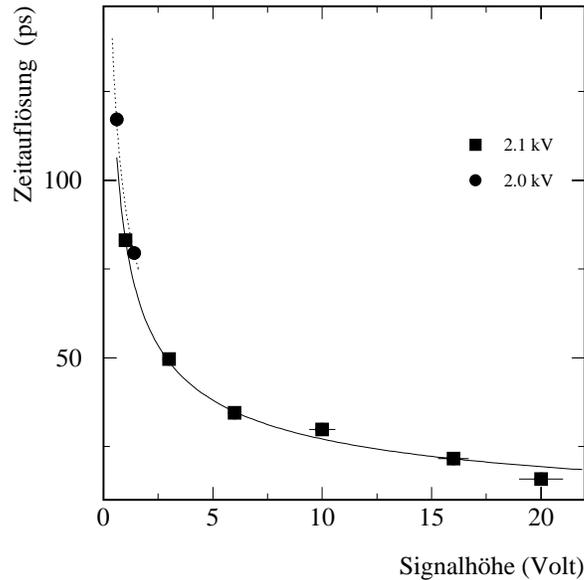


Abbildung 4.10: Aufgetragen ist die für zwei verschiedene Kathodenspannungen erreichte Zeitauflösung gegen die am Oszilloskop abgelesene Signalhöhe.

Als Ergebnis dieser Messungen kann festgehalten werden, daß die Zeitauflösung hauptsächlich von der Photonenstatistik abhängig ist. Alle Meßwerte zeigen ein Verhalten, welches proportional zur statistischen Abhängigkeit ($\propto 1/\sqrt{n}$) von der Photonenzahl n ist. Variationen der Kathodenspannung haben hingegen nur geringen Einfluß auf die Zeitauflösung.

Um eine Vergleichsmöglichkeit mit den unter Strahlbedingungen ermittelten Daten zu besitzen, ist in Abbildung 4.10 die Zeitauflösung für zwei Kathodenspannungen - 2.0 und 2.1 kV - gegen die von Oszilloskop abgelesene absolute Signalhöhe in Volt aufgetragen. Auch diese Meßwerte lassen sich mit einem Potenzgesetz ($\alpha = 0.43$) beschreiben.

4.3 Zeitauflösung unter Belastung

In einer dritten Messung sollte untersucht werden, inwieweit sich eine hohe Belastung der Röhre auf ihre Zeitauflösung auswirkt. Zwar hatte man bei der Untersuchung des Am-

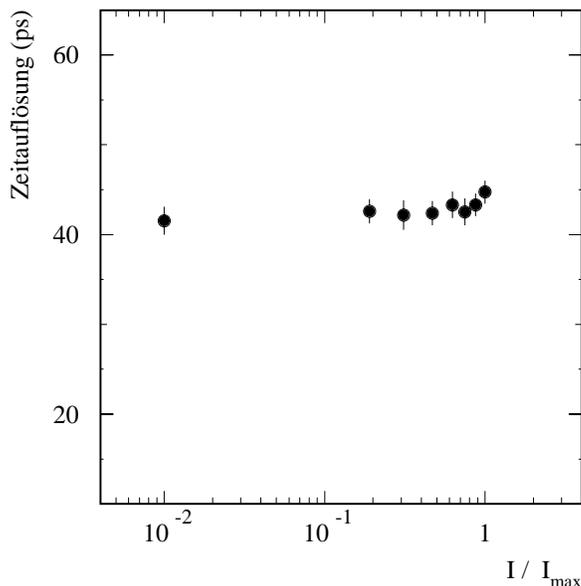


Abbildung 4.11: Aufgetragen ist das Verhalten der Zeitauflösung unter Belastung. Man sieht, daß sich die Zeitauflösung auch bei Variation der Belastung nicht verändert.

plitudenverhaltens unter Belastung für den aktive Spannungsteiler keinere Anzeichen für eine Veränderung der Signalform und -höhe festgestellt, aber es sollte ermittelt werden, ob die Zeitauflösung diesem Verhalten folgt.

Der zur Messung der Zeitauflösung benutzte Aufbau (Abbildung 4.7) wurde erweitert durch eine Leuchtdiode. Zur Beurteilung der Auswirkungen des höheren Röhrenstromes wurde zuerst mit etwa 4 V großen Pulsen die intrinsische Zeitauflösung ermittelt, und dann mit der Leuchtdiode die Belastung erhöht.

4.3.1 Ergebnisse

Die bei dieser Messung erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 4.11 aufgetragen. Für die Zeitauflösung ergibt sich ein ähnliches Verhalten wie für die Amplitude (vgl. Abbildung 4.5). Sie ist ebenfalls über die gesamte Breite der Belastung unverändert, um nur kurz vor dem Erreichen des maximalen Röhrenstromes leicht ($\approx 8\%$) anzusteigen. Diese Abweichung beträgt ca. 4 ps, was im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler bedeutet, daß die Zeitauflösung bei dieser Kombination von Röhre und Kathodenspan-

nungsteiler sich auch unter Belastung nicht verändert.

Kapitel 5

Verhalten des Startdetektors im Strahlbetrieb

Der prinzipielle Aufbau der in der Strahlzeit verwendeten Meßelektronik ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Signale der Fotoervielfacher wurden mit einem 50Ω Split in einen

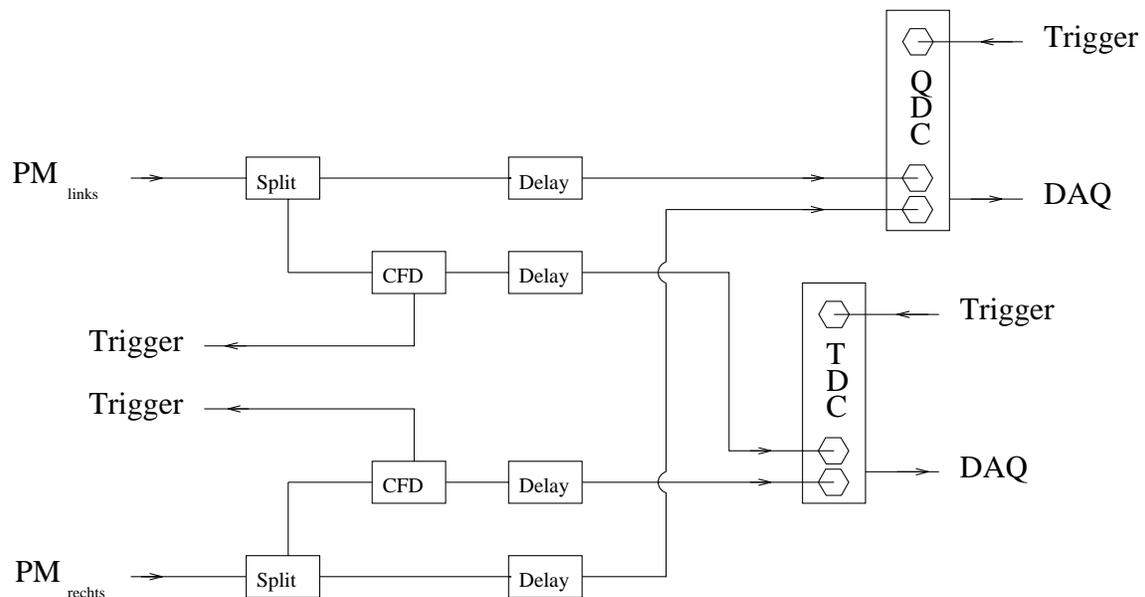


Abbildung 5.1: Schema der bei der Messung unter Strahlbedingungen eingesetzten Elektronik. Sie bestand aus Constant Fraction Diskriminatoren (Ortec 934), einem QDC (LeCroy AD 2249A) und einem TDC (LeCroy 2228A).

Zeit- und einen Ladungszweig aufgeteilt. Der eine Teil des Signales wurde in einem QDC (LeCroy AD 2249A) digitalisiert, während mit dem anderen die Zeitdifferenz zwischen dem Wechselwirkungstrigger und dem Startdetektor mit einem TDC (LeCroy 2228A) bestimmt wurde. Die Auflösung des TDC beträgt 50 ps pro Kanal.

Den sich damit für die Zeitauflösung ergebenden Fehler kann man abschätzen, wenn man annimmt, daß sich eine Verteilung ergibt, die genau einen Kanal breit ist. Für die Varianz dieser Rechteckverteilung erhält man nach [Mey 75]

$$\sigma = \frac{\text{Kanalbreite}}{\sqrt{12}} \quad (5.1)$$

Somit ergibt sich aus einer Kanalbreite von 50 ps eine Ungenauigkeit für die Zeitauflösungen der gemessenen Zeitspektren von ungefähr ± 15 ps. Da die Zeitauflösung des Zählers aber aus Differenzspektren bestimmt wurde und nicht direkt gemessen werden konnte (vgl. Kapitel 4.2.2), wird die Unsicherheit um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner und man erhält somit einen Fehler von ± 10 ps. Andere systematische Fehler wie z.B. durch thermische Drifts der Schwellen des CFD können dagegen vernachlässigt werden.

Bei der Auswertung der im Strahlbetrieb gewonnen Daten war die Abhängigkeit der Zeitauflösung und der Amplitudengröße von der Strahlrate von Interesse. Da es sich bei dem Beschleuniger um eine gepulste Maschine, bestehend aus Linearbeschleuniger und Synchrotron, handelt, werden die Teilchen nur in Pulsen - Spills - von etwa 3-5 Sekunden Dauer zu den Experimenten geleitet. Dabei wird jedes Strahlteilchen mit dem Startzähler registriert und gezählt.

Ein Ereignis bezeichnet eine Reaktion im Target, die von dem Datenaufnahmesystem erfaßt wird. Für jedes Ereignis wird sowohl die Zahl der Strahlteilchen als auch die Zeit des Ereignisses innerhalb des Spills ausgelesen. Bildet man die Differenz der Zählerstände für das letzte und das vorletzte Ereignis und dividiert diese durch die Zeitdifferenz, so erhält man eine mittlere Rate. Da von dem Datenaufnahmesystem im Mittel ca. 200 Ereignisse pro Sekunde erfaßt wurden, beträgt der mittlere Abstand zwischen zwei Ereignissen ≈ 5 ms.

In Abbildung 5.2 ist die mittlere Rate, wie sie sich für eine Strahlenergie von 100 A MeV und 1 A GeV ergab, aufgetragen gegen die Zeit im Spill. Ebenfalls eingezeichnet sind die

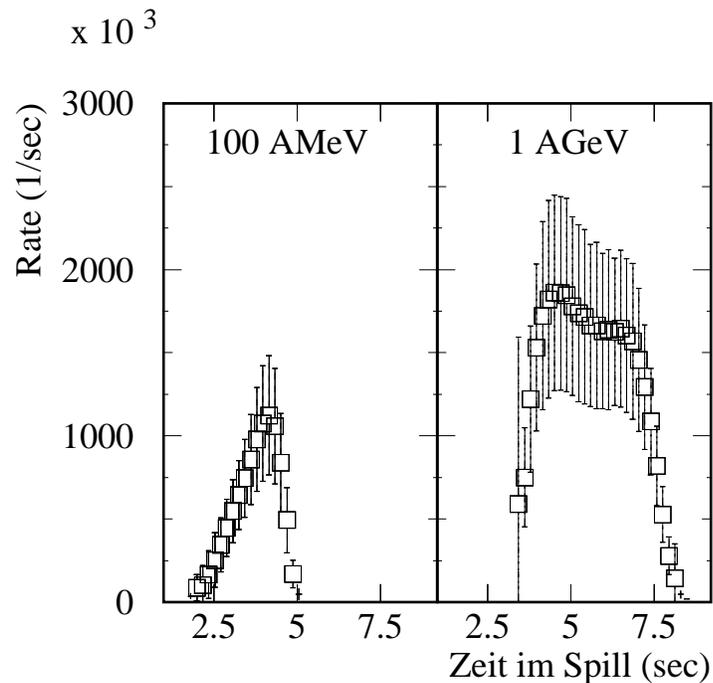


Abbildung 5.2: Aufgetragen ist die mittlere Rate gegen die Zeit im Spill für 100 AMeV und 1 AGeV. Ebenfalls eingezeichnet sind die Breiten der Puls zu Puls Variation.

Breiten der Verteilung, die durch die Puls zu Puls Variationen entstehen.

Für die 100 AMeV-Daten sieht man einen Anstieg der mittleren Rate im gesamten Spill. Die Variation zwischen den Pulsen ist dabei allerdings gering. Bei den mit einer Strahlenergie von 1 AGeV gemessenen Daten zeigt sich ein 2-3 Sekunden langer Bereich in der Mitte des Spills, in dem die Rate vergleichsweise wenig schwankt (flat top). Es ergaben sich aber große Variationen zwischen den einzelnen Spills.

5.1 Ortsauflösung

Für die Bestimmung der Zeitauflösung ist die aus den Amplituden gewonnene Ortsinformation wichtig. Denn verläßt ein Projektil die Sollbahn, die in der Mitte zwischen den beiden Fotovervielfachern des Startdetektors verläuft, so resultiert daraus ein Laufzeitunterschied des Strahlteilchens zur Folie und des dort erzeugten Lichtes zur Fotokathode. Diese soll Abbildung 5.3 verdeutlichen. Dort ist die Anordnung von Fotovervielfacher und

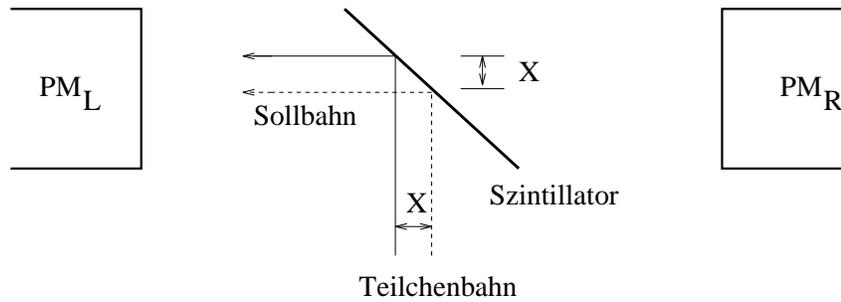


Abbildung 5.3: Skizze zur Verdeutlichung der Variation in der Zeitdifferenz, die durch eine Ortsvariation des Projektils verursacht wird.

Szintillationsfolie dargestellt. Verläßt ein Projektil die Sollbahn, so ergibt sich damit eine Zeitverschiebung, die für den linken bzw. rechten Fotovervielfacher :

$$\Delta t_{links\ o.\ rechts} = \frac{X}{v} \mp \frac{X}{c}$$

beträgt. Dabei bezeichnet c die Lichtgeschwindigkeit, v die Geschwindigkeit des Strahlteilchens und X dessen Abweichung von der Sollbahn. Sie ist positiv definiert für eine Abweichung in Richtung des linken Fotovervielfachers. Die Zeitdifferenz zwischen linker und rechter Röhre variiert bei einer Ortsabweichung in eine Richtung somit um:

$$\Delta t_{PM} = \frac{2 X}{c} \quad (5.2)$$

In unserem Experiment hatte der Strahlfleck auf der Startfolie einen Durchmesser von ca einem cm, daher beträgt die Zeitdifferenz, hervorgerufen allein durch die Variation im Ort, maximal ± 15 ps.

Aus diesem Grund muß man zur Bestimmung der intrinsischen Zeitauflösung den Ort der zur Auswertung benutzten Teilchen einschränken. Dazu verwendet man die aus den Amplituden berechnete Ortsinformation. Da der Startdetektor aus zwei Fotovervielfachern aufgebaut ist, die entgegengesetzt gegenüber stehen, erhält man nur eine Ortsinformation in einer Dimension. Der Ort des Projektils auf der Startfolie berechnet sich nach folgender Beziehung:

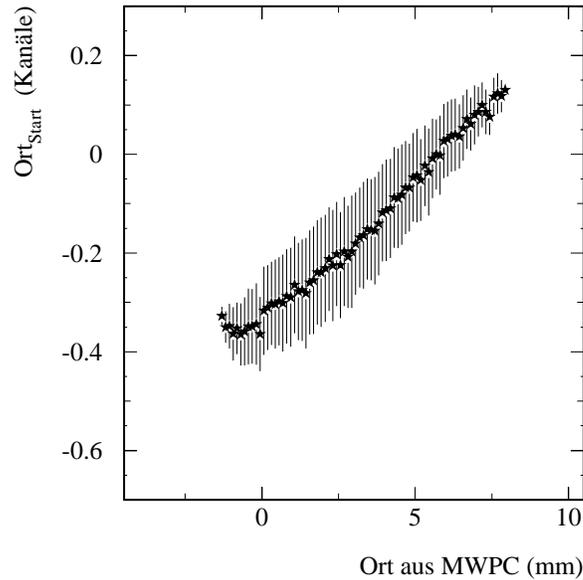


Abbildung 5.4: Zu Eichung der Amplitudeninformation des Startzählers wurde dessen normierte Amplitude (vgl. Formel 5.3) gegen die X-Position der MWPC aufgetragen.

$$Ort_{Start} = \frac{Amp_{links} - Amp_{rechts}}{Amp_{links} + Amp_{rechts}} \quad (5.3)$$

Die Eichung der Ortsinformation geschieht mit der MWPC. Zu diesem Zweck trägt man die normierte Differenz der Amplituden gegen die aus den Driftzeiten der MWPC erhaltene X-Position auf. In Abbildung 5.4 sind sowohl die Mittelwerte als auch die Breiten (σ) dieser Verteilungen dargestellt. Um eine eindimensionale Abbildungsfunktion zu erhalten, beschreibt man die Mittelwerte mittels eines kubischen Polynoms.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung des Startdetektors bildet man die Differenz der Ortsinformationen aus MWPC und Startdetektor. Die so erhaltenen Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 aufgetragen. Die sich bei dieser Differenzbildung ergebende Variation ist eine Faltung der Ortsauflösung von Startzähler und MWPC, bei der sich die einzelnen Abweichungen quadratisch addieren. Somit erhält man für den Start:

$$\sigma_{Start} = \sqrt{\sigma_{gesamt}^2 - \sigma_{MWPC}^2}$$

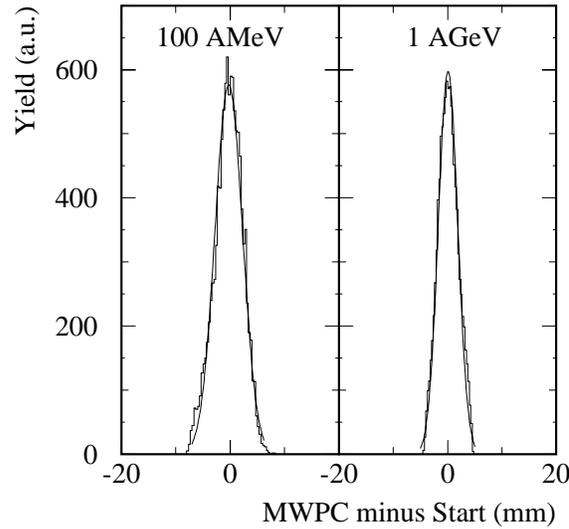


Abbildung 5.5: Aufgezeichnet ist die Differenz der geeichten Positionen, die man von Startdetektor und MWPC erhält. Die Abweichung ist somit die Faltung der Variation der beiden Detektoren. Die sich durch die Fokussierung des Strahls auf das Target ergebenden Differenzen in den Flächen der Strahlflecke auf dem Startdetektor und der MWPC konnten dabei vernachlässigt werden.

Aus vorherigen Messungen ist bekannt, daß die Ortsauflösung der MWPC $\sigma \approx 0.4$ mm beträgt. Damit erhält man für die Ortsauflösung des Startdetektors:

$$\sigma_{2.0\text{ kV}}^{100\text{ AMeV}} \simeq 2.5\text{ mm und } \sigma_{2.4\text{ kV}}^{1\text{ AGeV}} \simeq 1.7\text{ mm}$$

Bei der 100 AMeV-Strahlzeit betrug die Kathodenspannung der Fotovervielfacher 2.0 kV, während die Daten für 1 AGeV Einschußenergie mit einer höheren Kathodenspannung - 2.4 kV - bei geringerer Teilchenrate ($\approx 10^4$) in einer Eichmessung bestimmt wurden. Entgegen der Erwartung ist die Auflösung für die 1 AGeV-Daten trotz der kleineren Photonenzahl besser als bei den 100 AMeV-Daten.

In einem früheren Experiment hatte man mit einer $76\ \mu\text{m}$ dicken Szintillationsfolie und dem passiven Spannungsteiler (vgl. Abbildung 4.4) bei einer Kathodenspannung von 2.7 kV eine Ortsauflösung von $\sigma_{\text{Start}} \approx 0.9$ mm erreicht [Woe 95]. Die bessere Auflösung läßt sich dabei mit der statistischen Abhängigkeit der aus den Amplituden der Fotovervielfacher errechneten Ortsauflösung von der Photonenzahl erklären.

5.2 Ratenabhängigkeit der Zeitauföfung

Wie in den einleitenden Kapiteln dargelegt, war eine der Anforderungen an diesen Startzähler eine stabile Funktionsweise bei hohen Raten. Zur Beurteilung des Verhaltens wurde deshalb eine mittlere Rate errechnet, gegen die im folgenden alle Ergebnisse aufgetragen sind (vgl. Abbildung 5.2). Bei den jeweils für die Raten angegebenen Breiten handelt es sich um Intervalle, über die gemittelt wurde:

$1 \cdot 10^5$ bis $5 \cdot 10^5$, $5 \cdot 10^5$ bis $1 \cdot 10^6$ sowie $1 \cdot 10^6$ bis $3 \cdot 10^6$ Teilchen pro Sekunde.

Zur Bestimmung der intrinsischen Zeitauföfung gibt es zwei Methoden, die Teilchenposition auf der Startfolie einzuschränken:

1. Man verwendet für die Auswertung nur Strahlteilchen, die durch eine definierte quadratische Fläche auf dem MWPC geflogen sind.
2. Man benutzt die geeichte Ortsinformation des Startdetektors. Damit erhält man die Möglichkeit, die X-Position des Strahlteilchen einzuschränken. Man besitzt keine Information über die Y-Position, so daß sich dort ein unsymmetrisches Verhalten ergeben kann.

Damit erhält man folgende Ergebnisse:

zu 1:

In Abbildung 5.6 sind die für eine Strahlenergie von 100 A MeV ermittelten Zeitauföfungen gegen die mittlere Rate aufgetragen. Bei diesen Daten wurden nur solche Teilchen in der Auswertung berücksichtigt, die den MWPC in einem 1 mm^2 großen Fenster passiert hatten. Bei einer Kathodenspannung von 2.0 kV ergaben sich ungefähr 1 Volt hohe Signale, deren Anstiegs- bzw. Abfallszeit 2 und 5 ns betrug. Damit erreichte man den maximalen Röhrenstrom bei einer Teilchenrate von $3 \cdot 10^6$ Hz.

Man sieht, daß die Zeitauföfung von $\langle \sigma \rangle \approx 70$ ps innerhalb ihrer Fehlerbalken unabhängig von der Strahlrate ist, die um eine Größenordnung variiert. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehler mit dem im Labor gemessenen überein (vgl. Kapitel 4.2.3).

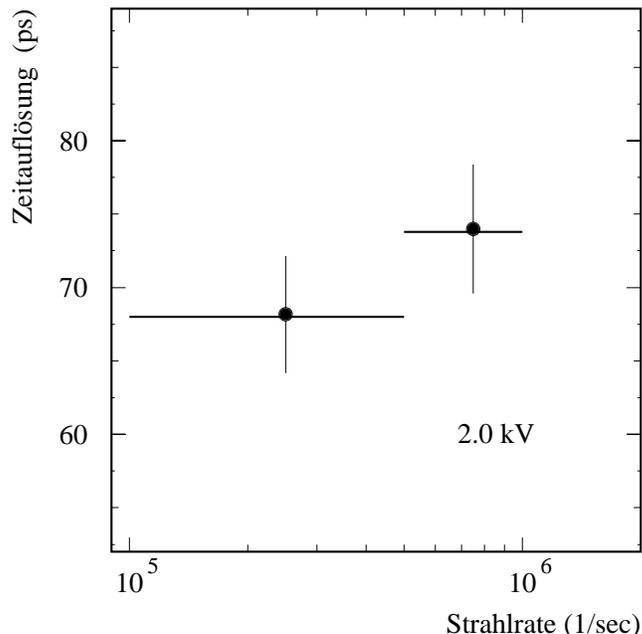


Abbildung 5.6: Die Zeitauflösung aufgetragen gegen die Strahlraten, die bei einer Einschubenergie von 100 AMeV erreicht wurden. Dabei wurden zur Auswertung nur Teilchen verwendet, die durch eine 1 mm^2 große Fläche auf dem MWPC geflogen sind. Eingezeichnet sind nur die statistischen Fehler, hinzu kommt die Ungenauigkeit der Zeitmessung von 10ps durch den TDC.

zu 2:

An die aus den Amplituden bestimmte Ortsinformation wurde eine Gaußfunktion angepaßt. Für die Auswertung wurden nur solche Teilchen verwendet, die in einem Intervall von $\pm 1/5 \sigma$ um den mittleren Ort die Folie durchflogen haben. Dies entspricht bei einem Strahlfleckdurchmesser von ungefähr 10 mm einer Breite von $\pm 0.5 \text{ mm}$. Zur Abschätzung der systematischen Fehler wurde die Größe der Fläche variiert ($\pm 1/10 \sigma$). Dabei ergaben sich keine Veränderungen der Auflösung.

Abbildung 5.7 zeigt die so erhaltenen Zeitauflösungen für die 100 AMeV-Daten. Bei einer Kathodenspannung von 2 kV ergab sich eine Zeitauflösung von $\langle \sigma \rangle \approx 80 \text{ ps}$ über fast 1.5 Größenordnungen der Rate. Dabei ist nur der statistische Fehler eingezeichnet worden. Es zeigt sich, daß sich bei einer Variation der Kathodenspannung von 2.0 auf 2.3 kV die Zeitauflösung mit $\langle \sigma \rangle \approx 70 \text{ ps}$ nur wenig verändert. Man kann allerdings einen leichten systematischen Trend zu einer Verbesserung der Auflösung bei höheren Spannungen

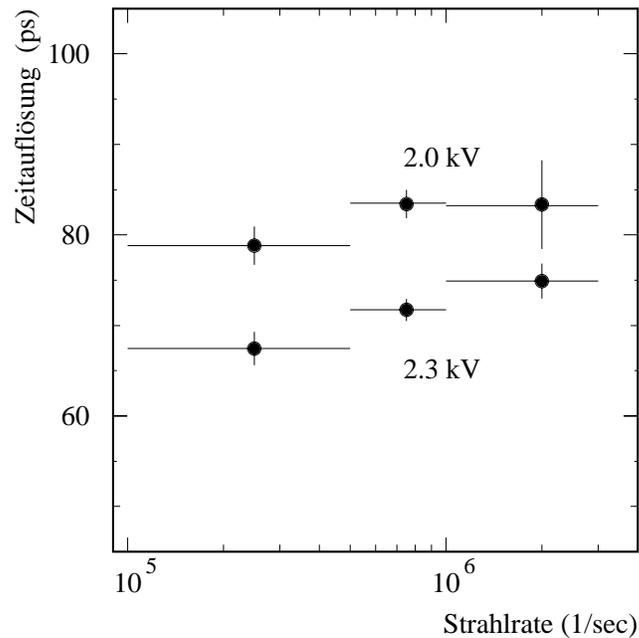


Abbildung 5.7: Die Zeitauflösung, die bei einer Einschubenergie von 100 A MeV für zwei Kathodenspannungen erreicht wurde, aufgetragen gegen die Strahlrate. Die Teilchenposition wurde über die geeichte Amplitudeninformation beschränkt. Eingezeichnet sind nur die statistischen Fehler. Die Zeitauflösung besitzt dabei zusätzlich durch die Kanalbreite des TDC (50 ps) eine systematische Ungenauigkeit von ± 10 ps.

erkennen. Diese Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Spannung war im Labor nicht gemessen worden (vgl. Abbildung 4.9).

Abbildung 5.8 zeigt die Zeitauflösung des Startdetektors, die für eine Stahlenergie von 1 A GeV erreicht wurde. Bei einer Kathodenspannung von 2.1 kV ergab sich eine Zeitauflösung, die innerhalb der statistischen und systematischen Fehler mit $\langle \sigma \rangle \approx 130$ ps nur einen leichten Trend zu einer Verschlechterung der Auflösung bei höheren Raten zeigt. Im Vergleich zu den Messungen im Labor bei der selben Kathodenspannung und einer Signalgröße von 600 mV - Abbildung 4.10 - liegt der im Strahlbetrieb bestimmte Wert um etwa 15 ps höher. Der Unterschied läßt sich dabei mit der Verschlechterung durch die eindimensionale Ortsbeschränkung erklären.

Um die Anzahl der Photonen zu bestimmen, die bei diesem Experiment die Fotokathode

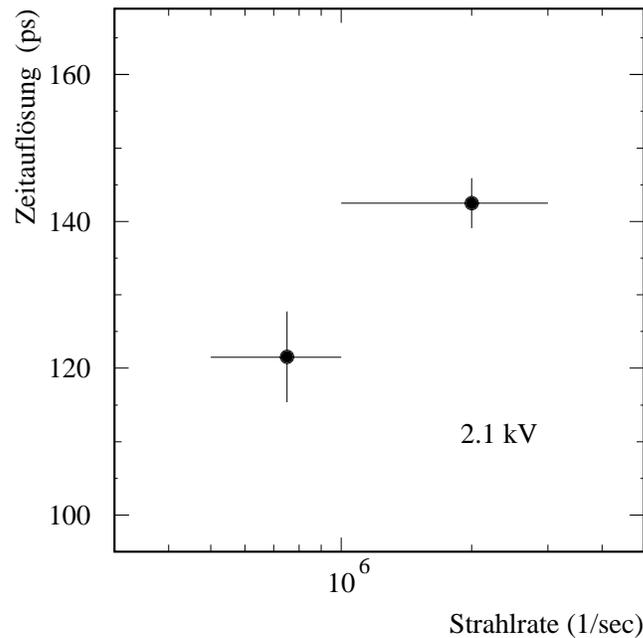


Abbildung 5.8: Aufgetragen ist die Zeitauflösung, die für eine Strahlenergie von 1 AGeV erreicht wurde, gegen die Strahlrate. Zur Einschränkung des Teilchenortes diente die aus den Amplituden gewonnene Ortsinformation.

trafen, sei hier folgende Abschätzung gemacht: Aus Energieverlustrechnungen ergibt sich, daß jedes Goldion beim Durchgang durch den $10 \mu\text{m}$ dicken Szintillator im Mittel eine Energie von

$$\Delta E_{100 \text{ AMeV}} \approx 58.3 \text{ MeV} \text{ und } \Delta E_{1 \text{ AGeV}} \approx 21.5 \text{ MeV}$$

deponiert. Diese Energie wird in Photonen umgewandelt, wobei pro Photon ungefähr 100 eV [Bir 64] verbraucht werden. Unter Einbeziehung des Brechungsindex der Folie, des Raumwinkels der Fotokathode und der Transmission des Druckfensters erhält man eine Gesamtzahl von Photonen :

$$N_{100 \text{ AMeV}} \approx 7600 \text{ und } N_{1 \text{ AGeV}} \approx 2800$$

5.3 Ratenabhängigkeit der Amplituden

Wie schon in Kapitel 4.1 aufgeführt, läßt sich das Verhalten der Röhre und des Spannungsteilers unter Belastung anhand der Amplitude nachvollziehen. Zum Vergleich der

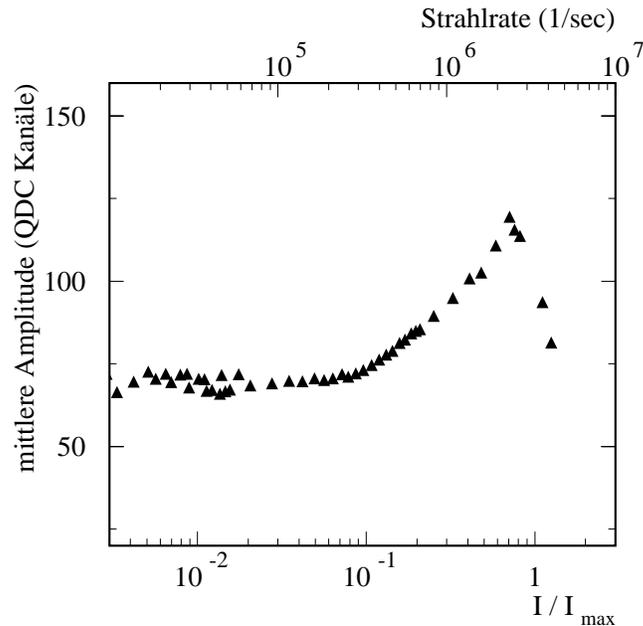


Abbildung 5.9: Aufgetragen ist die mittlere Amplitude des Fotovervielfachers gegen den normierten Röhrenstrom. Diese Daten gelten für eine Strahlenergie von 100 AMeV, wobei die Kathodenspannung 2.0 kV betrug.

Messungen aus Labor und Strahlzeit sind alle Resultate gegen den normierten Röhrenstrom aufgetragen. Durch Mittelwertbildung der Amplitudenverteilung erhält man die in Abbildung 5.9 und 5.10 aufgetragenen Ergebnisse, bei denen zum Vergleich die Strahlrate jeweils mit angegeben ist.

In den Daten für eine Strahlenergie von 100 AMeV steigt die mittlere Amplitude ab etwa $1/10$ des maximal zulässigen Röhrenstromes um 70% gegenüber der Amplitude bei sehr kleinen Belastungen an (Abbildung 5.9). Eine stärkere Erhöhung erkennt man bei den 1 AGeV-Daten (Abbildung 5.10). Hier steigt die Amplitude ab $1/10$ des maximal zulässigen Röhrenstromes um 110%.

Die Unterschiede zwischen den in der Strahlzeit und Labor (Abbildung 4.5) ermittelten Ergebnissen lassen sich mit der Art der Belastung erklären. In den in diesem Kapitel gezeigten Abbildungen ist die mittlere Amplitude gegen die mittlere Rate aufgetragen. Die sich damit rechnerisch ergebende Belastung ist nicht identisch mit der, die von der

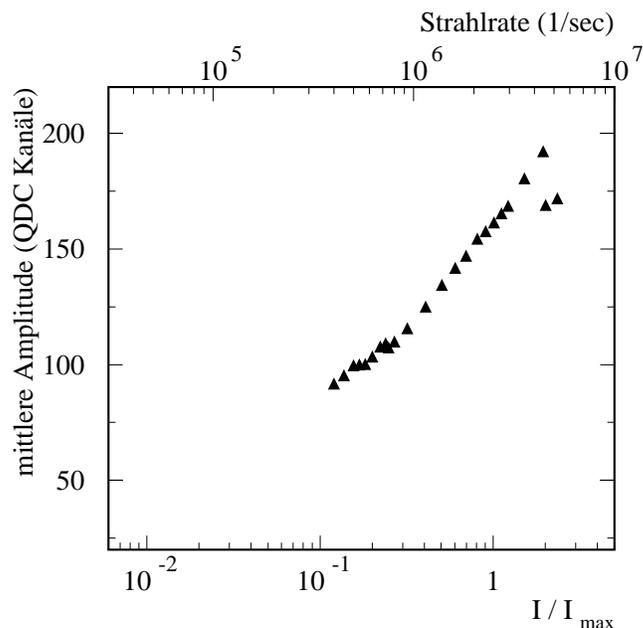


Abbildung 5.10: Die mittlere Amplitude des Fotoervielfachers für eine Strahlenergie von 1 AGeV aufgetragen gegen den normierten Röhrenstrom. Die Kathodenspannung betrug 2.1 kV.

LED erzeugt wurde. Die Strahlteilchen sind im Spill stochastisch verteilt, deshalb ist der zeitliche Abstand der Signale des Fotoervielfachers großen Variationen unterworfen. Dies soll Abbildung 5.11 verdeutlichen. Aufgetragen ist die mittlere zeitliche Differenz zwischen zwei Strahlteilchen für Strahlenergien von 100 AMeV und 1 AGeV (vgl. Abbildung 5.2) sowie die in Zeitdifferenzen umgerechnete Breite der Verteilung. Aus dieser Darstellung kann man erkennen, daß der Pulsabstand für 60% der Strahlteilchen zwischen 1400 und 720 ns (100 AMeV) bzw. 720 und 370 ns (1 AGeV) variiert. Gegenüber diesen Raten sind die mit der LED erzeugten Pulse zeitlich weit getrennt ($\approx 2 \mu\text{s}$).

Gleichzeitig läßt sich der stärkere Anstieg der mittleren Amplitude als Funktion der Rate bei den 1 AGeV-Daten gegenüber den 100 AMeV-Daten erklären, da sich der mittlere zeitliche Abstand zwischen zwei Projektilen um einen Faktor 2 unterscheidet.

Zur Simulation dieses Verhaltens im Labor benötigt man eine Laserdiode, die im blauen Wellenlängenbereich arbeitet und sehr kurze Lichtpulse mit einer Breite von einigen ps mit einer Rate von einigen MHz erzeugt [Ham 92]. Aus finanziellen Gründen konnte eine solche Diode nicht erworben werden.

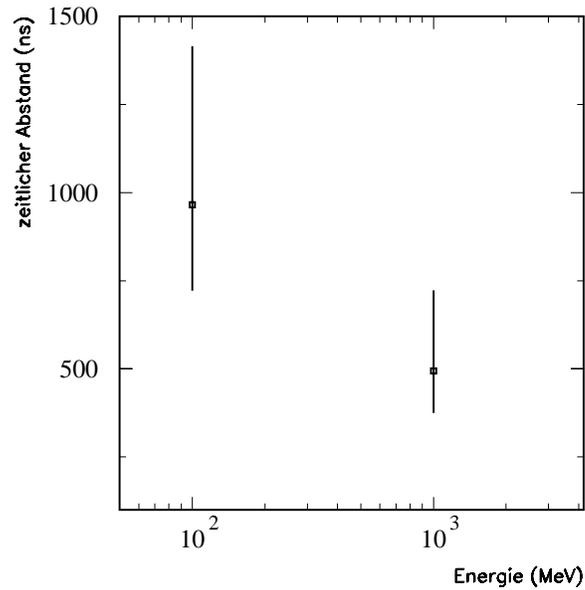


Abbildung 5.11: Aufgetragen ist der aus Abbildung 5.2 ermittelte mittlere zeitliche Abstand zweier Projektile bei verschiedenen Energien. Ebenfalls eingezeichnet ist die Variation dieser Werte.

Es zeigt sich aus den aufgeführten Meßergebnissen, daß die in Kapitel 2.1 geforderte Auflösung von $\sigma_{Start} < 60$ ps nicht erreicht wird. Damit erhält man keine Massenauflösung für Fragmente mit $A \approx 100$. Vielmehr sind die ermittelten Werte für die Zeitauflösung um mehr als einen Faktor zwei schlechter als die Anforderungen.

Kapitel 6

Strahlenschäden an Plastikszintillatoren

Bei intensiver Bestrahlung von Szintillatoren kommt es zu Alterungserscheinungen, bei denen sich die Lichtausbeute verringert und sich das Basismaterial verfärbt. Um die Gründe für diese Alterungsprozesse nachvollziehen zu können, seien hier die einzelnen Komponenten eines Plastikszintillators beschrieben.

6.1 Plastikszintillatoren

Das Basismaterial von Plastikszintillatoren ist Polystyren (PS) oder Polyvinyltoluen (PVT) [Fey 90]. Bei beiden handelt es sich um szintillierende Materialien, die nur eine geringe Quanteneffizienz besitzen. Zu diesem Grundstoff gibt man einen ersten Zusatz, den eigentlichen Szintillator (im folgenden erste Dotierung genannt), der eine hohe Quanteneffizienz besitzt und dessen Absorptionsband das Emissionsband des Basismaterials überdeckt [Ili 93]. In den beiden unteren Diagrammen von Abbildung 6.1 ist dieses Verhalten für das Basismaterial PS und den Szintillator PBD ¹ aufgezeigt [Kni 95]. Obwohl die Szintillationseffizienz des Basismaterials gegenüber der ersten Dotierung gering ist, besteht zwischen beiden ein effizienter Energietransfer. Dieser ist bei geringer Konzentration (10^{-4} Mol) strahlend und bei höherer (10^{-2} Mol) strahlungslos [Zor 93]. Für einen

¹2-phenyl-5-(4-biphenyl)-1,3,4-oxadiazol

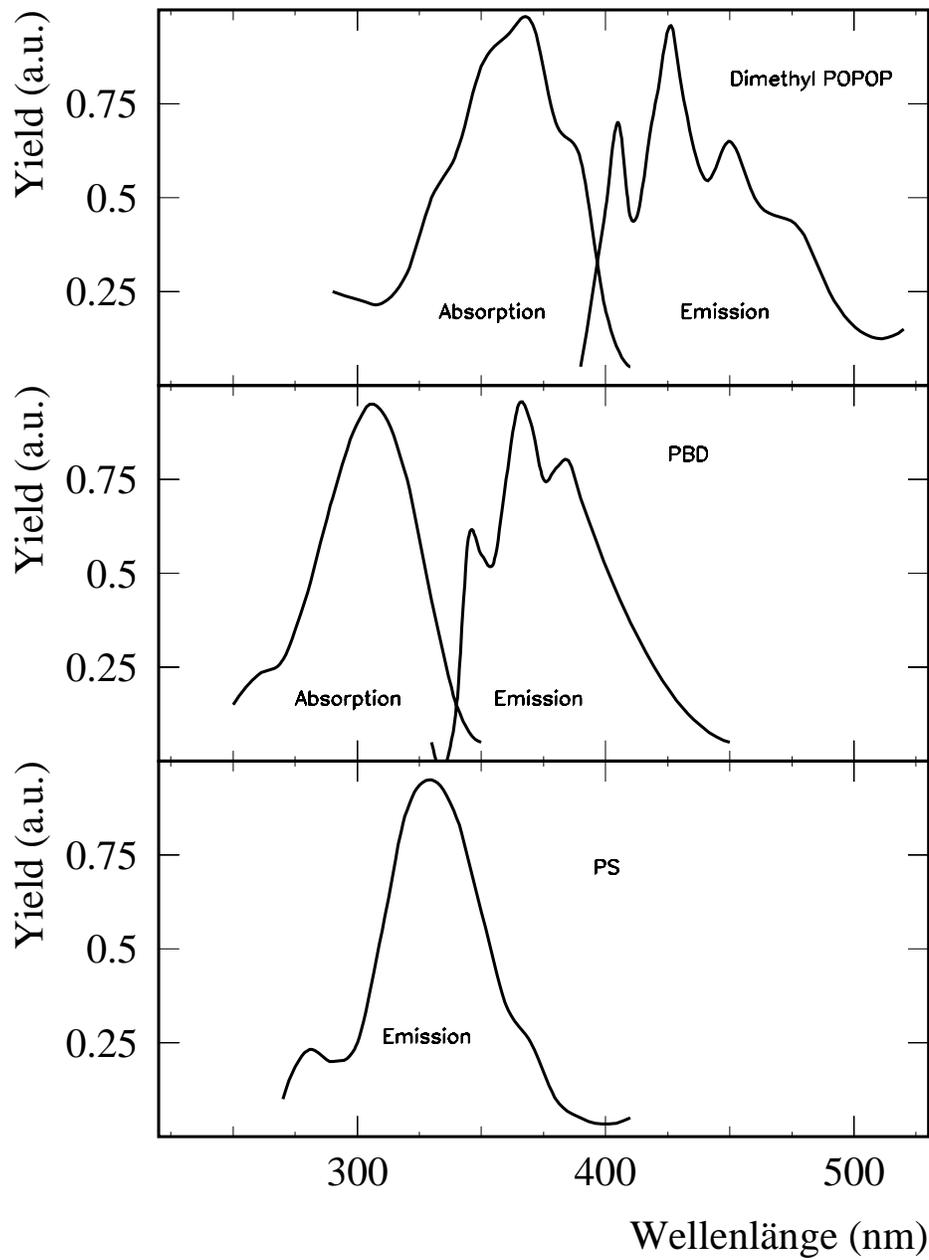


Abbildung 6.1: Aufgetragen sind die Emissions- bzw. Absorptionsspektren typischer Bestandteile eines Plastikszintillators: des Basismaterials PS, des Szintillators PBD sowie des Wellenlängenschiebers dM-POPOP [Kni 95].

Plastikszintillator wird dieser strahlungslose Übergang durch einen möglichst guten Überlapp der Emissions- und Absorptionsspektren maximiert.

Erhöht man die Konzentration der Szintillationszentren (0.4-3%), so wird auch die Menge des abgestrahlten Lichtes steigen, bis Selbstabsorption ein dominanter Prozeß wird [Bir 64]. Um diese zu reduzieren, und um die mittlere Wellenlänge in einen Bereich hoher Quanteneffizienz von Fotokathoden zu transferieren, wird ein weiterer Zusatz beigemischt, der sogenannte Wellenlängenschieber. Dessen Absorptionsband überdeckt ebenfalls das Emissionsband der ersten Dotierung, wie in Abbildung 6.1 anhand von dM-POPOP² dargestellt. Er wird nur in kleiner Konzentration (0.01-0.1%) beigemischt, damit die Selbstabsorption gering ist. Der Energietransfer zwischen erster Dotierung und Wellenlängenschieber ist strahlend. Typische Emissionswellenlängen des Plastikszintillators liegen zwischen 410-440 nm.

In der Tabelle sind wichtige Eigenschaften für die in Abbildung 6.1 aufgeführten Stoffe aufgelistet [Kni 95] :

Stoffe	max. Emission (nm)	Photonen (N/MeV)	Zerfallszeit (ns)	Abschwächungs- länge (cm)
PS	330	800	30	1
PS + PBD	370	6400	1.8	8
PS + PBD + dM-POPOP	432	8000	2.7	240

6.2 Im Experiment aufgetretene Schädigungen

Während der Strahlzeit konnte der Alterungsprozeß des Szintillationsmaterials durch hohe Dosen von Schwerionenstrahlen an zwei unterschiedlichen Szintillatoren untersucht werden:

- an der 10 μ m dicken Startfolie aus BC-418
- an einem 2 mm starken Szintillator aus BC-408, der als Strahlmonitor hinter allen anderen Detektoren aufgebaut war.

²Dimethyl 1,4-bis[2-(5 phenyloxazolyl)]benzen

Das Basismaterial beider Szintillatoren ist PVT. Die weitere Zusammensetzung wird von der Firma Bicron nicht angegeben. Die verwendeten Stoffe sollten sich aber prinzipiell nicht von den in Abschnitt 6.1 diskutierten Stoffen unterscheiden, weder in der Menge noch der Funktionsweise.

Der Alterungsprozeß, das heißt die geringere Lichtausbeute bei gleicher Intensität einfallender Teilchen, beruht in unserem Fall auf den Auswirkungen der Energiedeposition der Ionen. Dabei spielen unabhängig voneinander zwei Prozesse eine Rolle:

1. Es werden Szintillationszentren zerstört, wodurch die abgestrahlte Lichtmenge abnimmt.
2. Die Strahlteilchen zerschließen das Basismaterial, oder dessen Bindungen werden von den δ -Elektronen gelöst. Das Basismaterial verfärbt sich dadurch, was gleichbedeutend ist mit einer Verschlechterung des Transmissionsverhaltens für das Szintillationslicht.

Auf diese Punkte soll im folgenden am Beispiel der beiden Szintillatoren eingegangen werden:

Der als verwendete $200 \times 90 \times 2 \text{ mm}^3$ große BC-408 Szintillator wurde an einer der Längsseiten von einem Fotovervielfacher ausgelesen. Während der 1 AGeV Strahlzeit durchflogen diesen insgesamt etwa $2 \cdot 10^{11}$ Teilchen. Durch diese Bestrahlung war die Abnahme der Lichtausbeute so stark, daß die Position des Szintillators vier mal gewechselt werden mußte. Nach Beendigung des Experimentes waren an diesen Punkten Verfärbungen des Basismaterials zu erkennen. Die Verringerung der Lichtausbeute konnte anhand des Mittelwertes der Amplitudenverteilung des Fotovervielfachers nachvollzogen werden.

Für die Berechnung des bestrahlten Volumens wurde die Ortsverteilung der Projektile mit einer MWPC, die am Ende des Spektrometers aufgebaut war, bestimmt. Dieser Verteilung wurde eine zweidimensionale Gaußkurve angepaßt und angenommen, daß in dem Zylinder mit einem Durchmesser von $\pm 2\sigma$ 91% aller Projektile ihre Energie deponiert haben. Zur Bestimmung der mittleren Dosis wurde eine homogene Verteilung der Strahlteilchen in diesem Volumen angenommen. Setzt man eine Normalverteilung an, so erhält man im Maximum eine gegenüber der mittleren Dosis um einen Faktor zwei erhöhte Dosis.

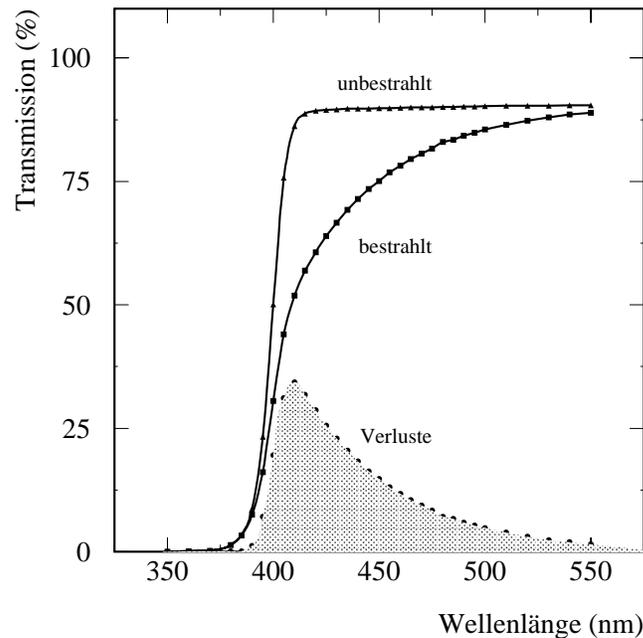


Abbildung 6.2: Aufgetragen ist die Transmission einer mit $\simeq 50$ kGy bestrahlten, 2 mm dicken Probe BC-408. Ebenso sind das Transmissionsspektrum einer unbestrahlten Probe sowie das Differenzspektrum ΔT , dargestellt.

Das Ergebnis einer Transmissionsmessung für ein mit $\simeq 50$ kGray ($\simeq 7.4 \cdot 10^{10}$ Projektilen) bestrahltes Stück des Strahlmonitors ist in Abbildung 6.2 dargestellt, zusammen mit der Transmission des unbestrahlten Szintillators, sowie dem Differenzspektrum ΔT . Letzteres hat sein Maximum bei etwa 410 nm, also im Bereich der maximalen Emission des Szintillators. Die Verfärbung in diesem Wellenlängenbereich ist nur auf das Basismaterial zurückzuführen [Zor 93][Fey 90].

Bei zwei Transmissionsmessungen, die 80 und 242 Tage nach dem Experiment stattfanden, wurden identische Ergebnisse erzielt. Das zeigt, daß bei Bestrahlung mit Schwerionen eine nicht heilende permanente Schädigung auftritt. Dies ist insofern interessant, als [Zor 89] bei Szintillatoren, die mit α - und γ -Strahlern (z.B. ^{241}Am , ^{54}Mn) bestrahlt worden waren und danach eine Verfärbung zeigten, eine Entfärbung der Proben in einem Zeitraum von 100-200 Tagen beobachtet hatte. Diese läßt sich mit der unterschiedlichen Art der Schädigung begründen. Da die Energien der Quellen gering sind (< 6 MeV), können die

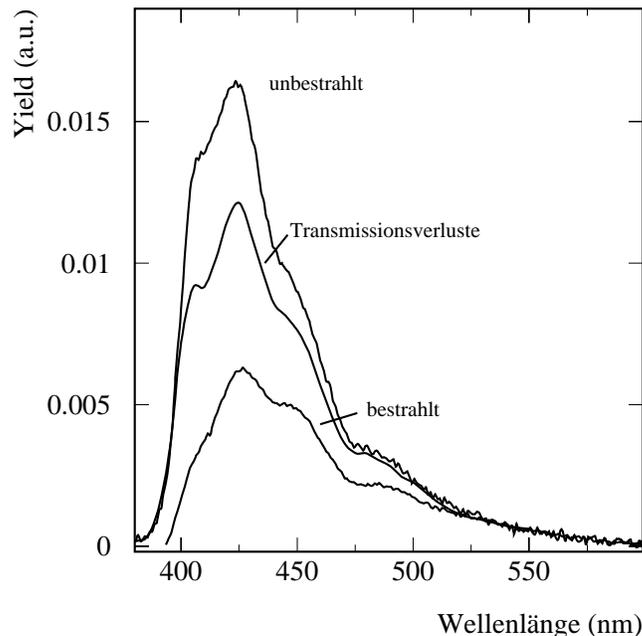


Abbildung 6.3: Das mit einem Stickstoff-Laser aufgenommene Emissionsspektrum einer bestrahlten (≈ 50 kGy) sowie einer unbestrahlten Probe BC-408. Ebenfalls eingezeichnet ist die Faltung des Emissionsspektrums des unbestrahlten Szintillators mit dem Transmissionsspektrum der bestrahlten (vgl. Abbildung 6.2), um die Verluste durch die Verringerung der Transmission zu verdeutlichen.

α -Teilchen nur Molekülbindungen lösen.

So tritt bei beiden Schädigungen eine Verfärbung des Basismaterials auf, die sich aber bei den mit Quellen bestrahlten Proben teilweise wieder zurückbilden, da sich dort die aufgebrochenen Molekülbindungen neu bilden können.

Das mit einem Diodenarray-Spektrometer [Sch 95] gemessene Emissionsband des Szintillators ist in Abbildung 6.3 gegen die Wellenlänge aufgetragen. Da bei der Messung des Emissionsspektrums eine Anregung des Plastiksintillators mit einer α -Quelle nicht die benötigte Lichtausbeute ergab, wurde ein Stickstoff-Laser verwendet. Dessen Photonen (337 nm) mit einer Energie von $E = 3.7$ eV werden nur zu einem geringen Teil von den Szintillationsszentren absorbiert. Zwar können die S_1 -Niveaus bevölkert werden, aber der Hauptanteil der Absorption durch den Szintillator geschieht erst bei höheren Energien oberhalb von 4-5 eV (vgl. Abbildung 6.1, $4\text{eV} = 300\text{nm}$ und $5\text{eV} = 250\text{nm}$). Die Ab-

sorption des Wellenlängenschiebers ist hingegen in diesem Bereich maximal. Somit wurde bei dieser Messung hauptsächlich das nach direkter Anregung des Wellenlängenschiebers emittierte Licht nachgewiesen.

In der Abbildung 6.3 dargestellt ist das Emissionsspektrum einer unbestrahlten Probe BC-408 und das Emissionsspektrum der bestrahlten ($\simeq 50$ kGray) Probe. Da die Meßdauer für die Emissionsspektren nicht bekannt ist, wurden sie im oberen Wellenlängenbereich (> 520 nm) angepaßt, da hier die Schädigung gering ist [Zor 88]. Ebenfalls aufgeführt ist die Faltung des unbestrahlten Emissionsspektrum mit dem Transmissionsspektrum der bestrahlten Probe (vgl. Abbildung 6.2). Dieses soll verdeutlichen, wie groß die Verluste nur durch die Verfärbung des Basismaterials sind.

Bei der qualitativen Beurteilung des Emissionsspektrums der bestrahlten Proben muß berücksichtigt werden, daß sich bei der Messung verschiedene Effekte überlagern. So wird bei einer homogenen Verteilung von Szintillator und Wellenlängenschieber zwar ein mit der Schädigung der Szintillationszentren proportionaler Rückgang an Lichtausbeute zu beobachten sein. Aber es ist nicht bekannt, wie stark die Photonen des Lasers durch das geschädigte Material absorbiert werden, bevor sie ein Molekül anregen können.

Die Verringerung der Lichtausbeute der Startfolie - BC-418 ($10 \mu\text{m}$) - läßt sich anhand der Amplituden der Fotovervielfacher des Startdetektors nachvollziehen. In Abbildung 6.4 sieht man den Rückgang der normierten Amplitude, aufgetragen gegen die Dosis. Diese Folie durchquerten etwa $6 \cdot 10^9$ Strahlteilchen mit einer Energie von 100 A MeV. Nach dem Einwechseln der Folie wurde erst ab einer Dosis von $\simeq 8.2$ kGy gemessen. Während dieser Zeit war ein deutlicher Abfall der Amplituden zu beobachten, so daß man davon ausgehen kann, daß die Schädigung der Folie und damit die Verringerung der Lichtausbeute bei Bestrahlung sofort einsetzt. Die Meßwerte bis zu einer Dosis von 40 kGy wurden mit einer Kathodenspannung von 2.0 kV gemessen. Danach wurden die Signale der Fotovervielfacher zu klein, so daß die Spannung erhöht wurde (2.3 kV). Um die beiden Messungen vergleichen zu können, wurde zunächst an die mit 2.0 kV ermittelten Datenpunkte eine exponentielle Funktion angepaßt. An diese wurden dann die mit der höheren Kathodenspannung gemessenen Werte angepaßt. Danach wurde unter der Annahme, daß die Szintillationszentren homogen verteilt sind, und der Prozeß der Abnahme dieser Zentren statistisch abhängig ist, in alle Meßwerte ein exponentielle Funktion der Form

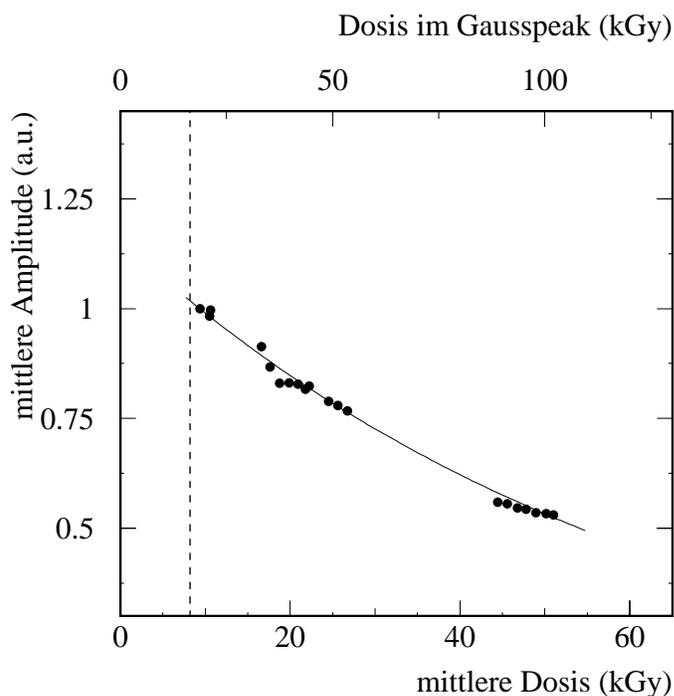


Abbildung 6.4: Der Rückgang der Mittelwerte der Signalamplitude am Startzähler aufgetragen gegen die errechnete Dosis für die $10 \mu\text{m}$ dicke Startfolie (BC-418). Deutlich ist in der Abbildung der Abfall der normierten Lichtausbeute um ungefähr 50% nach ca. 41 kGy zu sehen. Diese Dosis war in unserem Experiment schon nach fünf Stunden erreicht.

$$f(D) \propto e^{-\lambda D}$$

gelegt, wobei D die Dosis bezeichnet. Für die inverse Dosis ergab sich $\lambda = 0,016 \text{ kGy}^{-1}$. Im Vergleich mit Messungen von [Zor 89], bei der ein mit 40 kGy an Luft bestrahlter zwei mm dicker Szintillator einen Amplitudenabfall um 65% besaß ($\lambda = 0,021 \text{ kGy}^{-1}$), sieht man den geringeren Rückgang der Lichtausbeute. Dieses läßt sich dadurch erklären, daß keine Transmissionsveränderungen auftraten.

In Abbildung 6.5 ist ein aus mehreren Messungen gemitteltes Transmissionsspektrum aufgetragen, welches sowohl für eine bestrahlte als auch eine unbestrahlte Probe gültig ist. Es zeigte sich, daß die Transmissionseigenschaften auf beiden Proben je nach Ort und Lage der Folie stark variieren, aber im Mittel gleich sind. Auch unter einem Mikroskop

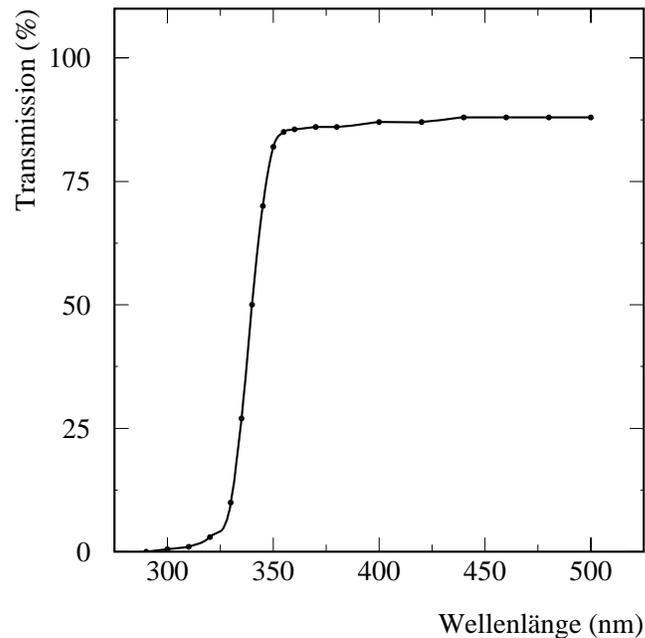


Abbildung 6.5: Ein gemitteltetes Transmissionsspektrum, das sowohl für die bestrahlte als auch die unbestrahlte Startfolie gültig ist.

waren keine Unterschiede zwischen beiden zu erkennen.

Daß es zu keiner Verfärbung der Folie kam, läßt sich möglicherweise darauf zurückführen, daß diese im Vakuum bestrahlt wurde, und sie auch schon vorher mehrere Tage im Vakuum auf der Folienleiter montiert war. Nach [Zor 89] spielt das Vorhandensein von Sauerstoff eine große Rolle. In seiner Meßreihe sah man bei der Bestrahlung von BC-408 in einer Argonatmosphäre eine weniger starke Verfärbung, die sich bei weiterer Lagerung in Argon schneller und mit besseren Ergebnissen wieder zurückbildete. Somit könnte es sein, daß Sauerstoff in den bestrahlten Szintillator eindiffundiert und dort mit dem beschädigten Basismaterial Verbindungen eingeht, die zu einer Verfärbung führen [Bro 92].

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Thema der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und der Bau eines Startdetektors, der zur Flugzeitbestimmung von Projektilfragmenten aus Au + Au Reaktionen bei mittleren und hohen Energien (50 bis 1000 AMeV) verwendet wurde. Da in diesem Experiment Targets mit geringer Massenbelegung (25 mg/cm^2) benutzt wurden, ergaben sich für den Startdetektor zwei Randbedingungen: er sollte möglichst wenig sekundäre Ereignisse erzeugen, weshalb seine Massenbelegung geringer als die des Targets sein sollte, und er sollte bei den verwendeten Strahlraten von einigen 10^6 Projektilen pro Sekunde stabil arbeiten. Realisiert wurde dieser Detektor mit einer $10 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Szintillationsfolie, die von zwei Fotovervielfachern, die mit aktiven Spannungsteilern versehen waren, ausgelesen wurde. Darüber hinaus wurde noch ein Halo-Detektor gebaut. Er sollte die Teilchen des Strahlhalos nachweisen, damit die von ihnen verursachten Reaktionen im Targetrahmen erkannt werden können. Aufgebaut wurde er aus einer $200 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Szintillationsfolie, deren Licht über Plexiglaslichtleiter von Fotovervielfachern nachgewiesen wurde.

Obwohl die Fotovervielfacher des Startzählers nahe ihrer thermischen Belastungsgrenze betrieben wurden, zeigte sich im Experiment keine Veränderung der Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Strahlrate. Die gemessene Auflösung stimmte mit der im Labor bestimmten überein. Allerdings ergab sich im Strahlbetrieb ein deutlicher Anstieg der Signalamplitude bei hohen Raten, der im Labor nicht reproduziert werden konnte.

Es stellte sich heraus, daß die Fotovervielfacher nicht die begrenzenden Komponenten des Startsystems sind - sie wurden in unserem Experiment über mehrere Tage bei fast maxi-

mal zulässiger Belastung eingesetzt - sondern der durch die hohe Strahlrate geschädigte Szintillator. Nach ungefähr fünf Stunden mit einer Strahlrate von $\approx 2 \cdot 10^6$ Projektilen pro Spill war die Szintillationsfolie mit einer Dosis von ca. 40 kGy belastet, was zu einem Amplitudenabfall von 50% führte.

Dieser Detektor eignet sich also nicht für den permanenten Einsatz, sondern sollte nur zu Eichzwecken, etwa zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes, verwendet werden. Für zukünftige Experimente, die möglicherweise sogar mit noch höheren Strahlströmen arbeiten, sollen deshalb Detektoren mit einer größeren Strahlenresistenz wie z.B. Diamantdetektoren [Hof 49][Bor 95] Anwendung finden.

Literaturverzeichnis

- [ALA 88] ALADIN–Collaboration, Proposal for a forward spectrometer at the 4π detector,
GSI–report 88–08, Darmstadt, 1988
- [And 71] J.M. Anderson, Wide frequency range current transformers,
the review of scientific instruments, 1971, vol 42, number 7, 915-926
- [Bet 30] H. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie,
Annalen der Physik, 1930, Band 5
- [Bic 93] Bicron, Produktkatalog, 1993.
- [Bir 64] J.B. Birks, The theory and practice of scintillation counting,
Pergamon Press, 1964
- [Bor 95] F. Borchelt et al., First measurements with a diamond microstrip detector,
Nuclear instruments and methods in physics research, A354 (1995) 318-327
- [Bro 92] A.D. Bross, A. Pla-Dalmau, Radiation damage of plastic scintillators,
IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. 39, No. 5, 1199-1204, 1992
- [Ein 05] A. Einstein, Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt,
Annalen der Physik, 1905, Band 17

- [Fey 90] V.M. Feygelman et al., Polysiloxane based scintillators doped with oligophenylenes: effect of color centers on radiation stability,
Nuclear instruments and methods in physics research, A290 (1990) 131-135
- [Gos 77] J. Gosset et al., Central collisions of relativistic heavy ions,
Phys. Rev. C 16, 629 (1977)
- [Haf 93] E.S. Hafen et al., Report on the test of the proposed E-864 beam and time zero counter,
APC engineering notes, No.: 93-1
- [Ham 88] Hamamatsu, Photomultiplier Tubes,
Datenblatt
- [Ham 91] Hamamatsu, Circular mcp and assembly series,
Datenblatt 1991
- [Ham 92] Hamamatsu, Picosecond light pulser,
Datenblatt 1992
- [Ham 94] Hamamatsu, Photomultiplier tube, principle to application,
Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Center 1994
- [Hil 93] K.D. Hildenbrand, Scintillation detectors,
GSI-reprint, 93-18
- [Hof 49] R. Hofstadter, Diamond detector,
Nucleonics 4, 1949
- [Hub 92] J.C. Hubele, Untersuchung der Multi-Fragment-Produktion in asymmetrischen Schwerionenreaktionen bei $E/A = 600$ MeV,
GSI-report 92-06
- [Ili 93] S. Ilie et al., Radiation damage measurements on pvt-based plastic scintillators,
Nuclear Physics B, 32 (1993) 384-391

- [Kem 93] J. Kempter, Analyse und Bau eines positionsempfindlichen Szintillationsdetektor,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt
- [Kni 95] F. Kniest, Private Mitteilung,
Bicron
- [Kno 89] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement,
John Wiley & sons, Inc.
- [Lau 93a] W. Laux, Diagnostik schwerionenerzeugter dichter Plasmen,
GSI-report 93-35
- [Lau 93b] W. Laux, M. Dornik, P. Spiller, Scintillation diagnostics of intense heavy ion beams,
GSI-Scientific-Report 1993
- [Lo 81] C.C. Lo, B. Leskovar, Performance studies of high gain photomultiplier having z-configuration of microchannel plates,
IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. NS-28, 698-704, 1981
- [Lot 90] H. Lotz, private Mitteilung,
Gießen, II. Physikalisches Institut
- [Mey 75] S.L. Meyer, Data analysis for scientists and engineers,
John Wiley & sons, Inc.
- [Ohm 87] C. Ohmori et al., Test of phototube bases for high counting rates,
Nuclear instruments and methods in physics research, A256 (1987) 361-364
- [Pet 93] A. Peters et al., Present status of the cryogenic current comperator,
GSI-Scientific-Report 1993
- [Phi 94] Philips, Photomultiplier tubes, principles and applications,
Philips Photonics, International Marketing, 1994

- [Pin 89] C.H. Pinkenburg, Entwicklung eines Hodoskops zur Messung von Kleinwinkelkorrelationen leichter Teilchen aus Schwerionenreaktionen,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1989)
- [Poc 95] J. Pochodzalla et al., Probing the nuclear liquid-gas phase transition,
GSI-preprint 95-13
- [Qua 93] Quantum Design, Produktinformation
- [Rab 86] H.J. Rabe, Untersuchung peripherer Schwerionenreaktionen bei 84 MeV/Nukleon,
GSI-report 86-08
- [Roe 85] Röhms, Plexiglas,
Datenblatt
- [Sar 95] S.Saro et al., Large size foil - microchannel-plate timing detectors,
GSI-report 95-05
- [Sar 77] R.E. Sarwinski, Superconducting Instruments,
Cryogenics, 12/77
- [Sch 95] H. Schlütter, Private Mitteilung,
LOT Oriol
- [Sch 91] A. Schüttauf, Entwicklung eines Lasersystems für die Flugzeitwand des ALADIN-Spektrometers,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1991)
- [Spi 94] P.J. Spiller, Untersuchungen zum Transport und zur Fokussierung intensiver, hochenergetischer Schwerionenstrahlen zur Erzeugung hoher Energiedichte in Materie,
GSI-report 94-11
- [Woe 95] A. Wörner, Kritisches Verhalten in der Kernfragmentation,
Doktorarbeit, Universität Frankfurt

- [Zie 85] J.F. Ziegler, The stopping and range of ions in solids,
Pergamon Press, 1985
- [Zor 88] C. Zorn et al., Pilot study of new radiation resistant plastic scintillators doped with 3-hydroxyflavone,
Nuclear instruments and methods in physics research, A273 (1988) 108-116
- [Zor 89] C. Zorn et al., A study of the radiation resistance of selected plastic scintillators,
Nuclear instruments and methods in physics research, A276 (1989) 58-68
- [Zor 93] C. Zorn, A pedestrian's guide to radiation damage in plastic scintillators,
Nuclear physics B, proceedings supplement, 1993, vol.32, 377-383

Anhang A

Organische und anorganische Szintillatoren

Man unterscheidet zwischen anorganischen und organischen Szintillatoren.

Anorganische Szintillatoren wie NaJ und CaF_2 liegen meist als Einkristall vor. Sie besitzen eine hohe Lichtausbeute und eine gute Energieauflösung. Allerdings liegt die Abklingzeit des Szintillationslichtes in der Größenordnung von einigen 100 ns, weshalb sie für schnelle Signale nicht geeignet sind.

Bei den organischen Szintillatoren handelt es sich um aromatische Kohlenwasserstoffe mit einem oder mehreren Benzol-Ringen (C_6H_6). Diese werden als Kristalle, Flüssigkeiten oder eingelagert in Kunststoff - Plastikszintillator - verwendet. Wenn geladene Teilchen organische Szintillator-Materialien durchdringen, werden Molekülzustände in dem ringförmigen Molekülorbital (π -Orbital) der Fluoreszenzstoffe - eben den Aromaten - angeregt, die bei ihrer Abregung UV-Licht abstrahlen. Für UV-Licht ist die Absorptionslänge in den meisten organischen Materialien sehr kurz (≈ 1 cm). Deswegen wird ein sogenannter Wellenlängenschieber beigemischt, dessen Absorption an das UV-Licht und dessen Emission an den Wellenlängenbereich größter Empfindlichkeit der Photokathode angepaßt ist [Hil 93].

Abbildung A.1 zeigt das Energieschema von π -Elektronen eines organischen Szintillators [Bir 64]. Zu sehen sind die Singulett- sowie die Triplett-niveaus, wobei die Energieabstände zwischen S_{0i} und S_{1i} ungefähr 3 bis 4 eV betragen. Jedem Anregungsniveau sind Vibra-

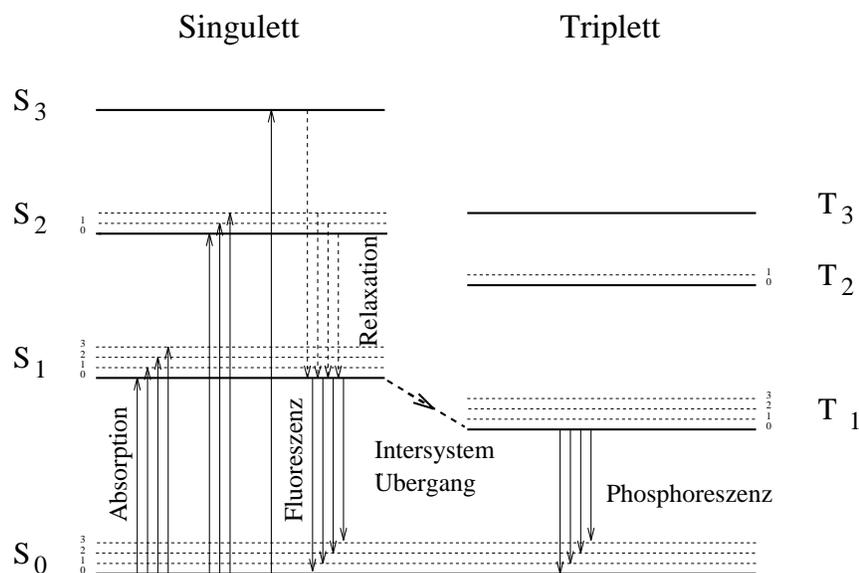


Abbildung A.1: Energieniveauschema eines organischen Moleküles mit einer π -Elektron Bindung.

tionsmoden der Moleküle überlagert, deren Abstände in der Größenordnung von 0.15 eV liegen, so daß das ausgesendete Licht aus einem Spektrum von Wellenlängen besteht.

Das Szintillationslicht (= Fluoreszenz-Licht) entsteht bei den Übergängen zwischen S₀ und S₁, nach einer Lebensdauer der Niveaus von einigen ns. Triplettzustände können durch Intersystemübergänge aus Singulettzuständen entstehen. Bei deren Abregung entsteht langwelligeres Licht, dessen Emission erst nach einigen ms erfolgt. Werden Moleküle aus dem T₁-Zustand in den S₁-Zustand angeregt, so kommt es zur sogenannten verzögerten Fluoreszenz.

Neben diesen gibt es auch noch strahlungslose Übergänge, bei denen die Anregungsenergie in Wärme statt in Licht umgewandelt wird. Die sehr geringe Wahrscheinlichkeit für solche Übergänge wird durch die Zerstörung von Molekülen deutlich erhöht. Dieses sowie die Veränderung der Transmissionseigenschaften des Basismaterials kann bei Szintillatoren, die mit hohen Strahlraten über längere Zeiträume bestrahlt werden, auftreten.

Anhang B

Aufbau eines Fotovervielfachers

Mit einem Fotovervielfacher ist es möglich, einen Lichtpuls, der nur aus einigen Photonen besteht, zu einem meßbaren elektrischen Signal aus 10^6 - 10^7 Elektronen zu verstärken. Dabei erhält man als Antwort auf einen kurzen (≤ 3 ns) Szintillationspuls nach 20-30 ns einen elektrischen Puls mit einer Breite von einigen ns. Abbildung B.1 zeigt den typischen Aufbau eines Fotovervielfachers des *linear focussed* Types.

Ein Fotovervielfacher besteht aus

1. einer *Fotokathode*, welche die Photonen in Elektronen umwandelt.
2. *Dynoden*, um die Elektronen durch sekundäre Emission zu vervielfältigen.
3. einer *Anode*, auf welcher der Elektronenfluß gesammelt und als Signal abgegriffen werden kann.

Im folgenden werden diese Bauteile beschrieben.

zu 1:

Die Photonen gelangen durch ein Fenster auf die in einer Hochvakuumröhre montierte *Fotokathode*. Dort werden Elektronen durch den fotoelektrischen Effekt von Photonen aus ihren Bindungen gestoßen. Hierbei gilt die Einstein-Beziehung [Ein 05]

$$E = h\nu - \Phi$$

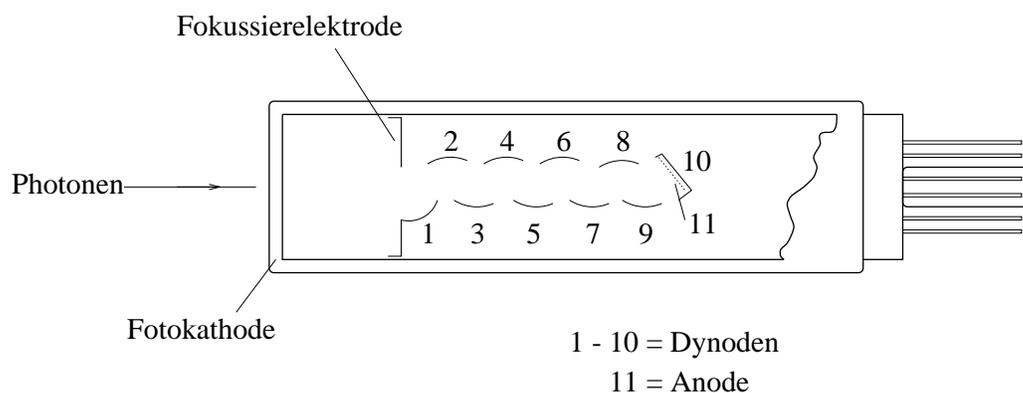


Abbildung B.1: Der prinzipielle Aufbau eines Fotovervielfachers. Alle Bauteile befinden sich in einer evakuierten Glasröhre.

wobei E die kinetische Energie des Elektrons, $h\nu$ die Energie des einfallenden Lichtes und Φ die Austrittsarbeit des Elektrons ist.

Für blaues Licht, wie es von vielen Szintillatoren emittiert wird, liegt die Quantenenergie $h\nu$ bei ungefähr 3 eV. Wird ein Elektron von Photonen in das Leitungsband angehoben, so muß es noch genügend Energie - im Halbleiter zwischen 1.5 und 2 eV - besitzen, um die Potentialbarriere Φ zwischen der Oberfläche der Fotokathode und dem Vakuum zu überwinden. Erschwerend kommt hinzu, daß der Energieverlust von freien Elektronen in Metallen relativ hoch ist. Deshalb können sie sich nur einige nm bewegen, bevor ihre Energie so gering ist, daß sie die Potentialbarriere nicht mehr überwinden können. Diese Dicke (escape depth) liegt bei Halbleitern in der Größenordnung von 25 nm [Kno 89]. Fotokathoden bestehen deshalb häufig aus einer auf einen transparenten Träger - z.B. Quarzglas - aufgetragenen Schicht aus Alkalimetallen oder Halbleitern, deren Dicke ungefähr der escape depth entspricht.

Die Sensitivität der Fotokathode wird durch das Verhältnis der Anzahl der Fotoelektronen zur Anzahl der einfallenden Photonen beschrieben. Das Maximum dieser als Quanteneffizienz (QE) bezeichneten Größe liegt zwischen 25-30%. Sie ist sehr stark abhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Begrenzt wird sie auf der langwelligen Seite durch die Mindestenergie, die ein Photon braucht, um ein Elektron aus seiner Bindung zu lösen. Auf der kurzwelligen Seite wird die Quanteneffizienz im allgemeinen nicht durch die Fotokathode, sondern durch das Trägerfenster begrenzt. Normales Glas ist nur oberhalb einer Wellenlänge von ≈ 350 nm transparent.

zu 2:

Das Elektronenvervielfältigungssystem eines Fotovervielfachers beruht auf dem Prinzip der sekundären Emission. Dazu werden die in der Fotokathode produzierten Elektronen mittels eines elektrischen Feldes auf eine Dynode beschleunigt. Durch ihren Energieverlust beim Auftreffen werden weitere Elektronen aus den Bindungen gestoßen. Theoretisch können so pro 100 V Beschleunigungsspannung bis zu 30 freie Elektronen erzeugt werden, von denen allerdings im Mittel nur 5-7 die Elektrode verlassen können [Kno 89].

Die Verstärkung an einer Dynode ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der emittierten Sekundärelektronen zur Anzahl der auftreffenden Elektronen und wird als sekundärer Emissionsfaktor δ bezeichnet.

Um eine Gesamtverstärkung G in der Größenordnung von 10^6 bis 10^7 zu erreichen, sind in einem Fotovervielfacher mehrere Dynoden - 8 bis 12 - hintereinander angeordnet. Da die sekundären Elektronen nur sehr wenig Energie besitzen - einige eV - hängt die Energie, mit der sie die nächste Dynodenstufe treffen, nur von der angelegten Spannung ab. Somit erhält man für die Verstärkung folgenden Zusammenhang zwischen sekundärem Emissionsfaktor δ , der Dynodenzahl n und der angelegten Spannung V

$$G = \delta^n = \left(A \left(\frac{V}{n+1} \right)^\alpha \right)^n \quad (\text{B.1})$$

Hierbei ist A eine Konstante und α ein von der Struktur und dem Material der Dynoden abhängiger Koeffizient (0.6 bis 0.8), der sich daraus ergibt, daß der Sekundäremissionsfaktor δ bei hohen Spannungen sättigt. Somit ist z.B. die Gesamtverstärkung einer 10-stufigen Röhre proportional V^6 bis V^8 und nicht wie im idealen Fall V^{10} .

Die als Dynodenmaterial verwendeten Alkalimetalle (z.B. MgO, Cs₃Sb oder BeO) oder Halbleiter (z.B. GaP) sind so beschaffen, daß sie auch noch bei großen Belastungen durch hohe Ströme einen hohen sekundären Emissionsfaktor sowie eine niedrige thermische Emission besitzen.

zu 3:

Auf der Anode sollen die auf den Dynoden erzeugten Elektronen gesammelt und als Si-

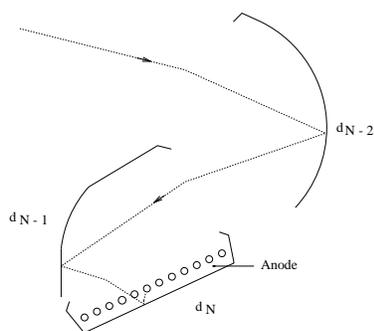


Abbildung B.2: Typischer Aufbau einer Anode mit fokussierenden Dynoden. Dieser Aufbau ermöglicht es, ein großes elektrisches Feld zwischen der letzten Dynode und der Anode aufzubauen, um so das Entstehen von Raumladungszonen zu verringern.

gnal abgegriffen werden können. Die Geometrie muß so ausgelegt werden, daß ein hoher Prozentsatz der produzierten Elektronen an der Anode gesammelt wird und Raumladungseffekte zwischen Anode und letzter Dynode minimiert werden. Abbildung B.2 zeigt einen typischen Aufbau, der diese Anforderung erfüllt. Die Anode besteht dabei aus einem Gitter, das über der letzten Dynode angebracht ist. Die Elektronen der vorletzten Dynode fliegen durch das Gitter hindurch auf die letzte Dynode und von dort auf die Anode. Auf diese Weise kann ein großes elektrisches Feld zwischen der letzten Dynode und der Anode aufgebaut werden, was die Auswirkungen von Raumladungszonen reduziert.

Neben diesen Bestandteilen eines Fotovervielfachers spielt der an ihn angeschlossene *Spannungsteiler* eine entscheidene Rolle bei seinem Betrieb. Dieser meist aus Widerständen aufgebaute Teiler versorgt die einzelnen Dynoden mit Spannung, bestimmt also den Potentialgradienten in der Röhre und damit auch das Zeit- und Amplitudenverhalten.

Anhang C

Aufbauten des Experimentes S117

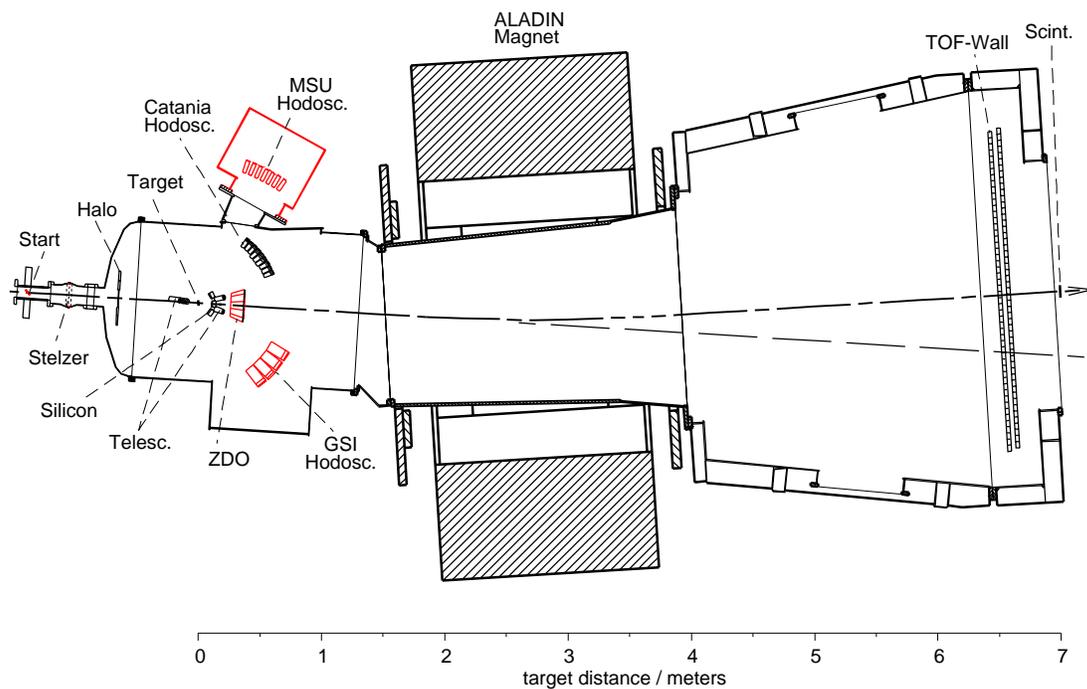


Abbildung C.1: Skizze des Experiment S117 am ALADIN-Spektrometer mit der Hodoskoppanordnung für Strahlenergien von 50-200 AMeV.

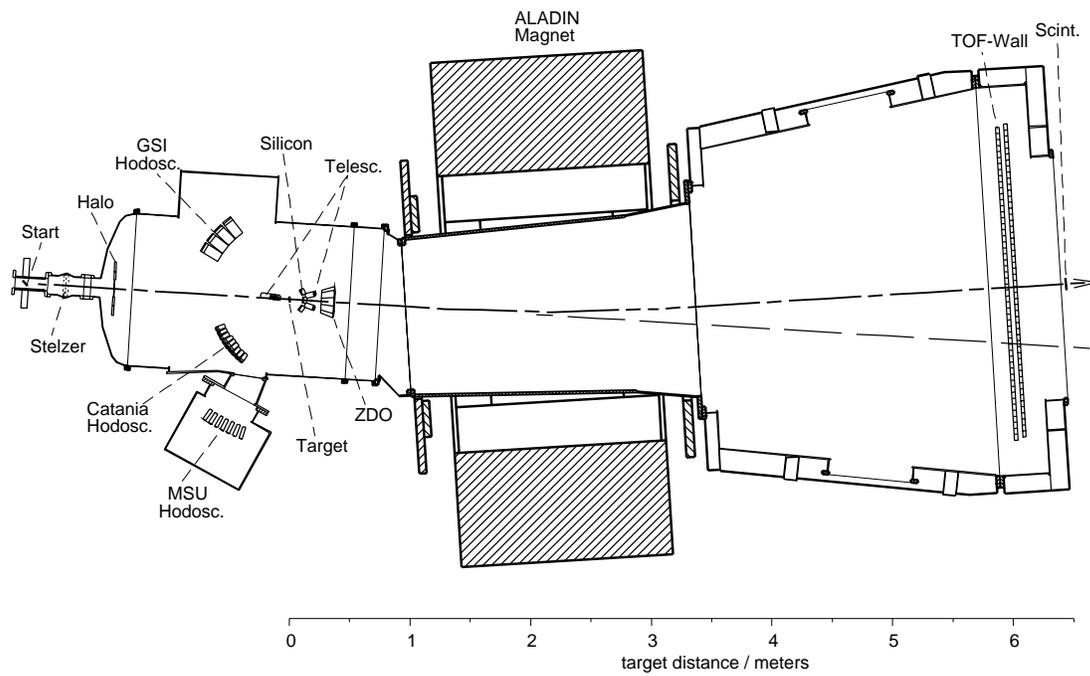


Abbildung C.2: Skizze des ALADIN-Spektrometers für das Experiment S117 bei 1 AGeV.

Anhang D

Detektor- und Materialdaten

D.1 Der Fotovervielfacher R2083

Alle Werte sind Herstellerangaben.

Hamamatsu R2083	
Bauform	head-on
Durchmesser	2 “
Dynodenstruktur	linear focussed
Dynodenanzahl	8
Betriebsspannung	- 3000 V
max. Spannung	- 3500 V
Verstärkungsfaktor	$2 \cdot 10^6$
Kathodenmaterial	Bialkali
max. Qanteneffizienz	25 %
Spektralbereich	300 - 650 nm
Anstiegszeit	0.7 ns
Laufzeit	16 ns

D.2 Bauelemente der Spannungsteiler

Widerstände und Kapazitäten des passiven Spannungsteilers					
R1 33 k Ω	R2 1830 k Ω	R3 360 k Ω	R4 536 k Ω	R5 300 k Ω	R6 300 k Ω
R7 300 k Ω	R8 300 k Ω	R9 150 k Ω	R10 900 k Ω	R11 750 k Ω	
C1 2200 pF	C2 4700 pF	C3 4700 pF	C4 0.01 μ F	C5 0.022 μ F	
C6 0.022 μ F	C7 0.047 μ F	C8 1000 pF	C9 1000 pF		

Widerstände und Kapazitäten des aktiven Spannungsteilers				
R1 15 k Ω	R2 339 k Ω	R3 1.25 M Ω	R4 313 k Ω	R5 469 k Ω
R6 337 k Ω	R7 1.11 M Ω	R8 175 k Ω	R9 1.055 M Ω	R10 177 k Ω
R11 1.1 M Ω	R12 491 k Ω	R13 1.48 M Ω	R14 587 k Ω	R15 2.82 M Ω
R16 531 k Ω	R17 2.26 M Ω	R18 50 Ω	R19 50 Ω	R20 500 k Ω
R21 1.0 M Ω				
	C 1 nF	C1 10 nF	C2 10 nF	
T1 - T5 = BD 159				
D1 - D5 = 1N4148				

D.3 Der Szintillator BC-418

BC 418	
Lichtausbeute	67 % von Anthrazen
Zerfallskonstante	0.5 ns
λ_{max}	390 nm
Dichte	1.032 (g/cm ³)
Brechungsindex	1.58
H/C-Verhältnis	1.10

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein Dank gilt

- *Prof. Dr. R. Santo* und *Prof. Dr. U. Lynen* für die Ermöglichung und Anregung dieser Arbeit sowie der Bereitstellung der großzügigen Arbeitsbedingungen bei der GSI,
- *Dr. Wolfgang Trautmann* für eine Vielzahl von Diskussionen und Tips,
- *Andreas Schüttauf* für zahlreiche Diskussionen sowie viele Anregungen bei der Auswertung meiner Daten,
- *Dr. Marieluise Begemann-Blaich* für ihre Unterstützung bei der Korrektur meiner Arbeit,
- meinen Zimmergenossen *Dr. Marieluise Begemann-Blaich*, *Dr. Carsten Schwarz*, *Andreas Schüttauf* und *Dr. Thorsten Rubehn* für eine allzeit offene und diskursive Atmosphäre,
- *Jost Lühning* für seine stete Hilfsbereitschaft und technischen Unterstützung,
- *allen Mitarbeitern der Abteilung KP III* : *Marieluise Begemann-Blaich*, *Sebastian Fritz*, *Claudius Groß*, *Hongfei Xi*, *Wolf-Dietrich Kunze*, *Jost Lühning*, *Uli Lynen*, *Mohamed Mahi*, *Theo Möhlenkamp*, *Walter Müller*, *Burkhard Ocker*, *Tariq Odeh*, *Josef Pochodzalla*, *Wolfgang Quick*, *Michael Schnittker*, *Andreas Schüttauf*, *Carsten Schwarz*, *Volker Serfling*, *Wolfgang Trautmann*, *Andreas Wörner*
- allen, die mir während dieser Zeit freundschaftlich geholfen haben.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, ohne deren Hilfe und ständige Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.