

1

D

Untersuchungen von Photomultipliern im Magnetfeld

Silke Mordhorst

Experimentell-physikalische Diplomarbeit
am I. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

18. August 1989

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Aufbau und Wirkungsweise herkömmlicher Photomultiplier	9
2.1	Überblick über die verschiedenen Photomultipliertypen	9
2.2	Die Photokathode	10
2.3	Das Dynodensystem	12
2.4	Verhalten von Photomultipliern im Magnetfeld	14
2.5	Netzdynoden - Photomultiplier	15
2.5.1	Struktur und Zusammensetzung der Dynoden	15
2.5.2	Verhalten im Magnetfeld	18
3	Experimentelle Durchführung	19
3.1	Aufgabenstellung und Lösungsansätze	19
3.2	Der Magnet	20
3.2.1	Technische Daten	21
3.2.2	Magnetfeldmessung	21
3.3	Aufbau	23
3.3.1	Anforderungen an den mechanischen Aufbau	23
3.3.2	Mechanischer Aufbau	24
3.4	Anregungsmethoden	27
3.4.1	Compton-Effekt in Plastiksziintillator	27
3.4.2	Grüne LED und Stickstoffentladungslampe	29
3.4.3	Lichterzeugung durch Photoeffekt im CsJ(Tl)-Kristall	29
3.5	Durchführung der Messungen	30
3.5.1	Messungen zur Zeitauflösung	30
3.5.2	Messungen zum Pulshöhenverhalten und zur Energieauflösung	32
3.5.3	Zusammenstellung aller Messungen	35
4	Ergebnisse	36
4.1	Ergebnisse für das axiale Feld	36
4.1.1	Abhängigkeit der Verstärkung vom Magnetfeld	36
4.1.2	Energieauflösung	39
4.1.3	Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke	40
4.2	Ergebnisse für Photomultiplier im nicht-axialen Feld	42
4.2.1	Verstärkungsverhalten bei schrägem Magnetfeld	42
4.2.2	Energieauflösung bei nicht-axialem Feld	49
4.2.3	Zeitauflösung bei gekipptem Photomultiplier	51

5 Zusammenfassung	53
5.1 Zusammenstellung der Ergebnisse	53
5.2 Ausblick auf die Zukunft	54

Abbildungsverzeichnis

1.1	Bild des H1-Detektors	8
2.1	Verschiedene Typen von Photomultipliern	10
2.2	Prinzipieller Aufbau eines Photomultipliers	11
2.3	Beispiel für die Potentiallinien in einem Photomultiplier	13
2.4	Beispiel für den Verstärkungsrückgang eines linear fokussierenden Photomultipliers	14
2.5	Prinzipiskizze des Photomultipliers HAMAMATSU R2490	15
2.6	Elektronenmikroskopaufnahme der Dynode	16
2.7	Darstellung des Photomultipliers HAMAMATSU R2490	17
2.8	Blick in den geöffneten Photomultiplier	17
2.9	Abhängigkeit der Sekundärelektronenemissionsrate vom Einfallswinkel Φ der Elektronen.	18
3.1	Aufbau zur Magnetfeldmessung	21
3.2	Ergebnis der Magnetfeldmessung I	22
3.3	Feldverlauf an den Polen	22
3.4	Homogenität des Magnetfeldes	23
3.5	Skizze des Kastens mit Abmessungen und Anschlüssen	24
3.6	Zubehör zur Lichteinkopplung	25
3.7	Aufbau für Messungen mit im Feld gedrehtem Photomultiplier	26
3.8	Zerfallsschema von ^{22}Na	27
3.9	Dominierende Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	27
3.10	Zur Bestimmung der Lage einer Compton-Kante	28
3.11	Emissionsspektrum einer grünen LED	29
3.12	Aufbau zur gleichzeitigen Anregung zweier Photomultiplier mit einem Lichtpuls	31
3.13	Blockschaltbild für Pulshöhen- bzw. Zeitmessungen	32
3.14	Typischer Zeitpeak, aufgenommen einem Plastikszintillator	33
3.15	Spannungsteiler für den 16-stufigen Photomultiplier R.2490.	34
4.1	Relative Verstärkung in Abhängigkeit vom Magnetfeld	36
4.2	Reproduzierbarkeit des Verstärkungsganges	37
4.3	Vergleich der Verstärkungsmessung mit den Prognosen des Herstellers	38
4.4	Vergleich der Verstärkungsmessungen von Rivoal und denen des Herstellers	38
4.5	Energieauflösung	39
4.6	Zeitauflösung, bestimmt mit Stickstoffentladungspulser	40
4.7	Zeitauflösung, mit Plastikszintillator bestimmt	41
4.8	Verstärkungsgang in Abhängigkeit vom Winkel Θ für $B = 1.2 \text{ T}$ (#133)	43
4.9	Verstärkungsgang in Abhängigkeit vom Winkel Θ bei drei verschiedenen Feldern (PM #133)	43

4.10 Verstärkungsgang in Abhängigkeit vom Winkel Θ bei drei verschiedenen Feldern (PM #136)	44
4.11 Lage und relative Höhe des Maximums in der Winkelabhängigkeit der Verstärkung	44
4.12 Reproduzierbarkeit von Verstärkungsmessungen mit variablem Winkel .	45
4.13 Vergleich von LED- und CsJ-Messung für $G(\Theta)$	45
4.14 Verstärkungsverhalten in Abhängigkeit vom Neigungswinkel bei Abgriff an verschiedenen Dynoden	46
4.15 Verstärkungsverhalten in Abhängigkeit vom Neigungswinkel bei Abgriff an verschiedenen Dynoden	47
4.16 Relative Breite des LED-Peaks in Abhängigkeit vom Neigungswinkel Θ	49
4.17 Relative Breite des LED-Peaks in Abhängigkeit vom Neigungswinkel Θ	49
4.18 Energieauflösung im Vergleich zur Pulshöhe	50
4.19 Relative Breite des Photopeaks in CsJ in Abhängigkeit vom Neigungswinkel Θ	51
4.20 $\sigma(\theta)$, mit Stickstoffentladung bestimmt	52
4.21 $\sigma(\theta)$, Anregung durch Plastiksintillator	52
5.1 Landau-Verteilung	54
5.2 Energieverlust geladener Teilchen in 2 cm Plastiksintillator	55

Tabellenverzeichnis

3.1	Tabelle der technischen Daten des Magneten MA-Rehabeam	20
3.2	Tabelle aller durchgeführten Messungen	35
4.1	Tabelle der Einstellungen bei den Dynodenmessungen	48

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1990 soll der Speicherring HERA den Betrieb aufnehmen. Damit beginnen auch die ersten Experimente an diesem Ring. Sie werden durchgeführt mit zwei Detektoren (H1 und ZEUS), mit denen die Reaktionsprodukte aus der Kollision von 30-GeV-Elektronen mit 820-GeV-Protonen nachgewiesen und identifiziert werden sollen. Das I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg beteiligt sich am H1-Detektor u.a. durch den Bau zweier Veto-Wände [Tec86]. Hierbei handelt es sich um Wände aus Plastiksintillationsmaterial, die den Detektor an der Protoneneinschussseite (Rückwärtsrichtung) auf einem Kreis mit einem Außenradius von 0.81 m um das Strahlrohr überdecken. Die Wände werden einen Abstand von 1.95 m bzw. 2.11 m vom Wechselwirkungspunkt haben (s. Abb. 1.1).

Die Veto-Wände dienen dazu, Störeneignisse möglichst früh zu erkennen und von den aufzunehmenden Daten fernzuhalten, um die Totzeit des Detektors zu minimieren. Als Störung wird in diesem Zusammenhang jedes Ansprechen des Detektors aufgefaßt, das nicht auf eine $e-p$ -Kollision im Wechselwirkungspunkt zurückgeht. Speziell gilt dies für Untergrundteilchen, die den Detektor "von hinten" durchqueren. Dies können zum Beispiel parallel zum Protonenbunch außerhalb des Strahlrohres beschleunigte Teilchen sein oder solche, die durch sogenannte Beam-Gas-Events im Strahlrohr erzeugt wurden.

Teilchen, die die Veto-Wände zeitgleich mit dem Passieren des Protonenbunches durchqueren, liefern dort ein Signal, das um eine Zeit

$$\Delta t = \frac{2 \times \text{Abstand WWP-Veto-Wand}}{\text{Lichtgeschwindigkeit } c} = 14 \text{ ns}$$

eher auftritt als das eines Teilchens, das aus einer zu diesem Bunch gehörenden "guten" Wechselwirkung kommt. Diese Zeitdifferenz muß mit den Veto-Wänden sicher auflösen sein. Als eindeutige Trennung gilt ein zeitlicher Abstand von $\Delta t \geq 3\sigma$. Hiermit ergibt sich für die zu fordernde Zeitauflösung σ ein Wert von etwa 4.5 ns . Diese Anforderungen werden nur von Photomultipliern erfüllt.

Der gesamte H1-Detektor liegt in einem longitudinalen Magnetfeld. Photomultiplier reagieren extrem empfindlich schon auf kleinste magnetische Felder. Es ist aus Platzgründen sowie wegen des zusätzlichen Intensitätsverlustes aber nicht möglich, die auslesenden Photomultiplier außerhalb des Feldes anzubringen. Im Zusammenhang mit der Entwicklung des ZEUS-Detektors bei HERA sind Untersuchungen durchgeführt worden, bei denen Felder bis zu 0.2 T mit einer Kombination aus μ -Metall-Hülsen und der Einbettung der gesamten Multiplier in Weicheisen abgeschirmt wurden [Zeu86]. Derartige Maßnahmen kommen hier aus mehreren Gründen nicht in Frage. Erstens ist das Feld noch um einen Faktor 6 größer. Abschirmung würde also ein Vielfaches an

Material erfordern. Zweitens ist für dieses Material nicht ausreichend Platz zwischen den Wänden. Drittens würden hochenergetische Teilchen in dem Eisen aufschauern.

In den letzten Jahren sind die Herstellungsverfahren für ebene Netzdynoden ausreichender Größe so weit verbessert worden, daß es möglich wurde, diese in Photomultipliern einzusetzen. Hiermit ist die Entwicklung von Netzdynoden-Photomultipliern (proximity-mesh-type) gelungen, die sehr viel weniger empfindlich auf longitudinale Magnetfelder reagieren als die bisher üblichen Typen [Tak85]. Durch eine parallele Anordnung der Dynoden verlaufen die Bahnen der Sekundärelektronen im Mittel parallel zur Achse des Photomultipliers und lassen sich von axialen Feldern kaum noch beeinflussen. Obwohl die Verstärkung auch bei diesen Multipliern mit wachsendem Magnetfeld abnimmt, sind sie noch bei 1.2 T zum Auslesen von Szintillatoren geeignet.

Thema der vorliegenden Arbeit ist es, den Typ **R 2490** der Firma **HAMAMATSU** auf sein Verhalten in homogenen Magnetfeldern von bis zu 1.5 T zu untersuchen. Ziel der Untersuchungen war es, Verstärkung, Zeitauflösung und Energieauflösung zu bestimmen, und zwar als Funktion der Magnetfeldstärke bei axialem Feld sowie als Funktion des Winkels zwischen der Richtung des Magnetfeldes und der Photomultiplierachse bei verschiedenen festen Magnetfeldstärken.

Zunächst wird im folgenden Kapitel der prinzipielle Aufbau eines Photomultipliers skizziert und sein Verhalten im Magnetfeld näher erläutert. In diesem Zusammenhang wird auch auf die Neuerungen bei diesem Typ und auf seine Unterschiede zu den bisher gebräuchlichen eingegangen.

Kapitel 3 behandelt die Planung der Experimente. Hier wird auch der für die Messungen benutzte Magnet vorgestellt. Die verschiedenen Methoden zur Anregung der Photomultiplier sowie deren jeweilige Eignung zur Untersuchung der verschiedenen Eigenschaften werden erläutert. Schließlich werden hier noch die Messungen selbst beschrieben.

Die Ergebnisse all dieser Bemühungen sind in Kapitel 4 zusammengetragen.

Kapitel 5 liefert neben der Zusammenfassung noch eine Abschätzung über die zu erwartende Pulshöhe beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens durch die Veto-Wände.

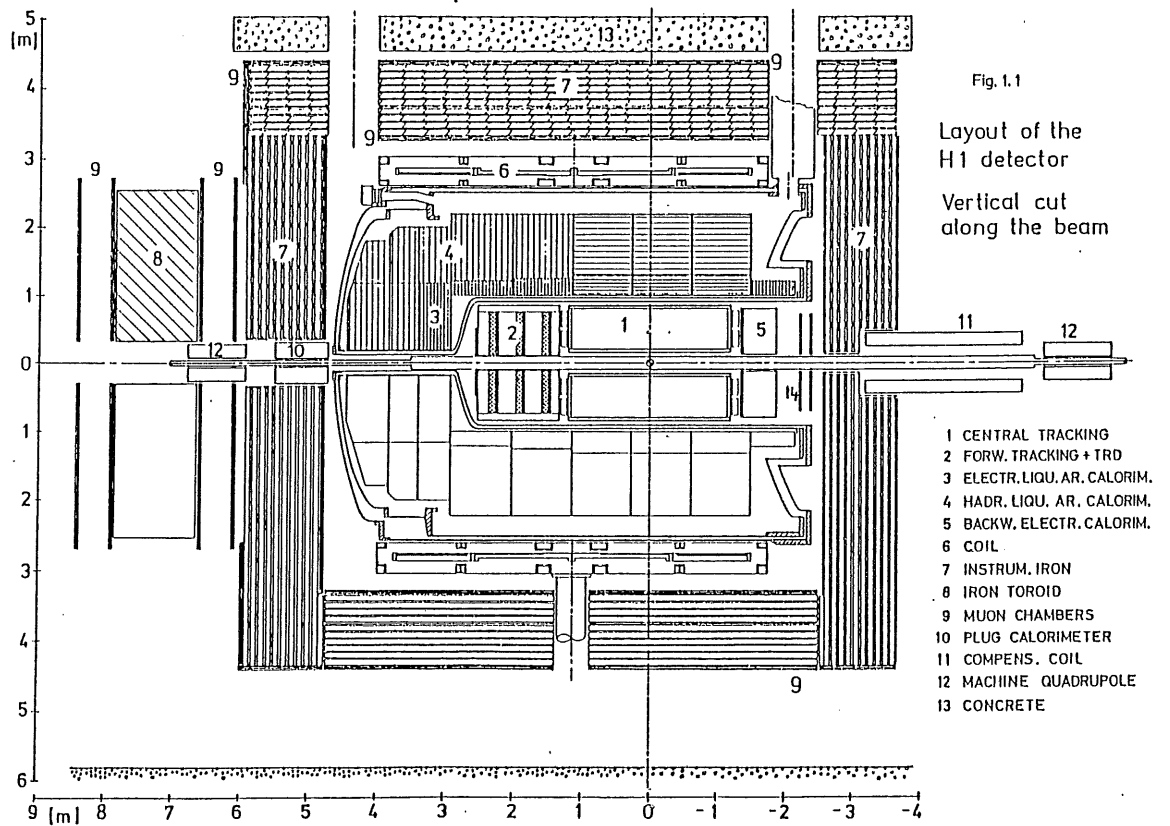


Abb. 1.1: Gesamtansicht des H1-Detektors (Planungsstand 1986).

1 - Innendetektor, 2 - Spurkammern, 3 - Elektromagnetisches Flüssig-Argon Kalorimeter, 4 - Hadronisches Flüssig-Argon Kalorimeter, 5 - Elektromagnetisches Kalorimeter, 6 - Spule, 7 - Eisenjoch mit Streamer-Röhren, 8 - Muon-Toroid-Magnet, 9 - Muon-Kammern, 10 - Plug-Kalorimeter, 11 - Ausgleichsspule, 12 - HERA-Quadrupol, 13 - Beton, 14 - Szintillator-Veto-Wände

Kapitel 2

Aufbau und Wirkungsweise herkömmlicher Photomultiplier

Die weitgefächerte Anwendung von Szintillationsmaterialien wäre, wie auch hier im Falle der Veto-Wände, nicht vorstellbar ohne zufriedenstellende Komponenten, welche die meist sehr kleinen Lichtmengen in verwertbare elektrische Signale konvertieren. Die gebräuchlichsten Geräte für diesen Zweck sind Photomultiplier, die gegenüber Halbleiterphotodioden den Vorteil haben, daß sie typischerweise Verstärkungen von 10^6 erreichen, also selbst aus kleinsten Lichtmengen von wenigen hundert Photonen einen elektrischen Puls generieren, der in der Größe einem bereits vorverstärkten Puls aus einer Halbleiterphotodiode vergleichbar ist. In diesem Kapitel soll auf den prinzipiellen Aufbau eines Photomultipliers und die seiner Wirkungsweise zugrundeliegenden Phänomene eingegangen werden.

Ein Photomultiplier besteht im wesentlichen aus vier Komponenten, die in einer Vakuumröhre eingeschlossen sind (Abb. 2.2). Dies sind

- die Photokathode, die die Konversion von Licht in Elektronen vornimmt,
- das elektronenoptische Fokussierungssystem, das die von der Kathode emittierten Elektronen möglichst vollzählig dem Vervielfacher zuführt,
- der eigentliche Vervielfacher, aus einzelnen Dynoden aufgebaut, und
- die Anode, die den verstärkten Strom sammelt und als Impuls abführt.

2.1 Überblick über die verschiedenen Photomultipliertypen

Die verschiedenen Photomultipliertypen unterscheiden sich im wesentlichen in der Anordnung der einzelnen Elemente, insbesondere in Anzahl, Form und relativer Orientierung der Dynoden. Abhängig davon, ob eine maximale Verstärkung, minimale Laufzeit oder optimale räumliche Homogenität, d. h. Unabhängigkeit der Pulshöhe vom Einstrahlort auf der Kathode, erreicht werden soll, ist der eine oder andere Typ für die spezielle Anwendung besser geeignet. In Abb. 2.1 werden einige unterschiedliche Typen vorgestellt.

- a) **Circular-stage** (kreisförmig angeordnete Dynoden) z.B. RCA6342. Der besondere Vorteil dieses Typs ist seine Kompaktheit, einerseits wegen der daraus resultierenden kurzen Durchgangszeit, andererseits wegen des geringen Platzbedarfs.

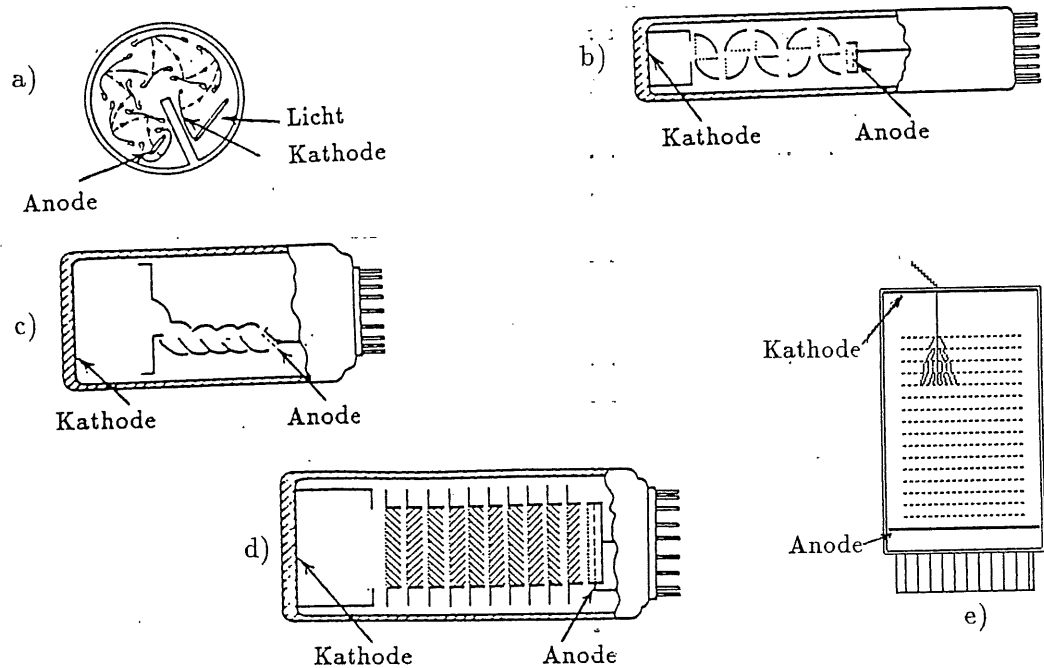


Abb. 2.1: Verschiedene Typen von Photomultipliern (nach [Ham85]). Beschreibung siehe Text.

- b) **Box-and-grid** (Schachteldynoden) z.B. DuMont 6292. Hier sind die viertelzylinderförmigen Dynoden durch Beschleunigungsgitter voneinander getrennt. Dieser Typ ist relativ einfach herzustellen. Die Elektronenüberführung ist gut, und er verfügt über eine gute räumliche Homogenität. Die Laufzeitunterschiede sind dagegen groß.
- c) **Linear-focused** (linear fokussiert) z.B. Valvo XP2254. Hier beträgt die Laufzeit-schwankung nur etwa die Hälfte derjenigen beim box-and-grid-Typ. Die räumliche Homogenität ist ebenfalls gut. Dies ist ein sehr gebräuchlicher Typ.
- d) **Venetian blind** (Jalousiedynoden) z.B. EMI 6262. Der Vorteil dieses Typs ist die große Dynodenfläche. Dadurch sind hohe Anodenströme möglich. Die Laufzeitunterschiede sind dagegen auch hier relativ groß.
- e) **Proximity mesh** (Netzdynoden) z.B. HAMAMATSU R2490. Neben einer guten räumlichen und zeitlichen Homogenität ist dieser Typ relativ unempfindlich gegen magnetische Felder.

2.2 Die Photokathode

Die Aufgabe der Photokathode ist es, Photonen zu absorbieren, um daraufhin Elektronen zu emittieren. Diesen Prozeß kann man sich als in drei Stufen ablaufend vorstellen:

1. Das in das Material eindringende Photon gibt seine Energie an ein gebundenes Elektron innerhalb des Materials ab und überführt dieses dadurch in einen freien Zustand. Dies ist der eigentliche Photoeffekt.

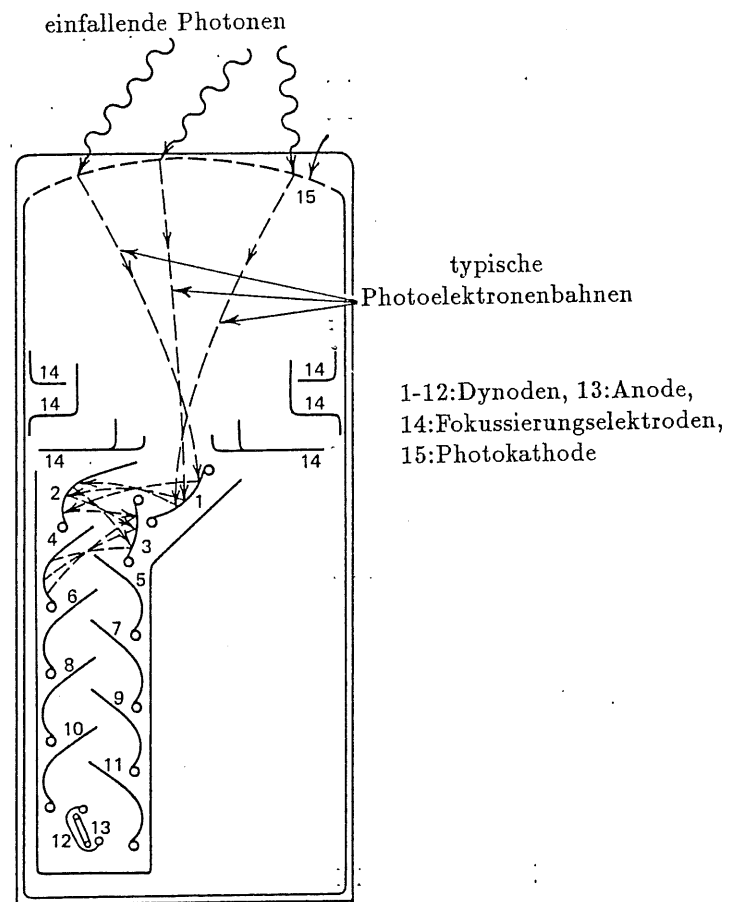


Abb. 2.2: *Prinzipieller Aufbau eines Photomultipliers; hier linear-focused, s. Abschnitt 2.1 [Kno79].*

2. Das freie Elektron, das zunächst über Photonenenergie minus Bindungsenergie verfügt, driftet innerhalb des Kathodenmaterials und verliert durch Stöße mit anderen Elektronen Teile seiner Energie.
3. Das Elektron tritt aus der Oberfläche aus, wenn es dort noch über genügend Energie verfügt, um die Potentialbarriere zu überwinden.

Die energetischen Bedingungen schränken die Wahl der Kathodenmaterialien ein. Blaues Licht mit einer Wellenlänge von 400 nm entspricht z. B. einer Photonenenergie von etwa 3 eV . In Frage kommen deshalb nur Verbindungen mit niedriger Austrittsarbeit, wie z. B. Alkalimetalle, deren Verbindungen oder auch mit Alkalimetallen dotierte Halbleitermaterialien. Hier sind Austrittsarbeiten bis hinunter zu $1.5 - 2\text{ eV}$ zu erreichen. Eine kleine Potentialbarriere erhöht andererseits die Wahrscheinlichkeit für thermische Emission und damit den Dunkelstrom. Als Dunkelstrom bezeichnet man die Emission einer Kathode ohne Beleuchtung.

Gebräuchliche Verbindungen für die Herstellung von Photokathoden sind z.B. [HAM85]:

Ag-O-Cs: Diese Verbindung verfügt über eine spektrale Empfindlichkeit von sichtbarem Licht bis hin zum Infraroten jenseits von 1000 nm. Deshalb hat sie einen hohen Dunkelstrom. Photomultiplier mit Ag-O-Cs-Kathoden werden hauptsächlich zum Nachweis von Infrarot verwendet und gekühlt betrieben.

Sb-Cs: Dies ist eine weit verbreitete Photokathode mit spektraler Empfindlichkeit vom ultravioletten bis in den sichtbaren Bereich, die jetzt mehr und mehr von Bialkali-Kathoden verdrängt wird.

Bialkali (Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs): Die spektrale Empfindlichkeit ist ähnlich wie die der Sb-Cs-Kathoden, mit dem Vorteil eines höheren Ansprechvermögens im blauen und nahen UV, wo im allgemeinen das Maximum des Szintillationslichts liegt. Außerdem ist das thermische Rauschen niedriger.

Multialkali (Na-K-Sb-Cs): Dieses Material verfügt über ein besonders breites Empfindlichkeitsspektrum. Es wird deshalb bevorzugt für die Breitbandspektrometrie verwendet.

GaAs(Cs): Dieses mit Cäsium dotierte Halbleitermaterial ist empfindlich bis hinunter zu Wellenlängen von 160 nm, und sein Ansprechvermögen ist relativ frequenzunabhängig.

Um den Energieverlust beim Driftvorgang klein zu halten, sollten die Schichten möglichst dünn sein. Andererseits muß die Kathode ein genügend gutes Ansprechvermögen für den Photoeffekt behalten. Typische Werte für Kathodendicken liegen unterhalb von 25 nm. Wegen der geringen Dicke ist das Material nicht selbsttragend. Es wird deshalb entweder als dünne Schicht auf eine Metallelektrode aufgebracht oder direkt von innen auf das Glaseintrittsfenster des Multipliers aufgedampft. Solche Schichtdicken sind für sichtbares Licht semitransparent. Sie stoppen nur einen Bruchteil der einfallenden Photonen.

Um die Güte einer Photokathode zu beschreiben, führt man die sogenannte *Quantum Efficiency* (QE, Quantenausbeute) ein:

$$QE = \frac{\text{Zahl der emittierten Elektronen}}{\text{Zahl der eingefallenen Photonen}}$$

Typische Werte für QE liegen bei 15 – 25%.

2.3 Das Dynodensystem

Die von der Kathode emittierten Elektronen werden mit Hilfe eines elektronenoptischen Fokussierungssystems dem eigentlichen Vervielfacher zugeführt.

Das Fokussierungssystem besteht aus geeignet geformten, zusätzlichen Elektroden, die sicherstellen sollen, daß die emittierten Photoelektronen die erste Dynode erreichen. Die Form der Dynoden dient ebenfalls der Fokussierung, in diesem Fall zur Elektronenführung zwischen den Dynoden. Bei einzelnen Typen sind auch hier noch zusätzliche Elektroden angebracht. In Abb. 2.3 sind die Äquipotentiallinien des Fokussierungsfeldes für den VALVO 56 AVP dargestellt.

Die Fokussierung soll zudem gewährleisten, daß die Laufzeitunterschiede zwischen Elektronenschauern, die von an verschiedenen Orten der Kathode emittierten Photoelektronen ausgehen, minimiert werden. Dies dient dazu, den Anstieg des Ausgangspulses steiler zu machen, was besonders für die Messungen von Bedeutung ist, bei denen es auf eine gute Zeitauflösung ankommt.

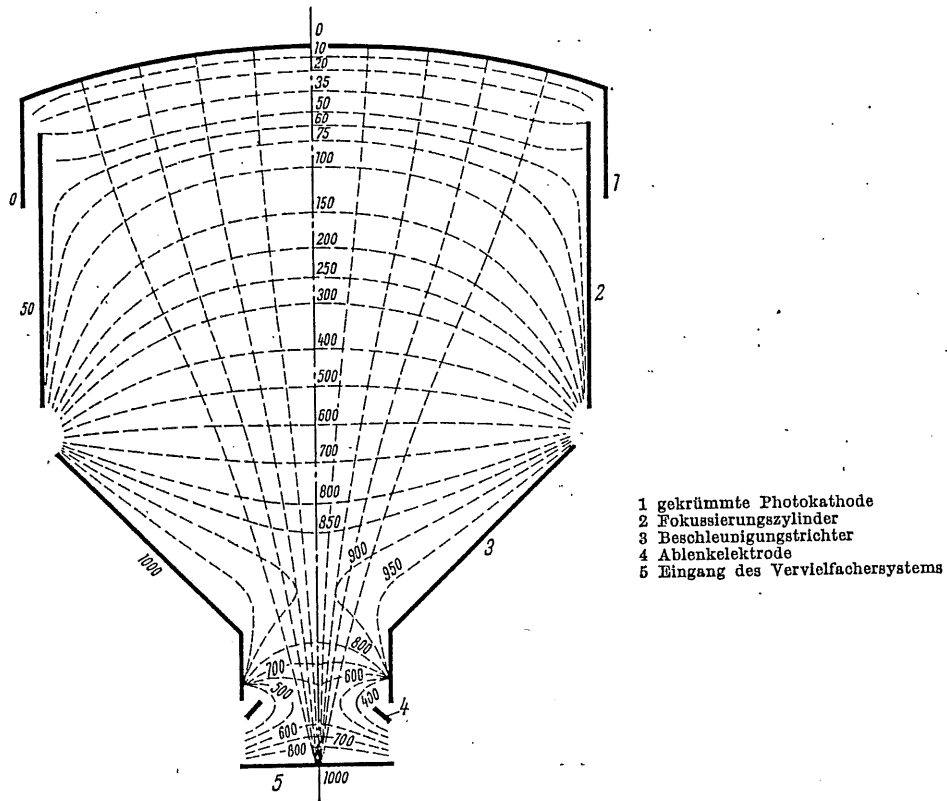


Abb. 2.3: Beispiel für die Äquipotentiallinien zwischen Photokathode und erster Dynode im VALVO 56 AVP. (Nach [Neu66])

Der eigentliche Vervielfacher besteht aus mehreren (typisch: 12–14) Dynoden. Ein auf eine Dynode mit einer Energie von einigen hundert Elektronenvolt treffendes Elektron gibt seine Energie durch Stöße an die Elektronen des Dynodenmaterials ab. Diese driften durch das Material zur Oberfläche, verlieren dabei Energie durch Stöße mit anderen Elektronen bzw. durch Wechselwirkung mit Phononen und müssen, genau wie die Photoelektronen auch, die Potentialbarriere an der Oberfläche überwinden. Für die verwendbaren Materialien gelten, insbesondere in bezug auf die geringe Austrittsarbeit, die gleichen Aussagen, die im vorhergehenden Abschnitt für die Kathodenmaterialien getroffen wurden.

Aufgrund der zufälligen Verteilung der Geschwindigkeitsrichtungen erreichen nicht alle Elektronen die Oberfläche. Von denen, die bis dorthin gelangt sind, hat nur ein Bruchteil noch genügend Energie, um die Potentialbarriere zu überwinden.

Die mittlere Sekundärelektronenemissionsrate δ einer einzelnen Dynode hängt von der Beschleunigungsspannung U der auf die Dynode fallenden Elektronen und vom Dynodenmaterial ab. Es ist

$$\delta = \frac{\text{Zahl der emittierten Sekundärelektronen}}{\text{Zahl der eingefallenen Elektronen}} = A \cdot U^\alpha$$

mit $A = \text{const.}$

(α = material- und geometrieabhängiger Koeffizient, typischerweise $\alpha = 0.7 - 0.9$)

Hiermit wird die Gesamtverstärkung bei n Stufen

$$G = \delta^n = A^n \cdot U^{\alpha n} = \frac{A^n}{(n+1)^{\alpha n}} \cdot U_{ges}^{\alpha n}$$

mit $U_{ges} = (n+1) \cdot U$.

Das heißt, die Verstärkung hängt mit der n -ten Potenz von der über dem gesamten Photomultiplier liegenden Spannung ab. Deshalb ist darauf zu achten, daß die Versorgungsspannung möglichst stabil ist. Rauschen, Drift und thermische Schwankungen sind, so gut es geht, auszuschließen.

Bei herkömmlichen Photomultipliern ist das aktive Dynodenmaterial auf eine massive Elektrode aufgebracht, meist aufgedampft. Diese ist im allgemeinen nicht plan, sondern gekrümmt, um einen optimalen Transfer von einer Dynode zur nächsten zu gewährleisten und auch Laufzeitschwankungen möglichst klein zu halten.

Die Sekundärelektronen treten mit Energien von einigen Elektronenvolt und einer Winkelverteilung, die proportional zum Cosinus des Austrittswinkels ist, aus der Oberfläche aus. Ihre Energie erhalten sie vom elektrischen Feld, das sich zwischen den Dynoden befindet. Die hier anliegende Spannung beträgt mehrere hundert Volt, so daß die Anfangsenergien der Elektronen vernachlässigt werden können.

2.4 Verhalten von Photomultipliern im Magnetfeld

Auf bewegte Ladungen (q) im Magnetfeld wirkt die Lorentz-Kraft:

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B},$$

die an jedem Punkt der vom Teilchen durchlaufenen Bahn senkrecht auf der vom Geschwindigkeitsvektor (\vec{v}) und der Magnetfeldstärke (\vec{B}) aufgespannten Ebene steht.

Bringt man nun einen Photomultiplier in ein homogenes Magnetfeld, werden die Sekundärelektronen auf Spiralbahnen oder Schraubenlinien um die Magnetfeldlinien gezwungen, weil zusätzlich zum elektrischen Feld, das der Beschleunigung und Fokussierung dient, auch das Magnetfeld die Bewegung beeinflusst. Als Folge davon wird die Elektronenüberführung zur nächsten Dynode gestört, und die Verstärkung nimmt schon bei schwachen Feldern rapide ab.

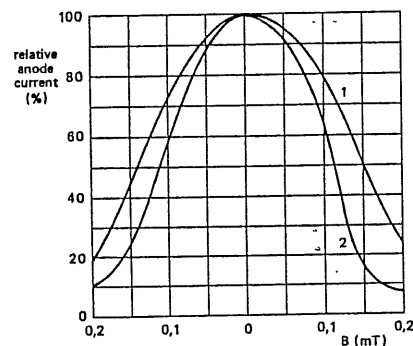


Abb. 2.4: Beispiel für den Verstärkungsrückgang eines linear fokussierten Photomultipliers (VALVO XP2254) in einem homogenen Magnetfeld (Aus [Val87]).
1) parallel zur Multiplierachse 2) senkrecht zur Multiplierachse

Ein Beispiel für den Verstärkungsrückgang zeigt Abb. 2.4 für einen linear fokussierten Photomultiplier (aus [Val87]). Bei diesem Typ sind die Geschwindigkeitskomponenten parallel zur Multiplierachse relativ groß. Selbst hier ist die Verstärkung bei Feld parallel zur Achse schon bei $150\mu T$ auf die Hälfte abgefallen. Bei $200\mu T$ beträgt sie nur noch 20% der ursprünglichen Verstärkung. Bei kreisförmig angeordneten Dynoden wird die Elektronenführung noch anfälliger für derartige Störungen sein, da hier alle Geschwindigkeitsrichtungen gleichermaßen vertreten sind.

Hier wird der große Vorteil von ebenen Netzdynoden [Tak85] deutlich. Neben den kurzen Wegen zwischen den Dynoden, die nur geringe Ablenkungen zulassen, verlaufen die Elektronenbahnen auch nahezu parallel zur Achse des Multipliers. Geringe Abweichungen kommen durch die Winkelverteilung der Sekundärelektronenemission zustande. Wie aber oben schon erwähnt, sind diese Geschwindigkeitskomponenten klein gegen die Beschleunigungsspannung zwischen den Dynoden. Verläuft das Magnetfeld parallel zum Geschwindigkeitsvektor, verschwindet die Lorentz-Kraft, und es tritt keine Störung auf.

2.5 Netzdynoden - Photomultiplier

2.5.1 Struktur und Zusammensetzung der Dynoden

Speziell für Anwendungen in starken Magnetfeldern wurden die Netzdynoden - Photomultiplier (proximity-mesh-type) entwickelt. Die Dynoden emittieren bei diesem Typ, im Gegensatz zu herkömmlichen Dynoden, auf der dem Einfall entgegengesetzten Seite. Dies ermöglicht den Aufbau von regelrechten "Dynodenstapeln", durch die ein Elektronenschauer linear hindurchläuft. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 2.5 dargestellt.

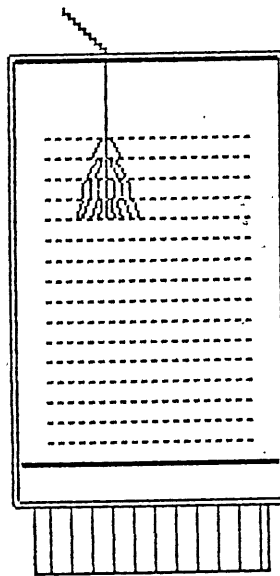


Abb. 2.5: *Prinzipskizze des Photomultipliers HAMAMATSU R 2490. Schematisch eingezeichnet ist der Beginn eines Elektronenschauers. Man erkennt deutlich die Orientierung der Elektronengeschwindigkeiten parallel zur Achse des Photomultipliers.*

Angaben des Herstellers (Hamamatsu) über Struktur und Zusammensetzung der Dynoden liegen nicht vor, deshalb wurden eigene Untersuchungen zu diesen Punkten durchgeführt¹.

Abb. 2.7 ist ein Foto des untersuchten Photomultipliers R 2490. Den Blick in den geöffneten Photomultiplier auf die erste Dynode zeigt Abb. 2.8.

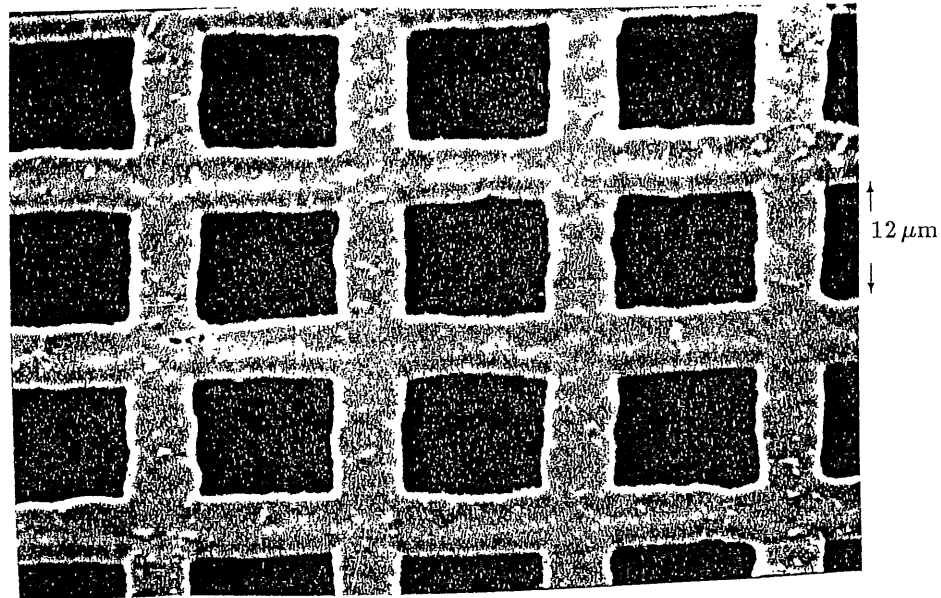


Abb. 2.6: Aufsicht auf eine Netzdynode. Elektronenmikroskopaufnahme.

Eine Elektronenmikroskopaufnahme (Abb. 2.6) offenbart, daß es sich bei den Dynoden um flache Gitter handelt mit einer Stegbreite von $5.5 \mu\text{m}$. Der freie Abstand zwischen den Gitterstäben beträgt $11.8 \mu\text{m}$. Die Dicke der Gitterstäbe konnte nur geschätzt werden. Dazu wurde ein Stück einer Dynode geknickt auf den Präparatehalter des Elektronenmikroskopes aufgebracht. Dadurch war es möglich, seitlich in das Gitter hineinzusehen und das Verhältnis von Dicke zu Breite der Gitterstäbe abzuschätzen. Daraus ergibt sich eine Dicke des Gitters von etwa $2 \mu\text{m}$.

Zur Elementanalyse wurde ein protoneninduziertes Röntgenemissionsspektrum aufgenommen. Eine Auswertung ergibt als Bestandteile hauptsächlich Kupfer (normiert auf 100%), Silber (5%), Eisen (0.4%) und Spuren von Cäsium, Arsen, Chrom, Mangan, Calcium und Nickel.

Bei diesen Dynoden handelt es sich also um ein - wahrscheinlich geätztes - Kupfergitter, auf das das sekundärelektronenemittierende Material (Alkali- und Erdalkalimetalle) aufgedampft wurde.

¹Alle diese Untersuchungen wurden durchgeführt von J.-P. Koopmann, Gruppe Umweltanalytik, I.Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.

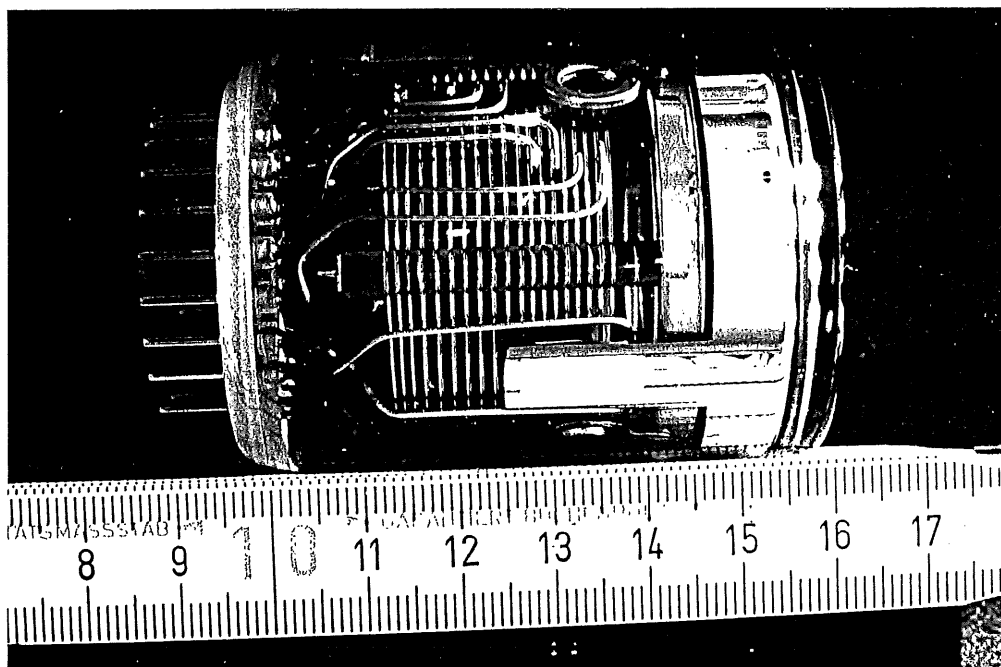


Abb. 2.7: Der Photomultiplier HAMAMATSU R2490. Man erkennt die einzelnen Dynoden, die Anschlüsse an der Basis sowie die interne Spannungsversorgung der Dynoden.

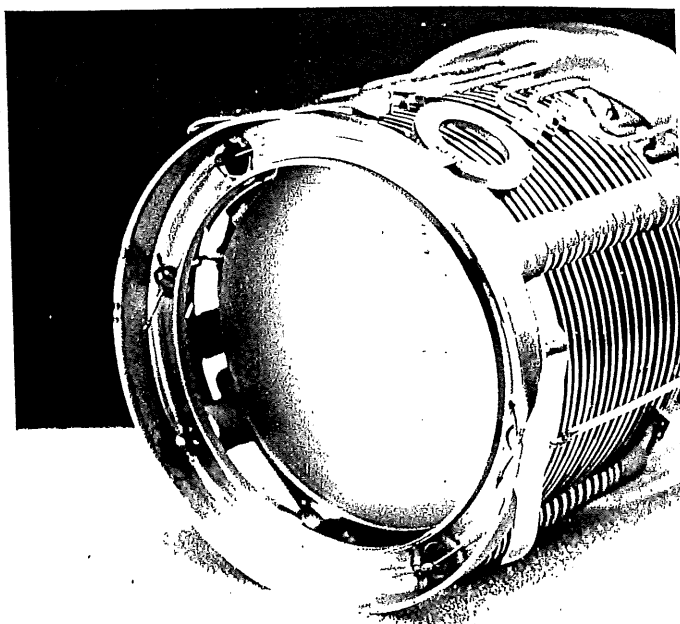


Abb. 2.8: Blick in den geöffneten Photomultiplier auf die erste Dynode.

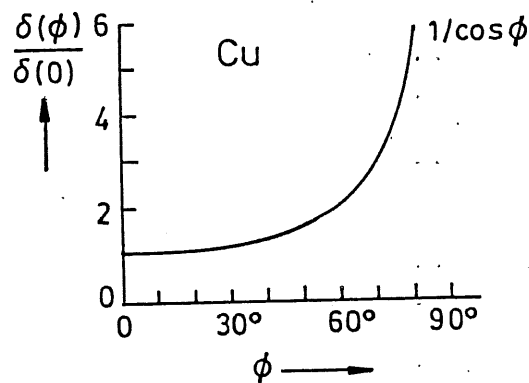


Abb. 2.9: Abhängigkeit der Sekundärelektronenemissionsrate vom Einfallswinkel Φ der Elektronen (normiert auf senkrechten Einfall $\Phi = 0$) für eine Energie von 50 keV [Rei85].

2.5.2 Verhalten im Magnetfeld

Auch bei dieser Art von Dynoden wirkt die Lorentz-Kraft auf die Elektronen. Sie zwingt die Elektronen auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien, und zwar auch dann, wenn der Winkel θ zwischen \vec{E} und \vec{B} Feld ungleich null ist [Fin89]. Dies führt dazu, daß bei großen Winkeln θ die Elektronen aus dem Dynodensystem herauslaufen, bevor sie die nächste Dynode erreichen. Dadurch kommt es zu dem in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen steilen Verstärkungsabfall bei Winkeln $\geq 25^\circ$.

Der Anstieg bei kleinen Winkeln (siehe 4.2.1) läßt sich qualitativ durch die Sekundärelektronenemissionsrate erklären. Nach Reimer [Rei85] ist diese proportional zu $1/\cos\theta$ des Auftreffwinkels des einfallenden Elektrons (s. Abb. 2.9). Das heißt, bei geneigtem Einfall werden mehr Sekundärelektronen emittiert. Damit wächst die Verstärkung. Genauere Aussagen oder gar Modellrechnungen lassen sich mit vertretbarem Aufwand nicht durchführen, weil sich der Auftreffwinkel nicht bestimmen läßt. Geht man von einer Neigung θ zwischen Magnetfeld und Multiplierachse aus, steht der Vektor der Magnetfeldstärke unter einem Winkel von $90^\circ - \theta$ auf der Fläche der Dynode. Es hängt nun vom Punkt auf dem Umlauf des Elektrons um die Magnetfeldlinie ab, mit welchem Winkel es in die Dynode eintritt. Außerdem sind, wie in Abb. 2.6 zu erkennen, die Dynoden nicht ideal plan.

Kapitel 3

Experimentelle Durchführung

3.1 Aufgabenstellung und Lösungsansätze

Untersucht wurde der Einfluß eines homogenen Magnetfeldes von bis zu 1.5 T auf den Photomultiplier R 2490 der Firma Hamamatsu. Für die verschiedenen Multipliereigenschaften gibt es unterschiedlich geeignete Meßmethoden zum Nachweis dieses Einflusses. Untersucht wurden:

Zeitauflösung: Die Verzögerung zwischen Auftreffen des Photons auf der Photokathode und dem logischen Signal am Zeitdiskriminator ist mit einer Streuung behaftet. Diese Verzögerung setzt sich zusammen aus der Zeit, die der Photoeffekt und jede einzelne Elektronenvervielfachung erfordern, der Laufzeit der Elektronenlawine durch den Multiplier und der Zeit, die der Zeitdiskriminator zur Verarbeitung des Signals benötigt. Photo- und Sekundärelektronenemission sind statistische Prozesse. Die Laufzeit ist aufgrund unterschiedlicher Wege und Geschwindigkeiten der Elektronen nicht konstant, und das Ansprechen jeder Art von Zeitdiskriminator ist mehr oder weniger abhängig von der Pulsform.

Als Zeitauflösung wird hier die Varianz in der Zeitdifferenz zwischen einem zum Lichtpuls zeitlich festen Signal und dem logischen Puls am Ausgang des Zeitdiskriminators bezeichnet, da man die drei Effekte nicht voneinander trennen kann. Es ist experimentell unmöglich, mit idealer Genauigkeit ein zu einem Lichtpuls zeitlich fest korrelierendes Signal zu erzeugen. Deshalb wurden zwei Photomultiplier gleichzeitig angeregt. Unter der Annahme, daß die Streuungen gleich groß sind und sich quadratisch addieren, kann man dann auf die gesuchte Zeitauflösung zurückrechnen (s. Kap. 3.5).

Relative Verstärkung: Wichtig für die Anwendung in der Praxis ist die Bestimmung des relativen Rückganges der Verstärkung in Abhängigkeit von Stärke und Richtung des Magnetfeldes. Zur Messung koppelt man Lichtpulse definierter Intensität in den Photomultiplier ein und bestimmt die Änderung der Peaklage unter den verschiedenen experimentellen Bedingungen. Hieraus kann der relative Rückgang bestimmt werden.

Als Signal definierter Intensität kann der Photopeak in anorganischem Szintillator dienen, erzeugt durch γ -Emission eines radioaktiven Präparates, oder die Lage einer Compton-Kante in organischem Szintillator. Geeignet ist auch ein künstlicher Lichtpuls, solange dessen Intensität stabil bleibt.

Energieauflösung: Die Energieauflösung eines Photomultipliers wird im idealisierten Fall bestimmt, indem eine Lichtpulsfolge konstanter Intensität auf die Kathode gestrahlt und die relative Breite der Höhenverteilung der Anodensignale in Abhängigkeit von den veränderlichen Parametern (in diesem Fall Magnetfeldstärke bzw. Winkel zwischen Magnetfeld und Photomultiplierachse) untersucht wird. Realiter wird jede Puls-Folge eine intrinsische Höhenstreuung besitzen. Wichtig ist dann nur, daß diese bekannt und stabil ist.

Gut geeignet ist ein Photopeak im anorganischen Szintillator, dessen primäre relative Breite unter anderem vom Szintillationskristall bestimmt wird und aus der Literatur bekannt ist [Gra84]. Es ist auch möglich, einen mit künstlichen Lichtquellen erzeugten Peak zu betrachten, wenn seine Breite zuverlässig konstant ist. Eine Verbreiterung dieses Peaks ist dann unmittelbar experimentellen Einflüssen zuzuschreiben. Als Signal bekannter relativer Breite kann z.B. auch eine Compton-Kante in organischem Szintillator dienen. In diesem Fall wird deren Steilheit als Breite interpretiert, die durch experimentelle Einflüsse verändert wird.

Alle drei Größen wurden jeweils bei zur Photomultiplierachse parallelem Feld sowie bei variablem Winkel zwischen Magnetfeld und Photomultiplierachse untersucht.

Zunächst wird der Magnet vorgestellt, an dem die Untersuchungen durchgeführt wurden. Im darauffolgenden Abschnitt wird auf die Anforderungen an den experimentellen Aufbau eingegangen, und es werden die aufgrund dieser Anforderungen angefertigten Teile vorgestellt. Es folgt die Beschreibung der verschiedenen Methoden, mit denen der Photomultiplier angeregt wurde. Hiermit sind alle Voraussetzungen für die Beschreibung der Messungen in Abschnitt 3.5 geschaffen, Bemerkungen über den elektronischen Aufbau erfolgen direkt in jenem Abschnitt.

3.2 Der Magnet

Technische Daten des Magneten "MA-Rehabeam"	
Magnetgewicht	20.8 t
Nutzbare Apertur in der Vakuumkammer	Höhe 168 mm Breite 483 mm
Polabstand	168 mm
Max. Stromstärke	1500 A
Feldstärke bei 1500 A	2.07 T
Leistungsverbrauch bei 1500 A	400 kW
Gesamtwiderstand bei 20°C	0.16 Ω
Zahl der Kühlkreise pro Spule	8
Kühlwassermenge bei 1500 A und $\Delta T = 40^\circ\text{C}$	140 l/min
Erforderlicher Differenzdruck für 140 l/min	4.5 at
Gesamtlänge zwischen den Vakuumkammerflanschen	1975 mm
Spulenöffnung	510 mm
Gesamtwindungszahl	4×48 = 192
Mittlere Windungslänge	5000 mm
Leiterquerschnitt	Quadrat 12×12 mm ² mit Loch ϕ 7 mm

Tab. 3.1: Tabelle der technischen Daten des Magneten MA-Rehabeam

3.2.1 Technische Daten

Um den gesamten Aufbau einem homogenen Magnetfeld von bis zu 1.5 T aussetzen zu können, wird ein entsprechend großer Magnet benötigt. Für die Durchführung der Messungen wurde einer der ursprünglichen Strahlführungsmagnete des DESY-Synchrotrons verwendet. Dieser Magnet steht in der Halle II auf dem DESY-Gelände und wird dort auch von anderen Gruppen als Testmagnet benutzt, z.B. um NMR-Sonden zu eichen. Die technischen Daten dieses Magneten sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Informationen über den Feldverlauf lagen zwar vor, trotzdem wurde vor Beginn der eigentlichen Messungen die Homogenität des Magnetfeldes mit Hilfe der im folgenden Abschnitt beschriebenen Voruntersuchung verifiziert.

3.2.2 Magnetfeldmessung

Von der DESY-MEA-Gruppe wurde eine Hall-Sonde zur Verfügung gestellt. Diese Hall-Sonde wurde auf einem Alu-L-Profil befestigt und mit Hilfe dreier Schrittmotoren im Gapvolumen bewegt (s. auch Bild 3.1).

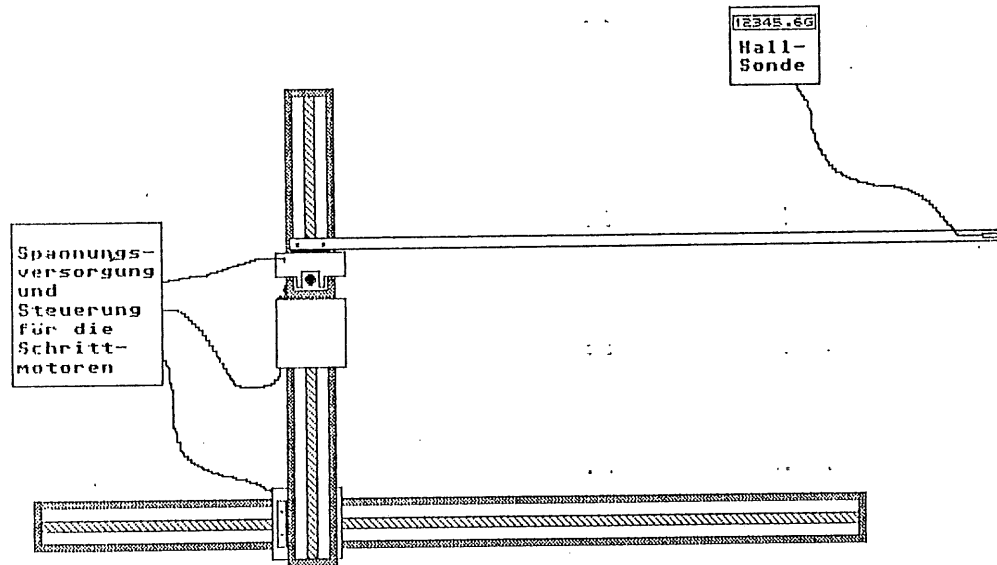


Abb. 3.1: Aufsicht auf den Aufbau für die Homogenitätsmessungen. Die Hall-Sonde wurde mit Hilfe dreier Schrittmotoren in den drei Raumrichtungen bewegt.

Auf diese Weise wurde für verschiedene Längs- und Querschnitte die Feldstärke bestimmt. Der interessante Bereich in der Mitte des Gaps, wo später das eigentliche Experiment stand, wurde rasterartig abgescannt. Das Ergebnis dieser Rastermessung ist in Bild 3.2 dargestellt. Man erkennt, daß in diesem Bereich von ca. 60 cm Länge die relative Abweichung der Feldstärke vom Wert in der Mitte des Gaps, auf den alle Messungen normiert wurden, weniger als 0.2% beträgt. Eine Ausnahme bilden die Randbereiche, $y \leq -20\text{ cm}$ und $y \geq 20\text{ cm}$, wo sich Randeffekte des Jochs bemerkbar machen.

Die Ablesegenauigkeit der Hall-Sonde beträgt $0.1\text{ G} = 10^{-5}\text{ T}$; Wiederholungsmessungen haben gezeigt, daß die Meßgenauigkeit diesen Wert eher noch unterschreitet.

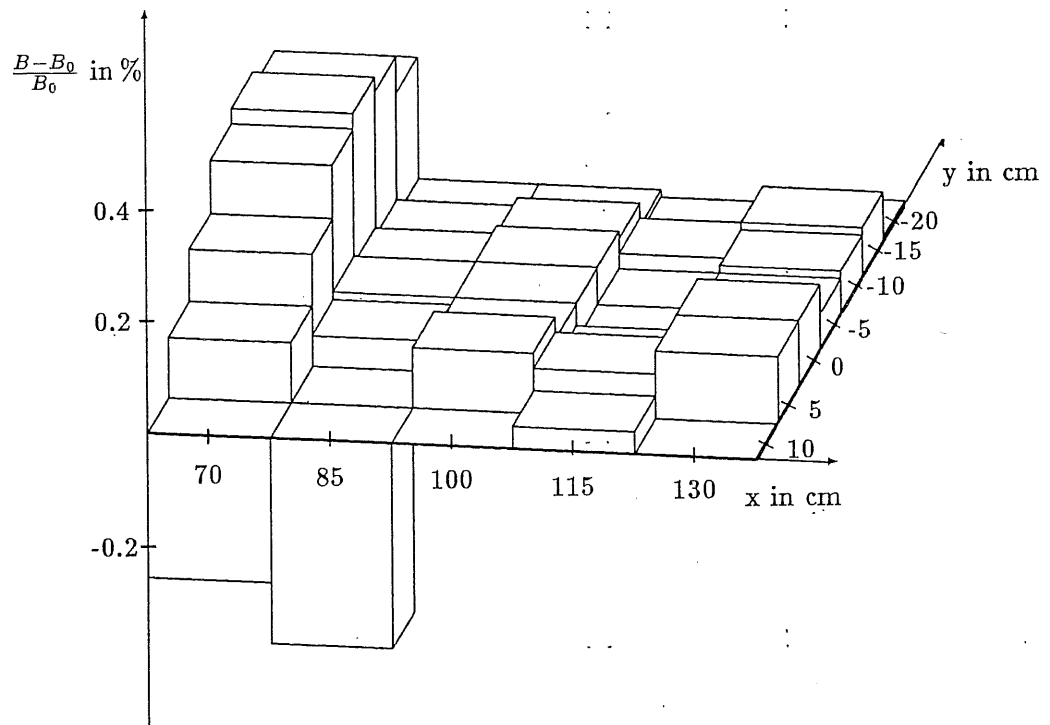


Abb. 3.2: Ergebnis der Magnetfeldmessung. Aufgetragen ist die relative Abweichung der Magnetfeldstärke vom Wert bei den Koordinaten (98,0,8.4) über eine x-y-Ebene auf der Höhe z = 2

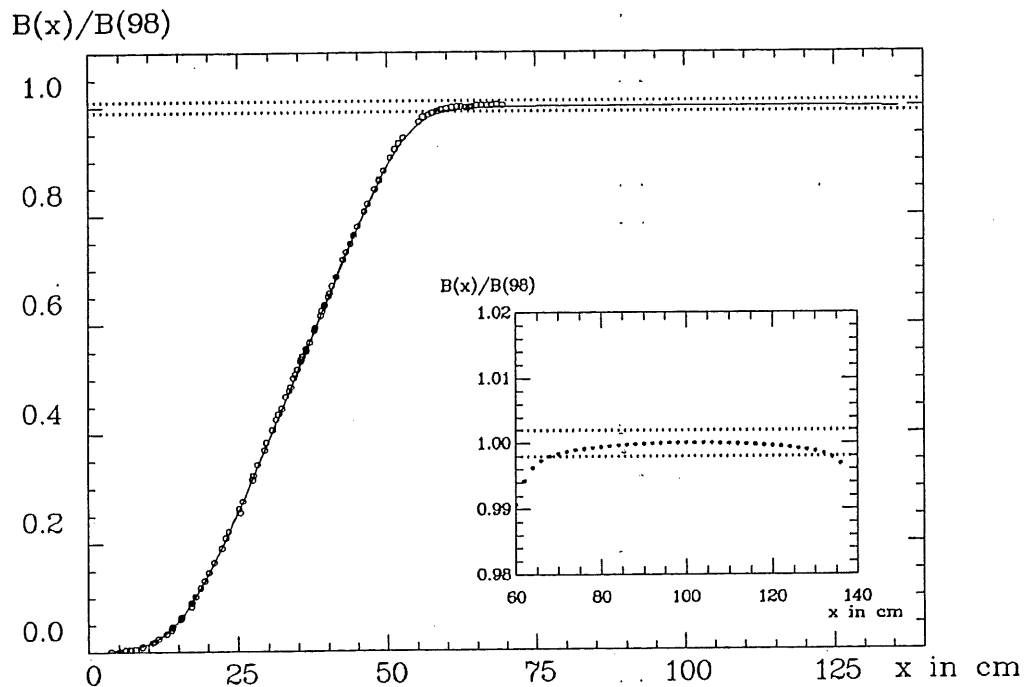


Abb. 3.3: Hier ist zum Vergleich eine Messung des Feldverlaufes am Polende (durchgezogene Linie) einer entsprechenden Messung aus dem Jahre 1962 (Punkte) gegenübergestellt. Man erkennt, daß sich die damaligen Ergebnisse sehr gut reproduzieren lassen. Die Ausschnittsvergrößerung zeigt die Homogenität des Feldes in der Gapmitte. Die Schwankungen bleiben innerhalb von 2‰ Abweichung

Bei zehn Messungen zeigten sich keine Abweichungen vom ursprünglich gemessenen Wert. Dabei wurde die Meßposition mit der Sonde jedesmal neu angefahren.

In Bild 3.3 ist zum Vergleich der Reproduzierbarkeit eine Messung des Feldverlaufes am Eingang des Magneten einer Messung von 1962 gegenübergestellt. Aufgetragen ist jeweils die relative Abweichung von der Feldstärke in der Mitte des Gaps [bei den Koordinaten (98,0,8.4)]. Die damals gemachten Messungen lassen sich sehr gut reproduzieren. Daraus läßt sich schließen, daß in der Zwischenzeit keine Veränderungen am Magneten vorgenommen wurden, die seine Eigenschaften beeinflußt haben. Deshalb kann jetzt auch noch auf Daten über die Homogenität des Magnetfeldes zurückgegriffen werden. Abb. 3.4 zeigt einen Querschnitt durch das Gap bei $x = 50 \text{ cm}$, aufgetragen sind Linien gleicher Abweichung.

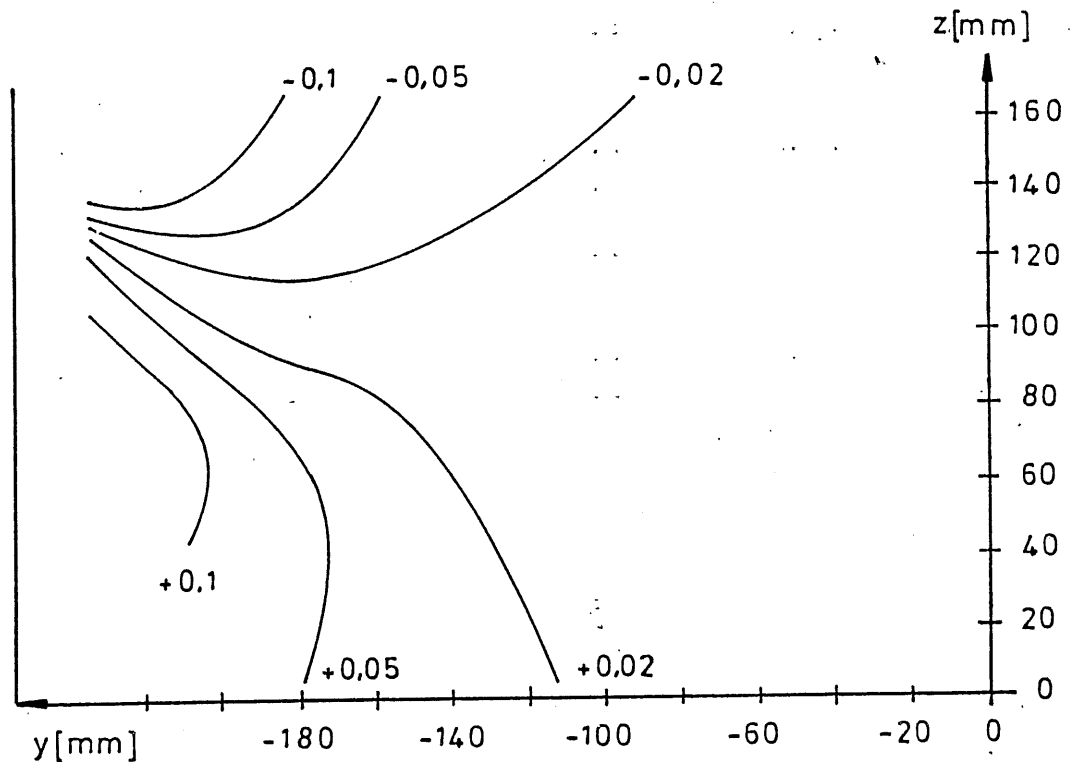


Abb. 3.4: Homogenität des Magnetfeldes. Aufgetragen sind Linien konstanter relativer Abweichung vom Wert bei den Koordinaten (98,0,8.4) auf einem Querschnitt durch das Gap bei $x = 50 \text{ cm}$

3.3 Aufbau

3.3.1 Anforderungen an den mechanischen Aufbau

Nachdem in Abschnitt 3.1 grob skizziert wurde, welcher Art die Messungen sein werden, kann jetzt eine Liste der Anforderungen an den experimentellen Aufbau aufgestellt werden:

- Es wird ein lichtdichtes Gehäuse benötigt, das das Feld nicht beeinflusst.
- Dieses Gehäuse muß in dem zur Verfügung stehenden Magneten in den Bereich des homogenen Feldes passen.

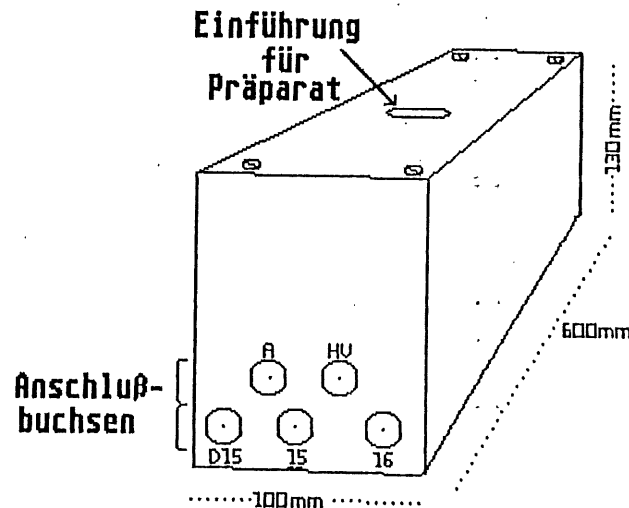


Abb. 3.5: Skizze des Kastens mit Abmessungen und Anschlüssen.
 HV,15,16: Spannungsversorgungen, D15,A: Signalausgänge.

- Es muß dort um seine Längsachse geneigt werden können.
- Es muß zwei Photomultiplier inklusive Spannungsteiler aufnehmen, deren Abstand variabel sein soll.
- Die Höhe muß ausreichen, den Szintillator oder eine Vorrichtung zur Lichteinkopplung auf dem Photomultiplier anzubringen.
- Das Gehäuse muß über Hochspannungszuführungen und Signalausgänge für beide Photomultiplier verfügen.
- Es muß die Möglichkeit bestehen, ein radioaktives Präparat einzuführen.
- Das Gehäuse benötigt eine Durchführung für einen Lichtleiter.

Ferner werden folgende Zusatzteile benötigt:

- Halterung für ein Präparat,
- Strahlteiler zur Anregung beider Photomultiplier mit *einem* Lichtpuls,
- Reflektor zur Einkopplung von mit einem Lichtleiter eingeführten Pulsen in den Photomultiplier,
- Plastiksintillator, anorganischer Szintillator, angepaßt an die Größe der Photokathoden,
- Halterung, um das ganze Gehäuse im Gap des Magneten zu kippen.

3.3.2 Mechanischer Aufbau

Aufgrund der oben aufgestellten Forderungen wurde folgendes Gehäuse entworfen (Abb. 3.5, der Einfachheit halber im weiteren Text kurz Kasten genannt). Es handelt sich um einen 13 cm hohen Kasten aus Aluminium (nicht magnetisch!). Diese Höhe reicht aus, um zusätzlich zum Photomultiplier und dem Spannungsteiler einen 2 cm dicken Szintillator aufzunehmen. Diese Szintillatordicke ist für die Veto-Wände vorgesehen.

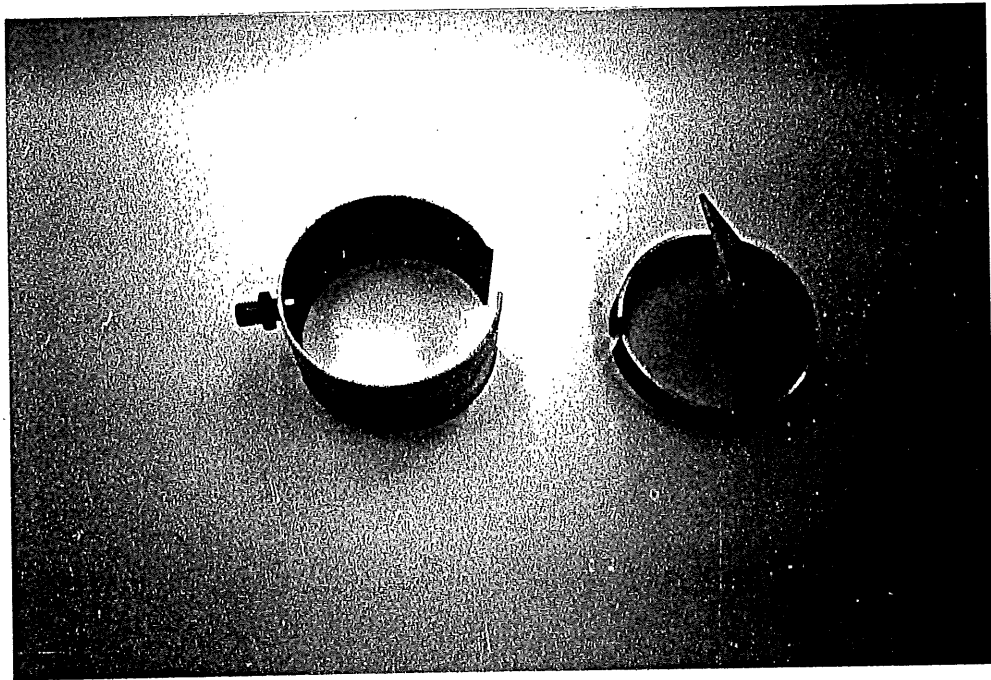
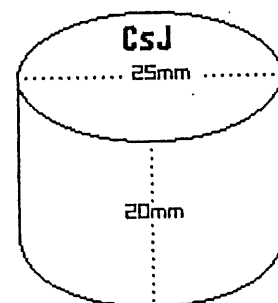
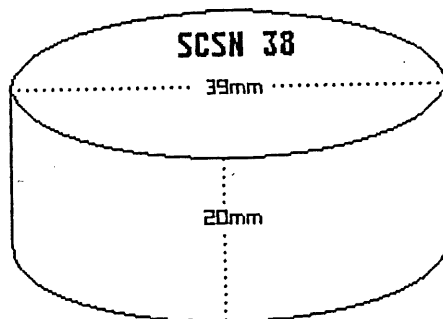


Abb. 3.6: Oben: Foto der Aufsätze auf den Photomultiplier, die das Licht um 90° umlenken. Man erkennt rechts den Reflexionsaufsatz. Er wurde je nach Bedarf auf der dem Photomultiplier zugewandten Fläche mit weißem Papier oder Mylarfolie beklebt. Links liegt die Klammer, an der mit Hilfe einer Überwurfmutter der Lichtleiter zur Einführung der LED-Pulse befestigt wurde. Um das Licht umzulenken, wurde auch an dieser Klammer unter 45° ein reflektierendes weißes Papierstück befestigt.
Unten: Skizze der Szintillatorstücke mit Abmessungen



Aus der Forderung, daß der Kasten in einer Höhe von 16.8 cm (Gaphöhe) vollständig drehbar sein muß, ergibt sich eine Breite von 10 cm . Die Länge ist durch den Bereich begrenzt, in dem das Magnetfeld homogen verläuft. Das sind etwa 60 cm in der Gap-Mitte (s. Abb. 3.3). Ein variabler Abstand der Photomultiplier ist erwünscht, weil dadurch die Zählrate bei den Präparatemessungen reguliert werden kann. Außerdem waren Messungen mit rechteckigen Szintillatorstäben über beide Photomultiplier geplant. Der maximale Abstand der Photomultipliermitten betrug 50 cm , der minimale Abstand 7 cm bei einem Sockeldurchmesser von 6 cm .

Die notwendigen Hochspannungs- und Signaldurchführungen sowie die Durchführung für den Lichtleiter wurden an den Stirnseiten des Kastens vorgesehen.

Die Halterung des Präparates auf Höhe der Szintillatoren war am Deckel befestigt. Das Präparat konnte bei geschlossenem Deckel durch einen Schlitz eingeführt werden, der - ebenso wie die verschraubten Kanten - zur Lichtdichtung mit schwarzem Tape abgeklebt wurde.

Die weiteren Zusatzteile, deren Zweck im Verlaufe dieser Arbeit durch die Beschreibung ihrer Benutzung erklärt wird, sind in Abb. 3.6 dargestellt. Es handelt sich hierbei um zwei Arten von Aufsätzen für die Photomultiplier, die beide die Aufgabe haben, aus einem Lichtleiter austretendes Licht auf die Photokathode umzulenken. Ferner sind die Abmessungen der Szintillatorstücke angegeben.

Für die Untersuchungen des Verhaltens unter verschiedenen Winkeln zwischen elektrischem Feld, erzeugt durch die Beschleunigungsspannung zwischen den Dynoden, und dem Magnetfeld wurde eine Treppe aus Hartplastik angefertigt, deren Stufenhöhe dem Sinus des jeweils einzustellenden Winkels proportional ist. Als Proportionalitätskonstante geht die Breite des Kastens ein, der mit einer Längsseite auf die entsprechende Stufe gestellt wurde. Zur Fixierung der beiden Teile aneinander wurde handelsübliches Klettband verwendet, das auf Kasten bzw. Treppe aufgeklebt wurde.

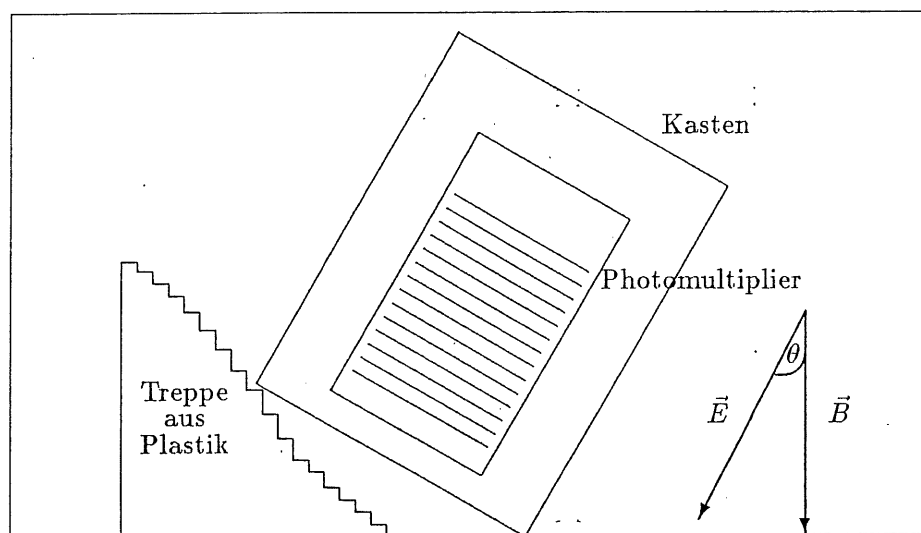


Abb. 3.7: Querschnitt des Aufbaus für Messungen mit im Feld gedrehtem Photomultiplier. Die Stufenhöhe ist so ausgelegt, daß der gesamte Winkelbereich in Schritten von 2.5° (für $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$) bzw. 5° (für $\theta > 15^\circ$) untersucht werden kann.

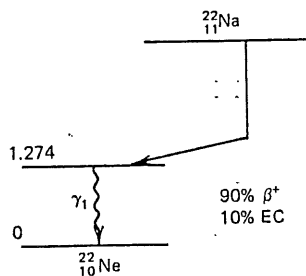
Mit diesem in Abb. 3.7 dargestellten Aufbau konnten Winkel von $0^\circ - 55^\circ$ erreicht werden. Die Angaben des Herstellers [Ham85] lassen vermuten, daß oberhalb dieses Winkelbereiches die Verstärkung so weit zurückgeht, daß ein Betrieb der Röhre außerhalb dieses Intervalls nicht sinnvoll ist. Die Messungen bestätigen diese Annahme.

3.4 Anregungsmethoden

3.4.1 Compton-Effekt in Plastiksintillator

Auf jedem Photomultiplier wurde ein zylindrisches Stück Plastiksintillator angebracht, das auf allen Außenseiten mit weißer Reflektorfarbe (Rhodorsil) belegt wurde. Zur Anregung wurde ein ^{22}Na -Eichpräparat verwendet. Das Zerfallsschema ist in Abb. 3.8 dargestellt. Die vom Präparat emittierten Positronen annihilieren innerhalb der Plastikkapselung der Eichquelle, so daß effektiv zwei 511 keV-“back-to-back“-Photonen emittiert werden und zusätzlich noch die 1.275 MeV- γ -Strahlung des entstehenden angeregten ^{22}Ne -Kerns.

Wegen der geringen Massenzahlen der in Plastiksintillator vorkommenden Elemente (hauptsächlich Kohlenstoff: $Z=12$) wechselwirken die Photonen mittels Compton-Effekts. Die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt ist hier zu gering (s. Abb. 3.9).



γ_1 : 1.274 MeV γ (100%)
annihilation radiation

Abb. 3.8: Zerfallsschema von ^{22}Na (aus Knoll [Kno79])

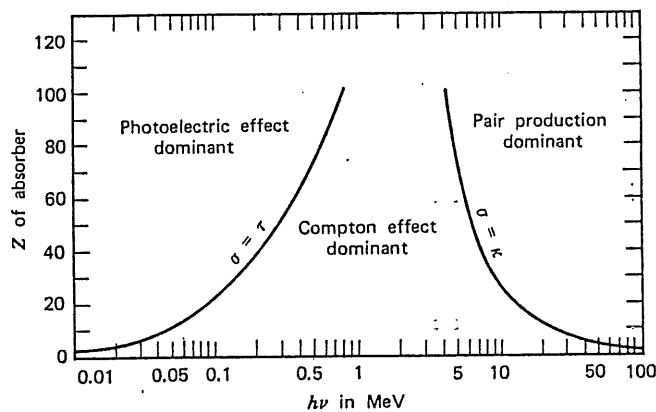


Abb. 3.9: Dominierende Wechselwirkungen von Photonen mit Materie (aus Knoll [Kno79])

Die Compton-Elektronen werden - von Randeffekten abgesehen - innerhalb des Szintillators vollständig gestoppt, geben also ihre gesamte Energie an den Szintillator ab. Die Lichtausbeute ist für Elektronen der deponierten Energie proportional. Bei guter Lichtüberführung wird der erzeugte Lichtblitz mit großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen. Das Pulshöhenspektrum zeigt den typischen Verlauf einer Compton-Verteilung.

Die Bestimmung der Lage der Compton-Kante bietet einige Schwierigkeiten. Aufgrund von Detektoreinflüssen erhält man keine scharfe Kante, sondern eine mit der Detektoraufösung gefaltete Verteilung. Verschiedene Effekte haben Einfluß auf die Detektoraufösung. Davon seien hier nur die wichtigsten angeführt (nach [Scha84]):

- Ein im Szintillator erzeugtes Elektron entkommt, so daß nicht seine gesamte Energie nachgewiesen wird.
- Ein Photon erfährt mehrfach Compton-Streuung, so daß eine größere Energie nachgewiesen wird.
- Im umgebenden Material werden Compton-Elektronen erzeugt und im Szintillator nachgewiesen.
- Photonen werden im umgebenden Material gestreut und gelangen mit geringerer Energie in den Detektor.

Ein Verfahren zur Bestimmung der wahren Lage der Compton-Kante geht auf Scharlemann [Scha84] zurück. Hiernach ist die Zählrate an der Compton-Kante gegeben durch $N_c = A_c N_m$. N_m ist die Zählrate im Maximum vor dem Abfall, der durch den maximalen Streuwinkel π bedingt ist. Bei A_c handelt es sich um eine detektorabhängige Proportionalitätskonstante (s. Abb. 3.10). Dann läßt sich aus einem realen Compton-Spektrum die Lage der Compton-Kante einfach dadurch ermitteln, daß man den Kanal mit der Zählrate N_m sucht und auf N_c zurückrechnet.

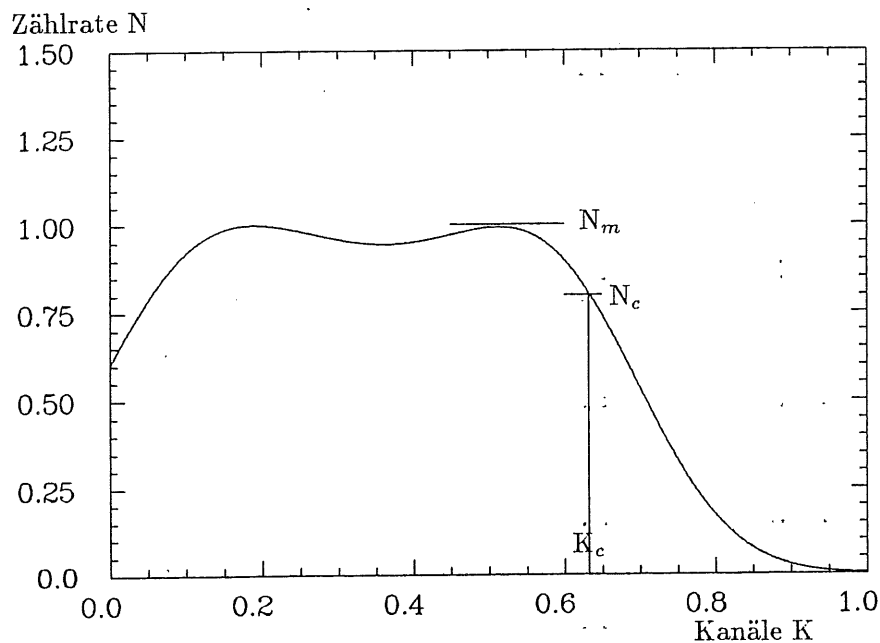


Abb. 3.10: Darstellung einer berechneten Compton-Kante. Dazu wurde der theoretische Wirkungsquerschnitt mit einer Gauß-Verteilung mit einer Varianz von 0.11 gefaltet (in willkürlichen Einheiten). Eingezeichnet sind Maximum der Compton-Kante (N_m), der Wert $N_c = A_c \cdot N_m$ und die von dort aufgesuchte Lage der Compton-Kante K_c . Einzelheiten siehe Text. In einem realen Spektrum würde in den unteren Kanälen das Rauschen auflaufen.

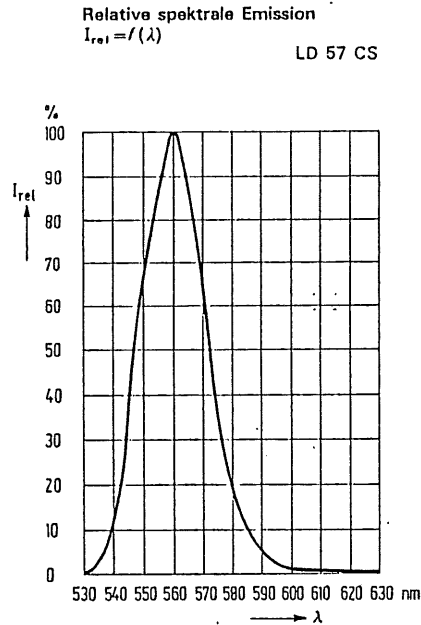


Abb. 3.11: Emissionsspektrum einer grünen LED [Sie81]

Der Wert von A_c kann mittels eines Rückstreuexperimentes für jeden Detektor individuell bestimmt werden. Für einen $1/2''$ -Szintillator hat Scharlemann $A_c = 0.75 \pm 0.03$ ermittelt. Aus seinen Messungen geht hervor, daß für größere Detektoren die Compton-Kante nicht so stark ausgewaschen ist, der Wert also größer wird. Für die hier benutzten Szintillatoren, die einen Durchmesser von $39 \text{ mm} (1\frac{1}{2}'')$ haben, wurde ein Anhaltswert von 0.8 gewählt und damit durchgehend bei allen Spektren die Lage der Compton-Kante bestimmt.

3.4.2 Grüne LED und Stickstoffentladungslampe

Des weiteren wurde zur Anregung der Photomultiplier eine herkömmliche grüne LED verwendet, deren Emissionsspektrum in Abb. 3.11 dargestellt ist. Diese LED wurde mittels eines positiven Rechteckpulses variabler Länge und Höhe angeregt. Für die Lichteinkopplung wurde der Puls über einen Lichtleiter von 3 m Länge und 1.5 mm Durchmesser in den Kasten geführt.

Diese Art der Lichteinkopplung wurde auch für den Puls der Stickstoffentladungslampe gewählt. Hier war der Lichtleiter 2.4 m lang und hatte ebenfalls 1.5 mm Durchmesser. Die Entladung findet in einer Röhre statt. Die Funkenstrecke beträgt ca. 1.5 cm.

Es wurde eine Stickstoffentladungslampe der Firma TRW-Instruments, Modell 88 A "nanosecond light pulser" verwendet.

3.4.3 Lichterzeugung durch Photoeffekt im CsJ(Tl)-Kristall

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß 511 keV-Photonen im CsJ-Kristall Photoeffekt erfahren (für Cäsium: $Z = 133$), ist deutlich größer als bei einem Plastikszintillator (s. auch Abb. 3.9). Beim Photoeffekt wird bekanntlich die gesamte Photonenenergie abzüglich der Bindungsenergie des beteiligten Elektrons an dasselbe übertragen, das diese wiederum an den Kristall abgibt. Das heißt, das Pulshöhenspektrum weist einen Peak auf, dessen Lage durch die Photonenenergie bestimmt wird.

Die Breite des Peaks wird primär von Parametern bestimmt, die vom Szintillationsmaterial sowie der Größe des Kristalls abhängen. So können z.B. auch lokale Schwankungen in der Szintillationsausbeute eine Rolle spielen. Wichtiger sind aber die Nichtlinearitäten in der Lichtausbeute [KNO79, p337]. Diese führen dazu, daß sich die Lichtintensität, die ein einfallendes Photon erzeugt, das sofort Photoeffekt erfährt, von derjenigen unterscheidet, die ein Photon erzeugt, das erst einen oder mehrere Compton-Effekte hinter sich bringt, ehe es durch einen Photoeffekt gestoppt wird.

Trotz allem ist die Breite eines Photopeaks in CsJ(Tl) genau untersucht und wohlbekannt [Gra84], so daß eventuelle zusätzliche Verbreiterungen auf experimentelle Einflüsse zurückzuführen sind.

Der zylindrische CsJ(Tl)-Kristall von 2.5 cm Durchmesser und 2.0 cm Höhe wurde auf der Mantelfläche sowie auf einer Grundfläche mit weißer Reflektorfarbe¹ belegt. Die offene Seite wurde zentriert mit optischem Öl (Rhodorsil) auf die Photokathodenfläche gesetzt und dort mit Klebeband am Photomultiplier befestigt. Das Präparat befand sich in der Kastenmitte, etwa 10 cm vom Kristall entfernt.

3.5 Durchführung der Messungen

3.5.1 Messungen zur Zeitauflösung

Für die Durchführung der Messungen zur Zeitauflösung wurden zwei verschiedene Methoden verwendet. In Anlehnung an den späteren Aufbau im H1-Detektor wurde zunächst auf jedem Photomultiplier ein zylindrisches Stück Plastikszintillator befestigt. Der Kontakt war mit optischem Öl ausgeführt. Die Anregung zur Szintillation erfolgte mittels des in der Mitte zwischen beiden befestigten ²²Na-Präparates.

Die Ergebnisse dieser Messung geben die Zeitauflösung der gesamten Einheit Szintillator - Photomultiplier - Constant-Fraction-Diskriminator (CF) an, d. h. die Streuung in der Zeit vom Einfall des Photons bis zum Signal am CF-Ausgang. Insbesondere der CF wird in seiner Wirkungsweise vom großen dynamischen Bereich der Compton-Kante beeinflusst [Wes88].

Ein weiterer Aufbau, der nach dem damaligen Planungsstand der Situation in den Veto-Wänden noch näher kam, wurde wieder verworfen: Hierbei war ein stabförmiges Szintillatorstück mit auf 45° abgeschrägten Enden über beide Photomultiplier gelegt und wiederum mit dem in Kastenmitte befindlichen Präparat angeregt worden. Die Gaphöhe reichte nicht aus, die γ -Strahlung ausreichend zu kollimieren. Die Anregung des Szintillators fand daher auf der vollen Länge statt. Die Lichtlaufzeiten in 20 cm Szintillator (20 cm ist im Mittel die Differenz der Wege vom Szintillationsort zu den Photomultipliern, Laufzeit etwa 1.4 ns) sind so groß gegen die zeitliche Streuung (minimale erreichte Varianz für einen Photomultiplier: 70 ps), daß hiermit keine Aussage über die Zeitauflösung gemacht werden konnte.

Um Aussagen über die Zeitauflösung zu erhalten, die vom Szintillator unabhängig sind, wurden beide Photomultiplier direkt mit einem Lichtpuls angeregt. Für diese Messungen wurde die Stickstoffentladungslampe verwendet. Um gleichzeitige Anregung zu gewährleisten, wurden beide Photomultiplier direkt nebeneinandergestellt. Der Lichtpuls trat parallel zur Kathodenfläche des ersten Photomultipliers aus dem Lichtleiter aus. Dieser Photomultiplier war mit der beschriebenen Klammer besetzt, die ein Stück weißes Papier trug (60g/m²). Ein Teil des Strahls wurde daran diffus reflektiert und regte den ersten Photomultiplier an. Der andere Teil trat durch das Papier hindurch und diente der Anregung des mit einer vollständig reflektierenden Klammer

¹NE 520, Nuclear Enterprises, Edinburgh

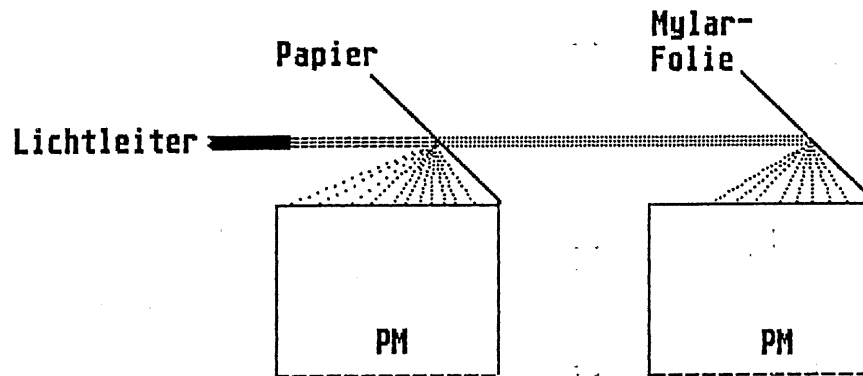


Abb. 3.12: Aufbau zur gleichzeitigen Anregung zweier Photomultiplier mit einem Lichtpuls. Auf dem linken Photomultiplier wurden zum Pulshöhenabgleich noch einige Lagen dünnen Tissue-Papiers angebracht, die hier nicht mit dargestellt sind.

versehenen zweiten. Zum Abgleich der Pulshöhen wurde die Kathode des vorderen Photomultipliers mit einigen Lagen dünnen Tissue-Papiers abgedeckt. Dieser Aufbau ist in Abb. 3.12 skizziert.

Der elektronische Aufbau war für alle Zeitmessungen gleich (s. Abb. 3.13). Die Anodenpulse beider Photomultiplier wurden über je einen Constant-Fraction-Diskriminator geleitet, der ein mit dem Zeitpunkt des Pulseinganges fest korrelierendes, schnelles, negatives, logisches Ausgangssignal erzeugt. (Zur näheren Wirkungsweise von Constant-Fraction-Diskriminatoren s. [Wes88]). Einer dieser schnellen NIM-Pulse wird auf den Start-Eingang eines Time-to-Pulse-Height-Converters (TPC) gegeben, der andere über ein ns-Delay auf den Stop-Eingang. Das ns-Delay addiert einen Zeit-Offset auf den als Stop-Signal gewählten Zweig, da beide Pulse nahezu gleichzeitig auftreten. Andernfalls würde das Start-Signal nur in der Hälfte aller Fälle vor dem Stop-Signal eintreffen. Der TPC liefert einen in der Amplitude der Zeitdifferenz zwischen Start und Stop proportionalen Rechteckpuls, der spektroskopiert wurde. Die Zeitauflösung ist gegeben durch die Breite des Peaks. Die Lage wird durch die Größe des Delays bestimmt und durch den wählbaren Bereich für die maximal vom TPC zu verarbeitende Zeitdifferenz. Da die erwartete Streuung sehr klein ist, wurde mit 50 ns der kleinste Bereich gewählt. Das Delay betrug 22 ns. Einen typischen Zeitpeak zeigt Abb. 3.14.

Mit diesem Aufbau wurden verschiedene Meßreihen durchgeführt. Zunächst wurde die Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke bei konstanter Hochspannung bestimmt, um Einflüsse der Beschleunigungsspannung auf das Zeitverhalten auszuschließen. Danach wurde dieselbe Meßreihe bei konstanter Pulshöhe aufgenommen, weil das Ansprechen des Constant-Fraction-Diskriminators nicht vollständig

unabhängig von dieser ist. Dafür wurde die Hochspannung am Photomultiplier entsprechend nachgeregelt. In allen Fällen wurde darauf geachtet, daß die Schwellen am CF einen festen Bruchteil der maximalen Pulshöhe betragen, um den dynamischen Bereich konstant zu halten.

Sowohl für den Aufbau mit den runden Plastiksintillatorstücken als auch für die Messungen mit der Stickstoffentladungslampe wurden zwei Meßreihen durchgeführt. Dabei wurde einmal die Hochspannung konstant gehalten und die Schwellen, solange es möglich war, auf 10% der maximalen Pulshöhe eingestellt. Bei der anderen Messung wurde die Pulshöhe durch Nachregeln der Hochspannung konstant gehalten, die Schwellen lagen ebenfalls bei 10% der Pulshöhe.

Ebenfalls für beide Aufbauten wurden bei verschiedenen festen Magnetfeldern Meßreihen mit variablem Winkel durchgeführt.

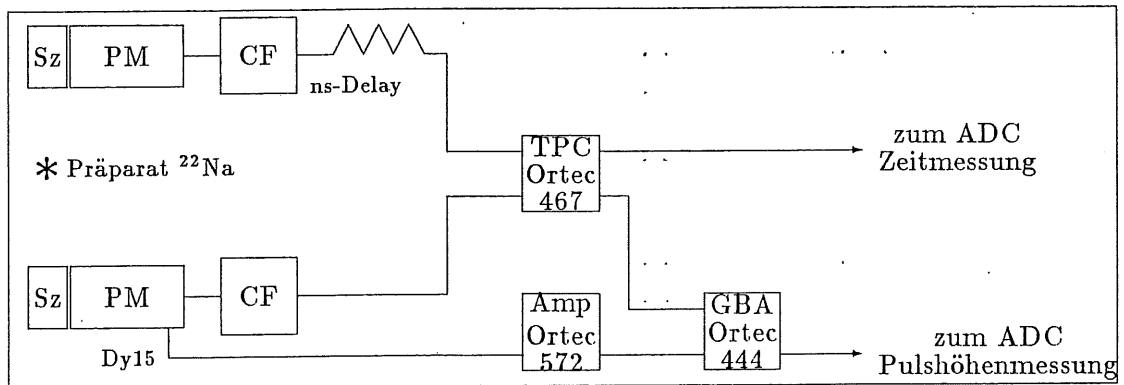


Abb. 3.13: Blockschaltbild für Pulshöhen- bzw. Zeitmessungen mit Präparat in Plastiksintillator. Für die Zeitmessung bei Anregung mit einem Lichtpulser wurde der elektronische Aufbau nicht verändert, der Pulshöhenzweig jedoch nicht betrieben.

3.5.2 Messungen zum Pulshöhenverhalten und zur Energieauflösung

Der Rückgang der Verstärkung wird, wie schon in Abschnitt 3.1 ausgeführt, bestimmt, indem die Änderung der Lage eines markanten Punktes im Spektrum verfolgt wird.

Zunächst diente für diesen Zweck die Compton-Kante der 511 keV-Photonen aus der Vernichtungsstrahlung. Dazu wurde an einem der beiden Spannungsteiler ein zusätzlicher Signalabgriff an der fünfzehnten Dynode vorgesehen. Der Spannungsteiler ist in Abb. 3.15 dargestellt. Dieses Dynodensignal ist positiv, seine Amplitude ist um einen Faktor 3 kleiner als das Anodensignal. Der Zeitzweig wurde weiterhin betrieben, wie es im vorigen Abschnitt und in Abb. 3.13 beschrieben ist. Zusätzlich wurde das von der fünfzehnten Dynode abgegriffene Signal mittels geeichter Verstärker verstärkt und mit dem logischen Ausgang des TPC in einem Gated Biased Amplifier (GBA) gated, was einer logischen UND-Verknüpfung entspricht. So wurde erreicht, daß das Spektrum nur Ereignisse enthielt, die von koinzidenten 511 keV-Photonen verursacht wurden. Weder Rauschen (Streulicht, thermisches Rauschen der Kathode) noch die 1.275 MeV Photonen aus dem angeregten ^{22}Ne -Kern konnten das Spektrum beeinflussen. Mit diesem Aufbau wurde eine Meßreihe bei variablem Magnetfeld aufgenommen.

Dann folgten Messungen mit dem Photopeak im CsJ-Kristall. Sie wurden für beide Photomultiplier einzeln durchgeführt. Der Signalabgriff erfolgte an der Anode. Der Puls wurde über einen geeichten Verstärker verstärkt und mit einem ADC digitalisiert.

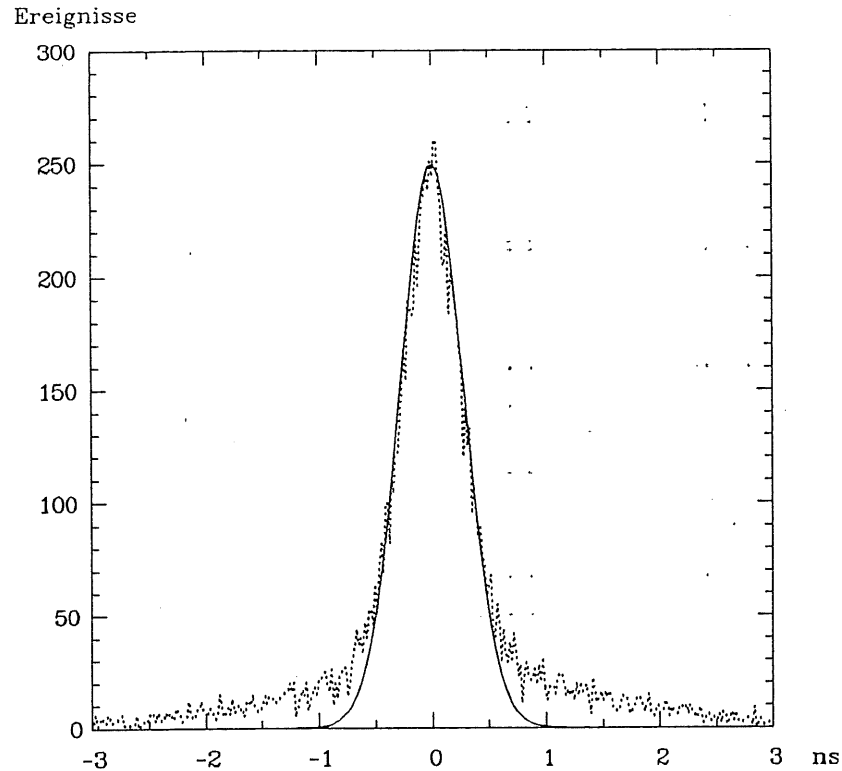


Abb. 3.14: Typischer Zeitpeak, aufgenommen mit einem ^{22}Na -Präparat und Plastikzintillator bei $B = 1.2 \text{ T}$. Die durchgezogene Linie zeigt eine angepasste Gauß-Kurve mit einem σ von 280 ps . Als Fitmethode wurde die Methode der kleinsten quadratischen Abweichung benutzt (χ^2).

Mit einem PC-Vielkanal-Analysator² wurden dann die Spektren aufgenommen. So wurden für beide Photomultiplier Meßreihen bei variablem Magnetfeld durchgeführt. Außerdem wurde für einen Photomultiplier bei fest eingestelltem Feld der Winkel variiert. Wie sich herausstellte, ließ die rapide schlechter werdende Energieauflösung (s. Abb. 4.19) eine genaue Bestimmung von Lage und Breite des auflaufenden Photopeaks nicht mehr zu. Deshalb wurden keine weiteren Messungen zum Verhalten im nichtaxialen Feld mit dieser Anregungsmethode vorgenommen.

Die Winkelmessungen für Verstärkung und Energieauflösung wurden daraufhin mit der LED durchgeführt. Das hiermit aufgenommene Pulshöhen-Spektrum zeigte keinerlei Untergrund und nur einen schmalen, gaußförmigen Peak. Prinzipiell bestand im Aufbau kein Unterschied zu den CsJ-Messungen, bis auf die Tatsache, daß der auf den Photomultiplier aufgebrachte CsJ-Kristall durch eine reflektierende Klammer ersetzt wurde. Hiermit wurden nun für beide Photomultiplier bei verschiedenen festen Magnetfeldern Winkelmessungen durchgeführt.

²Hersteller: The Nucleus Inc.; Oak Ridge, Cal.

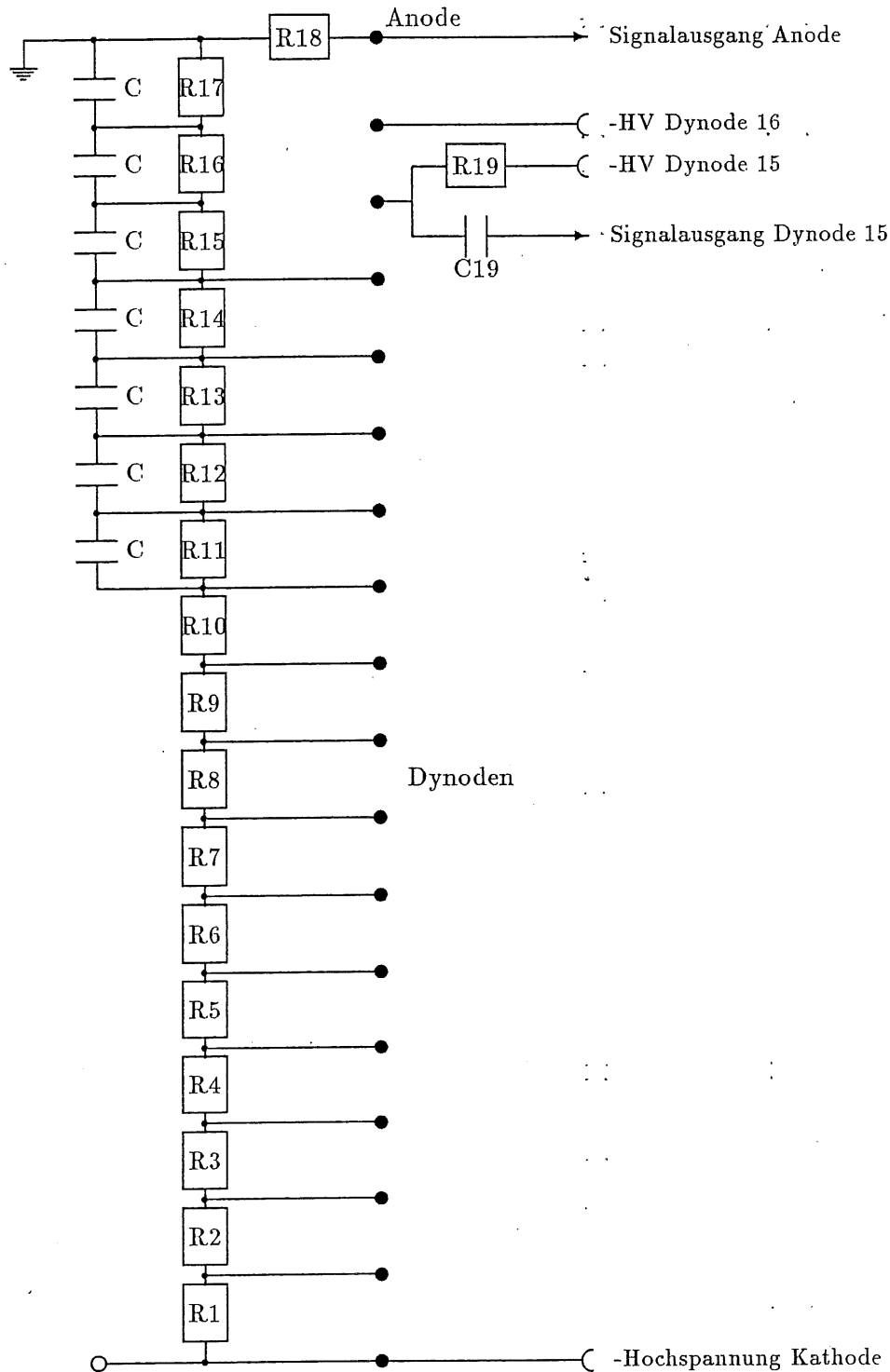


Abb. 3.15: Spannungsteiler für die Messungen mit Signalabgriff an der 15. Dynode. Die Dynoden 15 und 16 wurden separat aus einer stromstabilisierten Quelle mit 6% bzw. 12% der Kathodenspannung versorgt.

$R_1 = 330 \text{ k}\Omega$, $R_2 = R_3 = \dots = R_{17} = 150 \text{ k}\Omega$,
 $R_{18} = 10 \text{ k}\Omega$, $C = 1 \text{ nF}$, $C_{19} = 50 \text{ nF}$.

3.5.3 Zusammenstellung aller Messungen

Der Übersichtlichkeit halber werden hier noch einmal alle Messungen zusammengestellt. Diese Meßreihen ergaben sich in mehreren Meßzeiten.

Tabelle aller Messungen				
Untersuchter Parameter	Compton- Kante	Photopeak in CsJ	LED	N ₂
Verstärkung G(B)	X	X	X	
Energieauflösung A(B)		X	X	
Zeitauflösung σ (B)	O ¹⁾			O ¹⁾
Verstärkung G(θ)	0.5 T	X	X	
	0.8 T		X	
	1.2 T		X	
Abgriff an 4., 8., 12. Dynode und Anode			X	
Energieauflösung A(θ)	0.5 T	X	X	
	0.8 T		X	
	1.2 T		X	
Zeitauflösung σ (θ)	0.8 T	X		X
	1.2 T	X		X

¹⁾ Jeweils eine Meßreihe bei konstanter Hochspannung und konstanter Pulshöhe

Tab. 3.2: Tabelle aller durchgeführten Messungen

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Ergebnisse für das axiale Feld

4.1.1 Abhängigkeit der Verstärkung vom Magnetfeld

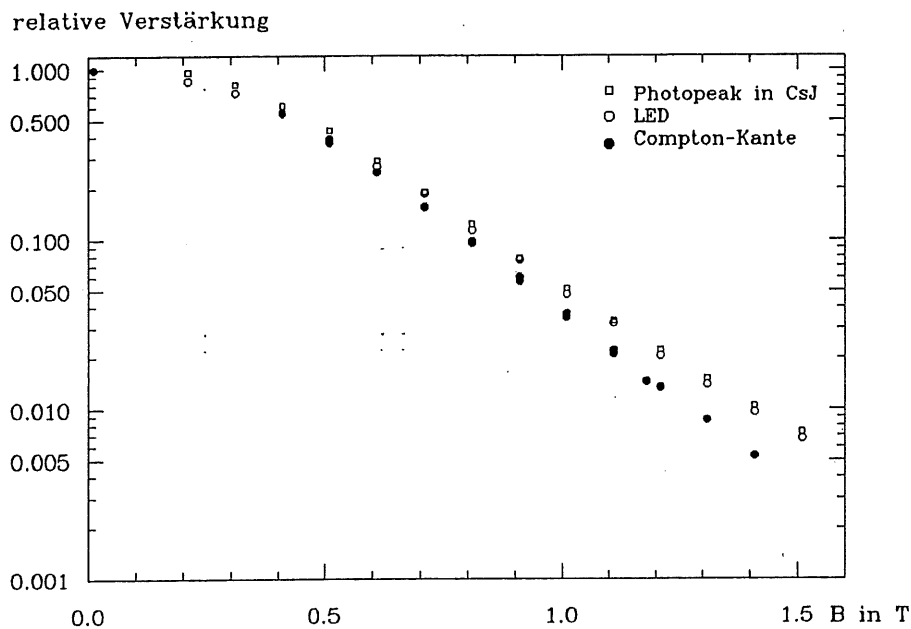


Abb. 4.1: Relative Verstärkung $G(B)/G(0)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Hier sind zum Vergleich alle drei Anregungsmethoden gegenübergestellt.

Für den Vergleich der verschiedenen Anregungsmethoden wurde die Verstärkung des Photomultipliers jeweils auf den Wert ohne Feld normiert. Der Verlauf des Abfalls stimmt bei allen drei Messungen gut überein. Die Pulshöhe bleibt nahezu konstant bis ca. 0.3 T und fällt dann exponentiell ab. Die Verstärkung bei 1.2 T beträgt noch etwa 2% vom ursprünglichen Wert. Ein Vergleich der beiden untersuchten Photomultiplier zeigt, daß zwischen diesen Exemplaren bezüglich der Reaktion auf das Magnetfeld keine signifikanten Unterschiede bestehen. So differieren die relativen Verstärkungen (G/G_0) bei den Photopeakmessungen bei 1.5 T nur um 4%.

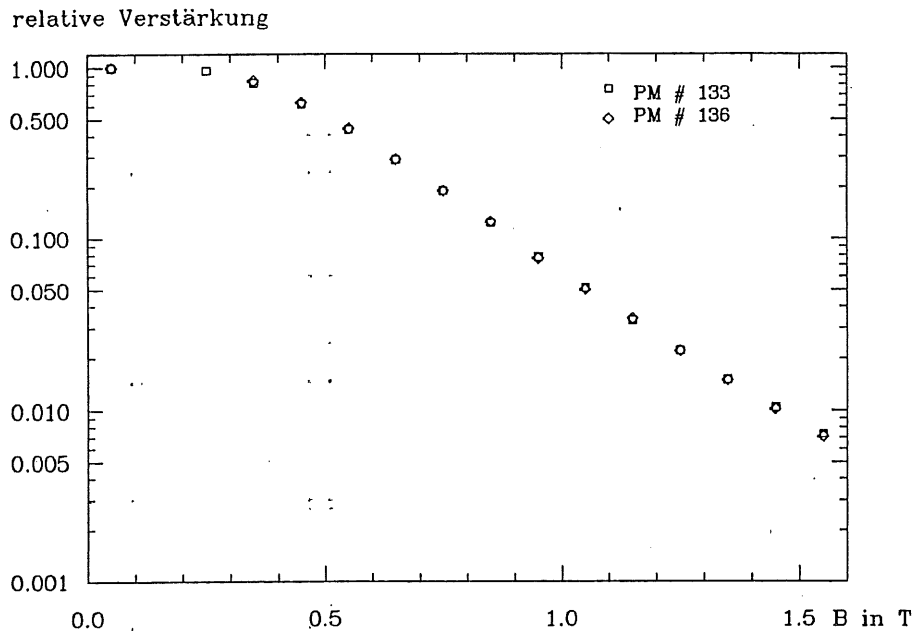


Abb. 4.2: Relative Verstärkung $G(B)/G(0)$, bestimmt mit der Lage des Photopeaks der 511 keV Photonen aus einem Na^{22} -Präparat in $\text{CsJ}(\text{Tl})$ für zwei verschiedene Exemplare des gleichen Multipliertyps (Hamamatsu R2490)

Der Abfall der Verstärkung ist bei der mit der Compton-Kante erhaltenen Messung steiler als bei den mittels LED-Anregung bzw. Photopeak erhaltenen (Abb. 4.1). Hierfür gibt es zwei verschiedene Erklärungen.

1. Die von Scharlemann entwickelte Methode zur Bestimmung der Lage der Compton-Kante (s. Abschnitt 3.4.1) faßt nicht mehr, wenn das Spektrum durch Magnetfeldeinflüsse ausgewaschen wird.
2. Die Lichtausbeute in organischen Szintillatoren ist magnetfeldabhängig. Einen Hinweis darauf geben Johnson et al. [Joh67]. Der Artikel betrifft Triplett-Anihilation in Anthrazen-Kristallen. Hier wurde bei der verzögerten Fluoreszenz bei kleinen Feldern zwar zunächst eine Zunahme um etwa 5% nachgewiesen, bei größeren Feldern bis 2.0 T aber ein Abfall auf ca. 80% beobachtet. Allerdings haben Johnson et al. keinen Einfluß auf die Fluoreszenz von Singulett-Excitonen festgestellt, und nach Funk [Fun88] trägt die verzögerte Fluoreszenz zur Lichtausbeute in SCSN38 kaum bei.

Die bisher zu diesem Thema durchgeführten Untersuchungen an amorphem Plastikszintillator, die leider nur bis zu Feldern von 0.1 T gehen, zeigen allerdings den gegenteiligen Effekt. Hier wurde sowohl von Blömker [Blö88] (SCSN38) als auch von Bertolucci et al. [Ber87] (PMMA mit 8% Naphtalen, 1% b-PBD und 0.01% POPOP) nachgewiesen, daß die Lichtausbeute in Plastikszintillator bis 0.1 T ansteigt.

Im Vergleich mit den Angaben des Herstellers zeigen die hier durchgeführten Messungen eine bei 1 T um einen Faktor 18 größere Verstärkung. In Abb. 4.3 sind die Angaben von Hamamatsu den Messungen mit der LED gegenübergestellt. Man erkennt deutlich den steileren Abfall in den vom Hersteller angegebenen Werten. Die gleiche Diskrepanz zwischen eigenen Messungen und Herstellerangaben haben M. Rivoal et al. für den Typ R 2021 festgestellt [Riv86]. Auch hier liegen die erreichten Verstärkungen wesentlich über den Angaben aus dem Datenblatt (s. Abb. 4.4).

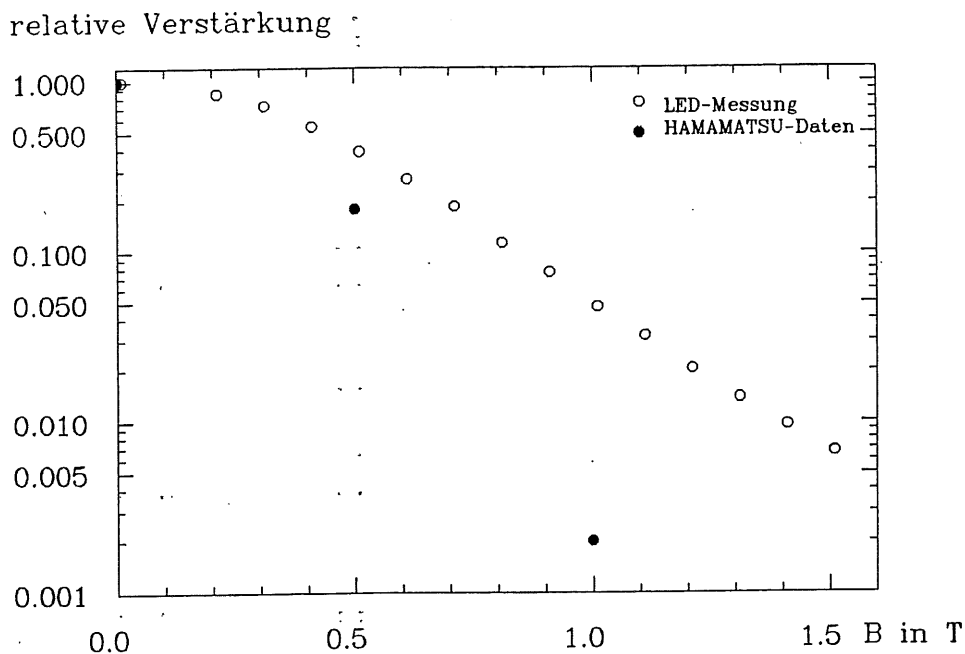


Abb. 4.3: Vergleich der Verstärkungsmessung mit den Prognosen des Herstellers.

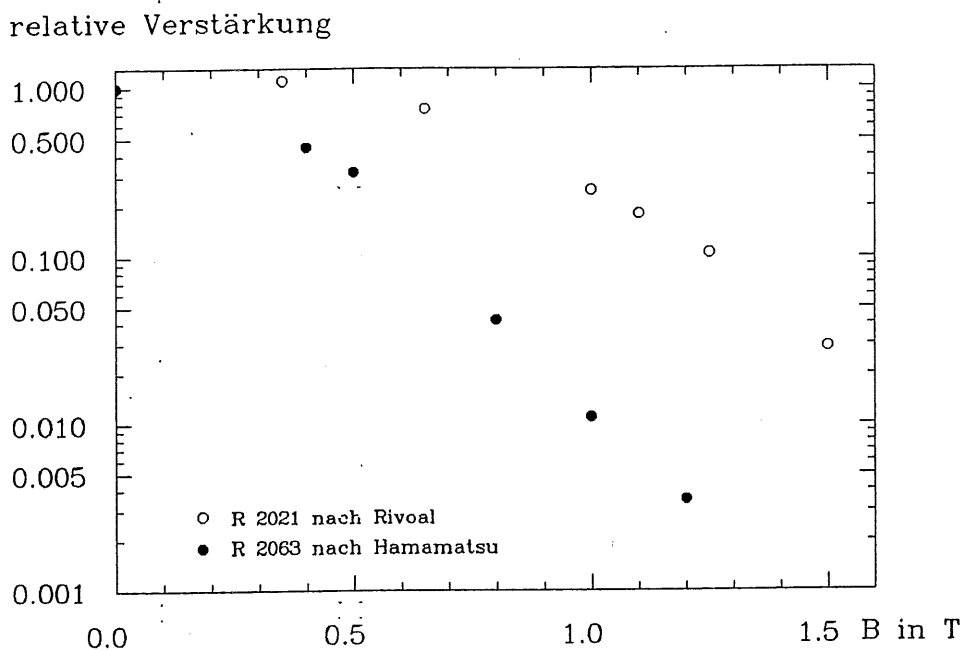


Abb. 4.4: Vergleich einer Verstärkungsmessung für den R 2021 mit den Prognosen des Herstellers für den R 2063 (nach [Riv86]).

4.1.2 Energieauflösung

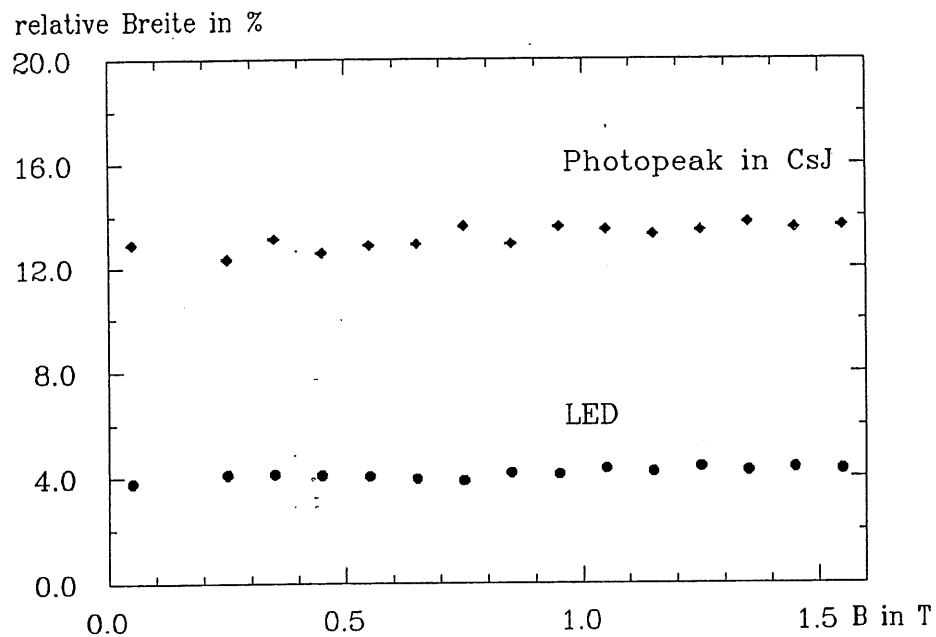


Abb. 4.5: Energieauflösung, dargestellt als relative Breite (FWHM) des Photopeaks in CsJ(Tl) bzw. des LED-Peaks

In Abb. 4.5 sind die Ergebnisse für die Energieauflösungsmessungen gegenübergestellt. Aufgetragen ist die relative Breite (FWHM) des gaußförmigen Photopeaks in CsJ bzw. des Peaks aus der LED-Messung. Die Energieauflösung des Multipliers wird durch das steigende Magnetfeld nicht beeinflusst. Der absolute Wert ist allerdings abhängig von der intrinsischen Breite des anregenden Systems.

Die Breite eines Photopeaks in CsJ ist bei Auslese mit Photomultipliern auch von Krüger [Krü87] zu 12% - 20% bestimmt worden, je nach Qualität des Kristalls.

4.1.3 Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke

Diese Messungen wurden mit zwei verschiedenen Anregungsmethoden durchgeführt. Die Anregung mit der Stickstoff-Entladungslampe führt zu folgenden Ergebnissen:

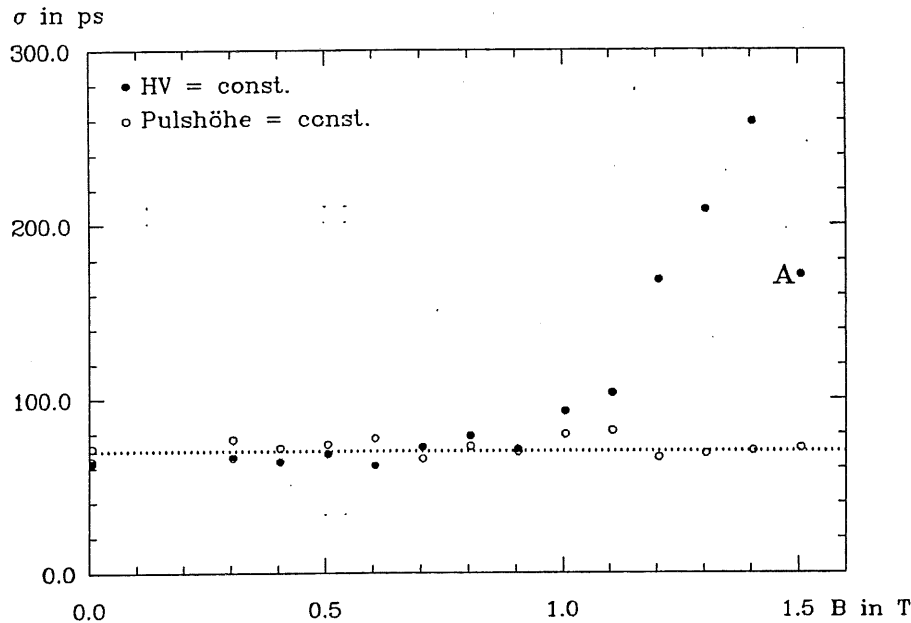


Abb. 4.6: Zeitauflösung (Varianz), aufgenommen mit der Stickstoffentladung bei konstanter Hochspannung (Punkte). Die Schwellen wurden konstant auf 10% der Pulshöhe gehalten, eine Ausnahme bildet Punkt A bei 1.5 T. Hier betrug die Schwelle 15% der Pulshöhe. Die offenen Kreise geben den Verlauf bei konstanter Pulshöhe an.

Der Wert für die Zeitauflösung liegt bei $\sigma = 70 \text{ ps}$, wobei angenommen wurde, daß beide Photomultiplier die gleiche Streuung aufweisen. Dieser Wert ist konstant bis zu einem Feld von 1.0 T. Bei größeren Feldern wird die Pulshöhe so klein, daß der Constant-Fraction-Diskriminator (CF) in einem Bereich arbeitet, in dem das zeitliche Ansprechen nicht mehr amplitudenunabhängig ist. Schwankungen in der Intensität der Entladung erhöhen hier die Streuung. Außerdem tritt das Rauschen bei so kleinen Pulsen zunehmend in den Vordergrund, zu erkennen daran, daß Punkt A in Abb. 4.6, der mit einer höheren Schwelle von 15% der Pulshöhe aufgenommen wurde, wieder eine deutlich bessere Zeitauflösung zeigt.

Um die Unzulänglichkeiten des CFs zu umgehen, wurde eine Meßreihe mit konstanter Pulshöhe von 3 V aufgenommen. Hierfür wurde die Hochspannung von 1300 auf 2700 V nachgeregelt, entsprechend dem Anwachsen des Magnetfeldes. Der Wert von 70 ps bleibt jetzt bis hinauf zu 1.5 T konstant. Die Zeitauflösung der Photomultiplier wird also vom Magnetfeld nicht beeinflusst, alle eventuellen Verschlechterungen sind auf Einflüsse des Constant-Fraction-Diskriminators und des Rauschens zurückzuführen.

In einer der späteren Anwendung besser entsprechenden Messung wurde die Zeitauflösung bestimmt, indem jeder Photomultiplier durch ein direkt auf der Kathode angebrachtes zylindrisches Stück Plastiksintillator angeregt wurde. Die Anregung der Szintillatoren erfolgte mit Hilfe eines ^{22}Na -Präparates, das koinzidente Photonen mit entgegengesetztem Impuls emittiert. Es wurde eine Meßreihe bei konstanter Hochspannung durchgeführt. Das Ergebnis entspricht den Messungen mit den Lichtpulsen. Die Streuung in der Zeitauflösung liegt hier bei knapp unter 200 ps (Abb. 4.7). Sie ist aus zwei Gründen absolut größer:

- Mit dieser Methode wird nicht zwischen Szintillator und Photomultiplier unterschieden. Dem Szintillator ist eine Zeit-Streuung inhärent, da die mittlere freie Weglänge für 511-keV-Photonen in Plastiksintillator über 10 cm beträgt¹. Eine Wechselwirkung mit den Elektronen des Materials ist an jedem Punkt der 3 cm langen Bahn möglich. Das heißt, der Zeitpunkt der Szintillation² streut in einem Zeitintervall $\Delta t = \frac{d \cdot n}{c} \approx 150 \text{ ps}$. Diese Unsicherheit überlagert sich der Streuung des Photomultipliers.
- Die Pulse der Compton-Verteilung haben einen größeren dynamischen Bereich. Dies vergrößert die Zeitauflösung, weil eine Unsicherheit in der Zeitbestimmung durch den Constant-Fraction-Diskriminator hinzukommt.

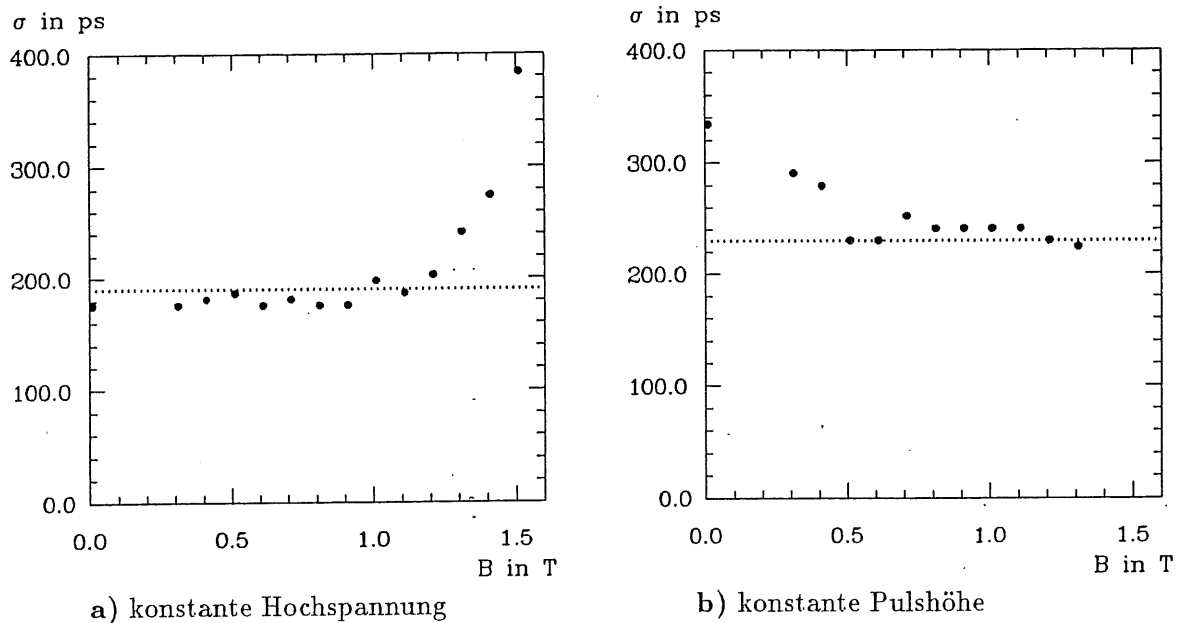


Abb. 4.7: $\sigma(B)$, bestimmt mit einem ^{22}Na -Präparat und Plastiksintillator (SCSN38).

Der Abknickpunkt liegt hier erst bei 1.2 T, obwohl die Pulshöhe an diesem Meßpunkt deutlich kleiner ist als die des entsprechenden Punktes in der Lichtpulsmessung. Dies läßt sich wiederum mit dem Verhalten des Constant-Fraction-Diskriminators erklären. Wie ausführlich bei Weser [Wes88] beschrieben, wird der Bereich, in dem der Zeitpunkt des Ausgangspulses nicht mehr amplitudenunabhängig ist, von der Anstiegszeit beeinflusst. Der Lichtpuls der N_2 -Entladungslampe hat Anstiegszeiten von ca. 10 ns,

¹mittlere freie Weglänge für 500-keV- γ in Kohlenstoff: $\lambda = 12 \text{ g/cm}^2$, $\rho_{\text{Szi}} = 1.04 \text{ g/cm}^3$

$\rightarrow s = \lambda/\rho = 11.5 \text{ cm}$

²mit $n_{\text{Szi}} = 1.58$ und $d = 3 \text{ cm}$

während ein Puls aus einem Plastikszintillator innerhalb von 2 ns sein Maximum erreicht. Für die schnellen Szintillatortpulse ist der amplitudenunabhängige Bereich im Constant-Fraction-Diskriminator größer.

Die Zeitmessungen bei konstanter Pulshöhe wurde bei 100 mV Compton-Kanten-Höhe durchgeführt. Dies ist der kleinste Wert, bei dem noch sichergestellt ist, daß der Constant-Fraction-Diskriminator keine unnötige Streuung überlagert. Die Messung wurde mit möglichst geringer Hochspannung begonnen, damit bis zu großen Feldern hin ein Nachregeln der Pulshöhe durch Erhöhung der Spannung zwischen den Dynoden möglich ist. Wie schon aus der Beschreibung der Messung mit konstanter Hochspannung hervorgeht, ist die maximale Hochspannung (2700 V) bei 1.2 T erreicht. Für größere Felder liegen daher keine Meßwerte vor.

Trotzdem tritt hier ein weiterer Effekt auf: der Anstieg bei kleinen Feldern respektive niedrigen Hochspannungen. Die Ursache hierfür liegt nicht im Magnetfeld, sondern in der niedrigen Hochspannung. Bei kleinen Lichtmengen wird deutlich, daß jeder Puls aus einer Summe von Single-Electron-Response (SER)-Pulsen besteht. Besonders in der Anstiegsphase des Lichtpulses wird durch die SER-Pulse ein Rauschen überlagert, das in jeder Art von Zeitdiskriminator zu zusätzlichen Schwankungen führt. Das SER-Signal-zu-Rausch-Verhältnis wird hauptsächlich von der Zahl der Photoelektronen bestimmt, die die erste Dynode erreichen, und von deren Sekundäremissionskoeffizienten. Offensichtlich sind Spannungen um 1600 V herum zu niedrig, um einen optimalen Transfer der Photoelektronen zur ersten Dynode und eine maximale Verstärkung an derselben zu gewährleisten. Das führt, besonders bei den kleinen Pulsen, die in einem Compton-Spektrum auch vorkommen, zu einem zusätzlichen Rauschen, das die Zeitauflösung ansteigen läßt. Um solche Effekte zu unterbinden, hätten die Schwellen erhöht werden müssen, damit der dynamische Bereich, hier 10:1, kleiner wird.

4.2 Ergebnisse für Photomultiplier im nicht-axialen Feld

Bei Winkeln bis zu ca. 20° zeigt sich keine Verschlechterung des Verhaltens der Photomultiplier, weder in der Verstärkung noch in der Energie- bzw. Zeitauflösung. Das heißt, leichte Inhomogenitäten des Feldes oder nicht exakt parallel zum Feld angebrachte Photomultiplier beeinträchtigen die Wirkungsweise der Veto-Wände nicht. Bei Winkeln oberhalb von 20° treten Effekte auf, die im einzelnen noch nicht verstanden sind. Erklärungsversuche wurden in Abschnitt 2.5 geliefert. Die auftretenden Effekte werden im folgenden beschrieben.

4.2.1 Verstärkungsverhalten bei schrägem Magnetfeld

Die relative Verstärkung bezüglich des Wertes bei parallelem Feld weist ein ausgeprägtes Maximum bei Winkeln um ca. 20° auf. Dieses Maximum tritt bei positiven wie negativen Winkeln auf, ist aber aufgrund von Fertigungstoleranzen in Höhe und Lage leicht unsymmetrisch. Ein Beispiel für diesen Verlauf ist in Abb. 4.8 für den Photomultiplier #133 dargestellt. Er tritt ebenso bei dem anderen untersuchten Exemplar auf.

Untersucht man, bei welchen Winkeln das Maximum auftritt und welche relative Überhöhung es erreicht, findet man eine Abhängigkeit dieser Größen vom Magnetfeld. Zur Illustration sind in den Abbildungen 4.9 und 4.10 alle durchgeführten Meßreihen dargestellt. Das Maximum der Überhöhung wächst mit steigendem Magnetfeld und verschiebt sich leicht zu größeren Winkeln. Um dieses Phänomen noch deutlicher zu machen, sind in Abb. 4.11 Lage und relative Höhe des Maximums für die verschiedenen Magnetfelder dargestellt.

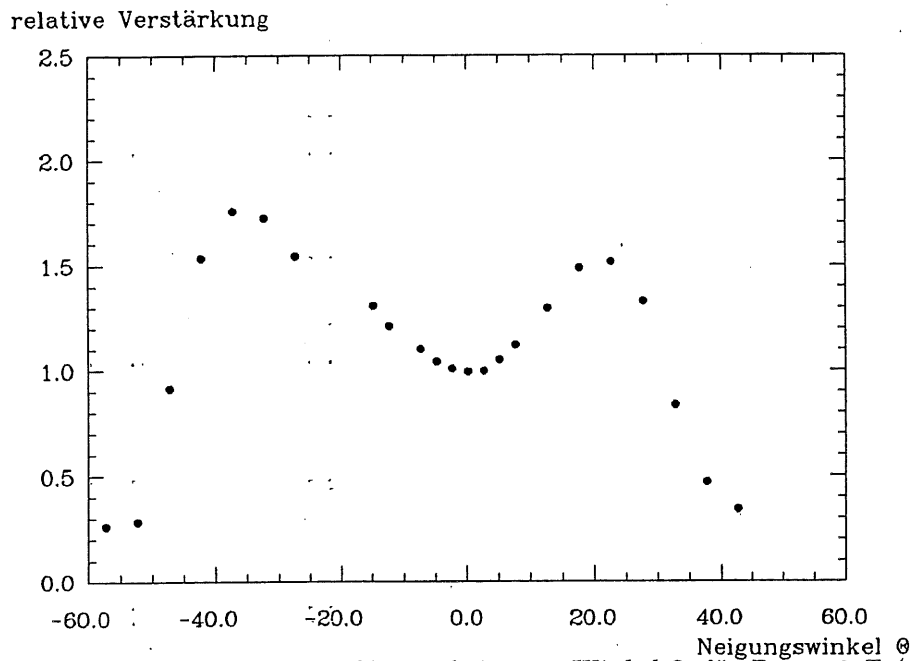


Abb. 4.8: Verstärkungsgang in Abhängigkeit vom Winkel Θ für $B = 1.2 \text{ T}$ (#133)

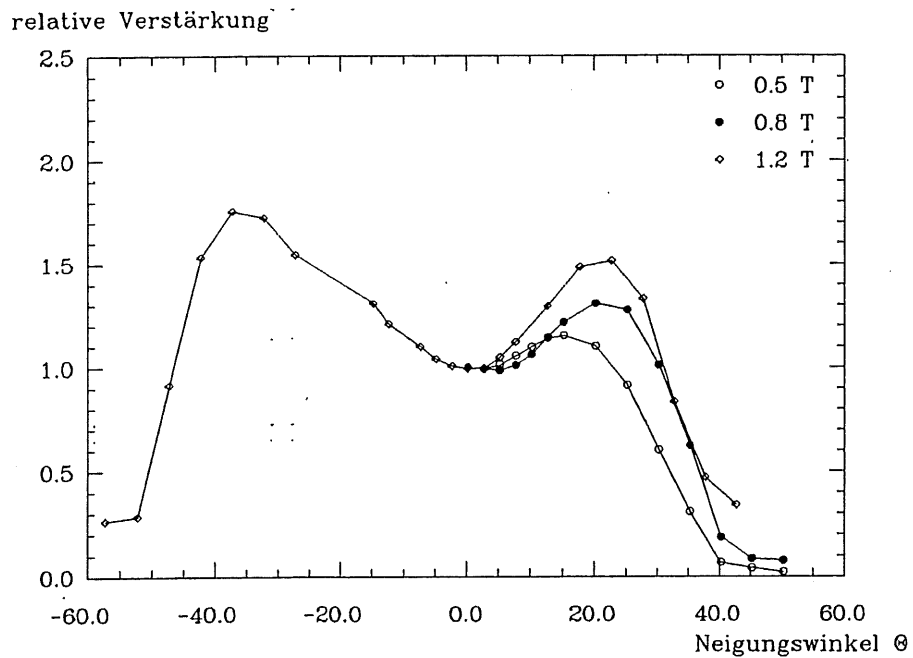


Abb. 4.9: Verstärkungsgang in Abhängigkeit vom Winkel Θ zwischen magnetischem und elektrischem Feld für den Photomultiplier #133 bei drei verschiedenen Magnetfeldstärken

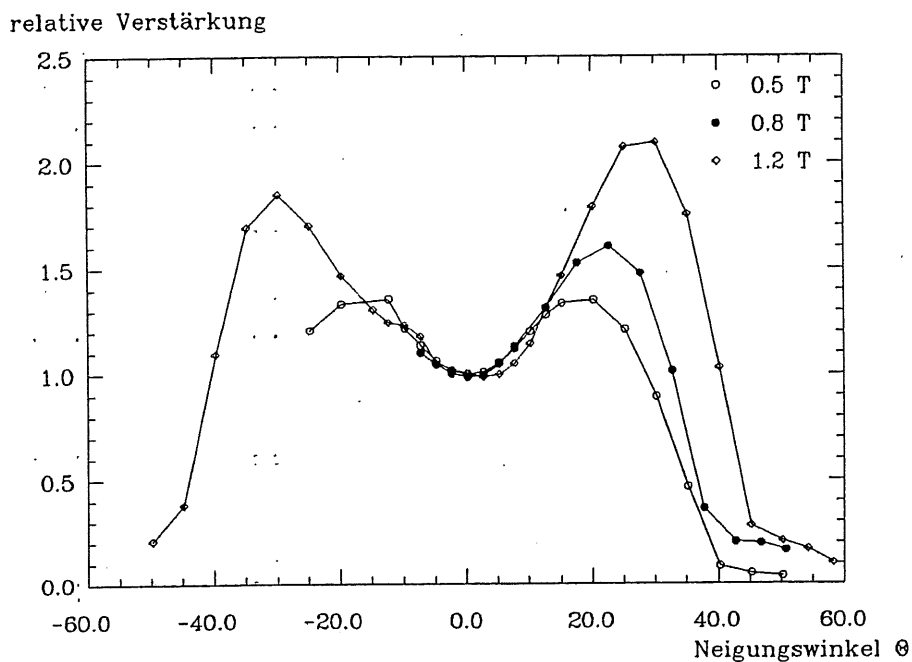


Abb. 4.10: Verstärkungsgang in Abhängigkeit vom Winkel Θ zwischen magnetischem und elektrischem Feld für den Photomultiplier #136 bei drei verschiedenen Magnetfeldstärken

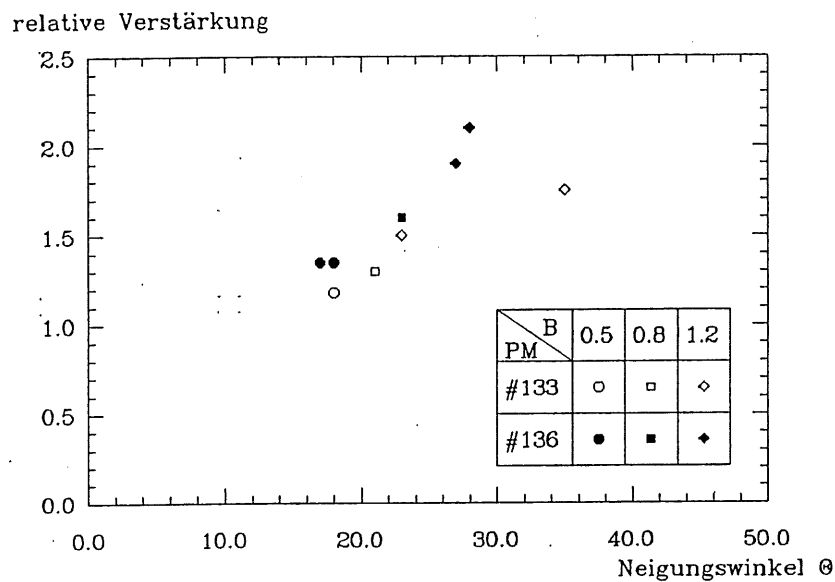


Abb. 4.11: Lage und relative Höhe des Maximums in der Winkelabhängigkeit der Verstärkung. Aufgetragen sind die Werte für beide Photomultiplier und alle drei Felder.

Sowohl Lage als auch Höhe des Maximums sind gut reproduzierbar, wie eine doppelt aufgenommene Meßreihe zeigt. (s. Abb. 4.12) Die Lage ist dort auf 0.5° reproduziert worden, die relative Höhe auf 2% genau. Die Reproduzierbarkeit wird auch durch die eine mit dem Photopeak in CsJ aufgenommenen Meßreihe bestätigt, jedenfalls in bezug auf die Lage des Maximums. Die Größe der Überhöhung ist hier aber deutlich kleiner (Abb. 4.13).

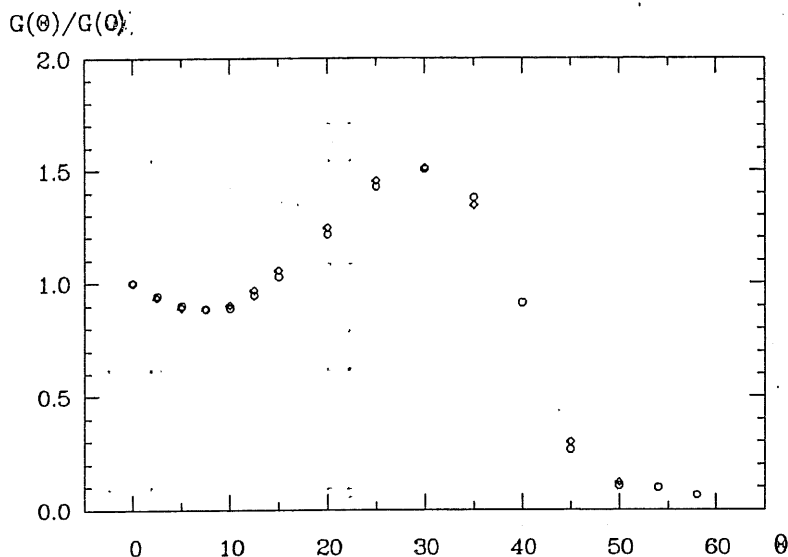


Abb. 4.12: Nachweis der Reproduzierbarkeit von Verstärkungsmessungen mit variablem Winkel am Beispiel einer Messung bei $0.8 T$ für den Photomultiplier #136

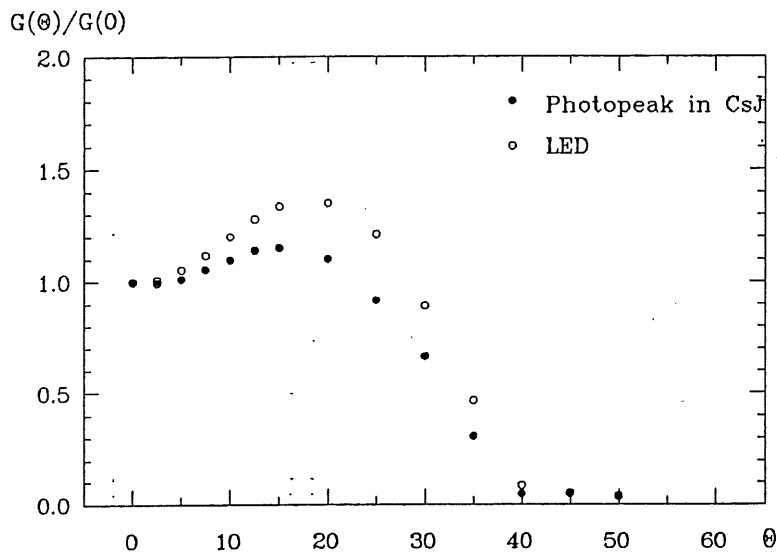


Abb. 4.13: Vergleich von Verstärkungsmessungen bei variablem Winkel, die mit der LED bzw. dem Photopeak im CsJ Kristall aufgenommen wurden. Beide Messungen sind bei $0.5 T$ durchgeführt worden.

Der Winkelbereich, in dem das Maximum der Überhöhung auftritt, liegt weit neben dem Winkel, bei dem das Maximum vom Hersteller angegeben wird. Hamamatsu gibt für ein Feld von 0.5 T eine Überhöhung von 108% an bei einem Winkel von etwa 12° . Rivoal et.al. [Cel86] haben jedoch ebenfalls das Maximum bei etwa 20° festgestellt und sogar eine Überhöhung von 190% bei 0.5 T.

Winkelabhängigkeit bei Abgriff an vorderen Dynoden

Diese Überhöhung wurde näher untersucht, indem die Entwicklung des Verstärkungsverhaltens entlang der Dynodenfolge beobachtet wurde. Hierzu wurde für ein festes Magnetfeld von 1.2 T bei beiden Photomultipliern das Signal nacheinander von der 4., 8. und 12. Dynode und auch noch einmal von der Anode abgenommen.

Für den Signalabgriff von den Dynoden wurden die jeweils folgende und alle weiteren auf Massenpotential gelegt. Die Hochspannung über dem verbleibenden Verstärker wurde entsprechend der Pulshöhe angepaßt. Die Verhältnisse bei den einzelnen Messungen sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

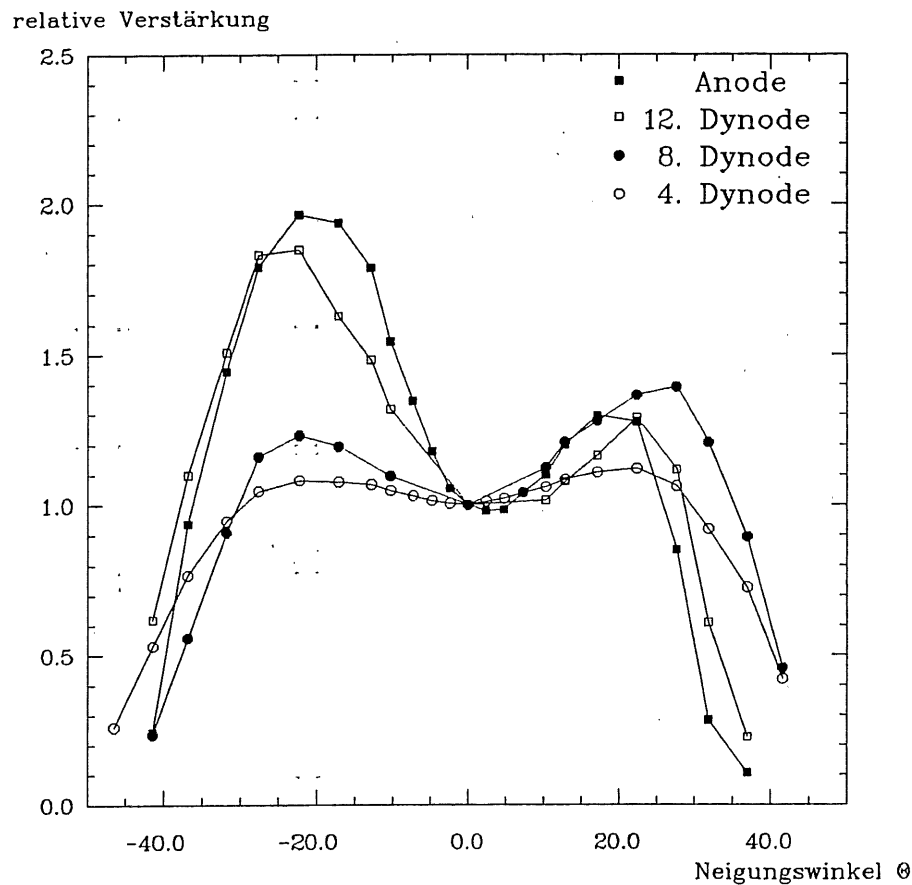


Abb. 4.14: Verstärkungsverhalten in Abhängigkeit vom Neigungswinkel für verschiedene Dynoden am Photomultiplier #133. Diese Messungen wurden bei einem Feld von 1.2 T durchgeführt.

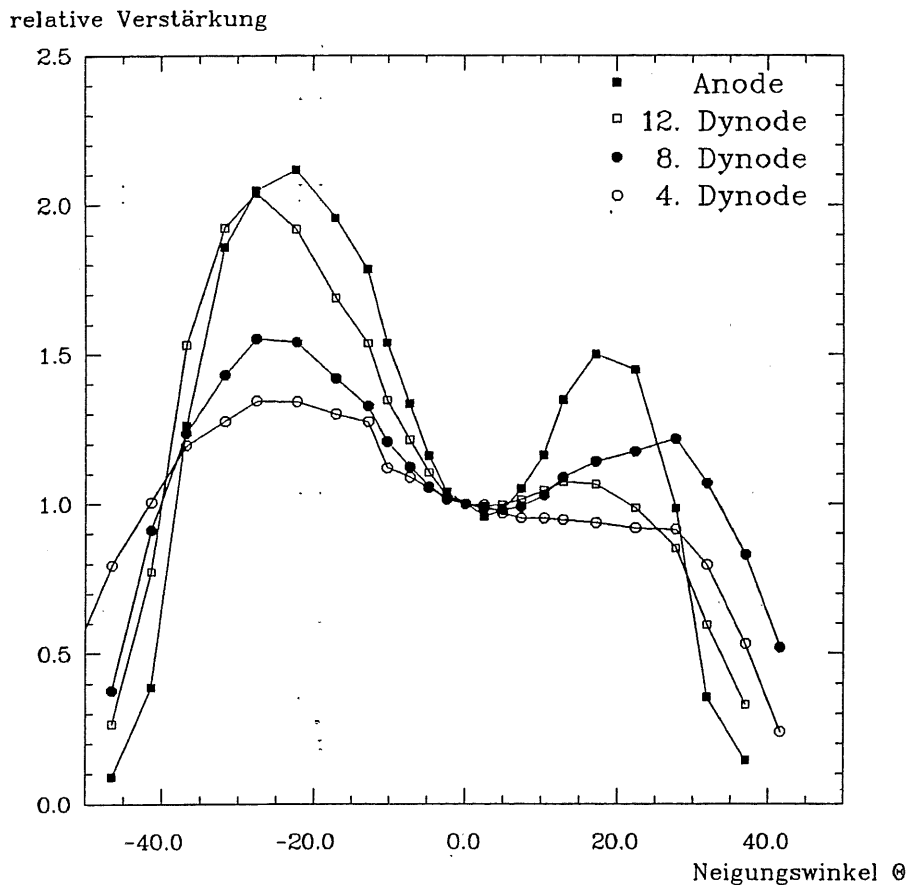


Abb. 4.15: Verstärkungsverhalten in Abhängigkeit vom Neigungswinkel für verschiedene Dynoden am Photomultiplier #136. Diese Messungen wurden bei einem Feld von 1.2 T durchgeführt.

Die Ergebnisse dieser zusätzlichen Messungen sind in Abb. 4.14 und Abb. 4.15 dargestellt. Man erkennt, daß die relative Überhöhung mit der Anzahl der Dynoden wächst. Das bedeutet, daß diese Überhöhung wirklich durch eine Erhöhung der Sekundärelektronenemissionsrate δ der einzelnen Dynoden verursacht wird und nicht etwa durch einen einmaligen Effekt z.B. an der Photokathode.

Es gibt offensichtlich einen optimalen Auftreffwinkel der Elektronen auf die Dynoden, bei dem die Elektronenvervielfachung δ maximal wird. Näheres hierzu in Kapitel 2.

Einzelheiten der Dynodenmessungen					
Abgriff bei	HV über alles	HV pro Dynodenstufe	Pulshöhe gegen 1M Ω	maximale Überhöhung	
				Θ	G/G_0
PM #133					
Anode	2000 V	111 V	5.5 V	+17.1	132.2%
				-22.3	196.4%
Dynode 12	2150 V	154 V	830 mV	+22.3	128.8%
				-22.3	184.7%
Dynode 8	2040 V	204 V	260 mV	+27.6	139.1%
				-22.3	123.1%
Dynode 4	1500 V	250 V	5 mV	+22.3	112.0%
				-22.3	108.1%
PM #136					
Anode	2000 V	111 V	7.5 V	+17.1	149.9%
				-22.3	211.7%
Dynode 12	1900 V	135 V	510 mV	+17.1	102.1%
				+12.8	104.2%
				-27.6	203.9%
Dynode 8	2040 V	204 V	220 mV	+27.6	121.8%
				-27.6	155.2%
Dynode 4	1500 V	250 V	5 mV	kein Maximum	
				-27.6	134.4%

Tab. 4.1: Tabelle der Einstellungen bei den Dynodenmessungen

Die Pulshöhe des Anregungspulses für die LED wurde zwischen den Messungen nicht konstant gehalten. Deshalb ist der Pulshöhe bei 0° keine Signifikanz zuzumessen. Insbesondere kann man nicht den Unterschied in der Verstärkung zwischen den Photomultipliern #133 und #136 daraus bestimmen. Die Ausgangspulshöhe wird hier nur angegeben, um eine Vorstellung von der Größenordnung zu vermitteln.

4.2.2 Energieauflösung bei nicht-axialem Feld

Die Energieauflösung wird vom Neigungswinkel θ beeinflusst. Der Verlauf für beide Photomultiplier ist in den Abbildungen 4.16 und 4.17 dargestellt.

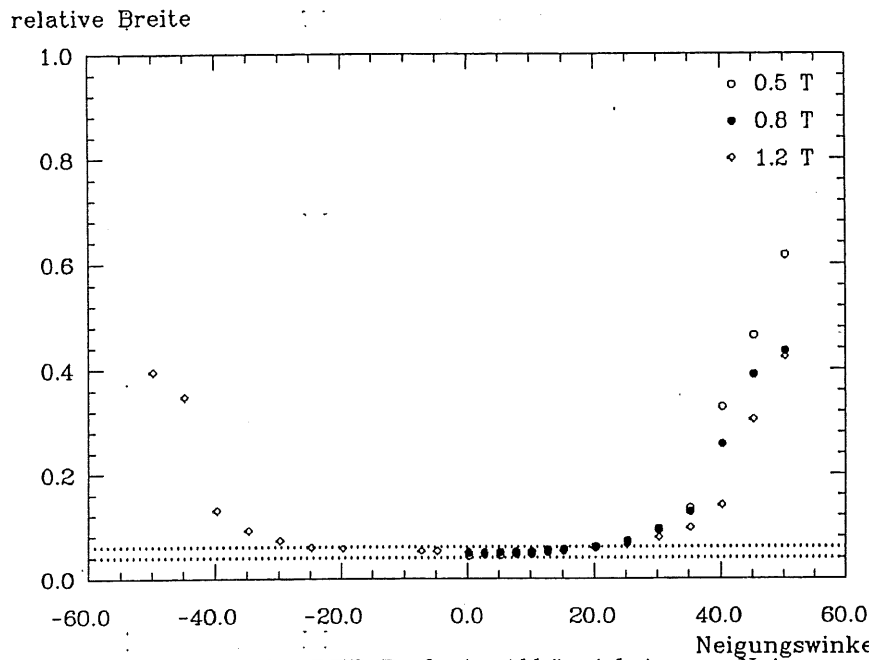


Abb. 4.16: Relative Breite des LED-Peaks in Abhängigkeit vom Neigungswinkel θ für den Photomultiplier #133. Eine Abweichung von mehr als 20 % von der Breite bei 0° wird bei $\pm 20^\circ$ erreicht.

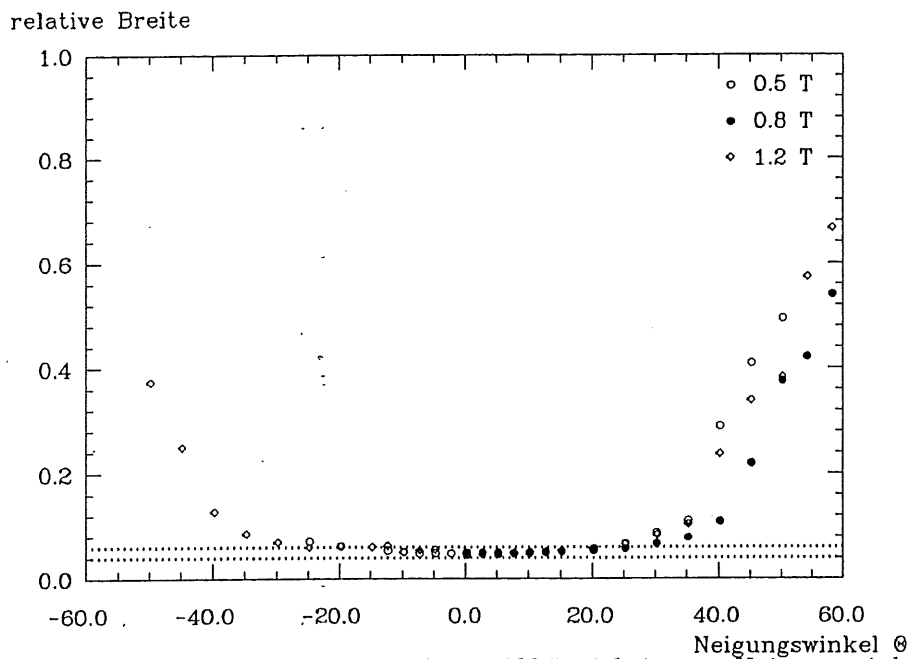


Abb. 4.17: Relative Breite des LED-Peaks in Abhängigkeit vom Neigungswinkel θ für den Photomultiplier #136. Eine Abweichung von mehr als 20 % von der Breite bei 0° wird bei $\pm 20^\circ$ erreicht.

Für die Messungen mit der LED steigt sie bei kleinen Winkeln bis zu 20° von 5% bei $\Theta = 0$ auf 6% leicht an. Etwa bei dem Winkel, bei dem die relative Verstärkung ihr Maximum erreicht hat und abzufallen beginnt, verschlechtert sich die Energieauflösung rapide. Bei diesen Winkeln ist die relative Pulshöhe noch größer als 1, so daß SER-Effekte oder sonstige mit der Pulshöhe erklärbar Phänomene keine Rolle spielen. (siehe Abb. 4.18)

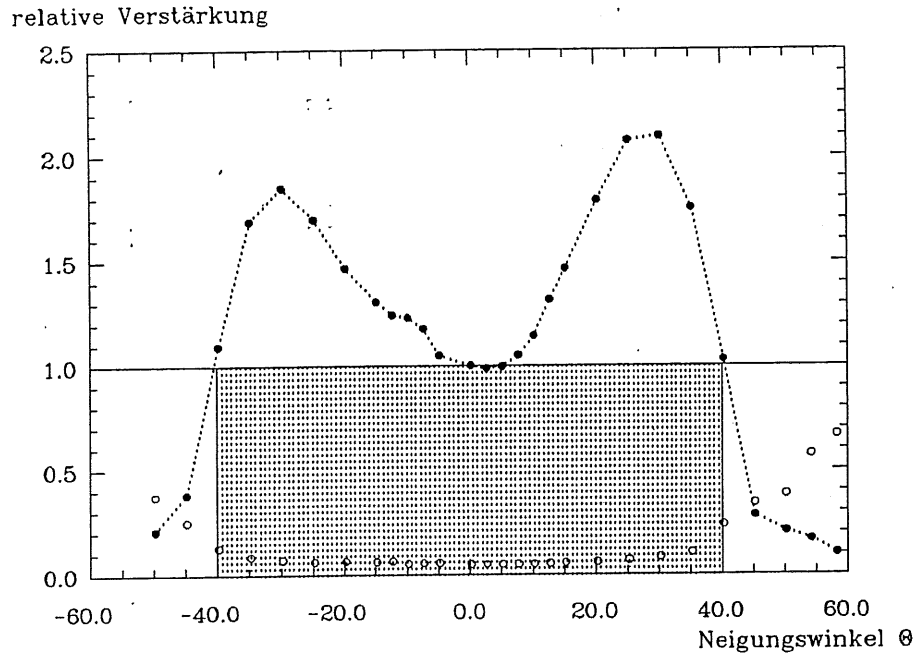


Abb. 4.18: Relative Breite des LED-Peaks in Abhängigkeit vom Neigungswinkel Θ (offene Kreise). Gleichzeitig ist hier derjenige Bereich schraffiert dargestellt, in dem die relative Pulshöhe (Punkte) größer oder gleich eins ist.

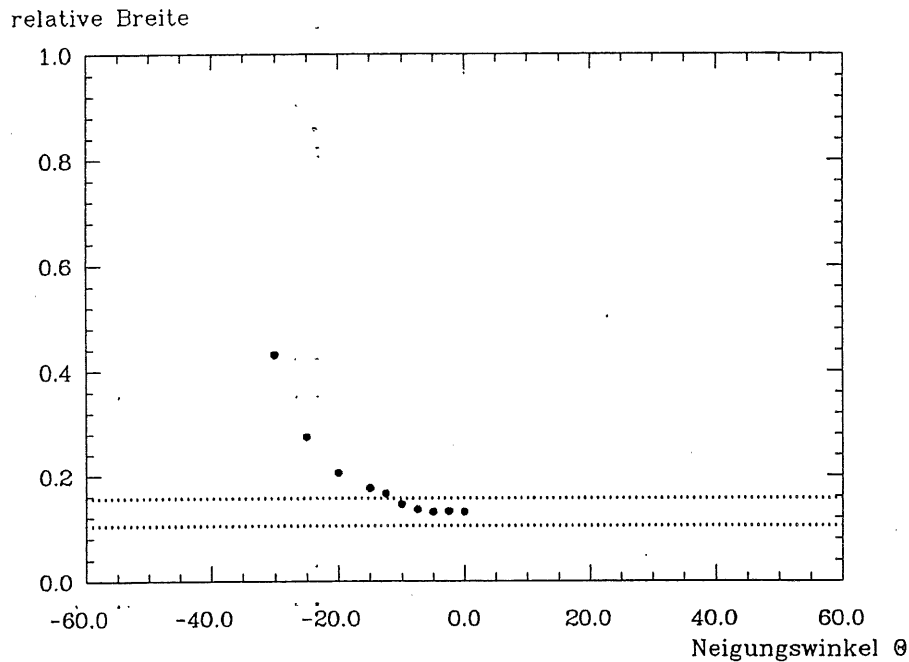


Abb. 4.19: Relative Breite des Photopeaks in CsJ in Abhängigkeit vom Neigungswinkel Θ für den Photomultiplier #136. Eine Abweichung von mehr als 20 % von der Breite bei 0° wird bei 12° erreicht.

Die Abhängigkeit des Abknickwinkels von der Magnetfeldstärke läßt sich hier nicht signifikant nachweisen. Ein Einfluß ist jedoch nicht auszuschließen. Bei der CsJ-Messung wird die Grenze von $\pm 20\%$ bereits bei einem Winkel von ca. 12° erreicht (s. Abb. 4.19).

4.2.3 Zeitauflösung bei gekipptem Photomultiplier

Wenn die Zeitauflösung auch, wie wir gesehen haben, von einem Feld parallel zur Multiplierachse nicht beeinträchtigt wird, so ist doch beim Kippen der Röhre im Feld ein deutlicher Anstieg der Zeitauflösung zu bemerken. Er beginnt etwa dort, wo die Verstärkungsüberhöhung ihr Maximum erreicht, kann also nicht durch Pulshöheneffekte erklärt werden. In Abb. 4.20 werden die Lichtpulsmessungen für zwei verschiedene Felder vorgestellt. Der Wert aus den Messungen bei axialem Feld wird bis zu einem Winkel von ca. 20° gehalten, danach steigt die Zeitauflösung sehr steil an.

Im Vergleich dazu beginnt ein leichter Anstieg bei den Szintillatormessungen praktisch sofort. Das läßt sich analog zu Abschnitt 4.1.3 mit dem größeren dynamischen Bereich der Pulse sowie der viel kleineren Pulshöhe erklären. Der steile Anstieg der Zeitauflösung beginnt aber auch bei dieser Messung, deutlich bevor die Pulshöhe unter ihren Wert bei ungekipptem Photomultiplier sinkt, das heißt, er kann nicht nur auf die kleinere Pulshöhe zurückzuführen sein. Das qualitative Verhalten ist für beide untersuchten Felder gleich, wie aus Abb. 4.21 hervorgeht. Der Wert von $\sigma = 300$ ps für einen Multiplier wird bei beiden Messungen bei ca. 25° überschritten. Hierin sind, wie schon in Abschnitt 4.1.3 ausgeführt, die Laufzeitschwankungen im Volumen des Plastiksintillators enthalten.

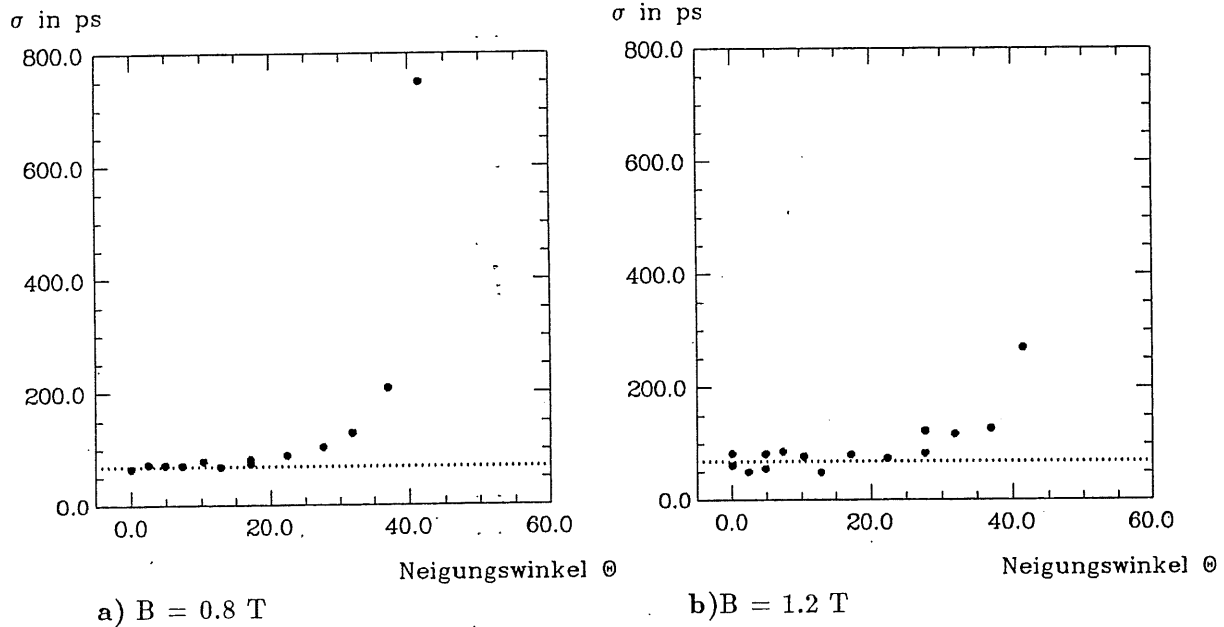


Abb. 4.20: Zeitauflösung in Abhängigkeit vom Neigungswinkel $[\sigma(\theta)]$, bestimmt mittels gleichzeitiger Anregung beider Photomultiplier mit einer Stickstoffentladungslampe.

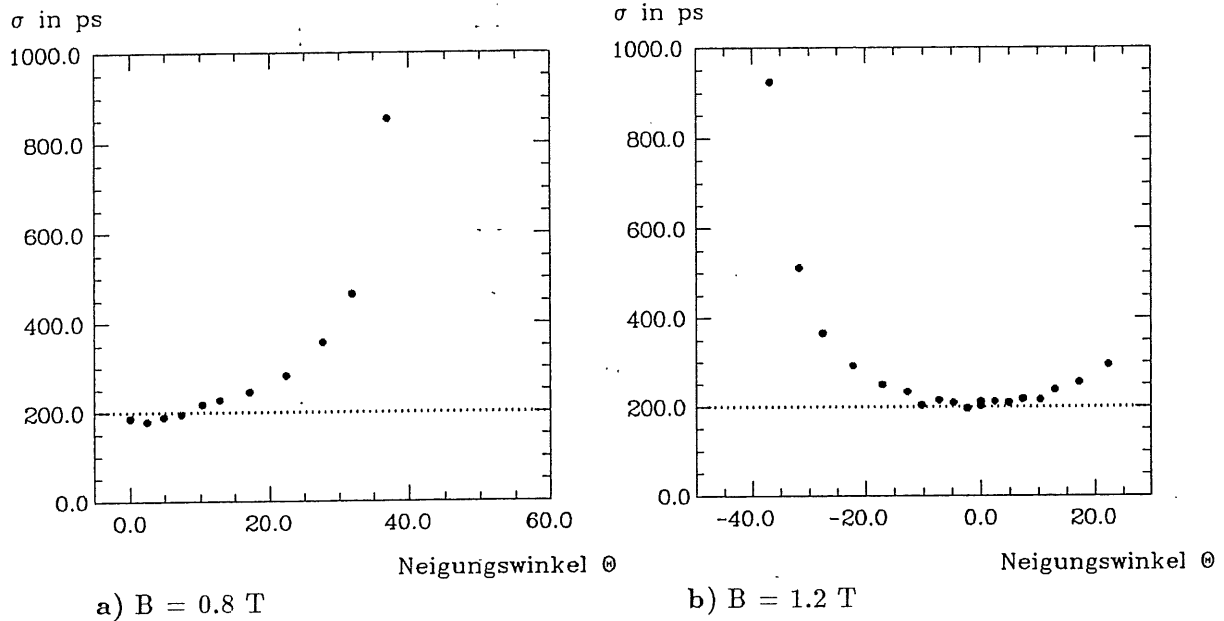


Abb. 4.21: Zeitauflösung in Abhängigkeit vom Neigungswinkel $[\sigma(\theta)]$; die gleichzeitige Anregung beider Photomultiplier erfolgte mit Hilfe eines ^{22}Na -Präparates und Plastikszintillator.

Kapitel 5

Zusammenfassung

5.1 Zusammenstellung der Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurde der 16-stufige Photomultiplier R 2490 der Firma Hamamatsu auf seine Eigenschaften in einem homogenen Magnetfeld von bis zu 1.5 T untersucht. Diese Untersuchungen wurden im Hinblick auf den Einsatz dieses Multipliertyps zur Auslese der Veto-Wände im H1-Detektor durchgeführt. Dort werden sie einem longitudinalen Magnetfeld von 1.2 T ausgesetzt sein.

Die Kathode wurde je nach den Erfordernissen mit Licht einer Stickstoffentladungslampe oder einer grünen LED beleuchtet, das mittels eines Lichtleiters diffus eingestrahlt wurde. In anderen Meßreihen wurden mit einem radioaktiven Präparat angeregte Szintillatoren verwendet, die direkt auf die Kathode aufgesetzt wurden.

Die Verstärkung fällt, qualitativ in Übereinstimmung mit den Angaben des Datenblattes, mit wachsender Magnetfeldstärke nahezu exponentiell ab. Allerdings zeigten beide untersuchten Exemplare einen deutlich flacheren Abfall, als er laut Datenblatt vorauszusehen gewesen wäre. Die Verstärkung beträgt bei 1.2 T noch 2% des Wertes ohne Feld.

Ein Einfluß auf die Energieauflösung kann bis 1.5 T nicht festgestellt werden. Die relative Breite eines 511-keV Photopeaks in CsJ(Tl) beträgt 13.5%.

Die Zeitauflösung hat sich als vom Magnetfeld nicht beeinflussbar erwiesen. Dabei wurde die Streuung in der Differenz des zeitlichen Eintreffens der Ausgangspulse zweier im Magnetfeld befindlicher Röhren bestimmt, die gleichzeitig angeregt wurden. Nachdem Pulshöheneffekte ausgeschlossen wurden, hielt sich die Streuung in der Durchgangszeit konstant bei 70 ps bis hinauf zu 1.5 T (bei Anregung mit einer Stickstoff-Entladungslampe).

Die Verstärkung nimmt mit dem Neigungswinkel θ zwischen Photomultiplierachse und Magnetfeld zunächst deutlich zu, um dann bei einem Winkel von ca. 20° steil abzufallen. Das Maximum in der Verstärkung erreicht, abhängig von Exemplar und Magnetfeldstärke, bis zu 210% der Pulshöhe ohne Neigung. Die Verstärkung ist also in einem Bereich von $\pm 35^\circ$ größer als bei axialem Feld.

Sowohl Energie- als auch Zeitauflösung werden mit dem Neigungswinkel schlechter. Die Verschlechterung setzt in beiden Fällen bei den Winkeln ein, bei denen die relative Verstärkung ihr Maximum überschreitet und abzufallen beginnt. Die Energieauflösung wie auch das Zeitverhalten bleiben also bis zu etwa 20° vom Neigungswinkel unbeeinflusst.

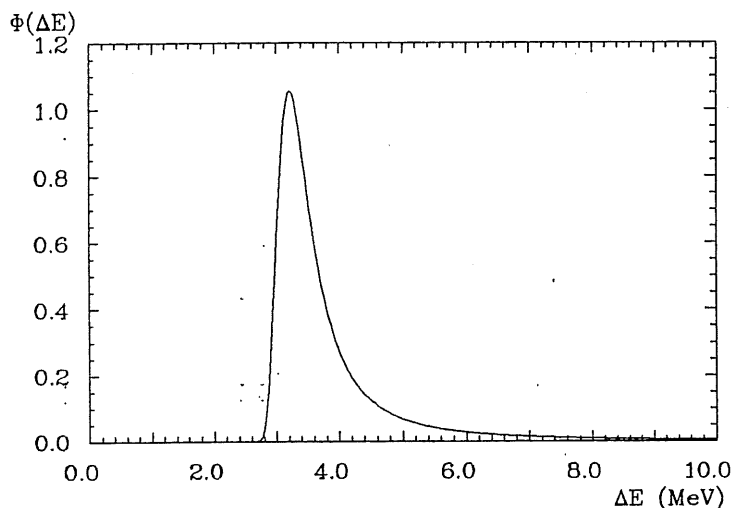


Abb. 5.1: Detektorspezifische Energieverlust-Verteilung (Landau-Verteilung) für 3 GeV-Elektronen in 2 cm Plastikszintillator (nach Funk [Fun88]).

5.2 Ausblick auf die Zukunft

Die Veto-Wände werden aus $32 \times 32 \text{ cm}^2$ großen Kacheln aus 2 cm dickem Plastikszintillator bestehen. Jede dieser Kacheln wird in der Mitte mit einem Photomultiplier des untersuchten Typs ausgelesen werden. Als Information wird nur ein logisches Signal verlangt, dessen Zeitunschärfe unter 4.5 ns bleiben muß. Diese 4.5 ns ergeben sich aus der Forderung, daß es möglich sein soll, von hinten in den Detektor eintretende Teilchen von aus dem Wechselwirkungspunkt kommenden aufgrund des Zeitunterschiedes zu trennen. Mit dieser Methode werden Untergrundereignisse, die durch Reaktionen der Protonen mit der Strahlrohrwand kurz vor dem Detektor entstehen, erkannt und daraufhin verworfen.

Der Untergrund besteht zum größten Teil (in der Reihenfolge der Häufigkeit) aus γ , π^- , π^+ , n , e^+ , p , e^- . Diese Teilchen machen 97% der Untergrundereignisse aus [Fun89]. Davon entfallen allerdings gut die Hälfte auf hochenergetische γ 's und Neutronen, die in den Veto-Wänden nur mit kleiner Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Die übrigen Teilchen, wie auch die letzten 3%, durchqueren die Veto-Wände zum größten Teil mit sehr hoher Energie, das heißt als minimal ionisierende Teilchen (minimal ionizing particles, MIP).

Hier wird aus Ergebnissen der Messungen an einzelnen Kacheln im Teststrahl mit 3 GeV Elektronen auf die Pulshöhe der MIPs geschlossen. Es wird der Einschub in eine Ecke der Kachel betrachtet. Von dort ist der Lichtweg zur auslesenden Fläche in der Mitte der Kachel am größten, und das Licht erfährt maximale Abschwächung. Für den Einschub nahe der Mitte sind die Pulse nach Pichler [Pic89] um einen Faktor 5 größer.

Der Energieverlust von geladenen Teilchen in Plastikszintillatoren folgt der Landau-Verteilung. In Abb. 5.1 ist die Landau-Verteilung für 3 GeV-Elektronen in 2 cm Plastikszintillator dargestellt. Der wahrscheinlichste Energieverlust beträgt hier 3.2 MeV. Der Anstieg bei kleineren Energien erfolgt sehr steil, so daß ein Energieverlust von 10% unter 3.2 MeV schon sehr unwahrscheinlich ist.

Minimal ionisierende Elektronen deponieren etwa 20% weniger Energie (Abb. 5.2) als solche mit einer Anfangsenergie von 3 GeV.

Andererseits sind die Werte, die für die Abschätzung herangezogen werden, mit einer Hochspannung am Photomultiplier von 2300 V ermittelt worden. Die laut Datenblatt

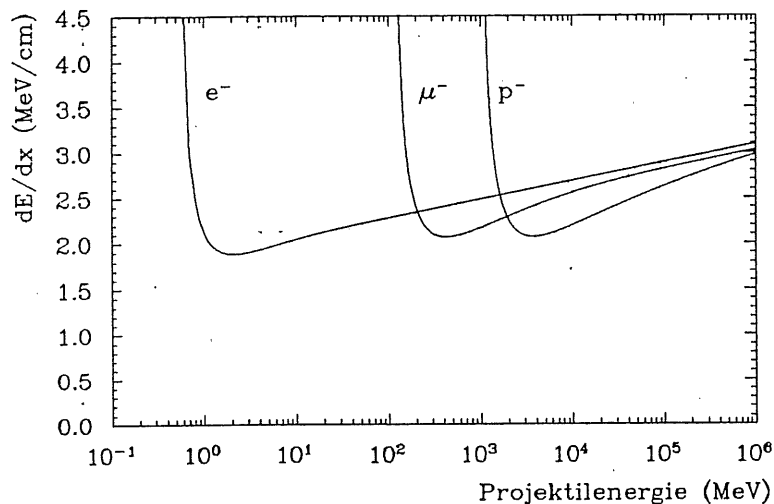


Abb. 5.2: Energieverlust verschiedener geladener Teilchen in 2 cm Plastiksintillator (nach Funk [Fun88]).

maximale Hochspannung liegt jedoch bei 2700 V. Nach einer Mitteilung des Herstellers kann der Photomultiplier im Magnetfeld sogar bei höheren Spannungen betrieben werden. Wichtig ist vor allem, daß der Anodenstrom nicht zu groß wird. Natürlich muß darauf geachtet werden, daß zwischen den Dynoden keine Spannungsüberschläge entstehen.

Das Magnetfeld erniedrigt die Pulshöhe um einen Faktor 50 (s. Abschnitt 4.1.1). Faßt man diese Einflüsse zusammen, erhält man folgende Abschätzung für die kleinste Pulshöhe, die minimal ionisierende Elektronen am Photomultiplier erzeugen:

Ohne Feld, maximaler Abstand vom Photomultiplier,	
HV 2300 V, 3-GeV-Elektronen, Pulshöhe im Maximum	→ 550 mV
linke Flanke der Landau-Verteilung -10%	→ 500 mV
MIPs -20%	→ 420 mV
Einfluß des Magnetfeldes von 1.2 T × 0.02	→ 8 mV
Erhöhung der Hochspannung × 2.8	→ 22 mV

Hierbei bleibt ein eventueller Einfluß des Magnetfeldes auf die Lichtausbeute unberücksichtigt.

Kritisch für die Zeitdiskriminierung sind die kleinen Pulse. Da das Rauschen im Feld aber genauso wie die Verstärkung zurückgeht, bleibt der Signal - Rausch - Abstand erhalten. Nach Funk [Fun89] wird der Photomultipliausgang über einen schnellen Verstärker auf einen Zeitdiskriminator gegeben, so daß es mit der Schwelle des Diskriminators oder eventuellen Verschlechterungen wegen zu kleiner Pulse keine Schwierigkeiten geben wird.

Die maximale Laufzeitstreuung innerhalb einer Kachel beträgt nach Pichler 1.6 ns (halbe Diagonale = $\sqrt{2} \times 16^2 \text{ cm}^2 = 22 \text{ cm}$). Setzt man großzügig 300 ps als Streuung für Szintillation und Photomultiplier an, bleibt die Zeitaufösung der Veto-Wand gut unter 1.7 ns.

Literaturverzeichnis

- [Ber87] Bertolucci et al., *Influence of Magnetic Fields on the Response of Acrylic Scintillator*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A254 (1987), p. 561.
- [Blö88] D. Blömker, *Verhalten von Plastiksintillatoren im Magnetfeld*. Diplomarbeit, Hamburg 1988.
- [Cel86] M. George, M. Rivoal, *Cello Time of Flight*. Cello-Note P042, 1986.
- [Fin89] G. Finsel, *Untersuchungen von Trioden, Tetroden und 8-stufigen Photomultipliern in Magnetfeldern bis zu 1.5 T*. Diplomarbeit, Hamburg 1989.
- [Fun88] M. Funk, *Untersuchung des Pulshöhenverhaltens von geraden und bogenförmigen Plastiksintillationsdetektoren*. Diplomarbeit, Hamburg 1988.
- [Fun89] M. Funk, mündliche Mitteilung.
- [Gra84] H. Graßmann et al., *Properties of CsJ(Tl)*. Forschungsbericht Universität Erlangen, Nürnberg 1984.
- [Ham85] Hamamatsu Photonics K. K., *Photomultiplier Tubes*. Katalog, Japan 1985.
- [Ham86] Hamamatsu Photonics K. K., *Technical Data Sheet for the R 2063 and R 2490*. Hamamatsu City 1986.
- [Joh67] R. C. Johnson et al., *Effects of Magnetic Fields on the Mutual Annihilation of Triplet Excitons in Molecular Crystals*. Phys. Rev. Letters 19,6 (1967), p. 285.
- [Kno79] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York 1979.
- [Krü87] S. Krüger, *Untersuchungen an CsJ(Tl) - Kristallen mit Photomultiplier- und Photodiodeauslese*. Diplomarbeit, Hamburg 1987.
- [Lan66] R. Langkau, *Szintillationszähler*, in H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren*. Verlag G. Braun, Karlsruhe 1966.
- [Pic89] C. Pichler, Diplomarbeit in Vorbereitung, Hamburg 1989.
- [Riv85] M. Rivoal, *Test of a Photomultiplier Tube with very thin Dynodes in a high Magnetic Field*. Internal Report H1-12/85-36, Paris 1985.
- [Scha84] B. Scharlemann, *Experimente und Programmentwicklungen zur individuellen Impulshöheneichung organischer Szintillationszähler*. Diplomarbeit, Hamburg 1984.
- [Sie81] Siemens, *Opto-Halbleiter*. Datenbuch 1981/82, München 1981.

- [Tak85] F. Takasaki et al., *Performance of a Photomultiplier Tube with Transmissive Dynodes in a High Magnetic Field*. Nucl. Instr. and Meth. 228 (1985), S. 369.
- [Tec86] H1-Collaboration, *Technical Proposal for the H1-Detector*. 1986.
- [Val87] Valvo, *Fotovervielfacher etc.. Datenbuch*, Hamburg 1987.
- [Wes88] H. Weser, *Untersuchung zur Zeitauflösung von Plastikszintillatoren mit verschiedenen Geometrien*. Diplomarbeit, Hamburg 1988.
- [Zeu86] ZEUS-Collaboration, *The ZEUS-Detector*. Technical Proposal, 1986.

Danksagung

Ich danke allen, die mir bei der Erstellung dieser Diplomarbeit mit Rat und Tat beige-
standen haben. Insbesondere danke ich:

- Herrn Prof. Dr. H.H. Duhm für die Aufgabenstellung und die Freiheit, die er mir während der Durchführung der Experimente gewährt hat;
- Herrn Prof. Dr. R. Langkau für die praktische und moralische Unterstützung bei experimentellen und allen sonst angefallenen Problemen;
- den Herren Dipl. Phys. H. Weser und Dipl. Phys. M. Funk für die praktische Einführung in die Kunst, eine Meßzeit durchzuführen, den Entwurf des Meßaufbaus sowie ihre Unterstützung in allen Fragen des Institutslebens;
- Herrn Dr. W. Bauhoff für die Beantwortung aller theoretischer Fragen, besonders im Zusammenhang mit dem Lösen von Differentialgleichungssystemen;
- der Gruppe Umweltanalytik des I. Institutes, speziell Herrn J.-P. Koopmann, für ihre Hilfsbereitschaft, die Dynoden zu untersuchen und die Elektronenmikroskop-
aufnahmen anzufertigen;
- Herrn B. Leicht und seinen Mitarbeitern in der Werkstatt für schnelle und sorgfältige
Ausführung noch so ungenauer Aufträge;
- Frau M. Berghaus für die sorgfältige Anfertigung von Zeichnungen;
- Herrn H. Hagedorn und den Technikern des Zyklotrons, namentlich Herrn M. Matysek,
für ihre Hilfe bei den Transporten anlässlich der Meßzeiten;
- der Desy-MEA-Gruppe und Herrn I. Ludwig von MKK1 für die technische Un-
terstützung während der Meßzeiten;
- meinen Eltern dafür, daß sie mir dieses Studium ermöglicht haben;
- und zu guter Letzt der H1-Gruppe des Institutes und der Spaltex-Gruppe für ihre
Unterstützung bei den alltäglichen Schwierigkeiten, das angenehme Arbeitsklima
und die Sorge um den Ausgleichssport.

Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen verwendet zu haben.