

Untersuchungen zum Verhalten von  
Trioden, Tetroden und  
8-stufigen Photomultipliern  
in Magnetfeldern bis zu 1.5T

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

vorgelegt von  
Gisela Finsel  
Maschen

28. Februar 1989

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Betrachtungen</b>	<b>9</b>
2.1	Aufbau von Photomultipliern, Tetroden und Trioden . . . . .	10
2.2	Die Photokathode . . . . .	12
2.2.1	Der Photoeffekt . . . . .	12
2.2.2	Eigenschaften und Aufbau von Photokathoden . . . . .	13
2.2.3	Quantenausbeute und spektrale Empfindlichkeit . . . . .	13
2.3	Der Elektronenvervielfacher . . . . .	15
2.3.1	Fokussierungssysteme . . . . .	15
2.3.2	Sekundärelektronenemission . . . . .	16
2.3.3	Verstärkungsfaktoren . . . . .	19
2.3.4	Spannungsteiler . . . . .	20
2.4	Ausgangssignale von Photomultipliern . . . . .	21
2.4.1	Dunkelstrom . . . . .	21
2.4.2	Form der Ausgangssignale . . . . .	23
2.4.3	Pulshöhenauflösung . . . . .	25
2.4.4	Zeitauflösung . . . . .	26
2.5	Bewegung von Elektronen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern . . . . .	26
2.6	Lichtleiter und Szintillatoren . . . . .	31
2.6.1	Lichtleiter . . . . .	31
2.6.2	Szintillatoren . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Die Meßanordnungen</b>	<b>34</b>
3.1	Allgemeiner Versuchsaufbau . . . . .	35
3.1.1	Das Magnetfeld . . . . .	35
3.1.2	Gehäuse und Spannungsteiler . . . . .	36
3.1.3	Auswahl der Lichtquelle . . . . .	37
3.1.4	Auswahl und Ankopplung der Lichtleiter . . . . .	39
3.2	Messung der Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung . . . . .	41
3.2.1	Meßanordnung . . . . .	41
3.2.2	Meßprogramm . . . . .	44
3.3	Messung der Veränderung der Zeitauflösung und der Laufzeitunterschiede . . . . .	45
3.3.1	Meßanordnungen . . . . .	45
3.3.2	Meßprogramm . . . . .	50
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>52</b>
4.1	Auswertung der Meßdaten . . . . .	52
4.2	Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung . . . . .	53

4.2.1	Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf der Kathode . . . . .	54
4.2.2	Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke . . . . .	58
4.2.3	Winkelabhängigkeit . . . . .	59
4.3	Änderung der Zeitauflösung und Laufzeitunterschiede . . . . .	66
4.3.1	Änderung der Zeitauflösung . . . . .	66
4.3.2	Laufzeitunterschiede . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Energie- und Zeitauflösung</b>	<b>73</b>
5.1	Messung mit Quellen . . . . .	73
5.1.1	Versuchsaufbau . . . . .	73
5.1.2	Ergebnisse . . . . .	75
5.2	Messung am DESY-Teststrahl . . . . .	77
5.2.1	Vorbemerkungen . . . . .	77
5.2.2	Versuchsaufbau . . . . .	80
5.2.3	Ergebnisse . . . . .	81
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>83</b>
<b>A</b>	<b>Photomultiplierdaten</b>	<b>85</b>
<b>B</b>	<b>Daten zum Magnetfeld</b>	<b>91</b>
<b>C</b>	<b>Daten und Abbildungen zum mechanischen Aufbau</b>	<b>94</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau von konventionellen Photomultipliern. . . . .	10
2.2	Schematischer Aufbau von Microchannel-Plate-Photomultipliern und Photomultipliern mit Transmissionsdynoden. . . . .	11
2.3	Quantenausbeute und spektrale Empfindlichkeit der Photokathode der HAMAMATSU Photomultiplier. . . . .	14
2.4	Beispiele für die Überführung der Elektronen durch elektrostatische Felder von Kathode zu Dynode (bzw. Dynode zu Dynode). . . . .	15
2.5	Bandstrukturen in der Nähe der Oberfläche für Halbleiter. . . . .	17
2.6	Abhängigkeit der Sekundärelektronenemissionsrate vom Einfallswinkel $\Phi$ der Elektronen. . . . .	18
2.7	Elektronenmikroskopaufnahme der Transmissionsdynoden von HAMAMATSU. . . . .	19
2.8	Abhängigkeit der Stromverstärkung von der angelegten Hochspannung für die Trioden und Tetroden von HAMAMATSU. . . . .	20
2.9	Spannungsteiler für einen 8-stufigen Photomultiplier. . . . .	21
2.10	Abhängigkeit des Dunkelstromes von der Betriebsspannung. . . . .	22
2.11	Anodenstromkreis. . . . .	23
2.12	Ausgangspulse $U(t)$ an der Anode. . . . .	24
2.13	Zur Definition der Pulshöhenauflösung. . . . .	25
2.14	Koordinatensysteme zur Beschreibung der Elektronenbewegung. . . . .	27
2.15	Elektronenbahnen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern, die unter einem Winkel $\vartheta = 60^\circ$ zueinander liegen. . . . .	28
2.16	Modellhafte Darstellung der räumlichen Verteilung und der Veränderung der Laufzeit der Elektronen. . . . .	30
2.17	Reflexion bei Lichtleitern. . . . .	31
2.18	Bändermodell für anorganische Halbleiter. . . . .	32
3.1	Gehäuse und Gehäusaufhängung mit Winkelskala. . . . .	36
3.2	Spektrale Verteilung und Intensitätsverteilung für die Xenon-Blitzlampe. . . . .	38
3.3	Abhängigkeit der Intensität von der Temperatur. . . . .	39
3.4	Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel für die Lichtleiter QMS 200. . . . .	40
3.5	Diffuse Lichteinstrahlung auf der Photokathode. . . . .	40
3.6	Lichtleiterhalterung zur punktförmigen Lichteinstrahlung. . . . .	41
3.7	Meßanordnung zur Bestimmung der Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung. . . . .	42
3.8	Zur Bestimmung der mittleren Pulshöhen und zur Abhängigkeit der Pulshöhe vom Abstand des Lichtleiters von der Kathode. . . . .	43
3.9	Photomultiplieraufsätze zur diffusen Reflexion des Lichts. . . . .	46
3.10	Zeitmessung mit Timing Single Channel Analyzern. . . . .	47
3.11	Versuchsaufbau zur Justierung der Timing Single Channel Analyzer. . . . .	47

3.12	Zeitmessung mit Constant Fraction Diskriminatoren. . . . .	48
3.13	Zeitmessung mit Timing Filter Amplifiern und Constant Fraction Diskriminatoren. . . . .	49
4.1	Pulshöhenspektrum mit angepaßter Gaußfunktion. . . . .	53
4.2	Veränderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf der Kathode bei punktförmiger Lichteinstrahlung. . . . .	55
4.3	Änderung der Pulshöhenauflösung in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf der Kathode bei punktförmiger Lichteinstrahlung . . . . .	56
4.4	Veränderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom der Magnetfeldstärke bei punktförmiger und diffuser Lichteinstrahlung. . . . .	57
4.5	Veränderung der Pulshöhenauflösung bei Variation der Magnetfeldstärke (diffuse Lichteinstrahlung). . . . .	58
4.6	Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung in Abhängigkeit vom Winkel bei einem Magnetfeld von 1.2 T. . . . .	60
4.7	Veränderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Winkel für verschiedene Magnetfeldstärken. . . . .	61
4.8	Veränderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Winkel. . . . .	62
4.9	Änderung der Verstärkung und der Pulshöhenauflösung in Abhängigkeit vom Winkel bei punktförmiger Lichteinstrahlung. . . . .	64
4.10	Änderung der Zeitauflösung bei Variation der Magnetfeldstärke (diffuse Lichteinstrahlung). . . . .	67
4.11	Änderung der Zeitauflösung in Abhängigkeit vom Winkel in einem Magnetfeld konstanter Größe. . . . .	68
4.12	Beispiel für die Amplitudenabhängigkeit der Laufzeitdifferenz und Abhängigkeit der Laufzeitdifferenz von der Betriebsspannung der Photomultiplier. . . . .	69
4.13	Pulsform am Ausgang der Photomultiplier bei Lichteinstrahlung mit der Xenon-Blitzlampe. . . . .	70
4.14	Änderung der Laufzeitdifferenz bei Variation der Magnetfeldstärke für den Photomultiplier R2182 (diffuse Lichteinstrahlung). . . . .	71
4.15	Änderung der Laufzeitdifferenz in Abhängigkeit vom Winkel in einem Magnetfeld konstanter Größe. . . . .	72
5.1	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Energieauflösung. . . . .	73
5.2	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Zeitauflösung. . . . .	74
5.3	Energiespektren für Tetrode und 8-stufigen Photomultiplier. . . . .	76
5.4	Energieauflösung und Zeitauflösung. . . . .	77
5.5	Aufbau des Kalorimetermoduls. . . . .	79
5.6	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Energieauflösung. . . . .	80
5.7	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Zeitauflösung. . . . .	80
5.8	Energiespektrum und Zeitspektrum, gemessen mit dem 8-stufigen Photomultiplier . . . . .	81
5.9	Energieauflösung und Zeitauflösung des Kalorimeters. . . . .	82
A.1	Spannungsteiler für die Trioden von VALVO und HAMAMATSU. . . . .	86
A.2	Triode XP1501 von VALVO. . . . .	88
A.3	Spannungsteiler für die Tetrode. . . . .	89
A.4	Spannungsteiler für den 8-stufigen Photomultiplier. . . . .	90
A.5	Tetrode, Triode und 8-stufiger Photomultiplier von HAMAMATSU. . . . .	90

B.1	Abhängigkeit der Magnetfeldstärke von der Stromstärke für den MA-Rehabeam. . . . .	91
B.2	Seitenansicht des Magneten MA-Rehabeam. . . . .	92
B.3	Aufsicht des Magneten MA-Rehabeam. . . . .	93
C.1	Frontansicht des Gehäuses für die Photomultiplier. . . . .	94
C.2	Seitenansicht des Gehäuses für die Photomultiplier. . . . .	95
C.3	Frontansicht der Aufhängung für das Gehäuse. . . . .	96
C.4	Seitenansicht der Aufhängung für das Gehäuse. . . . .	97
C.5	Xenon-Blitzlampe mit Lichtleiterhalterung. . . . .	98

# Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten des MA-Rehabeam . . . . .	35
3.2	Daten der Xenonblitzlampe L2188. . . . .	37
3.3	Übersicht über die Meßanordnung und das Meßprogramm bei punktförmiger Lichteinstrahlung. . . . .	44
3.4	Übersicht über die Meßanordnung und das Meßprogramm bei diffuser Lichteinstrahlung. . . . .	45
3.5	Übersicht über die Meßanordnung und das Meßprogramm zur Zeitauflösung und zur Laufzeitdifferenz. . . . .	51
4.1	Lage und Größe des Maximums der Verstärkung bei Variation des Winkels in konstantem Magnetfeld. . . . .	63
4.2	Erreichte Werte $\sigma$ für die Tetrode R2185 und den 8-stufigen Photomultiplier R2182. . . . .	66
5.1	Daten eines Kalorimetermoduls des BEMC. . . . .	78
A.1	Daten der Triode R2184 von HAMAMATSU . . . . .	86
A.2	Daten der Trioden XP1201 und XP1501 von VALVO. . . . .	87
A.3	Daten der Tetrode R2185 von HAMAMATSU . . . . .	88
A.4	Daten des Photomultipliers R2182 von HAMAMATSU . . . . .	89

# Kapitel 1

## Einleitung

Magnetfelder beeinflussen die Verstärkung herkömmlicher Photomultiplier extrem. Bekanntermaßen reduzieren schon kleine axiale Felder der Größenordnung  $B = 1 \text{ mT}$  die Verstärkung in einem solchen Maße, daß der Einsatz herkömmlicher Photomultiplier in starken Magnetfeldern nicht möglich ist.

Daher wurde eine neue Generation von Photomultipliern, Tetroden und Trioden mit großflächigen ebenen Transmissionsdynoden entwickelt [Tak85]. Durch eine parallele Anordnung der Dynoden erhält man eine im Mittel zu den Dynoden senkrecht verlaufende Flugrichtung der Sekundärelektronen, die durch ein longitudinales Magnetfeld relativ wenig beeinflusst wird. Obwohl die Verstärkung dieser Photomultiplier, Tetroden und Trioden immer noch mit wachsendem Magnetfeld abnimmt, ist die resultierende Verstärkung bei Magnetfeldern bis zu  $B = 1.5 \text{ T}$  jedoch so groß, daß ein Einsatz zur Auslese von in Magnetfeldern befindlichen Szintillatoren möglich wird.

In Zusammenhang mit der Entwicklung des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters (BEMC) für den H1-Detektor bei HERA [Tec86], dessen Einsatz innerhalb eines homogenen longitudinalen Magnetfeldes der Größe  $B \approx 1.2 \text{ T}$  erfolgt, wird daher im Rahmen dieser Arbeit das Verhalten von 8-stufigen Photomultipliern (HAMAMATSU R2182), Tetroden (HAMAMATSU R2185) und Trioden (HAMAMATSU R2184 und VALVO XP1501) in homogenen Magnetfeldern bis zu  $B = 1.5 \text{ T}$  in Hinblick auf eine mögliche spätere Verwendung zur Auslese der Szintillatoren dargestellt<sup>1</sup>. Dabei werden insbesondere folgende Aspekte näher untersucht:

- Die Veränderung der *Verstärkung* in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort bei punktförmiger Lichteinstrahlung und konstantem Magnetfeld.
- Die Änderung der *Verstärkung* bei Variation der Stärke des Magnetfeldes und bei Drehung in einem Magnetfeld konstanter Größe (punktförmige und diffuse Lichteinstrahlung).
- Die Veränderung der *Pulshöhenauflösung* bei Variation der Stärke des Magnetfeldes und bei Drehung in einem Magnetfeld konstanter Größe (punktförmige und diffuse Lichteinstrahlung).
- Die Veränderung der *Zeitauflösung* bei Variation der Stärke des Magnetfeldes und bei Drehung im Magnetfeld konstanter Größe (diffuse Lichteinstrahlung).
- Die *zeitliche Verschiebung* des Signals bei Variation des Magnetfeldes und bei Drehung in einem Magnetfeld konstanter Größe (diffuse Lichteinstrahlung).

---

<sup>1</sup>In einer parallel zu dieser Arbeit durchgeführten Untersuchung von Frau Mordhorst werden 16-stufige Photomultiplier (R2490, HAMAMATSU) in Magnetfeldern vermessen. Mit diesen wird eine hinter dem BEMC liegende Szintillatorvetowand für Flugzeitmessungen zur Untergrundsreduktion ausgestattet sein.

Außerdem enthält diese Arbeit Angaben zur Energie- und Zeitauflösung. Die Bestimmung erfolgt zum einen aus Meßdaten, die bei der Auslese eines Kalorimetermoduls des BEMC unter Verwendung des 8-stufigen Photomultipliers aufgezeichnet wurden. Die Anregung erfolgte durch Elektronen des DESY-Teststrahls mit Energien im GeV-Bereich. Zum anderen wurden die durch radioaktive Präparate in Szintillatoren erzeugten Lichtpulse ausgelesen.

Diese Arbeit gliedert sich in die folgenden Abschnitte:

In Kapitel 2 werden die Komponenten Photomultiplier, Tetrode, Triode, Lichtleiter und Szintillator vorgestellt und deren Funktions- bzw. Wirkungsweise erläutert. Außerdem wird die Bewegung der Elektronen in dem elektrischen Feld zwischen den Dynoden und dem von außen angelegten Magnetfeld in einer Modellrechnung dargestellt.

In Kapitel 3 werden die gewählten Anordnungen zur Meßapparatur erläutert. Dabei wird insbesondere auf den in den Experimenten verwendeten Magneten, den Lichtpulser und die Lichtankopplung an Photomultiplier, Tetrode und Triode eingegangen.

In Kapitel 4 wird der Gang der Auswertung der Meßdaten erklärt. Dann werden die Ergebnisse der Untersuchung bzgl. des Verhaltens des Photomultipliers, der Tetrode und der Triode im Magnetfeld vorgestellt.

Kapitel 5 bezieht sich auf die Bestimmung der Energieauflösung und der Zeitauflösung. Die Meßanordnungen und die Auswertung der Meßdaten werden erläutert. Anschließend werden die Ergebnisse der Untersuchungen dargestellt.

Kapitel 6 enthält abschließend eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

## Kapitel 2

# Theoretische Betrachtungen

Der Einsatz von Photomultipliern<sup>1</sup> zur Umwandlung optischer Signale von Szintillatoren in elektrische Signale ist in der heutigen Meßtechnik weit verbreitet. Photomultiplier werden in verschiedenen Ausführungen angeboten. Neben dem unterschiedlichen geometrischen Aufbau differieren auch, je nach Anwendungsgebiet, z.B. Verstärkungsfaktor (Anzahl der Dynoden), Zeitverhalten und spektrale Empfindlichkeit. Halbleiterphotodioden werden ebenfalls zur Umwandlung optischer Signale in elektrische Signale eingesetzt. Sie sind jedoch aufgrund der fehlenden Verstärkung nur in Spezialfällen für die häufig sehr schwachen Lichtsignale der meisten Szintillatoren geeignet.

In Photomultipliern werden die Lichtsignale zunächst an einer photoempfindlichen Schicht in einen elektrischen Puls umgesetzt, der nach dem Prinzip der Sekundärelektronenvervielfachung je nach Anzahl der Dynoden um einen entsprechend großen Faktor verstärkt wird<sup>2</sup>. Dabei müssen die einzelnen Dynoden so angeordnet und geformt sein, daß möglichst keine Sekundärelektronen zwischen den Dynoden verloren gehen. Dieses wird bei Photomultipliern üblicherweise durch fokussierende elektrostatische Felder zwischen geeignet angeordneten Elektroden erreicht. Jedoch ist die Verstärkung so aufgebauter Photomultiplier extrem abhängig von äußeren, parallel zur Photomultiplierachse angelegten Magnetfeldern [Tak85, Lan66]. Schon kleine Felder der Größenordnung  $B = 1 \text{ mT}$  reduzieren die Verstärkung um einige Größenordnungen. Der Einsatz von Szintillationsdetektoren erfolgt aber auch, wie z.B. der Einsatz des BEMC, in starken Magnetfeldern. Zur Auslese dieser Szintillatoren sind die herkömmlichen Photomultiplier nicht gut geeignet, da die Auslese über lange Lichtleiter erfolgen müßte, damit die Photomultiplier gegen das Magnetfeld abgeschirmt werden können. Von VALVO und HAMAMATSU sind seit kurzer Zeit Photomultiplier erhältlich, die aufgrund der bereits erwähnten Transmissionsdynoden auch in Magnetfeldern bis zu  $B = 2 \text{ T}$  eine genügend große Stromverstärkung liefern.

Um einen genaueren Einblick in den Aufbau der verschiedenen Photomultiplier zu geben, wird im folgenden Abschnitt zunächst ein Überblick über den Gesamtaufbau verschiedener Typen gegeben. Danach werden die einzelnen Komponenten der Photomultiplier (Photokathode, Elektronenvervielfacher und Spannungsteiler) vorgestellt. Im Anschluß daran wird die Bewegung der Elektronen zwischen Kathode und erster Dynode unter der Annahme, daß sich der Photomultiplier in einem äußeren homogenen Magnetfeld befindet, anhand eines vereinfachten Modells beschrieben. Abschluß dieses Kapitels bilden einige Angaben zu den Szintillatoren und Lichtleitern, die bei den Messungen verwendet wurden.

<sup>1</sup>Die im folgenden gemachten Angaben beziehen sich auch auf Vakuumtrioden (1 Dynode) und Vakuumtetroden (2 Dynoden).

<sup>2</sup>Für den Photomultiplier R2490 von HAMAMATSU mit 16 Dynoden liegt die Verstärkung bei  $10^6$  (parallele Dynoden), bei konventionellen Photomultipliern (z.B. VALVO 58 AVP mit 14 Dynoden) bei  $10^7$ .

## 2.1 Aufbau von Photomultipliern, Tetroden und Trioden

Die zwei wichtigsten Elemente eines Photomultipliers (einer Tetrode bzw. Triode) sind die Photokathode, an der die einfallenden Photonen in niederenergetische Photoelektronen umgewandelt werden (Kap. 2.2), und das nachfolgende System zur Elektronenvervielfachung (Kap. 2.3). Typischerweise beträgt die Zahl der Photoelektronen, die durch einen Szintillationslichtblitz an der Photokathode erzeugt werden, etwa  $100 - 1000$  [Kno79]. Diese Photoelektronen werden durch ein statisches elektrisches Feld zur ersten Dynode des Vervielfachersystems hin fokussierend beschleunigt. Diese und die folgenden Dynoden sind so beschaffen, daß mit genügend hoher Geschwindigkeit auftreffende Elektronen mehrere Sekundärelektronen aus dem Dynodenmaterial freisetzen können. Die Anordnung und Form der Dynoden ist so gewählt, daß die freigesetzten Sekundärelektronen möglichst vollständig zur nächsten Dynode gelangen. Die dazu nötigen statischen elektrischen Fokussierungsfelder werden durch geeignet geformte Dynoden erzeugt (vgl. Abb. 2.4), auf deren Oberfläche die Sekundäremissionsschicht aufgebracht ist. Dabei ist zu beachten, daß die zwischen den Dynoden auftretende Stromdichten eine Verzerrung der Felder durch Raumladungseffekte bewirken können [Lan66]. An allen Dynoden wiederholt sich der Vorgang der Sekundärelektronenemission, so daß schließlich eine hohe Anzahl von Elektronen die Anode des Photomultipliers erreicht. Im Normalfall beträgt die Zahl der Elektronen dann etwa  $10^7 - 10^{10}$ . Diese Ladungsmenge ist leicht nachweisbar und dabei proportional zur Zahl der ursprünglich erzeugten Photoelektronen.

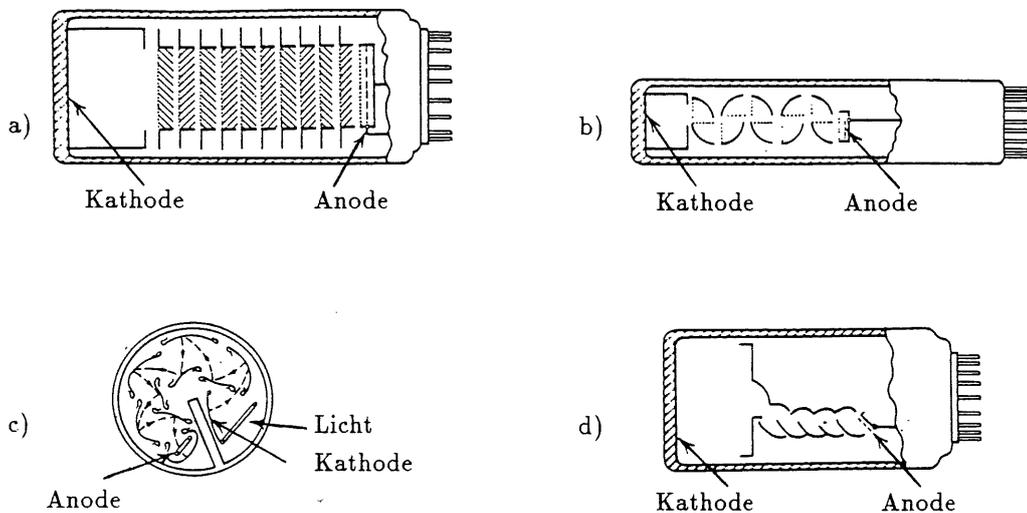


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau von konventionellen Photomultipliern [Kno79].

a) ringförmig lamellenartige (z.B. EMI 6262), b) schachtelartige (z.B. DuMont 6292),  
c) kreisförmige (z.B. RCA 6342), d) lineare (z.B. Valvo 58 AVP)  
Anordnung der Dynoden.

Abb. 2.1 und Abb. 2.2 zeigen schematische Darstellungen einiger gebräuchlicher Photomultipliertypen. Alle besitzen eine semitransparente flache Photokathode (Kap. 2.2), einen Bereich zur Fokussierung der Photoelektronen von der Photokathode auf die erste Dynode, ein Elektronenvervielfachersystem und eine Anode zur Sammlung der Ladung. Die ganze Anordnung befindet sich in einer Vakuumglasröhre, durch deren unteres Ende die elektrischen Anschlüsse geführt werden.

Abb. 2.1 a) zeigt einen Photomultiplier, dessen Dynoden in ringförmigen Lamellenpaketen angeordnet sind. Nach Verlassen eines Lamellenpaketes treffen die Elektronen auf das in einem Winkel zum vorherigen orientierte nächste Lamellenpaket und werden dort vervielfacht. Sie laufen also im Zickzack von Dynode zu Dynode durch den Photomultiplier. Diese Anordnung gestattet einen kompakten Aufbau bei großer Dynodenfläche. Allerdings sind die Laufzeitstreuungen, die für die erreichbare Zeitauflösung der Photomultiplier (Kap. 2.4) ein wesentliches Merkmal sind, relativ groß. In Abb. 2.1 b) ist ein Photomultiplier dargestellt, dessen Dynodenanordnung schachtelförmig ist. Die Dynoden sind durch Beschleunigungsgitter voneinander getrennt. Auch hier sind die Laufzeitstreuungen recht groß. Andererseits ist der Elektronenverlust zwischen den Dynoden recht gering. Beide Photomultiplier gehören zu den ältesten gebräuchlichen Typen. Die kreisförmige Anordnung von Dynoden, wie in Abb. 2.1 c) zu sehen ist, erlaubt ebenfalls eine kompakte Bauweise. Die Laufzeitstreuungen sind gering (ca.  $1 ns$ ) und auch die Fokussierung ist recht gut. Das lineare Vervielfachersystem, das in Abb. 2.1 d) dargestellt ist, zeichnet sich ebenfalls durch geringe Laufzeitstreuungen aus.

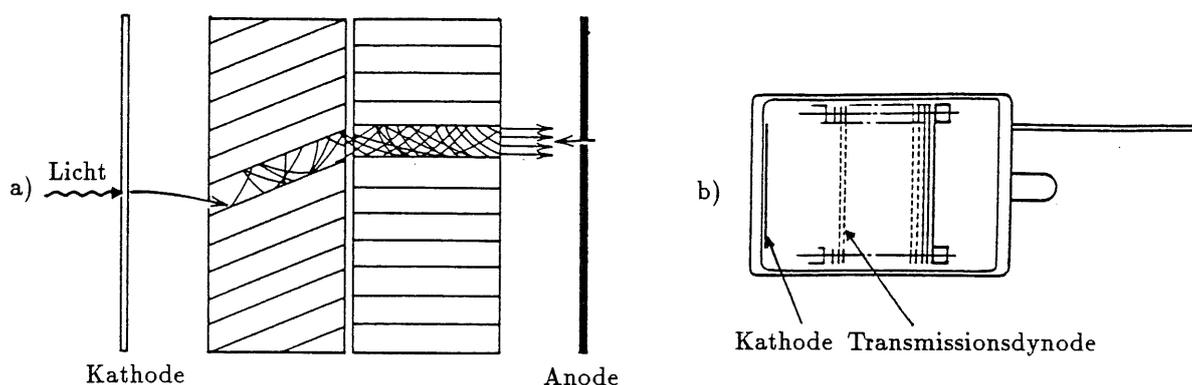


Abb. 2.2: Schematischer Aufbau von Microchannel-Plate-Photomultipliern (a) und Photomultipliern mit Transmissionsdynoden (b).

Eine weitere Variante stellt der Microchannel-Plate-Photomultiplier (Abb. 2.2 a)) dar. Er wird vor allem für Messungen eingesetzt, bei denen eine Ortsauflösung des Signals von Interesse ist. Er besteht aus sehr dünnen, hohlen Glasröhren, deren geeignet behandelte Innenflächen Sekundärelektronen emittieren können. Ein Elektron, das von der Kathode aus in Richtung der Röhren beschleunigt wird und in eine der Röhren gelangt, kann an die Innenfläche stoßen und dort Sekundärelektronen auslösen. Dabei variiert die Zahl der Stöße des Elektrons und der von ihm erzeugten Sekundärelektronen in Abhängigkeit von Flugrichtung und Geschwindigkeit. Eine Potentialdifferenz längs der Röhren gewährleistet, daß die Elektronen durch die Röhre driften. Um zu vermeiden, daß positive Ionen, die eventuell in der Röhre gebildet werden und sich entgegengesetzt zur Richtung der Elektronen bewegen, ebenfalls durch Stöße Sekundärelektronen erzeugen, sind die Röhren meist gebogen. So treffen die Ionen auf eine Wand, bevor sie genügend Energie zur Erzeugung von Sekundärelektronen besitzen. Der Vorteil der Microchannel-Plate-Photomultiplier liegt in der geringen Laufzeit der Elektronen. Sie liegt bei einigen Nanosekunden ( $20 - 30 ns$  für herkömmliche Photomultiplier). Auch die Laufzeitstreuungen sind um einen Faktor 2 besser. Die Verstärkung dieser Photomultiplier ist auch stark abhängig von äußeren Magnetfeldern.

In Abb. 2.2 b) wird der wesentliche Unterschied zwischen herkömmlichen Photomultipliern und Photomultipliern mit Transmissionsdynoden deutlich. Er besteht im Aufbau und in der Anordnung der Dynoden (vgl. auch Anhang A). Die Dynoden sind großflächig und bestehen aus einem sehr dünnen und sehr feinmaschigen Material (Kap. 2.3.2). Die Distanz zwischen Kathode und erster Dynode ist kurz im Vergleich zu der anderer Photomultiplier. Ebenso liegen die parallel und hintereinander angeordneten Dynoden sehr dicht zusammen. Die Flugbahnen der Elektronen sind infolge dieser Anordnung fast geradlinig und kurz. Spezielle fokussierende elektrische Felder sind nicht notwendig. Dieses alles gewährleistet eine geringe Abhängigkeit der Verstärkung der Photomultiplier von starken äußeren Magnetfeldern. Die Laufzeiten und die Laufzeitstreuungen sind wesentlich kleiner als bei den herkömmlichen Photomultipliern.

## 2.2 Die Photokathode

### 2.2.1 Der Photoeffekt

Die Umwandlung der einfallenden Photonen in Photoelektronen beruht auf dem Photoeffekt. Dabei ist zwischen dem Photoeffekt in Metallen und in Halbleitern zu unterscheiden.

In Metallen gibt es Elektronen, die sich relativ frei durch das Kristallgitter bewegen können (Elektronen des Leitungsbandes). Diese Elektronen treten im Normalfall nicht aus dem Metall aus, da sie nicht genügend Energie besitzen, um das Coulombpotential an der Oberfläche des Metalls zu überwinden. Fällt ein Photon der Energie  $E = h\nu$  auf die Oberfläche eines Metalls, so kann ein Elektron diese Energie in einem Wechselwirkungsprozeß absorbieren. Es besitzt dann als kinetische Energie die Photonenenergie. Das Elektron wird jetzt durch das Metall zur Oberfläche driften. Auf diesem Weg verliert es einen Teil seiner Energie durch Elektron-Elektron-Wechselwirkungen. Ist die dem Elektron verbleibende Energie groß genug, so kann es die zur Überwindung der Potentialbarriere notwendige Austrittsarbeit  $\Phi_o$  aufbringen und das Metall verlassen. Diese Potentialbarriere beträgt in Metallen etwa 3 – 4 eV. Die dem Elektron verbleibende Energie beträgt dann

$$E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \Phi_o - E_w,$$

wobei  $E_w$  der Energieverlust auf der Driftstrecke ist. Aus der Gleichung ist ersichtlich, daß es eine minimale Frequenz  $\nu_o$  gibt, oberhalb welcher der Photoeffekt stattfinden kann. Unter der Voraussetzung, daß das Elektron nach dem Verlassen des Metalls keine kinetische Energie besitzt, und daß keine Energieverluste während des Driftens auftreten, ergibt sich  $\nu_o$  zu

$$\begin{aligned} h\nu_o - \Phi_o &= 0 \\ \Leftrightarrow \nu_o &= \frac{\Phi_o}{h}. \end{aligned}$$

Bei Frequenzen kleiner  $\nu_o$  tritt unabhängig von der Intensität der Strahlung keine Emission mehr auf, da die Elektronen in einem einzigen Wechselwirkungsprozeß nicht genügend Energie aufnehmen können, um aus dem Metall auszutreten.

In Halbleitern läuft der Prozeß ähnlich ab. Das einfallende Photon wird in einem Wechselwirkungsprozeß mit einem Atom absorbiert. Ist die Energie des Photons größer als diejenige, die zur Überwindung der Energielücke zwischen Valenzband und Leitungsband aufgebracht werden muß, so kann ein Elektron des Valenzbandes ins Leitungsband angeregt werden. Das Elektron verliert aufgrund von Phononenwechselwirkungen innerhalb der Zeit  $t = 1 \text{ ps}$  soviel Energie, daß die ihm verbleibende der Energie an der unteren Kante des Leitungsbandes entspricht. Da normalerweise in Halbleitern das elektrische Potential außerhalb der Oberfläche größer als an der unteren Kante des Leitungsbandes ist

(Abb. 2.5 a)), kann es das Material also nur verlassen, wenn es die Oberfläche sehr schnell erreicht (sehr kurzer Driftweg). Das Elektron verweilt durchschnittlich  $100 \text{ ps}$  an der unteren Kante des Leitungsbandes, rekombiniert dann mit einem Loch und fällt in das Valenzband zurück. Es gibt jedoch Halbleiter mit sogenannter negativer Elektronenaffinität, bei denen Elektronen, die die Oberfläche erreichen, das Material auch verlassen können, wenn sie sich schon im unteren Bereich des Leitungsbandes befinden. Die Wegstrecke, die diese Elektronen zurücklegen können, bevor sie zu wenig Energie zur Überwindung der Potentialbarriere besitzen, wird dann wegen der relativ langen Verweilzeit im unteren Bereich des Leitungsbandes wesentlich größer. Genauere Angaben über Halbleiter mit negativer Elektronenaffinität folgen in Kap. 2.3.2.

### 2.2.2 Eigenschaften und Aufbau von Photokathoden

Für das Photokathodenmaterial lassen sich aus den Angaben im letzten Abschnitt einige Forderungen ableiten. Zunächst sollte die Austrittsarbeit der Elektronen aus den verwendeten Materialien möglichst gering sein. Dadurch ist gewährleistet, daß die Zahl der erzeugten Photoelektronen maximal ist, da niederenergetische Photonen ebenfalls Photoelektronen erzeugen können. Außerdem sollte der Energieverlust auf dem Weg zur Oberfläche möglichst klein sein, so daß auch Photoelektronen, die in größerer Tiefe erzeugt werden, die Oberfläche noch verlassen können.

In reinen Metallen (z.B. Cu) beträgt die Potentialbarriere etwa  $3 - 4 \text{ eV}$ . Der Energieverlust durch Wechselwirkungen längs des Driftweges ist recht hoch. Ein Elektron hat schon nach einigen Nanometern nicht mehr genügend Energie, um die Oberfläche verlassen zu können. Daher dürfen Photokathoden aus solchen Materialien nur einige  $\text{nm}$  dick sein, um sicherzustellen, daß die Entkommwahrscheinlichkeit für die erzeugten Photoelektronen nicht zu klein wird. Bedenkt man außerdem, daß die Energie des blauen Lichts ungefähr  $3 \text{ eV}$  beträgt, so können nur relativ hochenergetische Photonen Photoelektronen auslösen.

Photokathoden bestehen daher meist aus Alkalimetallverbindungen bzw. -legierungen (z.B. Bialkali,  $\text{Na}_2\text{-K-Sb}$ ,  $\text{Ag-O-Cs}$ ) oder aus Halbleitermaterialien (z.B. GaAs dotiert mit Cs), weil die Austrittsarbeit in diesen Materialien nur etwa  $1.5 - 2 \text{ eV}$  beträgt. Der Energieverlust durch Wechselwirkungen ist ebenfalls geringer als in reinen Metallen, so daß solche Photokathoden ungefähr  $25 \text{ nm}$  Dicke besitzen dürfen.

Bei den hier untersuchten Photomultipliern ist die Photokathode als dünne Schicht auf der Innenseite des Eintrittsfensters an der Oberseite des Photomultipliers aufgebracht (head-on Typ). Die Photoelektronen werden auf der dem einfallenden Licht gegenüberliegenden Seite der Photokathode emittiert (durchlässige Kathode). Wichtig dabei ist vor allem für Photomultiplier mit großer Kathodenfläche eine sehr geringe Schwankung in der Dicke der photoempfindlichen Schicht. Schwankungen führen zu einer unterschiedlicher Empfindlichkeit, die eventuell eine Verschlechterung der Pulshöhenauflösung nach sich zieht. Es werden auch Photomultiplier hergestellt, bei denen eine seitliche Lichteinstrahlung erfolgt (side-on Typ). Die meisten dieser Photomultiplier besitzen eine undurchlässige Kathode. Hier erfolgt die Emission der Photoelektronen auf derselben Seite, auf der auch das Licht einfällt. Diese Photomultiplier werden wegen des stärkeren Rauschens (Kap. 2.4) und der geringeren Gleichförmigkeit in der Verstärkung für die Auslese von Szintillatoren kaum verwendet.

### 2.2.3 Quantenausbeute und spektrale Empfindlichkeit

Kathodenschichten von  $25 \text{ nm}$  sind semitransparent, so daß längst nicht alle einfallenden Photonen in der photoempfindlichen Schicht absorbiert werden. Die Empfindlichkeit von

Photokathoden wird meist durch die Quantenausbeute  $QE$  erfaßt. Sie ist definiert als

$$QE = \frac{\text{Anzahl der emittierten Photoelektronen}}{\text{Anzahl der einfallenden Photonen}}.$$

Die Quantenausbeute ist stark wellenlängenabhängig. Sie liegt für die gebräuchlichen Photokathoden bei maximal 20 – 30%. Die in den Datenblättern häufig angegebene spektrale Empfindlichkeit  $s$  kann folgendermaßen aus der Quantenausbeute berechnet werden [Ham85]:

$$s(\lambda) = QE [\%] \frac{\lambda [nm]}{124}.$$

Sie wird in der Einheit  $mA/W$  angegeben. Abb. 2.3 zeigt die Quantenausbeute und die spektrale Empfindlichkeit der Kathode der HAMAMATSU Photomultiplier<sup>3</sup>, mit denen hier die meisten Messungen durchgeführt wurden. Diese Kathoden bestehen aus Bialkalischichten (Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs) und haben im Bereich des sichtbaren Lichtes eine hohe Empfindlichkeit. Das Maximum liegt im Bereich von blauem Licht, welches in vielen Szintillatoren erzeugt wird. Daher ist dieses Material für die Auslese von Szintillationslicht besonders gut geeignet.

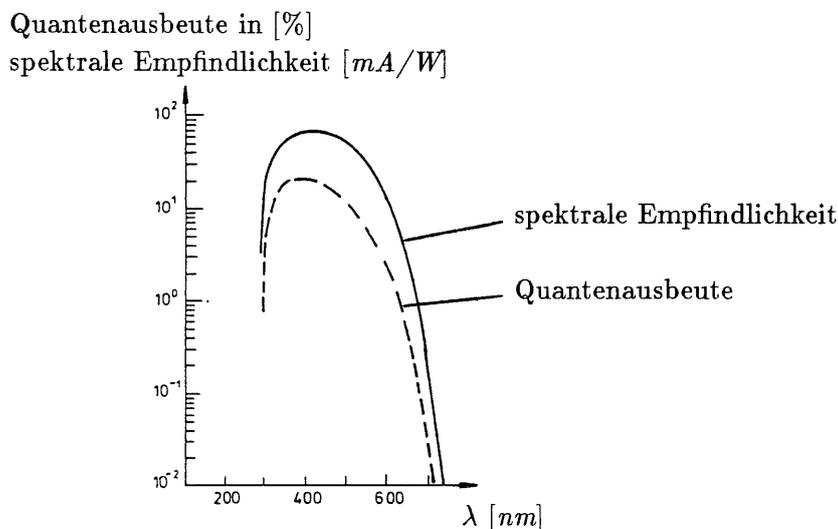


Abb. 2.3: Quantenausbeute und spektrale Empfindlichkeit der Photokathode der HAMAMATSU Photomultiplier.

Die Begrenzung zu kurzen Wellenlängen hin ist nicht durch das Kathodenmaterial, sondern durch das Material des Fensters bestimmt. Normales Glas ist für UV-Licht undurchlässig, so daß die spektrale Empfindlichkeit bei 350  $nm$  steil abfällt. Für den Nachweis von UV-Licht werden daher spezielle Eintrittsfenster aus Quarz verwendet, die Licht bis zu einer Wellenlänge von 160  $nm$  durchlassen. Die Fenster der HAMAMATSU Photomultiplier bestehen aus Borosilikat. Dieses Material ist für UV-Licht undurchlässig.

Je nach Wellenlänge des nachzuweisenden Lichts kann durch Kombination von entsprechenden Materialien für Kathode und Fenster eine optimale spektrale Empfindlichkeit in dem gewünschten Wellenlängenbereich erreicht werden [Ham85].

<sup>3</sup>Eine Übersicht über die Daten aller verwendeten Photomultiplier befindet sich im Anhang A.

## 2.3 Der Elektronenvervielfacher

### 2.3.1 Fokussierungssysteme

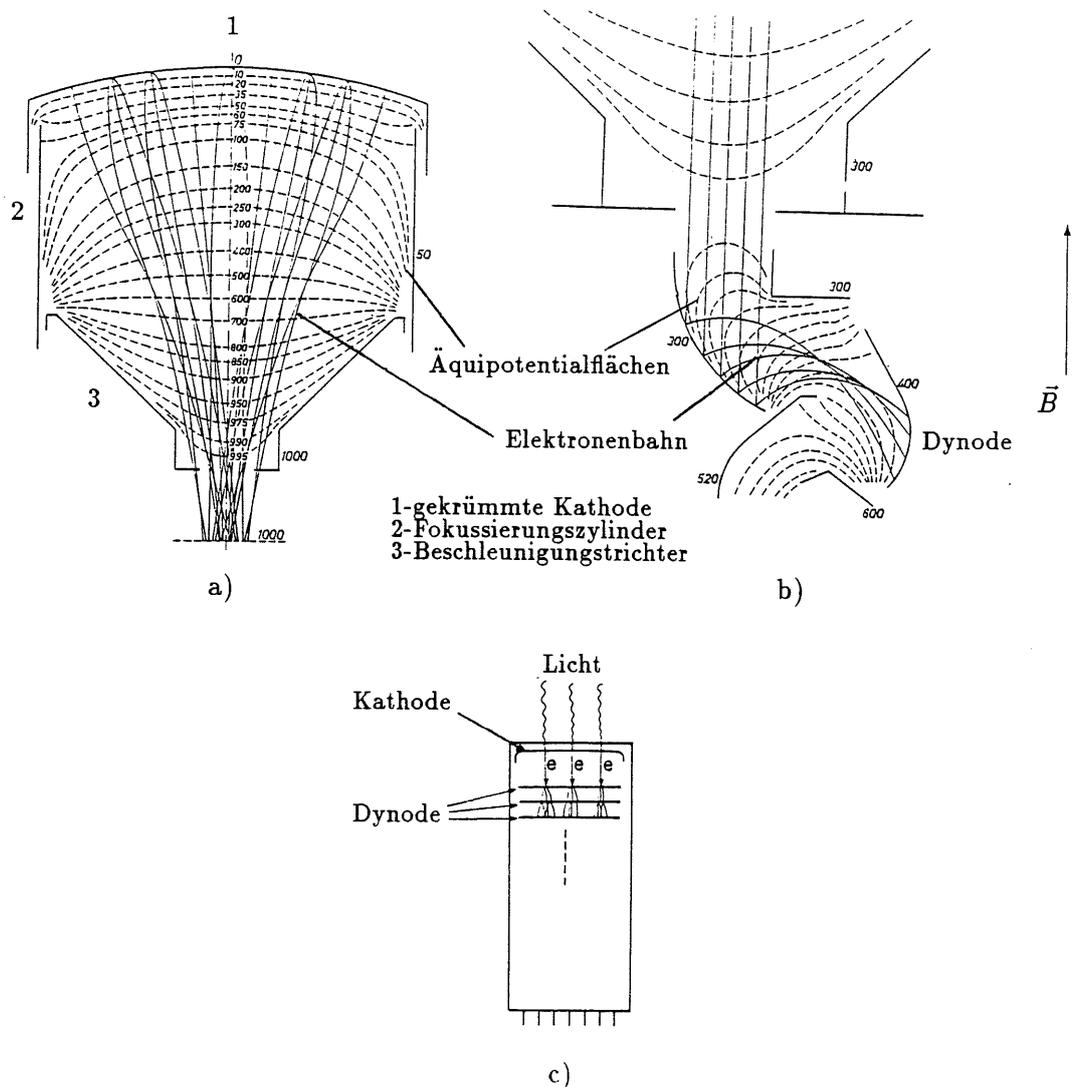


Abb. 2.4: Beispiele für die Überführung der Elektronen durch elektrostatische Felder [VAL69], a) zwischen Kathode und erster Dynode (VALVO 56 AVP). Die eingezeichneten Bahnen entsprechen einer Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen von  $\vec{v} = 0$ , bzw. einer transversalen Anfangsgeschwindigkeit ( $3eV$ ). b) zwischen den Dynoden (VALVO 56 AVP). Die eingezeichneten Bahnen entsprechen einer Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen von  $\vec{v} = 0$  (Potentiale in relativen Einheiten). c) bei Photomultipliern mit Transmissionsdynoden.

Die Photoelektronen werden durch ein elektrostatisches Feld beschleunigt und zur ersten Dynode geführt. Bei herkömmlichen Photomultipliern geschieht dies durch recht kompliziert aufgebaute Fokussierungssysteme. Diese Systeme dienen dazu, die Streuung in der Laufzeit der Elektronen, die die erreichbare Zeitauflösung (Kap. 2.4) bestimmen, möglichst gering zu halten. Laufzeitstreuungen kommen hauptsächlich durch die unterschiedlichen Wege, die die Elektronen von der Kathode zur ersten Dynode zurücklegen, zustande. Fokussierungssysteme sollen die von verschiedenen Punkten der Kathodenfläche emittierten

Photoelektronen möglichst vollzählig und zeitgleich zur ersten Dynode leiten. Dabei sind auch unterschiedliche Anfangsgeschwindigkeiten und Austrittswinkel der Photoelektronen aus der Kathode zu berücksichtigen. Abb. 2.4 a) zeigt ein Beispiel für ein solches Fokussierungssystem. Die Photokathode ist zur Verringerung der Wegunterschiede leicht gekrümmt.

Die oben genannten Forderungen gelten natürlich auch für die Überführung der Sekundärelektronen zwischen den einzelnen Dynoden. Abb. 2.4 b) zeigt eine Möglichkeit der Anordnung von Dynoden zur optimalen Fokussierung der Elektronen. Man erkennt, daß die Dynodenfläche, auf welche die Elektronen auftreffen, von Dynode zu Dynode abnimmt. Längenunterschiede in den Bahnen sind jedoch fast unvermeidlich, weil die Elektronen niemals senkrecht auf die Dynodenoberflächen fallen. Die hohen Elektronenströme im Bereich der letzten Dynoden und der Anode erfordern zur Vermeidung von störenden Raumladungseinflüssen und Verzerrungen der Fokussierungsfelder den Einbau von Beschleunigungselektroden oder eine besondere Formung der Dynoden und der Anode (Abb. 2.1).

Die Photomultiplier mit Transmissionsdynoden benötigen aufgrund der Dynodenanordnung keine speziellen fokussierenden Felder (Abb. 2.4 c)). Die Elektronenbahnen sind parabelförmig oder geradlinig und daher etwa gleich lang. Die zurückzulegende Wegstrecke ist kurz. Aus den Abbildungen wird auch ersichtlich, warum die Verstärkung herkömmlicher Photomultiplier so stark durch Magnetfelder  $\vec{B}$  parallel zur Photomultiplierachse beeinflusst wird. Auf die Elektronen wirkt dann zusätzlich zu den elektrischen Feldern die Lorentzkraft (Kap. 2.5). Die Elektronenbahnen verlaufen infolgedessen spiralförmig und eher in Richtung der Magnetfeldlinien, wodurch die meisten Elektronen die Dynoden verfehlen oder nicht an der richtigen Stelle treffen. Bei den Photomultipliern mit Transmissionsdynoden entfällt dieses Problem, da die Flugbahnen der Elektronen in Richtung der Magnetfeldlinien verlaufen.

### 2.3.2 Sekundärelektronenemission

Der Prozeß der Sekundärelektronenemission verläuft ähnlich dem Prozeß der Photoemission. Trifft ein durch die elektrostatischen Felder beschleunigtes Elektron auf eine Dynode, so werden als Folge einer Anregung durch das einfallende Elektron Sekundärelektronen emittiert.

Als Materialien für konventionelle Dynoden werden meist Halbleiter benutzt (z.B.  $Cs_3Sb$ ). Die Bandstruktur dieser Materialien ist in Abb. 2.5 a) dargestellt. Wie schon in Kap. 2.2.1 erläutert, führt der Einfall eines Elektrons zur Anregung von Elektronen des Valenzbandes in das Leitungsband. Innerhalb der Zeit von  $1\text{ ps}$  verlieren diese "heißen" Elektronen primär durch Phononenwechselwirkungen soviel Energie, daß die ihnen verbleibende der Energie an der unteren Kante des Leitungsbandes entspricht. Sie können dann die Potentialbarriere nicht mehr überwinden. Daher ist die Entkommwahrscheinlichkeit vor allem für Elektronen, die mehr als einige  $nm$  Wegstrecke zur Oberfläche zurücklegen müssen, sehr gering. Es gibt jedoch Halbleiter mit negativer Elektronenaffinität [Kno79], bei denen das Potential an der unteren Kante des Leitungsbandes höher liegt als das Potential außerhalb der Oberfläche (Abb. 2.5 b)). Ein solches Material ist z.B.  $GaP(Cs)$ , dem in hoher Konzentration Akzeptoren (z.B. Zink) beigefügt sind. Das Cs wird in möglichst einatomiger Lage auf der Oberfläche aufgebracht. Die Akzeptoren an der Oberfläche ziehen ein Elektron des Cs an. Das ionisierte Cs wird durch elektrostatische Kräfte an der Oberfläche gehalten.

In diesen Materialien können auch Elektronen, die in größerer Tiefe angeregt werden, die Oberflächenbarriere überwinden. Die Elektronen verweilen durchschnittlich  $100\text{ ps}$  auf der unteren Kante des Leitungsbandes, bevor sie rekombinieren. Daher wird der Zeitraum,

in dem sie genügend Energie zur Überwindung der Oberflächenbarriere besitzen, wesentlich vergrößert (damit die Wegstrecke, die sie zurücklegen können). Die mittlere Tiefe, von der aus die Elektronen das Material noch verlassen können, liegt bei diesen Materialien bei etwa  $10 - 100 \text{ nm}$ . Photokathoden und Dynoden aus diesen Materialien können daher bis zu  $100 \text{ nm}$  dick sein.

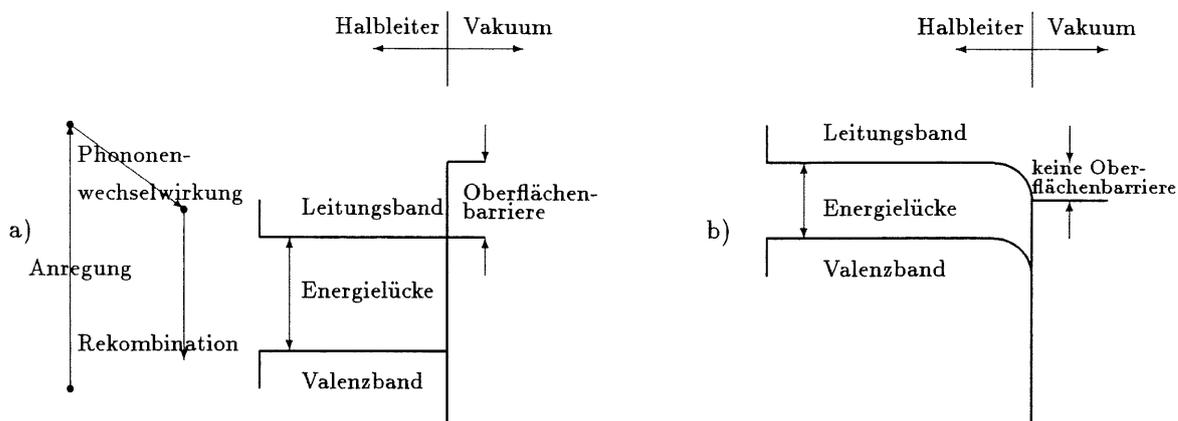


Abb. 2.5: Bandstrukturen in der Nähe der Oberfläche für konventionelle Halbleiter (a) und Halbleiter mit negativer Elektronenaffinität (b).

Elektronen, die die Photokathode verlassen, besitzen eine kinetische Energie zwischen  $0$  und  $1 \text{ eV}$ . Sie werden zur ersten Dynode, die ein positives Potential von  $100 - 300 \text{ eV}$  besitzt, hin beschleunigt. Dieses Potential bestimmt die kinetische Energie, die die Elektronen beim Auftreffen auf die Dynode besitzen. Die Energie, die ein Elektron aufnehmen muß, um das Dynodenmaterial zu verlassen, beträgt, wie bei den Kathoden, etwa  $2 - 3 \text{ eV}$ . Daher kann ein einfallendes Elektron theoretisch etwa  $30$  Elektronen pro  $100 \text{ V}$  Beschleunigungsspannung anregen. Einige dieser angeregten Elektronen werden aber aufgrund der zufälligen Verteilung der Bewegungsrichtung die Oberfläche nicht erreichen. Weitere Elektronen erreichen zwar die Oberfläche, haben aber durch Wechselwirkungen vorher zuviel Energie verloren und können die Potentialbarriere nicht mehr überwinden. Nur ein Bruchteil der angeregten Elektronen tritt also als Sekundärelektronen aus dem Material aus. Die Elektronenemissionsrate  $\delta$  hängt sehr stark von der Energie des einfallenden Elektrons ab. Niedereenergetische Elektronen können wenige Elektronen anregen, dringen aber auch nicht sehr tief in das Material ein, so daß die angeregten Elektronen sich alle in der Nähe der Oberfläche befinden. Hochenergetische Elektronen regen zwar mehr Elektronen an, jedoch auch in weiterer Entfernung von der Oberfläche, so daß die Entkommwahrscheinlichkeit für diese Elektronen gering ist. Die Elektronenemissionsrate ist definiert als

$$\delta = \frac{\text{Anzahl der emittierten Sekundärelektronen}}{\text{Anzahl der einfallenden Elektronen}} = aU^\alpha,$$

wobei  $a$  eine Konstante ist.  $U$  bezeichnet die Spannung zur Beschleunigung der auf die Dynode einfallenden Elektronen,  $\alpha$  ist eine vom Material und von der Struktur der Dynode abhängige Konstante ( $\alpha \approx 0.7 - 0.8$ ) [Kno79]. Für konventionelles Dynodenmaterial liegt  $\delta$  etwa bei  $4 - 6$  für Beschleunigungsspannungen von  $100 - 300 \text{ V}$ . Bei Materialien mit negativer Elektronenaffinität liegt  $\delta$  bei  $10 - 20$  und kann für Beschleunigungsspannungen von  $1000 \text{ V}$  auf  $60$  ansteigen.

Die Elektronenemissionsrate ist ebenfalls stark abhängig vom Einfallswinkel  $\theta$  der Elektronen auf das Dynodenmaterial. Fallen die Elektronen schräg ein, so liegt die Wegstrecke,

die die Elektronen im Material zurücklegen, und auf der sie durch Wechselwirkungen freie Elektronen erzeugen können, insgesamt näher zur Oberfläche orientiert als bei senkrechtem Einfall. Daher wird die Entkommwahrscheinlichkeit für die freien Elektronen, die erzeugt werden, kurz bevor das einfallende Elektron seine gesamte Energie abgegeben hat, wesentlich größer. Abb. 2.6 zeigt diese Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\Phi$  für Kupfer. Die Elektronenemissionsrate  $\delta$  ist dabei näherungsweise proportional zu  $1/\cos\Phi$  [Rei85].

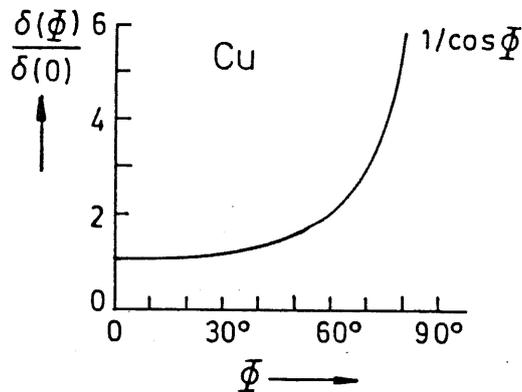


Abb. 2.6: Abhängigkeit der Sekundärelektronenemissionsrate vom Einfallswinkel  $\Phi$  der Elektronen (normiert auf senkrechten Einfall  $\Phi = 0$ ) für eine Energie von 50 keV [Rei85].

Amplitudenschwankungen stammen meist von denjenigen Dynodenstufen, bei denen die Anzahl der emittierten Elektronen am kleinsten ist, d.h. in der Reihenfolge: Kathode, erste, zweite und dritte Dynode. Man strebt also vor allem bei der ersten Dynode eine hohe Elektronenemissionsrate an. Erreichen kann man dieses, indem man zwischen Kathode und erster Dynode eine 2 – 3 mal so große Spannung anlegt, wie zwischen den anderen Dynoden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die erste Dynode aus Material mit negativer Elektronenaffinität zu fertigen, während die anderen Dynoden aus herkömmlichem Dynodenmaterial bestehen.

Ein weiterer Vorteil des Materials mit negativer Elektronenaffinität liegt in der Gleichverteilung der Energie der Sekundärelektronen. Anders als bei konventionellen Materialien haben alle Elektronen, die sich an der unteren Kante des Leitungsbandes befinden und dann das Material verlassen, etwa die gleiche Energie. Dies führt zu einer geringeren Laufzeitstreuung.

Bei den herkömmlichen Photomultipliern ist das Dynodenmaterial als dünne Schicht auf der Oberfläche von Fokussierungselektroden aufgebracht. Diese Dynoden sind undurchlässig und die Emission der Sekundärelektronen erfolgt auf derselben Seite, auf der die von der davor liegenden Dynode emittierten Elektronen einfallen. Bei den Transmissionsdynoden, die in den hier untersuchten Photomultipliern verwendet werden, erfolgt die Sammlung der Sekundärelektronen dagegen auf der den einfallenden Elektronen gegenüberliegenden Seite der Dynoden.

Transmissionsdynoden bestehen aus einem sehr dünnen, gitterartig aufgebautem Material. Herstellerangaben über die für die Dynoden benutzten nicht magnetischen Materialien sind leider nicht zu erhalten. Es ist anzunehmen, daß die oben gemachten Aussagen über Dynoden für Transmissionsdynoden ebenso Gültigkeit besitzen. Abb. 2.7 zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme<sup>4</sup> der von HAMAMATSU verwendeten Transmissionsdynoden. Eine Vermessung ergab eine Breite der Gitterstäbe von 5.5  $\mu\text{m}$ .

<sup>4</sup>Hergestellt von der Gruppe Umwelttechnik des I. Instituts für Experimentalphysik

Der Abstand zwischen den Gitterstäben beträgt von Innenkante zu Innenkante  $11.8 \mu\text{m}$ . Die Dicke des Materials konnte nur geschätzt werden. Sie liegt bei etwa  $2 \mu\text{m}$  [Mor89]. Eine Analyse der bei Beschuß mit Protonen<sup>5</sup> entstehenden Röntgenspektren ergab, daß das Trägermaterial der Dynoden Kupfer ist. Außerdem konnten Silber (ca. 5%), Eisen (ca. 1%) und Cäsium, Chrom, Arsen, Kalzium, Nickel und Mangan in geringen Mengen nachgewiesen werden. Der Abstand zwischen der Kathode und der ersten Dynode beträgt bei den HAMAMATSU Photomultiplier etwa  $17 \text{ mm}$ . Die benachbarten Dynoden (bzw. Dynode und Anode) liegen ca.  $1.5 \text{ mm}$  voneinander entfernt. Bei den Trioden und Tetroden liegen diese Abstände bei etwa  $5 \text{ mm}$  (Kathode-Dynode) bzw.  $2 - 3 \text{ mm}$ . Bei der VALVO Triode liegen Kathode und Dynode etwa  $50 \text{ mm}$  auseinander, Dynode und Anode ca.  $3 \text{ mm}$  (Anhang A). Diese Abstände sind, insgesamt gesehen, geringer als bei herkömmlichen Photomultipliern.

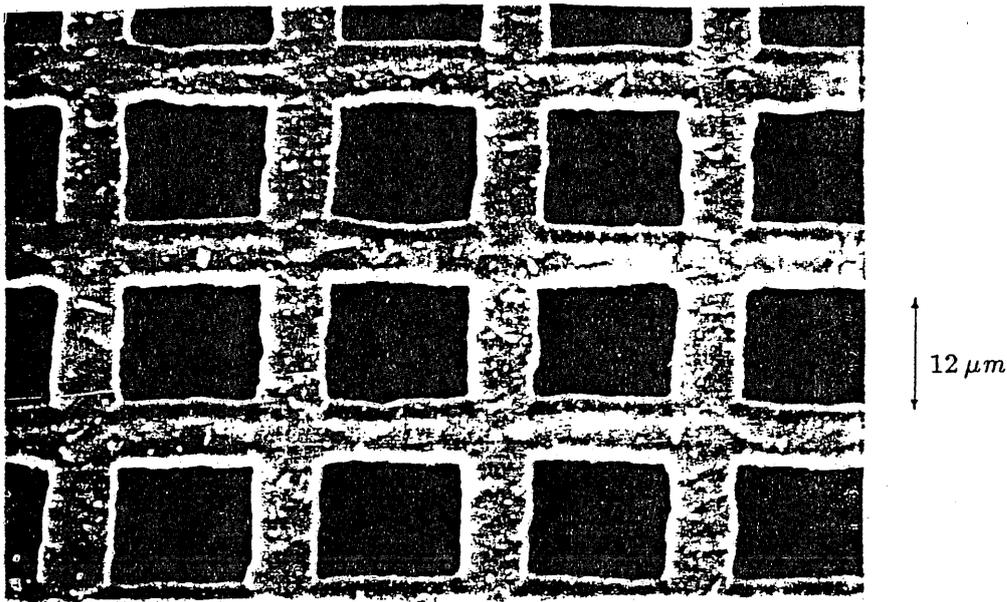


Abb. 2.7: Elektronenmikroskopaufnahme der Transmissionsdynoden von HAMAMATSU.

### 2.3.3 Verstärkungsfaktoren

Für die Stromverstärkung  $V_s$  eines  $n$ -stufigen Photomultipliers gilt:

$$V_s = \delta^n = (aU^\alpha)^n = \left\{ a \left( \frac{U_{ges}}{n+1} \right)^\alpha \right\}^n = K U_{ges}^{\alpha n}.$$

Dabei bezeichnet  $U_{ges}$  die Hochspannung zwischen Kathode und Anode,  $K$  ist eine Konstante. Die Stromverstärkung variiert direkt mit der  $n$ -ten Potenz der Hochspannung  $U_{ges}^\alpha$ . Sie ist also empfindlich abhängig von der angelegten Spannung. Photomultiplier sollten daher mit einer gut geglätteten und stabilisierten Hochspannung betrieben werden. Abb 2.8 zeigt die Abhängigkeit der Stromverstärkung von der angelegten Hochspannung für die Trioden und Tetroden von HAMAMATSU. Ein typischer Wert der Stromverstärkung ist für 8-stufige Photomultiplier  $V_s = 1000$  bei einer Hochspannung von  $1800 \text{ V}$  (Anhang A).

<sup>5</sup>Durchgeführt von J.-P. Koopmann, I. Institut für Experimentalphysik, Gruppe Umwelttechnik

Die Stromverstärkung kann von dem mittleren abgegebenen Strom abhängen. Je nach Art der Photomultiplerröhre können reversible Veränderungen von einigen Prozent auftreten, wenn der Anodenstrom von 0 bis  $100 \mu A$  ansteigt. Ströme von mehr als  $1 mA$  haben im allgemeinen eine fortschreitende irreversible Verstärkungsabnahme zur Folge [Can64]. Dies ist vor allem bei Langzeitmessungen mit stark schwankender Zählrate zu beachten. Sehr starke Ströme beeinflussen ebenfalls die Linearität in der Verstärkung, da dann zwischen letzter Dynode und Anode hohe Raumladungen auftreten.

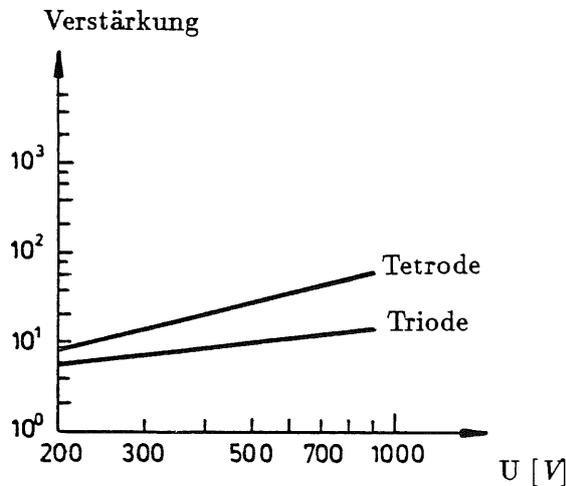


Abb. 2.8: Abhängigkeit der Stromverstärkung von der angelegten Hochspannung für die Trioden und Tetroden von HAMAMATSU.

### 2.3.4 Spannungsteiler

Ein Spannungsteiler dient dazu, die Hochspannung  $U_{ges}$  zwischen Kathode und Anode entsprechend den Herstellerangaben aufzuteilen. Die Spannung zwischen Kathode und erster Dynode ist dabei meist größer als zwischen den anderen Dynoden. Neben der Erhöhung der Elektronenemissionsrate der ersten Dynode dient dieses auch der besseren Fokussierung der wenigen Photoelektronen auf die erste Dynode. Bei Trioden und Tetroden wird aufgrund der geringen Dynodenzahl die Spannung meist im gleichen Verhältnis aufgeteilt (Anhang A). Ein Spannungsteiler wird einfach aus in Reihe geschalteten Widerständen aufgebaut (Abb. 2.9). Dabei kann entweder, wie hier gezeichnet, die Kathode auf einem negativen Hochspannungspotential liegen (die Anode ist dann geerdet) oder die Anode liegt auf einem positiven Hochspannungspotential (die Kathode wird dann geerdet).

Der Querstrom durch den Spannungsteiler ist dann gegeben durch

$$I = \frac{U_{ges}}{R_{ges}},$$

wobei  $R_{ges}$  der Gesamtwiderstand des Systems ist. Dieser Strom sollte möglichst gering gehalten werden, um Erwärmungen der Widerstände zu vermeiden. Jedoch muß er groß gegen den internen Strom sein, der durch die Elektronen erzeugt wird, die von Dynode zu Dynode beschleunigt werden. Denn hat das Maximum des internen Stromes etwa die Größenordnung des Querstroms durch den Spannungsteiler, so verändert sich bekanntlich die Dynodenspannung und damit die Verstärkung merklich [Lan66]. Dieses Problem ist vor allem für die letzten Dynoden von Bedeutung. Daher verwendet man hier Kondensatoren, die parallel zu den Widerständen geschaltet sind, als Ladungsspeicher. Die Ladung dieser Kondensatoren gleicht den Ladungsverlust an den Dynoden während der Pulsdauer

aus. Die Kondensatoren werden zwischen den Pulsen über den Spannungsteiler wieder aufgeladen.

Um eine genügende Stabilität zu erhalten, sollte die auf den Kondensatoren gespeicherte Ladung  $Q = CU$  etwa 100 mal größer sein als die Ladung, die von den Dynoden abgezogen wird [Ham85]. Verlassen  $N$  Elektronen pro Puls die letzte Dynode bei einer Pulsfrequenz der Größe  $\nu$ , so ergibt sich der mittlere Strom zu

$$I_{mit} = 1.6 \cdot 10^{-19} N \nu [A].$$

Der maximale Strom ist höher. Bei einer Pulsdauer von der Zeit  $t$  kann man den maximale Strom näherungsweise nach

$$I_{max} \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \frac{N}{t} [A]$$

berechnen [Kno79]. Die maximal zulässigen mittleren Stöme für die verwendeten Photomultiplier sind in den Datenblättern angegeben (Anhang A). Sie liegen bei  $I_{mit} \approx 10 - 1000 \text{ nA}$ . Bei Überschreitung können irreversible Veränderungen in der Verstärkung die Folge sein. Daher wird der Spannungsteiler normalerweise so dimensioniert, daß der Querstrom ungefähr  $1 \text{ mA}$  beträgt.

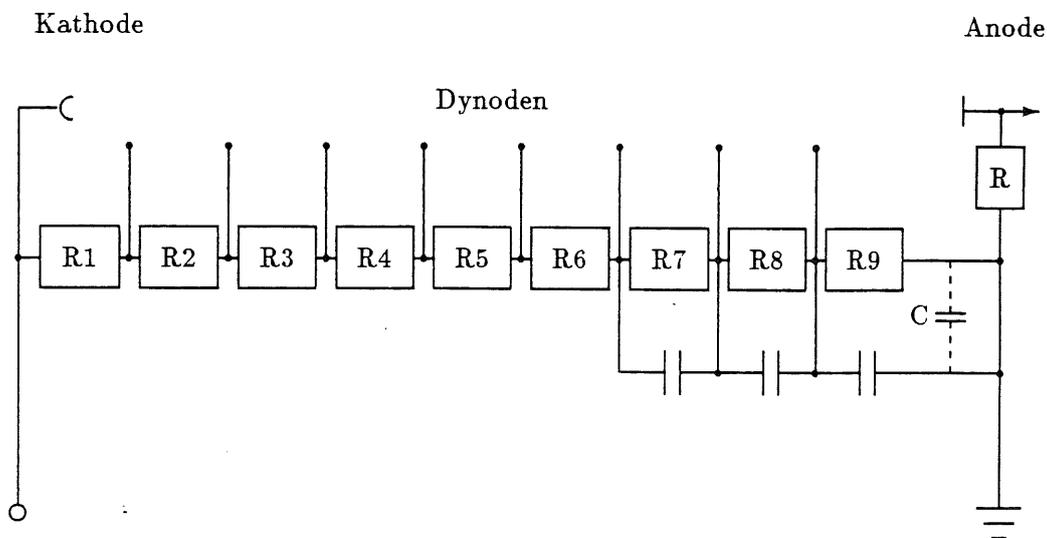


Abb. 2.9: Spannungsteiler für einen 8-stufigen Photomultiplier. Die genaue Dimensionierung ist in Anhang A angegeben.

Die Anode liegt über den Widerstand  $R$  auf Massepotential. Der effektive Arbeitswiderstand ergibt sich aus der Parallelschaltung von  $R$  und dem Eingangswiderstand  $R_{in}$  des angeschlossenen Verstärkers. Der Einfluß von  $R$  auf die Ausgangspulsform wird in Kap. 2.4.2 diskutiert.

## 2.4 Ausgangssignale von Photomultipliern

### 2.4.1 Dunkelstrom

Am Ausgang des Photomultipliers beobachtet man auch dann einen Strom, wenn kein Licht auf den Photomultiplier fällt. Dieser sogenannte Dunkelstrom nimmt mit der Betriebsspannung zu (Abb. 2.10). Die Ursachen dafür sind folgende:

- thermische Elektronenemission der Photokathode und der Dynoden
- Auslösung von Elektronen durch Ionen des Restgases
- Szintillationen des Glases
- Isolationsströme
- Feldemission

Die Höhe dieses Stromes bestimmt die untere Nachweisgrenze bei der Messung von Licht. Er sollte daher möglichst gering sein.

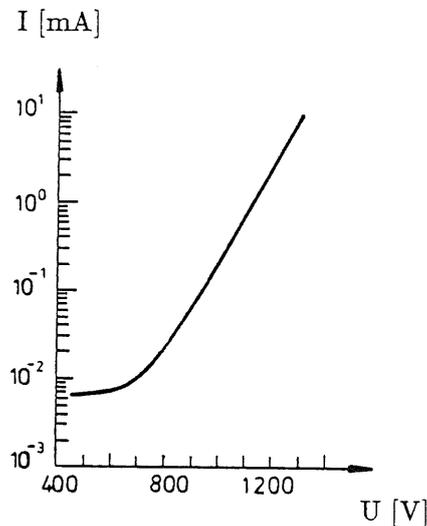


Abb. 2.10: Abhängigkeit des Dunkelstromes von der Betriebsspannung [Ham86].

Die thermische Elektronenemission liefert den größten Beitrag zum Dunkelstrom. Da die Austrittsarbeit der Elektronen aus den Materialien der Dynoden und der Kathode gering ist, können schon bei Raumtemperatur thermische Elektronen emittiert werden. Dabei entstehen die meisten thermischen Elektronen an der Kathode. Sie durchlaufen das Vervielfachersystem und erzeugen einen Strompuls. Die Abhängigkeit des thermischen Emissionsstromes  $I$  von der Temperatur  $T$  kann näherungsweise durch das Richardson-Gesetz beschrieben werden:

$$I = aT^2 \exp\left(-e \frac{\Phi}{kT}\right).$$

Dabei ist  $a$  eine Konstante,  $e$  die Elementarladung,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $\Phi$  die Austrittsarbeit für thermische Emission<sup>6</sup>.  $I$  wächst mit steigender Temperatur und fallender Austrittsarbeit. Daher besitzen z.B. Photokathoden, die im langwelligem Lichtbereich eine hohe Empfindlichkeit haben, einen hohen Dunkelstrom. Eine Kühlung der Photomultiplier führt zur Verminderung des Dunkelstromes. Jedoch hat sie auch einen Anstieg des elektrischen Widerstandes der Kathode zur Folge, wodurch das Fokussierungsfeld zwischen Kathode und erster Dynode gestört wird. Auch die spektrale Empfindlichkeit ändert sich mit der Temperatur [Lan66].

Treffen durch Photoelektronen oder Sekundärelektronen ionisierte Restgasmoleküle auf die Kathode oder die ersten Dynoden, so ist eine Auslösung von Elektronen durch diese

<sup>6</sup>Die Austrittsarbeit für thermische Emission ist bei Halbleitern größer als die Austrittsarbeit für Photoemission. Daher ist die thermische Emission von Elektronen bei Halbleitern geringer als bei Metallen [Val69].

Ionen möglich. Die so entstehenden Strompulse sind relativ groß und können kurz nach dem eigentlichen Signal an der Anode beobachtet werden. Problematisch wird dies vor allem bei zeitlich sehr kurzen Strompulsen. Die Photomultiplier sind so aufgebaut, daß derartige Effekte im Normalfall nur bei sehr hohen Verstärkungsfaktoren auftreten [Val69].

Szintillationen der Glasröhre werden infolge der natürlichen Radioaktivität des verwendeten Materials oder durch das Auftreffen von gestreuten Elektronen angeregt. Auch dieses Licht kann dann Photoelektronen auslösen und so zum Dunkelstrom beitragen. Vor allem das Auftreffen von gestreuten Elektronen auf die Glaswand wird stark reduziert, wenn man die Kathode erdet und die Anode mit positiver Spannung versorgt. Die Kathode hat dann dasselbe Potential wie die Glashülle, wodurch die Elektronen nicht in Richtung der Glaswand angezogen werden. Bei Photomultipliern mit geerdeter Anode wird deshalb die Glashülle teilweise mit einer leitenden Schicht umgeben, die mit der Kathode verbunden ist.

Isolationsströme können durch ungenügende Isolierung des Glaskolbens von den elektrischen Zuführungen oder durch Verunreinigungen an der inneren Oberfläche des Glaskolbens (z.B. Niederschlag von Alkalidämpfen bei der Herstellung der Photokathode) zustande kommen. Daher muß die Fabrikation der Photomultiplier entsprechend vorsichtig und genau erfolgen. Isolationsströme treten vor allem bei niedriger Temperatur auf.

Feldemission von Elektronen erfolgt vor allem bei hoher Betriebsspannung an den Ecken und Kanten der Elektroden. Sie läßt sich herabsetzen, indem man scharfe Kanten und Spitzen vermeidet und durch einen entsprechenden Aufbau des Fokussierungssystems hohe lokale Feldstärken ausschließt.

Der Dunkelstrom setzt sich insgesamt aus zeitlich statistisch verteilten Pulsen zusammen. Die Pulshöhenverteilung läßt sich in vielen Fällen durch eine exponentiell abklingende Funktion beschreiben [Lan66].

#### 2.4.2 Form der Ausgangssignale

Der Anodenstromkreis kann, wie in Abb. 2.11 gezeigt, vereinfacht dargestellt werden.  $C$  ist dabei die Gesamtkapazität des Ausgangssystems (Kapazität der Anode plus Kapazität der Kabel und Eingangskapazität der angeschlossenen Verstärker). Der Strom  $i(t)$ , der zur Anode gelangt, ist durch den Elektronenstrom (Ladung  $Q$ ), der durch einen Lichtblitz erzeugt wird, gegeben.

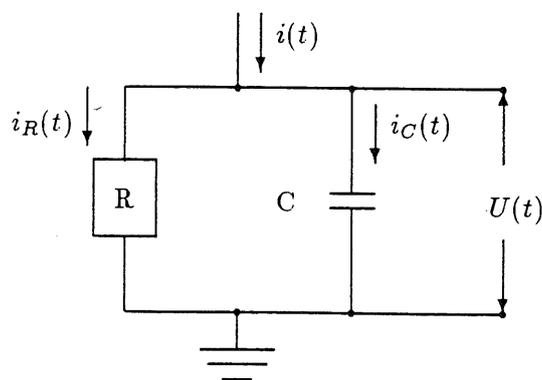


Abb. 2.11: Anodenstromkreis.

Die Form  $i(t)$  beeinflusst die Form des beobachteten Ausgangspulses  $U(t)$ . Näherungsweise kann  $i(t)$  für Szintillationen, bei denen die Abklingzeit  $\tau$  groß gegen die Laufzeitstreuung des Photomultipliers ist, durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden:

$$i(t) = \frac{1}{\tau} Q e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Außerdem gilt:

$$i(t) = i_C(t) + i_R(t) = C \frac{dU(t)}{dt} + \frac{U(t)}{R}.$$

Setzt man den Ausdruck für die Stromstärke  $i(t)$  in diese Gleichung ein, so erhält man eine inhomogene Differentialgleichung erster Ordnung mit der Anfangsbedingung  $U(0) = 0$ . Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$U(t) = \frac{Q}{C} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\tau}{RC}} \left( e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{RC}} \right).$$

Ist nun die Abklingzeit  $\tau$  klein gegen die Zeitkonstante  $RC$ , so erhält man näherungsweise

$$U(t) \cong \frac{Q}{C} \left( e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{RC}} \right).$$

Im anderen Fall ( $\tau \gg RC$ ) ergibt sich

$$U(t) = \frac{RC}{\tau} \cdot \frac{Q}{C} \left( e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau}} \right).$$

Der Verlauf von  $i(t)$  und  $U(t)$  ist in Abb. 2.12 dargestellt. Vergleicht man beide Kurven, so stellt man fest, daß bei großem  $RC$  die Amplitude des Ausgangspulses einfach gegeben ist durch  $Q/C$ , während sie bei kleinem  $RC$  um den Faktor  $RC/\tau$  kleiner ist und mit  $RC$  variiert. Die Anstiegszeit der Spannungspulse ist für große  $RC$  durch die Abklingzeit  $\tau$  des Strompulses gegeben, während sie im anderen Fall gerade durch die Zeitkonstante  $RC$  bestimmt ist. Der Abfall der Spannungspulse ist umgekehrt gerade durch  $RC$  ( $RC \gg \tau$ ) bzw.  $\tau$  ( $RC \ll \tau$ ) bestimmt. Daher ist es sinnvoll, zur Messung von Ladungen  $RC$  groß zu wählen, da dann die Amplitude des Spannungspulses maximal und relativ unempfindlich gegen kleine zeitliche Schwankungen des Widerstandes  $R$  oder des Elektronenstromes ist (Integration über eine längere Zeit).

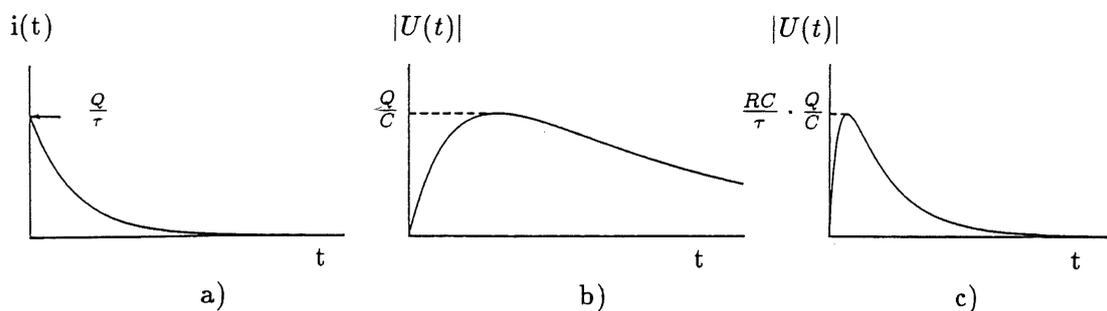


Abb. 2.12: Ausgangspulse an der Anode [Kno79]:

a) Verlauf der Funktion zur Beschreibung der Stromstärke, b) große Zeitkonstante  $RC$ , c) kleine Zeitkonstante  $RC$ .

Ist die Zählrate, bei der gemessen werden soll, von Bedeutung, so muß  $RC$  klein sein, um die erforderliche zeitliche Auflösung zu erhalten. Jedoch ist dann die Pulshöhe wesentlich kleiner und zudem abhängig von  $\tau$ . Statistische Schwankungen in der Erzeugung der Photoelektronen führen dann zu unterschiedlichen Pulsformen und Pulshöhen.

### 2.4.3 Pulshöhenauflösung

Auch bei der Einstrahlung von Pulsen konstanter Lichtmenge weist die auf der Anode des Photomultipliers auftreffende Ladung  $Q$  und damit die Höhe des Ausgangssignales der Photomultiplier eine Streuung auf. Diese Streuung begrenzt das energetische Auflösungsvermögen des Szintillationsdetektors. Sie ist im wesentlichen eine Folge des statistischen Charakters der ablaufenden Prozesse (z.B. Quantenausbeute, Elektronenüberführung, Elektronenemissionsrate, Rauschen,...). Da die Pulshöhe proportional zur Zahl der erzeugten Photoelektronen ist, hängt sie stark von statistischen Schwankungen in der Zahl der gesammelten Photoelektronen ab. Setzt man voraus, daß eine Poisson-Verteilung vorliegt, so gilt für die Standardabweichung  $\sigma = \sqrt{N}$ , wobei  $N$  die mittlere Zahl der erzeugten Photoelektronen pro Puls ist.

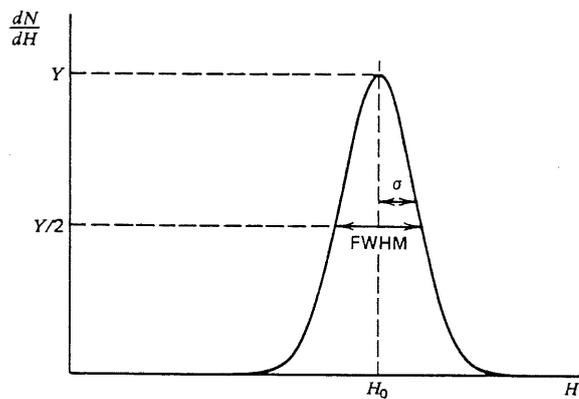


Abb. 2.13: Zur Definition der Pulshöhenauflösung. Für gaußförmige Verteilungen ist FWHM gegeben durch  $2.36 \sigma$ .

Die Pulshöhenverteilung (Abb. 2.13) selbst kann durch eine Gaußfunktion beschrieben werden. Die Pulshöhenauflösung  $A$  ist dann definiert als

$$A = \frac{FWHM}{H_0} \cdot 100[\%] = \frac{2.36 \sigma}{H_0} \cdot 100[\%],$$

wobei  $H_0$  die mittlere Pulshöhe und FWHM<sup>7</sup> die Breite der Verteilung auf der Hälfte des Maximums angibt [Kno79].

Deponieren Elektronen die Energie  $E$  im Szintillator, so wird ein Teil dieser Energie in Licht verwandelt (Kap. 2.6), welches dann auf die Photokathode einfallen kann und in einen meßbaren elektrischen Puls verwandelt wird. Dann ist die mittlere Pulshöhe der gemessenen Pulshöhenverteilung direkt proportional zur Energie  $E$  und FWHM proportional zu  $\sqrt{E}$  [Kno79]. Daher ergibt sich die Energieauflösung  $EA$  zu

$$EA = \frac{K}{\sqrt{E}},$$

wobei  $K$  eine Konstante ist. Die Energieauflösung ist also umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Energie  $E$ . Typische Werte der Energieauflösung liegen bei etwa 8–13 % für eine Energie von 511 keV bei Auslese von Szintillatoren durch Photomultiplier (Kap. 2.6).

Nicht nur die im Photomultiplier ablaufenden Prozesse bestimmen die Energieauflösung. Die statistischen Prozesse, die im Szintillator selbst ablaufen, tragen ebenso zu einer Verschlechterung der Energieauflösung bei wie das elektronische Rauschen der angeschlossenen Meßapparatur.

<sup>7</sup>Full Width at Half Maximum

#### 2.4.4 Zeitauflösung

Laufzeitstreuungen kommen hauptsächlich durch die unterschiedlichen Wege zustande, die die Elektronen innerhalb des Photomultipliers zurücklegen. Sie äußern sich in einer zeitlichen Verbreiterung des Ausgangspulses gegenüber dem anregenden Puls. Dabei hat der Abstand zwischen Photokathode und erster Dynode den größten Einfluß auf die Zeitauflösung. Dieser Abstand ist, um eine gleichmäßige Photoelektronensammlung über eine große Kathodenfläche zu erhalten, meist groß im Vergleich zu den Abständen zwischen den Dynoden. Die Differenz im zurückgelegten Weg zwischen Photoelektronen, die an der Seite der Kathodenfläche entstehen, und solchen, die in der Mitte der Kathodenfläche erzeugt werden, ist oft der entscheidende Faktor für die beobachtete Zeitauflösung. Ein zweiter Faktor, der die Zeitauflösung beeinflusst, ist die unterschiedliche Anfangsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  der Photoelektronen. Dieser Effekt kann durch entsprechend hohe Beschleunigungsspannungen minimiert werden. Die Zeitauflösung ist abhängig von der Zahl der anfangs erzeugten Photoelektronen pro Lichtpuls. Sie ist näherungsweise umgekehrt proportional zur Wurzel aus der mittleren Zahl der erzeugten Photoelektronen. Die Verteilungen, die man bei der Messung der Zeitauflösung erhält, können ebenfalls durch Gaußfunktionen beschrieben werden. Als Maß für die Zeitauflösung wird meist der Wert  $\sigma$  angegeben:

$$\sigma = \frac{FWHM}{2.36} [ns].$$

Ein typischer Wert für  $\sigma$  ist z.B. 1 ns für den Photomultiplier 56 AVP.

Die Laufzeit eines Photomultipliers ist definiert als die Zeit zwischen Auftreffen eines Photons auf der Photokathode und Auftreten des Anodensignals. Typische Werte für die Laufzeit sind 20 – 30 ns. Diese Zeit ist normalerweise etwa konstant und daher für Messungen nur von Bedeutung, wenn der Zeitpunkt, zu dem das Ausgangssignal im Vergleich zu anderen Signalen erscheint, eine Rolle spielt (z.B. Koinzidenzen).

### 2.5 Bewegung von Elektronen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern

Im folgenden werden die Bewegungsgleichungen für Elektronen in homogenen statischen elektrischen und magnetischen Feldern beschrieben. Dabei beschränkt sich die Betrachtung aufgrund der vorgegebenen Randbedingungen (vgl. Kap.3) auf homogene Magnetfelder  $\vec{B}$  parallel zur z-Achse und homogene elektrische Felder  $\vec{E}$ , die unter einem Winkel  $\vartheta$  zum Magnetfeld in der y-z-Ebene liegen (Abb. 2.14). Zur Bestimmung der Bewegungsgleichungen der Elektronen zwischen z.B. Kathode und erster Dynode ist die Einführung eines zweiten gedrehten Koordinatensystems, dessen z'-Achse parallel zum elektrischen Feld  $\vec{E}$  liegt, sinnvoll. Dabei wird um die x-Achse gedreht. Sie ist in Abb. 2.14 nicht eingezeichnet und verläuft über der z-Achse in die Zeichenebene hinein. Ein Elektron, daß sich zur Zeit  $t = 0$  am Ort  $\vec{r} = (x, y, z)$  mit der Anfangsgeschwindigkeit  $\vec{v}_0 = (\dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0)$  befindet, erfährt durch das magnetische Feld die Lorentzkraft

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

und durch das elektrische Feld die Kraft

$$\vec{F}_{el} = e\vec{E}.$$

Betrachtet man die einzelnen Komponenten der Bewegung in x-, y- und z-Richtung unter Berücksichtigung der vorgegebenen Randbedingungen

$$\vec{E} = (0, E_y, E_z), \quad \vec{B} = (0, 0, B_z), \quad \vec{v} = (\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}),$$

mit

$$E_y = E \sin \vartheta, \quad E_z = E \cos \vartheta,$$

so erhält man für die Beschleunigung

$$\ddot{x} = \frac{e}{m} \dot{y} B_z, \quad \ddot{y} = -\frac{e}{m} \dot{x} B_z + \frac{e}{m} E_y, \quad \ddot{z} = \frac{e}{m} E_z.$$

Zweimaliges Integrieren ergibt dann die Bewegungsgleichungen in x-, y- und z-Richtung

$$x = x_o + \frac{\dot{y}_o}{\omega} + \left( \frac{\dot{x}_o}{\omega} - \frac{E_y}{B_z \omega} \right) \sin \omega t - \frac{\dot{y}_o}{\omega} \cos \omega t + \frac{E_y t}{B_z},$$

$$y = y_o - \frac{\dot{x}_o}{\omega} + \frac{E_y}{B_z \omega} + \frac{\dot{y}_o}{\omega} \sin \omega t + \left( \frac{\dot{x}_o}{\omega} - \frac{E_y}{\omega B_z} \right) \cos \omega t,$$

$$z = z_o + \dot{z}_o t + \frac{1}{2} \frac{e E_z}{m} t^2,$$

mit  $\omega = \frac{e}{m} B_z$ .

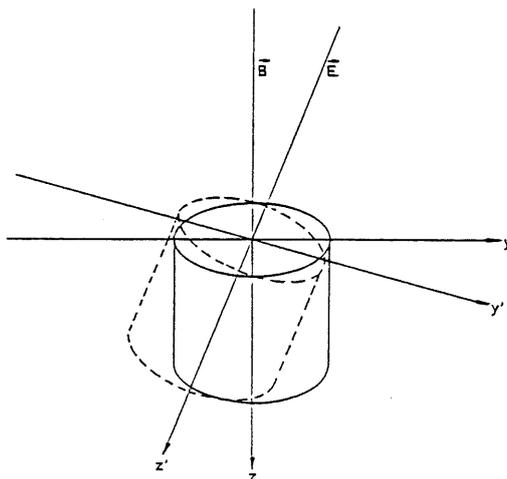


Abb. 2.14: Koordinatensysteme zur modellhaften Beschreibung der Elektronenbewegung in Photomultipliern.

Wird der Photomultiplier gegen das Magnetfeld um den Winkel  $\vartheta$  um die x-Achse gedreht, so ergeben sich die Bewegungsgleichungen in dem mit dem Photomultiplier verbundenen gedrehten Koordinatensystem aus

$$x' = x, \quad y' = y \cos \vartheta - z \sin \vartheta, \quad z' = z \cos \vartheta + y \sin \vartheta.$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen kann nun näherungsweise die Bahn eines Elektrons zwischen Kathode und erster Dynode berechnet und zeichnerisch dargestellt werden. Dabei werden folgende Anfangsbedingungen vorausgesetzt:

- Die anliegende Spannung zwischen Kathode und erster Dynode beträgt 300 V.
- Das Elektron startet zur Zeit  $t = 0$  am Ort  $\vec{r} = (0, 0, 0)$  mit der Anfangsgeschwindigkeit  $\vec{v} = (0, 0, 0)$ .
- Der Abstand zwischen Kathode und Dynode beträgt 5 mm. Damit ergibt sich  $E = 60000 \frac{V}{m}$ .
- Die magnetische Feldstärke beträgt  $B_z = 1.2 T$ .
- Der Winkel zwischen Magnetfeld und elektrischem Feld ist  $\vartheta = 60^\circ$ .

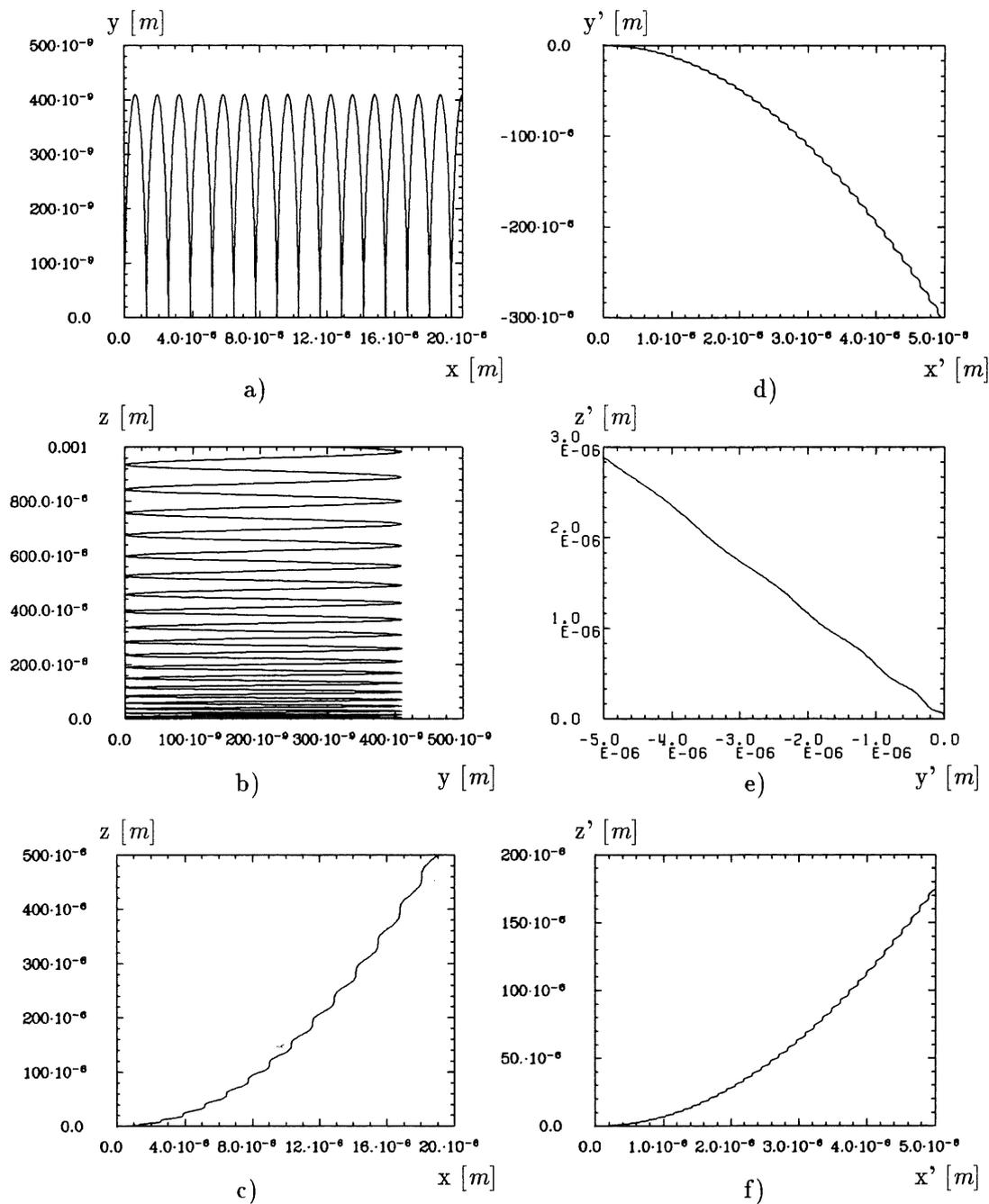


Abb. 2.15: Elektronenbahnen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern, die unter einem Winkel  $\vartheta = 60^\circ$  zueinander liegen.

In Abb. 2.15 a)–c) sind in Vergrößerung die Projektionen der sich ergebenden Elektronenbahn auf die  $x$ - $y$ -,  $x$ - $z$ - und  $y$ - $z$ -Ebene des Koordinatensystems dargestellt, dessen  $z$ -Achse parallel zum magnetischen Feld  $\vec{B}$  liegt. Abb. 2.15 d)–f) zeigt die entsprechenden Elektronenbahnen im gedrehten Koordinatensystem.

Es ist zu erkennen, daß die Bahn in der  $x$ - $z$ -Ebene des nicht gedrehten Koordinatensystems parabelförmig verläuft. Die Elektronen spiralen um diese Parabelbahn. Betrachtet man die Bewegungsgleichungen, so kann man sich die Bewegung aus drei Komponenten zusammengesetzt denken. Das Elektron wird in  $z$ -Richtung gleichmäßig beschleunigt (elektrisches Feld  $E_z$ ) und bewegt sich in  $x$ -Richtung wegen der wirkenden Lorentzkraft mit konstanter Geschwindigkeit (elektrisches Feld  $E_y$  senkrecht zu  $B_z$ ). Dieser Bewegung ist eine Kreisbewegung in der  $x$ - $y$ -Ebene überlagert, die ebenfalls durch die Lorentzkraft ( $\dot{x}, \dot{y}$  senkrecht zu  $B_z$ ) verursacht wird. Der Durchmesser der entstehenden Schraubenlinie liegt bei etwa  $400 \text{ nm}$  (Abb. 2.15 b)). Die Steigung der Schraubenlinie wird rasch größer. Bei kleineren Winkeln verläuft die Parabel wesentlich steiler. Der Radius der Schraubenlinie wird kleiner (etwa  $80 \text{ nm}$  für  $\vartheta = 10^\circ$ ) und die Steigung der Schraubenlinie wird insgesamt größer. Im gedrehten mit der Photomultiplierachse verbundenen Koordinatensystem sieht die Projektion dieser Bahn in der  $x'$ - $y'$ - und der  $x'$ - $z'$ -Ebene parabelförmig in sich gewellt aus. In der  $y'$ - $z'$ -Ebene ergibt sich ein fast linearer Kurvenverlauf, der zu einer starken seitlichen Verschiebung des Auftreffpunktes der Elektronen in  $y'$ -Richtung auf der Dynode führt. Auch hier ist der spiralförmige Verlauf der Elektronenbahnen gut zu sehen. Zu erkennen ist ebenfalls, daß die Elektronen schräg auf die Dynode einfallen.

In Abb. 2.16 a)-b) ist modellhaft die räumliche Verteilung der Auftreffpunkte der Elektronen auf die Dynode für die Winkel  $\vartheta = 0^\circ$  bzw.  $60^\circ$  dargestellt. Abb. 2.16 c)-f) zeigt die zeitliche Verschiebung. Die Berechnung erfolgte unter folgenden von den vorherigen Voraussetzungen abweichenden Bedingungen:

- Die Elektronen starten zur Zeit  $t = 0$  am Ort  $\vec{r}^i = (0, 0, 0)$ .
- Die Anfangsgeschwindigkeit  $\vec{v}_o^i = (x'_o, y'_o, z'_o)$  entspricht einer Energie zwischen  $0$  und  $1 \text{ eV}$ .
- Der Abstand zwischen Kathode und erster Dynode beträgt  $(5 \pm 0.01) \text{ mm}$ .

Alle anderen Voraussetzungen gelten auch für diese Berechnung. Die Werte für Betrag und Richtung von  $\vec{v}_o$  wurden mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators erzeugt. Daher liegt dem Modell eine gleichmäßige Verteilung der Geschwindigkeit der Elektronen pro Raumwinkeleinheit zugrunde. Es wurden jeweils für  $200$  Elektronen Auftreffpunkt und Laufzeit berechnet und zeichnerisch dargestellt.

Abb. 2.16 a) zeigt die räumliche Verteilung auf der Dynode für  $\vartheta = 0^\circ$  bei einer magnetischen Feldstärke von  $1.2 \text{ T}$ . Die Elektronen werden, je nach Anfangsgeschwindigkeit, seitlich abgelenkt. Dabei liegt die Größenordnung der seitlichen Verschiebung im  $\mu\text{m}$ -Bereich. Bei Erniedrigung der Feldstärke ergibt dasselbe Bild mit einer insgesamt größer werdenden seitlichen Ausdehnung (etwa  $60 \mu\text{m}$  für  $0.2 \text{ T}$ ). Abb. 2.16 b) zeigt die räumliche Verteilung für einen Winkel  $\vartheta = 60^\circ$  bei verschiedenen magnetischen Feldstärken. Es wird deutlich, daß sich die Auftreffpunkte in  $y'$ -Richtung um etwa  $8.64 \text{ mm}$  für  $\vartheta = 60^\circ$  unabhängig von der anliegenden magnetischen Feldstärke verschieben. Nimmt man an, daß die Elektronenbahn längs der Magnetfeldlinien verläuft, so berechnet sich die Ablenkung in  $y'$ -Richtung zu

$$y' = 5 \text{ mm} \tan \vartheta = 8.66 \text{ mm} .$$

Dieses Ergebnis zeigt, daß die Elektronenbahnen für Feldstärken zwischen  $0.2 \text{ T}$  und  $1.4 \text{ T}$  tatsächlich in Richtung der Magnetfeldlinien verlaufen. In  $x'$ -Richtung ergibt sich eine weit geringere Ablenkung. Sie ist, wie den Bewegungsgleichungen zu entnehmen ist, abhängig

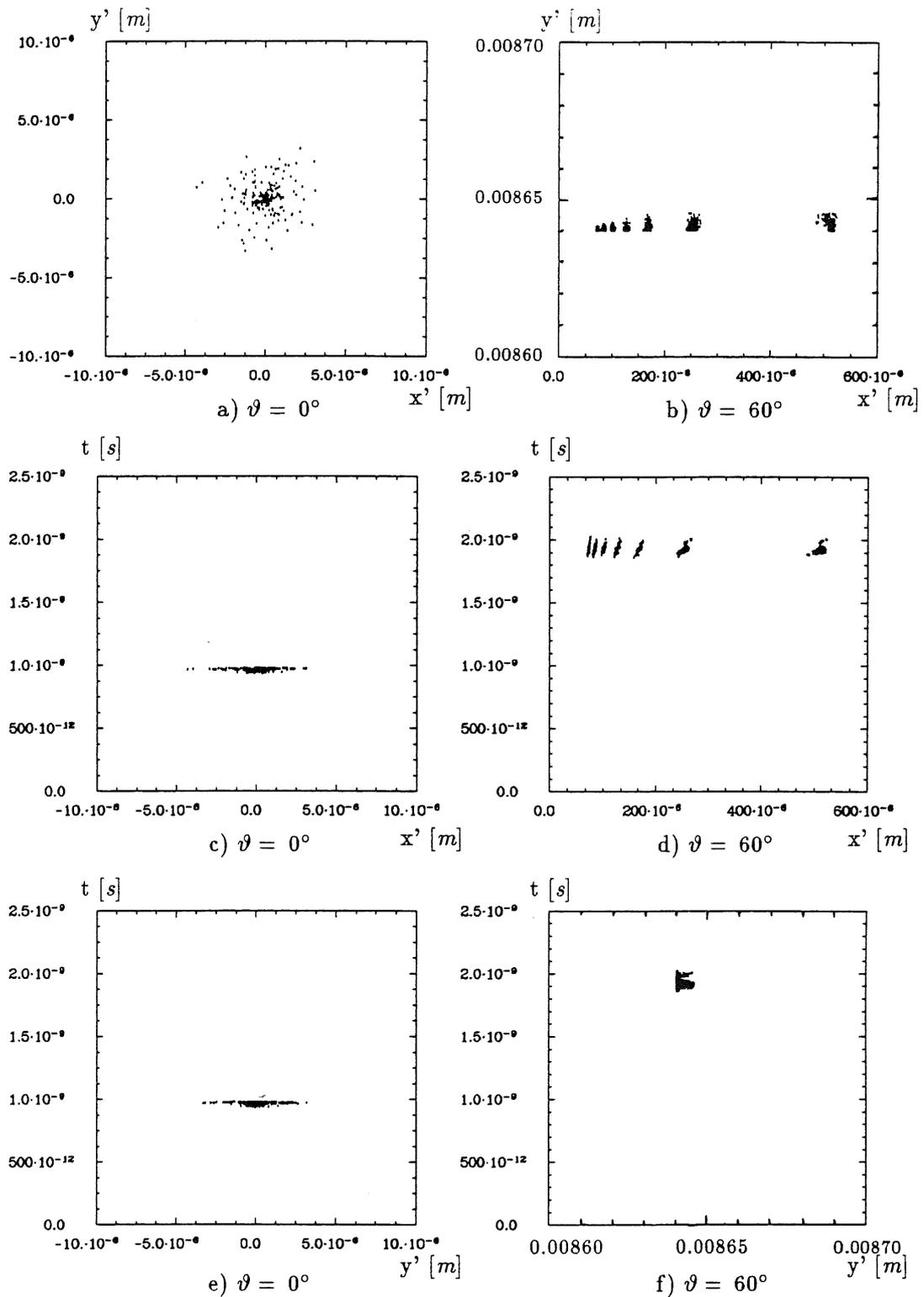


Abb. 2.16: Räumlichen Verschiebung der Elektronen auf der Dynode bei  
 a)  $\vartheta = 0^\circ$  und  $1.2 T$ , b)  $\vartheta = 60^\circ$  bei verschiedenen Magnetfeldstärken.  
 Die Punkthäufungen entsprechen von links nach rechts den Feldstärken von  $0.2 T$ ,  $0.4 T$ ,  
 $0.6 T$ ,  $0.8 T$ ,  $1.0 T$ ,  $1.2 T$ , und  $1.4 T$ .  
 Laufzeit von Kathode zu erster Dynode bei  
 c) und e)  $\vartheta = 0^\circ$ ,  $B = 1.2 T$ , d) und f)  $\vartheta = 60^\circ$  bei verschiedenen Feldstärken.  
 Abb. 2.16f) zeigt aufgrund der gleichen Ablenkung für verschiedene Magnetfeldstärken in  
 $y'$ -Richtung nur eine Auftreffzone.

von der Größe der  $y$ -Komponente der elektrischen Feldstärke  $E_y$ . Insgesamt ist anzunehmen, daß die Verstärkung mit wachsendem Winkel abnimmt, da die Elektronen wegen der starken Ablenkung in  $y'$ -Richtung die Dynoden nur noch teilweise erreichen.

In Abb. 2.16c)-f) ist jeweils die  $y'$ - bzw.  $x'$ -Koordinate gegen die Laufzeit der Elektronen für die Winkel  $\vartheta = 0^\circ$  bzw.  $60^\circ$  dargestellt. Die Elektronen treffen bei einem Winkel von  $\vartheta = 0^\circ$  nach etwa  $1 \text{ ns}$  auf die Dynode. Dabei ist diese Laufzeit, wie erwartet, unabhängig von der Größe der magnetischen Feldstärke, da die Beschleunigung in  $z'$ -Richtung allein durch die elektrische Feldstärke bestimmt ist. Bei einem Winkel von  $\vartheta = 60^\circ$  erfolgt das Auftreffen der Elektronen auf der Dynode unabhängig von der magnetischen Feldstärke nach etwa  $2 \text{ ns}$ . Diese zeitliche Verschiebung wird bei kleineren Winkeln geringer. Dies deutet darauf hin, daß die Laufzeit bei Drehung der Photomultiplier im Magnetfeld zunimmt, während sie bei Variation der Magnetfeldstärke unverändert bleibt.

## 2.6 Lichtleiter und Szintillatoren

### 2.6.1 Lichtleiter

Lichtleiter haben die Aufgabe, das an der Szintillatoraustrittsfläche gesammelte Licht möglichst vollständig auf die Photokathode des Photomultipliers zu überführen. Lichtleiter sind auch erforderlich, wenn zur Untersuchung der Photomultiplier Lichtpulser verwendet werden, die nicht direkt an die Photokathode angekoppelt werden können. Der Transport des Lichts im Lichtleiter erfolgt im wesentlichen durch Totalreflexion. Grundsätzlich ist es möglich, Licht ohne Verluste von der Eintritts- zur Austrittsfläche zu überführen, solange die Querschnittsfläche des Lichtleiters konstant gehalten wird und starke Krümmungen vermieden werden (adiabatische Lichtleiter).

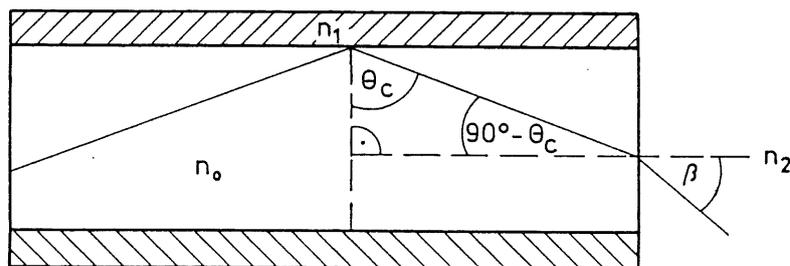


Abb. 2.17: Reflexion bei Lichtleitern.

Lichtleiter bestehen meist aus Plexiglasmaterialien oder Quarzfasern mit einem hohen Brechungsindex, um den Winkel  $\theta_c$  der Totalreflexion möglichst klein zu halten. Zur Verbesserung der Lichtüberführung ist die Oberfläche poliert und oft von reflektierendem Material umgeben. Dadurch soll Licht, das unter Winkeln kleiner  $\theta_c$  einfällt, in den Lichtleiter zurückreflektiert werden. Für einen isotropen zylindrischen Lichtleiter berechnet sich  $\theta_c$  zu (Abb. 2.17):

$$\theta_c = \arcsin \frac{n_1}{n_0},$$

wobei  $n_0$  der Brechungsindex des Lichtleitermaterials und  $n_1$  der Brechungsindex des umgebenden Materials ist [Kno79]. In der Praxis wird das Licht nicht im Lichtleiter erzeugt,

sondern in Szintillatoren oder durch Lichtpulsler. Daher ist auch der Brechungsindex des Mediums an der Eintritts- bzw. Austrittsfläche für den Bruchteil des Lichts, der insgesamt den Lichtleiter verläßt, von Bedeutung. Ist z.B. der Brechungsindex  $n_2$  des Mediums am Ausgang der Lichtleiter kleiner als  $n_o$ , so kann ein Teil des Lichts nur dann den Lichtleiter verlassen, wenn es unter Winkeln kleiner  $\theta_g = \arcsin(n_2/n_o)$  auf die Oberfläche trifft. Der reflektierte Anteil ist dabei um so geringer, je kleiner der Einfallswinkel ist. Für die Eintrittsfläche gelten entsprechende Aussagen. Exakt wird dieses Verhalten durch die Fresnelschen Formeln beschrieben [Ber78]. Der Öffnungswinkel des den Lichtleiter verlassenden Lichts ist näherungsweise gegeben durch den Totalreflexionswinkel  $\theta_c$  des Lichtleiters. Das Licht kann maximal im Winkel  $90^\circ - \theta_c$  auf die Austrittsfläche fallen. Daher berechnet sich der maximale Öffnungswinkel zu

$$\beta = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_o} \sin(90^\circ - \theta_c)\right) < \theta_g .$$

### 2.6.2 Szintillatoren

Zur Messung verwendet wurde ein anorganischer Kristall bestehend aus CsJ(Tl), der durch  $\gamma$ -Strahlung angeregt wurde. Solche Szintillatoren sind vor allem zum Nachweis energiereicher Teilchen- und Gammastrahlen gut geeignet.

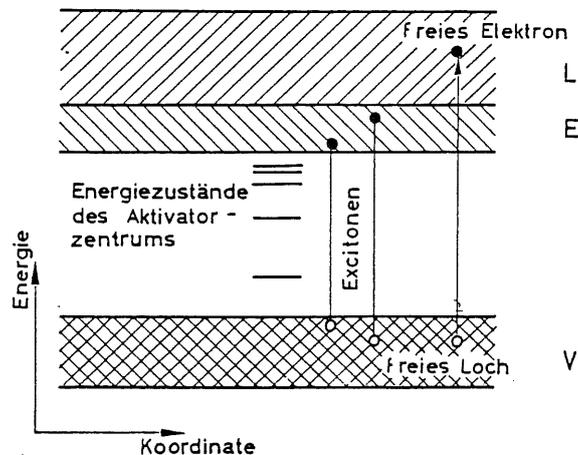


Abb. 2.18: Bändermodell für anorganische Halbleiter [Lan66].

Das Verhalten solcher Kristalle läßt sich näherungsweise durch das Bändermodell beschreiben (Abb. 2.18). Elektronen aus dem gefüllten Valenzband V können durch Zuführung von Energie z.B. in Form von Strahlung ins Leitungsband L angeregt werden. Daneben ist es möglich, daß ein Elektron das Leitungsband nicht erreicht und an das Loch im Valenzband gebunden bleibt (Excitonenband E). Durch die zugesetzten Aktivatorzentren (Tl) werden Elektronenniveaus innerhalb der verbotenen Zone zwischen Valenzband und Leitungsband erzeugt. Vereinfacht läßt sich der ablaufende Prozess dann wie folgt beschreiben [Kno79]:

Die in den Szintillator gelangende ionisierende Strahlung erzeugt längs ihrer Bahn freie Elektronen, freie Löcher und Excitonen, die durch das Kristall diffundieren, bis sie auf ein Aktivatorzentrum treffen, an das sie ihre Energie abgeben können. Das angeregte Aktivatorzentrum kann nun entweder unter Emission von Licht oder strahlungslos (Abgabe der Energie an das Gitter) in den Grundzustand übergehen.

Das Pulshöhenspektrum, das man bei Bestrahlung des Szintillators mit  $\gamma$ -Quanten erhält, gibt nicht unmittelbar das Energiespektrum der Gammaquanten wieder, sondern

das der aus Wechselwirkungsprozessen mit der Gammastrahlung stammenden Elektronen. Dabei sind die wesentlichen Wechselwirkungsprozesse für Energien bis zu  $1\text{ MeV}$  der innere Photoeffekt und der Compton-Effekt [Lan66]. Daher erscheint in derartigen Spektren (Abb. 5.3) neben dem Hauptmaximum, das alle Ereignisse enthält, bei denen die gesamte Energie des einfallenden  $\gamma$ -Quants absorbiert wurde<sup>8</sup>, die kontinuierliche Compton-Verteilung. Sie rührt aus solchen Prozessen her, bei denen das gestreute  $\gamma$ -Quant den Szintillator verlassen hat, bevor es seine Energie vollständig abgegeben hat.

---

<sup>8</sup>Dies umschließt auch solche Prozesse, bei denen das  $\gamma$ -Quant erst unelastisch gestreut wird und bei denen dann die restliche Energie durch Photoeffekt absorbiert wird.

## Kapitel 3

# Die Meßanordnungen

In Zusammenhang mit den hier beschriebenen Untersuchungen ist primär nur die Veränderung der Verstärkung der Photomultiplier in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke und dem Drehwinkel im Magnetfeld von Interesse, und nicht deren absolute Höhe. Dies gilt auch für die Pulshöhenauflösung, die Zeitauflösung und die Laufzeitunterschiede. Daher ist es sinnvoll, die Meßanordnung so zu konzipieren, daß diese Größen optimal gemessen werden können.

Um Photomultiplier in Magnetfeldern untersuchen zu können, müssen sie in ein lichtdichtes Gehäuse zur Vermeidung von störender Lichteinstrahlung aus der Umgebung eingebaut werden. Die Abmessungen des Gehäuses müssen dem zwischen den Polschuhen des Magneten zur Verfügung stehenden Platz entsprechen. Außerdem darf kein magnetisches Material verwendet werden, da dieses das Magnetfeld verzerren würde. Zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit der Verstärkung in Magnetfeldern muß das Gehäuse zudem drehbar gelagert sein. Der Spannungsteiler wird entsprechend den in Kap. 2.3.4 gemachten Angaben dimensioniert und sollte, um störende Längen in den elektrischen Verbindungen und meist lichtdurchlässige Löcher zur Zuführung der elektrischen Anschlüsse am Gehäuse zu vermeiden, direkt am Sockel der Photomultiplier angebracht werden.

Das Licht, das auf die Photokathode fällt, sollte konstante Intensität besitzen, um Schwankungen in der Verstärkung, die nicht auf Magnetfeldeinflüsse zurückzuführen sind, minimal zu halten. Das Spektrum der Lichtquelle muß der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode angepaßt sein. Die Intensität der Lichtquelle sollte so groß sein, daß auch Trioden und Tetroden Ausgangspulse liefern, die ohne Verwendung von Verstärkern zumindest im  $mV$ -Bereich liegen. Auf diese Weise vermeidet man die Benutzung von Vorverstärkern, die immer einen zusätzlichen Rauschanteil liefern. Die Intensität der Lichtquelle ist so zu wählen, daß die vom Hersteller angegebenen, maximalen mittleren Anodenströme nicht überschritten werden (Anhang A).

Die Überführung des Lichts zur Photokathode muß eine punktförmige Lichteinstrahlung zur Untersuchung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf der Photokathode zulassen. Außerdem ist eine Vorrichtung zur diffusen Lichteinstrahlung vorzusehen, um entsprechende Messungen durchführen zu können. Dabei ist zu beachten, daß die Kathodenfläche möglichst gleichmäßig ausgeleuchtet wird.

Für die Bestimmung der Zeitauflösung müssen zur Erzeugung von Start- und Stoppsignalen zwei koinzidente Lichtpulse zur Verfügung stehen. Dieses kann erreicht werden, indem man das Licht einer Lichtquelle teilt, bzw. zwei Szintillatoren mit koinzidenter Strahlung anregt. Da auch die Änderung der Laufzeit in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke und dem Drehwinkel im Magnetfeld bestimmt werden soll, muß ein Photomultiplier außerhalb des Magnetfeldes positioniert werden können. Daher ist ein zweites lichtdichtes Gehäuse für diese Messungen vorzusehen. Diese Anordnung bedingt

wiederum, daß eine Lichtquelle nicht direkt an beide Photomultiplier gekoppelt werden kann, da diese räumlich sehr weit auseinander stehen müssen. Messungen mit Szintillatortropfen sind daher für diesen Fall kaum zu realisieren, da es schwierig ist, das in den Szintillatoren erzeugte Licht zu teilen und über größere Wegstrecken zu führen. Deshalb ist die Benutzung eines Lichtpulsers, dessen Licht über zwei getrennte Lichtleiter auf die Photomultiplier geführt wird, sinnvoll.

Die hier dargestellten Überlegungen führten zu einer Versuchsanordnung, deren allgemeiner Aufbau in den folgenden Abschnitten dargestellt wird. Sie enthalten Angaben zum Magneten, zum mechanischen Aufbau, zur Lichtquelle und zur Lichtankopplung. Anschließend wird auf die Einzelheiten der verschiedenen Messanordnungen zur Bestimmung der Veränderung der Verstärkung (Pulshöhenauflösung) bei punktförmiger und diffuser Lichteinstrahlung und der Zeitauflösung (Laufzeit) eingegangen.

### 3.1 Allgemeiner Versuchsaufbau

#### 3.1.1 Das Magnetfeld

Zur Messung in Magnetfeldern bis zu 1.5 T wird ein großer Magnet benötigt, der ein räumlich ausgedehntes homogenes Magnetfeld erzeugt, in dem die Photomultiplier aufgebaut werden können. Für die Messungen wurde ein Strahlführungsmagnet verwendet, der uns von DESY zur Verfügung gestellt wurde. Er wird auch von anderen Gruppen zu Testzwecken benutzt (z.B. Eichung von Magnetfeldsonden).

Technische Daten des Magneten MA-Rehabeam	
Magnetgewicht	20.8 t
Gesamtlänge zwischen den Vakuumkammerflanschen	1975 mm
nutzbare Apertur in der Vakuumkammer	Höhe 168 mm Breite 483 mm
Polabstand	168 mm
Spulenöffnung	510 mm
Polendabrundung	$z \times s = 180 \times 180 \text{ mm}^2$
max. Stromstärke	1500 A
Feldstärke bei 1500 A	20.7 kG
Leistungsverbrauch bei 1500 A	400 kW
Gesamtwiderstand bei 20°C	0.16 $\Omega$
integrierte magnetische Länge	1327 mm
Zeitkonstante L/R (berechnet für 50°C)	1.35 s
Gesamtwindungszahl	$4 \times 48 = 192$
mittlere Windungslänge	5000 mm
Leiterquerschnitt	Quadrat $12 \times 12 \text{ mm}^2$ mit Loch $\phi$ 7 mm
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

Tab. 3.1: Technische Daten des MA-Rehabeam

Die technischen Daten und Informationen über den Feldverlauf wurden ebenfalls von DESY zur Verfügung gestellt. Tabelle 3.1 enthält eine Zusammenfassung der wichtigsten Daten. Eine Darstellung der Aufsicht und der Seitenansicht ist in Anhang B beigelegt. Die Homogenität des Magnetfeldes ist für den Mittelbereich des Gapvolumens recht gut. Messungen ergaben, daß über die gesamte Höhe des Volumens im Bereich von  $\pm 60$  cm in der Tiefe und  $\pm 20$  cm in der Breite (gemessen vom Gapmittelpunkt aus) die Abweichung der gemessenen Feldstärke von dem im Gapmittelpunkt gemessenen Wert nicht mehr als 0.2% beträgt [Mor89]. Daher steht für die Messungen ein homogenes Magnetfeld der Länge 120 cm, der Breite 40 cm und der Höhe 16.8 cm zur Verfügung.

Die verschiedenen Feldstärken werden durch Veränderung der Stromstärke eingeregelt. Aus der ebenfalls gelieferten Erregerkurve (Anhang B) und den durchgeführten Feldstärkemessungen [Mor89] wird ersichtlich, daß die Feldstärke innerhalb des Bereiches von ca. 170 A–1100 A linear mit der Stromstärke ansteigt. Dabei entspricht eine Änderung der Stromstärke von 70 A einer Feldstärkeänderung von 0.1 T.

### 3.1.2 Gehäuse und Spannungsteiler

Das Gehäuse zur lichtdichten Unterbringung der Photomultiplier wurde entsprechend den Abmessungen des Magnetfeldes dimensioniert (Abb. 3.1). Es besteht aus einem rechteckigen Kasten aus Aluminium und Kupfer, welcher seitlich angebrachte Achsen besitzt, die drehbar in einer Aufhängung gelagert sind. An einer Achse ist ein Zeiger befestigt. Dieser bewegt sich bei Drehung des Kastens auf einer an der Aufhängung angebrachten Winkelskala, die eine Winkeinteilung in Gradschritten besitzt. Daher ist der Drehwinkel der Photomultiplier im Magnetfeld auf ein halbes Grad genau einstellbar. Die Kanten und Öffnungen des Gehäuses wurden mit schwarzem Klebeband abgeklebt, um den Einfall von Licht zu verhindern. Zusätzlich wurde das Gehäuse während der Messungen mit schwarzer Folie umwickelt.

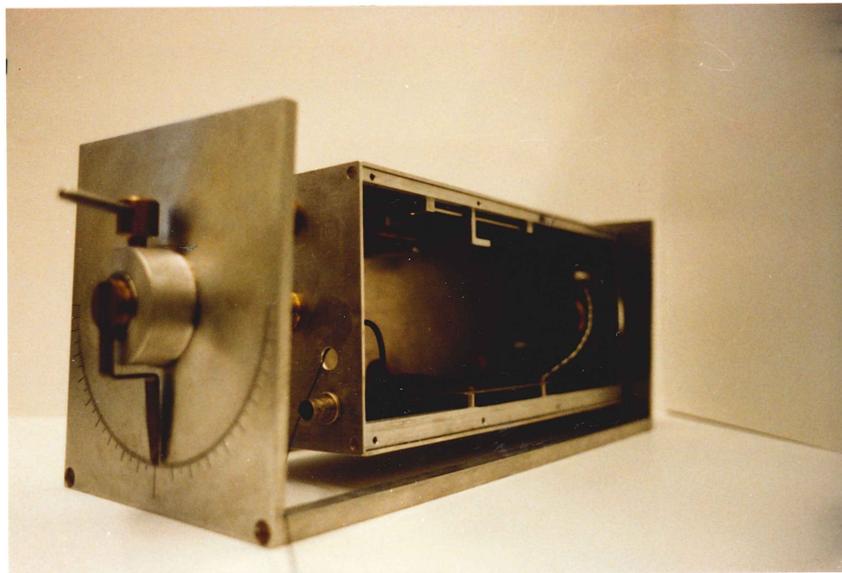


Abb. 3.1: Gehäuse und Gehäuseaufhängung mit Winkelskala. Am Gehäuse ist die Vorrichtung zur punktförmigen Lichteinstrahlung angebracht.

Da über den Photomultipliern noch genügend Platz zur Anbringung von Lichtleitern bei punktförmiger Einstrahlung (bzw. von Reflektoren bei diffuser Einstrahlung) zur Verfügung stehen muß, wurde die Höhe des Gehäuses so groß wie möglich gewählt. Dabei durfte die Diagonale nicht mehr als  $164\text{ mm}$  lang sein, da das Gehäuse im Magnetfeld drehbar sein sollte. Die Länge des Gehäuses ist so dimensioniert, daß die Unterbringung von zwei Photomultipliern nebeneinander möglich ist. Die genauen Abmessungen sind in Anhang C zusammengestellt.

An den Seiten des Gehäuses sind Bohrungen zur Anbringung von BNC- und SHV-Buchsen und zur Einführung eines Lichtleiters vorhanden. Der Lichtleiter muß seitlich eingeführt werden, da wegen des umgebenden Magneten auf der Oberseite kein Platz vorhanden ist. Der Spannungsteiler (Anhang A) ist auf eine Platine aufgelötet, auf der auch der Sockel der Photomultiplier befestigt wird. Die Platine wird dann im Gehäuse auf zwei Aluminiumschienen festgeschraubt. Die Größe der Widerstände wurde so dimensioniert, daß der maximale Querstrom  $1\text{ mA}$  beträgt. Die Wahl der Größenverhältnisse der Widerstände erfolgte nach Herstellerangaben. Der Anodenwiderstand betrug  $10\text{ k}\Omega$ .

### 3.1.3 Auswahl der Lichtquelle

Zunächst wurde die Triode XP1501 von VALVO eingebaut. Testversuche mit einer grünen Leuchtdiode [Mor89], deren Licht über einen Lichtleiter auf die Kathode geführt wurde, zeigten, daß die Intensität dieser Lichtquelle zu gering war. Ein Spannungspuls von maximal  $1.5\text{ V}$  nach rund 3000-facher Verstärkung war erst zu erhalten, nachdem die Leuchtdiode bei maximal möglicher Intensität direkt über der Kathode positioniert wurde. Daher erwies es sich als notwendig, eine Lichtquelle mit wesentlich größerer Intensität zu finden.

Ein Test mit Xenon-Blitzlampen von HAMAMATSU (Type No. L2188), die bisher zur Untersuchung von Lichtleitern benutzt wurden [Sch89], zeigte, daß die Intensität dieser Lampe so groß ist, daß am Ausgang der Triode Spannungspulse bis zu  $20\text{ V}$  (gemessen auf einem Oszillographen mit  $1\text{ M}\Omega$  Eingangswiderstand) bei Überführung des Lichts der Lampe durch einen Lichtleiter auf die Kathode auftreten. Daher ist die Intensität dieser Lampe zur Untersuchung der Trioden und Tetroden vollkommen ausreichend. Sie mußte eher noch abgeschwächt werden, um eine Überlastung zu vermeiden. Auch die 8-stufigen Photomultiplier können, bei entsprechender Abschwächung, mit dem Licht dieser Lampe untersucht werden.

Fenstermaterial	UV Glas
spektrale Verteilung	200–2000 nm
Bogenlänge	$8 \times 1.5\text{ mm}$
Betriebsspannung	700–1000 V
Triggerspannung	5–7 kV
maximale Leistung	15 W
Maximale Energie pro Puls	0.15 J
maximale Frequenz	100 Hz
Intensitätsstreuung bei 100 Hz	maximal 2%
Lebensdauer	$10^9\text{ min}$

Tab. 3.2: Daten der Xenonblitzlampe L2188.

Die Xenon-Blitzlampe besitzt nach Herstellerangaben eine hohe Stabilität und Lebensdauer (Tab. 3.2). Sie besteht aus einem unter Druck mit Xenongas gefüllten Glaskolben, in dem sich eine Kathode und eine Anode im Abstand von 12 mm befinden. Zwischen diesen beiden befinden sich in Abständen von 1.5 mm weitere Zündelektroden. Wenn eine Hochspannung zwischen Kathode und Anode über einen parallel geschalteten Entladekondensator anliegt, kann zwischen den einzelnen Elektroden durch einen Triggerpuls eine Bogenentladung hervorgerufen werden. Die Frequenz kann extern oder intern durch den Trigger zwischen 0 und 100 Hz variiert werden.

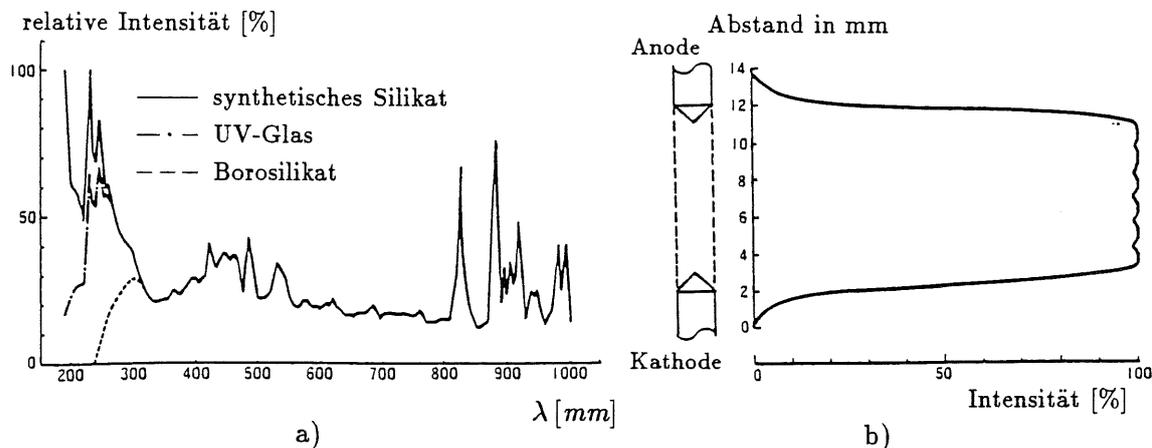


Abb. 3.2: Spektrale Verteilung (a) und Intensitätsverteilung zwischen den Elektroden (b) für die Xenonblitzlampe [Ham84].

Die spektrale Verteilung des Lichts der Lampe erstreckt sich vom UV-Bereich über den sichtbaren Bereich bis in den IR-Bereich (Abb. 3.2 a)). Die sich ergebende Intensitätsverteilung an der Oberfläche des Lampenfensters ist in Abb. 3.2 b) dargestellt.

Dauer und Größe der Lichtpulse hängen von der angelegten Spannung, der Kapazität des Entladekondensators und der Induktivität zwischen Lampe und Entladekondensator ab [Ham84]. Bei der hier verwendeten Lampe ist der Entladekondensator direkt an der Lampe angebracht. Die Kapazität beträgt  $C = 1 \mu F$ . Die sich so ergebenden Pulse besitzen eine Anstiegszeit von etwa 500 ns (Abb. 4.13) bei einer von der angelegten Spannung abhängigen Pulshöhe.

Die Stabilität der Intensität der Lampe hängt von der Frequenz und der Entladekapazität ab. Sie ist bei kleiner Kapazität und bei geringer Frequenz optimal. Bei einer Frequenz von 20 Hz liegt die Streuung der Intensität<sup>1</sup> für den hier verwendeten Entladekondensator nach Herstellerangaben bei 0.5%. Die Intensität der Lampe variiert zu Beginn der Betriebszeit vor allem bei hohen Frequenzen. Daher sollten Messungen erst nach etwa 30 min Betriebsdauer aufgenommen werden. Es empfiehlt sich, die Lampe während der gesamten Meßzeit ununterbrochen in Betrieb zu nehmen, um maximale Stabilität zu erhalten. Ein Nachteil liegt in der starken Abhängigkeit der Intensität der Lampe von der Umgebungstemperatur (Abb. 3.3), die durch die Abhängigkeit des Gasdrucks von der Temperatur bedingt ist.

Die durch die Zündung der Entladung verursachten Störungen in den Meßkreisen der zu untersuchenden Photomultiplier können recht hoch sein. Sie entstehen durch die hohe

<sup>1</sup>Die Messung erfolgte mit Photomultiplier und Vielkanalanalysator. Als Maß für die Streuung ist die Pulshöhenauflösung angegeben.

Triggerspannung von 5–7 kV pro Puls und die während der Entladung fließenden hohen Ströme bis zu 1000 A. Daher müssen Lampe und Sockel in abschirmenden Metallgehäusen untergebracht sein (Abb. C.5). Die Kabel des Triggersockels sollten ebenfalls abgeschirmt sein. Außerdem ist das Gehäuse der Spannungsversorgung zu erden.

Die Xenon-Blitzlampe ist als Lichtquelle für die Untersuchung der Photomultiplier geeignet, wenn sie genügend weit von der Meßapparatur entfernt aufgebaut wird. Dieses war bei der Länge der verwendeten Lichtleiter, mit denen das Licht der Lampe auf die Photomultiplier geführt wurde, leicht möglich (vgl. Kap. 3.1.4).

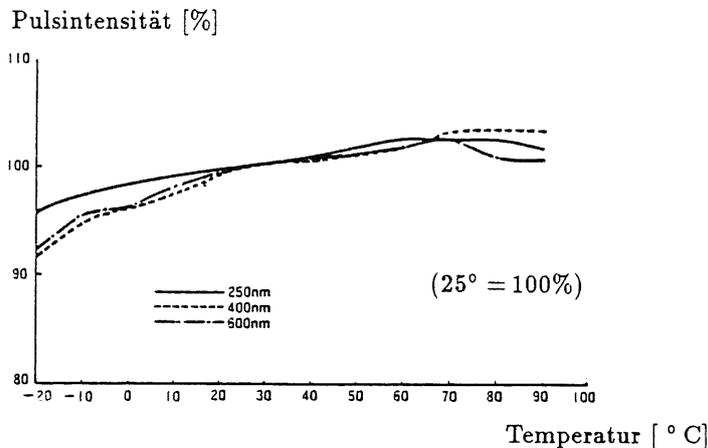


Abb. 3.3: Abhängigkeit der Intensität von der Temperatur [Ham84].

### 3.1.4 Auswahl und Ankopplung der Lichtleiter

Da auch bei punktförmiger Lichteinstrahlung auf der Photokathode gemessen werden sollte, wurden zur Lichtüberführung dünne Lichtleiter benötigt. Durch Variation des Abstandes des Lichtleiters von der Photokathode kann dann wahlweise punktförmig (Abstand 1 mm) oder diffus (Abstand mehrere cm) eingestrahlt werden. Zur Verfügung standen Lichtleiter aus Quarzfasern (QSF 200). Diese Fasern haben einen Durchmesser von 200  $\mu\text{m}$  und eine Länge zwischen 2 und 5 m. Das eine Ende der Lichtleiter wurde mit einer Metallhülse versehen und mittels einer vor dem Lampenfenster aufschraubbaren Halterung direkt vor dem Fenster positioniert (Abb. C.5).

Probemessungen mit dieser Lichtfaser zeigten, daß auch bei großer Länge, starker Biegung und größerer Entfernung des Lichtleiters von der Photokathode die gemessenen Pulshöhen am Ausgang der Trioden im Bereich von 1 V liegen (1 M $\Omega$  Eingang des Oszillographen). Diese Lichtleiter sind daher in Verbindung mit der hohen Intensität der Xenon-Blitzlampe für die Untersuchung der Trioden, Tetroden und Photomultiplier gut geeignet.

Der Öffnungswinkel des aus dem Lichtleiter austretenden Lichts wurde vermessen und beträgt maximal etwa 30°. Abb. 3.4 zeigt die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel, gemessen mit einer Photodiode, die auf einer Kreisbahn um den Lichtleiter geschwenkt wurde [Sch89]. Als Lichtquelle wurde die Xenon-Blitzlampe verwendet. Die Intensität ist, wie ersichtlich wird, bei etwa 10° auf die Hälfte abgesunken. Die leicht unsymmetrische Verteilung um den Nullpunkt ist durch die Unebenheiten der Lichtleiteroberfläche bedingt. Insgesamt wird bei einem Abstand des Lichtleiters von 1 mm von der Kathode bei einem Öffnungswinkel von 30° eine Kathodenfläche von ca. 1.2 mm Durchmesser beleuchtet. Bei einem Abstand von 4 cm beträgt der Durchmesser ca. 46 mm.

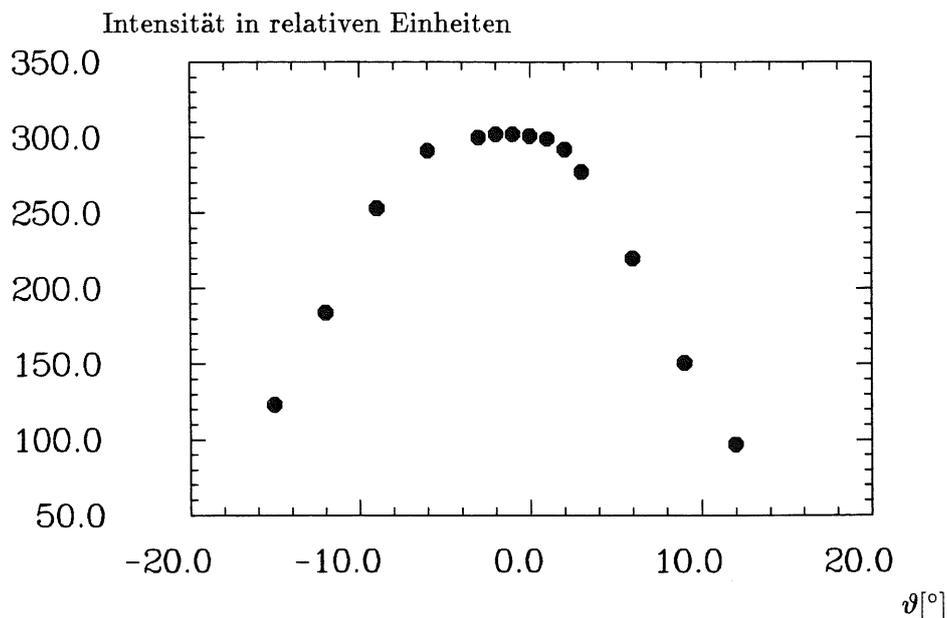


Abb. 3.4: Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel für die Lichtleiter QMS 200 [Sch89].

Die punktförmige und diffuse Einstrahlung des Lichts auf die Photokathoden bereitete vor allem für die Triode XP1501 Probleme. Da diese Triode relativ hoch ist, steht zwischen Kathode und Gehäusedecke nur etwa 2 cm Platz zur Verfügung (vgl. Abb. A.2).

Um Messungen bei diffuser Lichteinstrahlung vornehmen zu können, wurde über der Kathodenfläche an der Gehäusedecke unter einem Winkel von  $45^\circ$  ein Reflektor, bestehend aus diffus reflektierendem weißem Papier, befestigt (Abb. 3.5). Der Lichtleiter wird dann parallel zur Gehäusedecke im Abstand von ca. 3 cm vom Reflektor befestigt.

Auf diese Weise kann auf die Kathode diffus eingestrahlt werden. Es ist allerdings anzumerken, daß bei der Triode XP1501 aufgrund des geringen Abstandes des Reflektors von der großflächigen Kathode ( $\approx 2$  mm) nicht die gesamte Kathodenfläche ausgeleuchtet werden konnte. Bei den anderen Trioden und Tetroden tritt dieses Problem nicht auf, da ihre Kathode wegen der geringeren Länge der Glaskolben (vgl. Anhang A) wesentlich weiter von der Gehäusedecke entfernt ist. Bei den 8-stufigen Photomultipliern wurde zur diffusen Lichteinstrahlung ein Aluminiumring verwendet, der auf die Photomultiplier aufgesetzt werden kann (vgl. Abb. 3.9). Der Freiraum über der Kathode war so gering, daß ein Reflektor keinen Platz mehr fand.

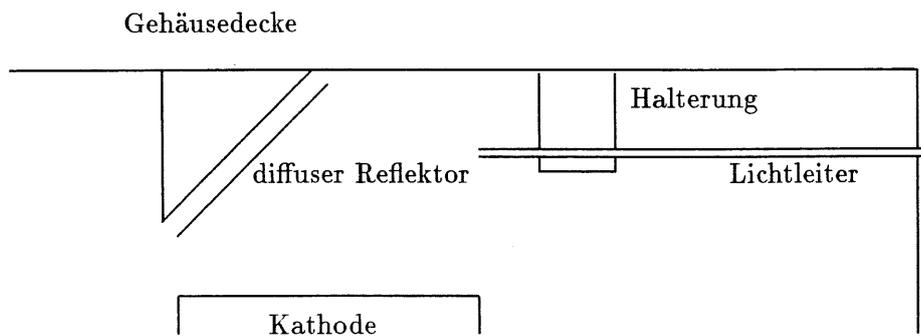


Abb. 3.5: Diffuse Lichteinstrahlung auf der Photokathode.

Die Lichtleiterhalterung zur punktförmigen Lichteinstrahlung (Abb. 3.6, 3.1, A.2) wurde so gebaut, daß die gesamte Kathodenfläche rasterförmig abgetastet werden konnte. Auf einer an der Decke über der Kathode befestigten Aluminiumschiene sind im Abstand von 1 cm Bohrungen angebracht, durch die das Ende des Lichtleiters, auf dem eine Steckvorrichtung befestigt ist, geführt wird. Die mittlere Bohrung liegt dabei genau über der Kathodenmitte. Nicht zu umgehen war in diesem Fall die Biegung des Lichtleiters um  $90^\circ$  bei einem geringen Biegungsradius. Jedoch war der Intensitätsverlust durch die Biegung so gering, daß er vernachlässigt werden konnte [Sch89].

Die Schiene kann von außen durch eine Gewindestange, die durch die Seitenwand des Gehäuses geführt wird, längs der Kathode verschoben werden (Abb. 3.1, A.2). Der Hub der Schraube beträgt 1 mm pro Umdrehung. Die Steckvorrichtung wurde auf dem Lichtleiter jeweils so angebracht, daß zwischen Lichtleiterende und Fenster der Trioden bzw. Tetroden ein Sicherheitsabstand von etwa 1 mm vorhanden war.

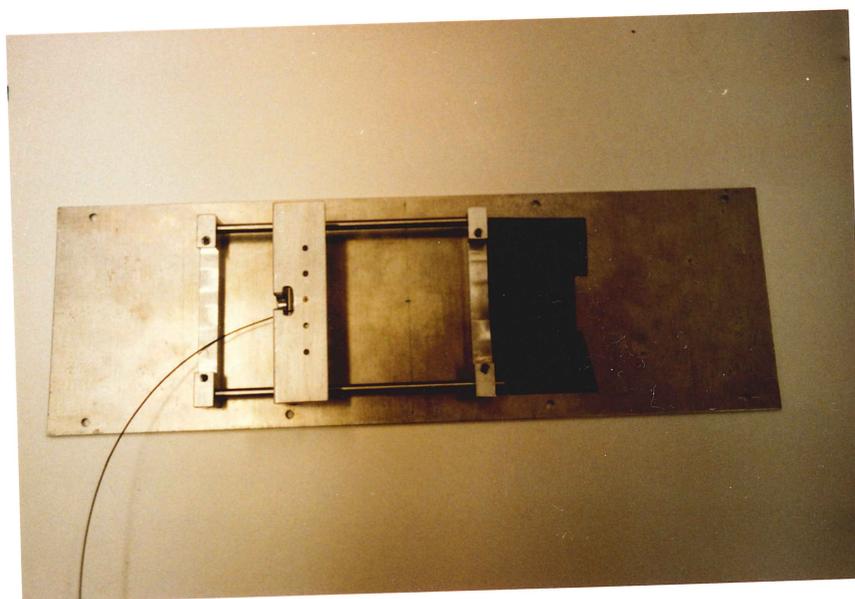


Abb. 3.6: Lichtleiterhalterung zur punktförmigen Lichteinstrahlung.

## 3.2 Messung der Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung

### 3.2.1 Meßanordnung

Vor den eigentlichen Messungen wurden einige Voruntersuchungen durchgeführt. Diese dienten dazu, den gesamten Versuchsaufbau zu testen und eventuell zu verbessern. Dazu wurde die Triode XP1501 mit dem in Anhang A dargestellten Spannungsteiler aufgebaut. Die Triode wurde mit einer Spannung von 1200 V betrieben (Oltronix). Die Lichteinstrahlung erfolgte diffus über den in Kap. 3.1.4 beschriebenen Reflektor. Das Ausgangssignal wurde verstärkt und auf einen Vielkanalanalysator (IBM-PC mit dem Personal Computer Analyzer System von Nucleus) gegeben, auf dem positive Spannungspulse zwischen 0 und 8 V analysiert und aufgezeichnet werden können.

Bei der Voruntersuchung der Lampe zeigte sich, daß die Intensitätsschwankungen am geringsten sind, wenn sie mit maximaler Spannung und niedriger Frequenz betrieben wird.

Bei Betrieb der Lampe mit 1000 V und 20 Hz Frequenz war die Intensität des auf der Kathode gelangenden Lichts so hoch, daß die Ausgangspulse der Triode zu groß wurden. Daher mußte die Intensität durch Papierfilter, die zwischen Lampenfenster und Lichtleiter positioniert wurden, abgeschwächt werden. Als Filter wurde dünnes grobfaseriges Papier verwendet. Nach Abschwächung der Intensität durch 10 Lagen dieses Papiers lag die Pulshöhe am Ausgang der Triode bei 50 mV (1 M $\Omega$ -Eingang des Oszillographen). Dieses entsprach bei einer Pulsdauer von etwa 2  $\mu$ s (Abb. 4.13) einem mittleren Strom von

$$I_{mit} \approx 20 \text{ Hz} \cdot 2 \mu\text{s} \frac{50 \text{ mV}}{10 \text{ k}\Omega} \approx 0.2 \text{ nA} .$$

Dieser lag weit unter dem zulässigen Maximalwert.

Langzeitmessungen mit der Lampe ergaben, daß die Intensitätsschwankungen bei raschen Temperaturschwankungen recht groß sind. Diese Temperaturschwankungen waren jedoch im Experimentierbereich (verursacht z.B. durch das Öffnen von Hallentoren) nicht zu vermeiden. Es wurde also notwendig, eine zweite Triode als Referenz zu verwenden. Schwankungen in der Pulshöhe, die nicht auf Magnetfeldeinflüsse zurückzuführen sind, konnten so erkannt werden. Als Referenz diente die ebenfalls vorhandene Triode XP1201 von VALVO. Sie wurde in einem zweiten Aluminiumgehäuse untergebracht. Ein zweiter Lichtleiter wurde durch die Gehäusedecke senkrecht auf die Kathode geführt. Der Abstand zwischen Lichtleiter und Kathode ist dabei zwischen 0 und 4 cm frei wählbar. Der Spannungsteiler dieser Triode entspricht dem der Triode XP1501. Sie wurde mit einer Spannung von 900 V (Ortec 446) betrieben.

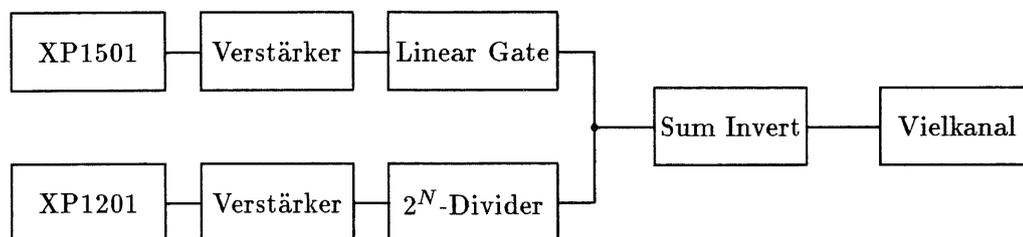


Abb. 3.7: Meßanordnung zur Bestimmung der Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung (gilt ebenso für die anderen Photomultiplier). Die Triode XP1201 liefert das Referenzsignal.

Um beide Signale gleichzeitig auf dem Vielkanal aufzeichnen zu können, wurde die in Abb. 3.7 gezeigte Versuchsanordnung gewählt. Das Ausgangssignal der Triode XP1501 wird verstärkt (Ortec 572) und dann über ein Linear Gate (Ortec 443) geführt. Dieses liefert als Ausgangspuls einen 1.5  $\mu$ s langen Rechteckpuls mit der Amplitude des Eingangssignals, der etwa 2  $\mu$ s verzögert ist. Das verstärkte Ausgangssignal der Triode XP1201 wird auf einen  $2^N$ -Divider (Haizy) gegeben. Dieser liefert ein nicht verzögertes 1.5  $\mu$ s langes Rechtecksignal, dessen Höhe 93 % des Eingangssignales beträgt. Dabei führt, je nach Einstellung, nur jedes  $2^N$ -te Eingangssignal zu einem Ausgangssignal. Für die verwendete Einstellung  $N = 1$  wurde daher nur jedes zweite Eingangssignal in einen Rechteckpuls umgewandelt. Beide Rechtecksignale wurden dann summiert (Sum Invert Ortec 433). Das Summensignal wurde auf dem Vielkanal aufgezeichnet. Dieser registriert nun aufgrund seiner Totzeit von zwei fast gleichzeitigen Signalen immer das frühere, so daß jetzt abwechselnd die Signale beider Trioden aufgezeichnet werden konnten.

Abb. 3.8a) zeigt ein solches Pulshöhenspektrum. Das Verhältnis der mittleren Pulshöhen beider Trioden blieb auch über lange Zeit konstant (Abb. 3.8b)). Daher ist diese

Meßanordnung zur gleichzeitigen Bestimmung der Veränderung der Verstärkung und der Pulshöhenauflösung geeignet. Aufgrund der guten zeitlichen Konstanz der Signale mußten die Signale nicht im "list mode", sondern konnten im "acquire mode" aufgenommen werden.

Die Abhängigkeit der Pulshöhe vom Abstand des Lichtleiters von der Kathode ist vor allem für die Lichteinstrahlung bei den VALVO-Trioden von Bedeutung. Abb. 3.8c) zeigt diese Abhängigkeit für die Triode XP1201 bei in der Mitte der Kathodenfläche eingestrahlem Licht.

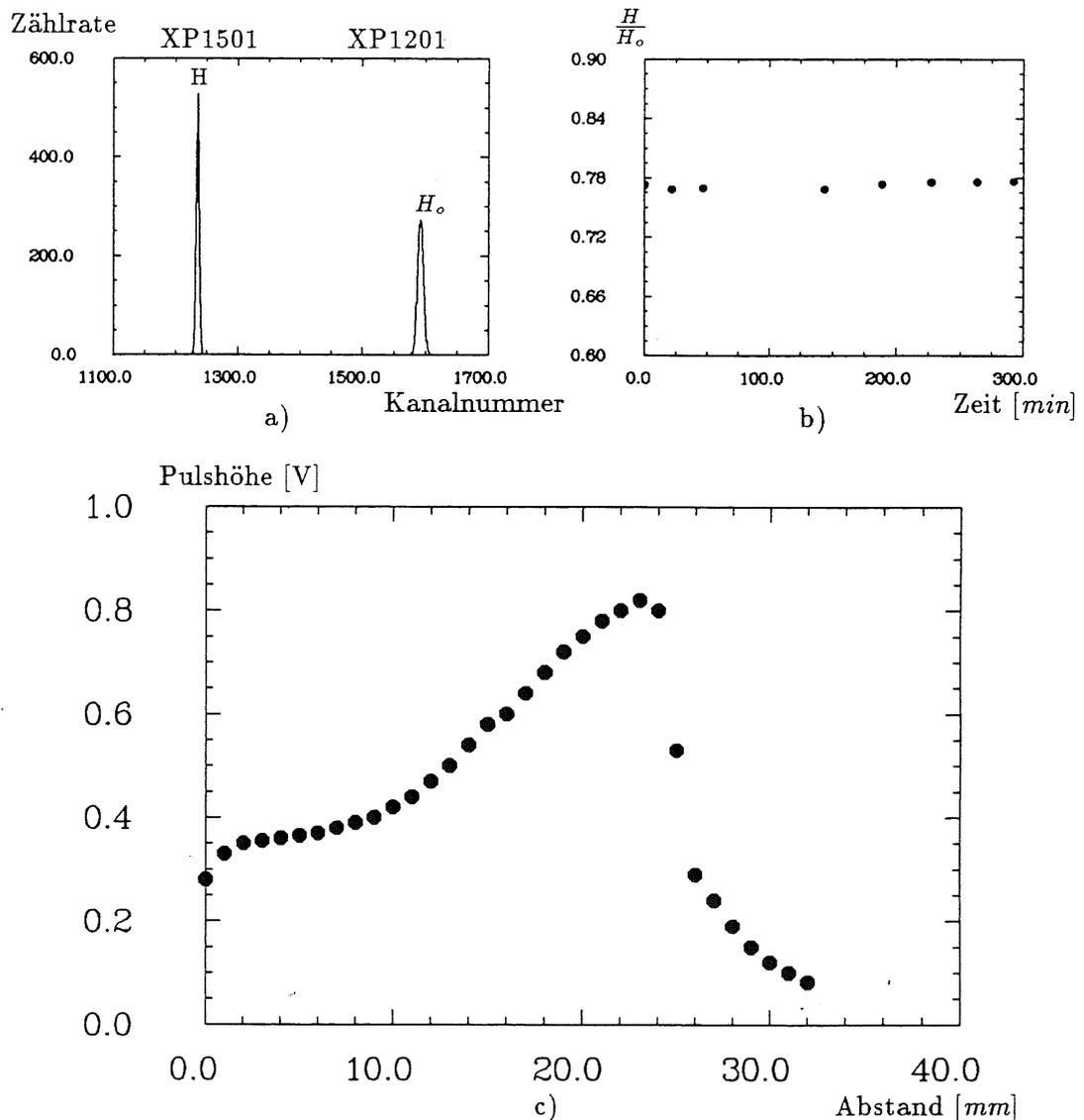


Abb. 3.8: a) Pulshöhenspektrum, gemessen ohne Magnetfeld für die Trioden XP1501 und XP1201,  
 b) zeitliche Veränderung des Verhältnisses der mittleren Pulshöhen  $H$  (XP1501) und  $H_0$  (XP1201),  
 c) Abhängigkeit der Pulshöhe von Abstand des Lichtleiters von der Kathode für die Triode XP1201.

Die Pulshöhe steigt erst und erreicht ihr Maximum bei ca. 23 mm Abstand von der Kathode. Danach nimmt die Pulshöhe mit dem Abstand ab. Dieses etwas ungewöhnliche Verhalten ist in der Aufhängung der Dynode und der Anode (Abb. A.2) begründet. Beide

sind an einem Metallstab befestigt, der in der Mitte des Glaskolbens positioniert ist. Sie sind daher in der Mitte "blind". Bei den Trioden, Tetroden und Photomultipliern von HAMAMATSU nimmt dagegen die Pulshöhe, wie erwartet, mit wachsendem Abstand des Lichtleiters immer stärker ab.

Das drehbar gelagerte, lichtdichte Gehäuse für die Photomultiplier wurde für alle Messungen in der Mitte des Magneten positioniert. Da vor allem bei Winkelmessungen das Gehäuse mit Lichtleiter zur Verstellung des Winkels jeweils aus dem Magneten herausgeholt werden mußte, war es nicht zu vermeiden, daß die Biegung des Lichtleiters sich von Meßpunkt zu Meßpunkt leicht veränderte. Da aber diese Änderung der Biegung nach der Voruntersuchung nur einen sehr geringen Einfluß auf die Pulshöhe hatte, konnte dieser Effekt vernachlässigt werden.

### 3.2.2 Meßprogramm

Daten zur Meßanordnung				
Photomultiplier	XP1501	R2184	R2185	XP1201
Betriebsspannung	1200 V	800 V	800 V	1200 V
Abschwächung der Intensität der Lampe (Papier)	10 Lagen	10 Lagen	10 Lagen	10 Lagen
Abstand des Lichtleiters von der Kathode	$\approx 1 \text{ mm}$	$\approx 1 \text{ mm}$	$\approx 1 \text{ mm}$	$\approx 25 \text{ mm}$
Pulshöhe am Ausgang der Photomultiplier (1 M $\Omega$ -Eingang des Oszillographen)	60 mV	50 mV	140 mV	60 mV
Referenzsignal	XP1201	XP1201	XP1201	–
Meßprogramm				
Veränderung				
des Einstrahlungsortes auf der Kathode	für 0, 0.8, 1.2, 1.5 T	für 0 und 0.8 T	für 0 und 0.8 T	–
der Magnetfeldstärke	für verschiedene Einstrahlungsorte	–	–	–
des Winkels bei 0.8 T	für verschiedene Einstrahlungsorte	–	–	–

Tab. 3.3: Übersicht über die Meßanordnung und das Meßprogramm bei punktförmiger Lichteinstrahlung (XP1501, XP1201 Trioden der Firma VALVO, R2184, R2185 Triode und Tetrode der Firma HAMAMATSU).

Zur Bestimmung der Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung wurde der in Abb. 3.7 dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Die Betriebsspannung der Lampe betrug bei allen Messungen 1000 V, die Frequenz wurde auf 20 Hz eingestellt. Die Spannungspulse wurden jeweils so verstärkt, daß die Ausgangspulse der Verstärker für die Referenz bei 7 V und für die zu untersuchenden Trioden (Tetroden,...) bei 5–6 V lagen. Dies gewährleistete, daß die aufgezeichneten Pulshöhenspektren sich nicht überschneiden und im linearen Bereich des Vielkanals lagen. Tab. 3.3 enthält eine Übersicht über die bei

punktförmiger Lichteinstrahlung vorgenommenen Meßreihen. Die Bestimmung der Veränderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung wurde für die Triode XP1501, da sie die größte Kathodenfläche besitzt, am genauesten durchgeführt.

Die Bestimmung der Veränderung der Verstärkung und der Pulshöhenauflösung bei diffuser Einstrahlung wurde für alle zur Verfügung stehenden Photomultiplier durchgeführt. Tab. 3.4 zeigt eine Übersicht über diese Messungen. Zusätzlich zu den Trioden und Tetroden wurden auch die 8-stufigen Photomultiplier R2182 mit in die Messungen einbezogen. Für die Triode XP2101 gelten die in Tab. 3.3 angegebenen Werte.

Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse wurden einige Messungen nach längeren Zeiträumen wiederholt. Um eventuelle Schwankungen in dem Verhältnis der mittleren Pulshöhen feststellen zu können, wurde zudem ein Meßpunkt während einer Meßreihe mehrmals gemessen. Außerdem wurden die Untersuchungen für positive und negative Drehwinkel durchgeführt, um eventuelle Unterschiede feststellen zu können.

<b>Daten zur Meßanordnung</b>				
Photomultiplier	<b>XP1501</b>	<b>R2184</b>	<b>R2185</b>	<b>R2182</b>
Betriebsspannung	1200 V	800 V	800 V	1500 V
Abschwächung der Intensität der Lampe (Papier)	10 Lagen	10 Lagen	10 Lagen	32 Lagen
Reflektor	Papier	Papier	Papier	Aluminium
Abstand des Lichtleiters von der Kathode	≈40 mm	≈40 mm	≈40 mm	-
Pulshöhe am Ausgang der Photomultiplier (1 MΩ Eingang des Oszillographen)	70 mV	60 mV	150 mV	1 V
Referenzsignal	XP1201	XP1201	XP1201	R2182
<b>Meßprogramm</b>				
Veränderung				
der Magnetfeldstärke	ja	ja	ja	ja
des Winkels	bei	bei	bei	bei
	0,8,1,2,1,5 T	0,8,1,2,1,5 T	0,8,1,2,1,5 T	0,8,1,2,1,5 T

Tab. 3.4: Übersicht über die Meßanordnung und das Meßprogramm bei diffuser Lichteinstrahlung (XP1501, XP1201 Trioden der Firma VALVO, R2184, R2185 und R2182 Triode, Tetrode Und 8-stufiger Photomultiplier der Firma HAMAMATSU).

### 3.3 Messung der Veränderung der Zeitauflösung und der Laufzeitunterschiede

#### 3.3.1 Meßanordnungen

Die Messungen zur Zeitauflösung und zur Bestimmung der Laufzeitunterschiede im Magnetfeld wurden nur für die Tetrode und den 8-stufigen Photomultiplier durchgeführt. Als Lichtquelle wurde ebenfalls die Xenon-Blitzlampe verwendet. Ein hier auftretender Nachteil der Lampe liegt in der langen Anstiegszeit der Signale von etwa 500 ns. Eine

andere Lichtquelle mit genügender Intensität stand nur für die 8-stufigen Photomultiplier zur Verfügung (vgl. Kap. 5).

Zunächst wurden die im Gehäuse hintereinander stehenden Tetroden (bzw. Photomultiplier) zur Erprobung und Justierung der Meßanordnungen mit den in Abb. 3.9 gezeigten Aluminiumaufsätzen versehen. Der Lichtleiter wird an dem ersten Aufsatz, dessen Seitenflächen diffus reflektieren, festgeschraubt. Ein Teil des Lichtes gelangt durch den Schlitz am Ende des Aufsatzes und fällt auf den diffus reflektierenden Aluminiumspiegel des zweiten Aufsatzes. Es war nicht notwendig, den ersten Aufsatz mit diffus reflektierendem weißen Papier abzudecken, oder in der Mitte des Aluminiumaufsatzes halbdurchlässiges, diffus reflektierendes Papier unter einem Winkel von  $45^\circ$  anzubringen. Die Wände des Aluminiumringes und der über dem Ring liegenden Gehäusedecke reflektieren den aufgeweiteten Lichtstrahl so gut, daß kaum ein Unterschied in der Pulshöhe bemerkbar war.



Abb. 3.9: Photomultiplieraufsätze zur diffusen Reflektion des Lichts. Der linke Aufsatz wurde gleichfalls zur diffusen Lichteinstrahlung für die Bestimmung der Veränderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung bei den 8-stufigen Photomultipliern verwendet.

### Messung mit Timing Single Channel Analyzer

Die hier verwendeten Timing Single Channel Analyzer (Ortec 420A) erzeugen einen logischen Ausgangspuls, wenn die Amplitude des bipolaren Eingangspulses zwischen zwei einstellbaren Schwellwerten liegt. Der Zeitpunkt, zu dem dieses logische Signal erscheint, ist durch den Nulldurchgang des bipolaren Pulses festgelegt. Dieser ist weitgehend unabhängig von der Amplitude (Nulldurchgangstrigger, vgl. [Sch86]). Bei Verwendung von Timing Single Channel Analyzern ergibt sich daher der in Abb. 3.10 dargestellte Versuchsaufbau.

Die Ausgangssignale der Photomultiplier müssen, um sie zur Zeitmessung mit Timing Single Channel Analyzern verwenden zu können, verstärkt und in bipolare Pulse umgeformt werden (Shaping). Dies geschieht durch einstellbare Hoch- und Tiefpässe (Differenzier- und Integrierstufen, [Sch86]). Die Ausgangspulse der Verstärker haben dann, je nach Shapezeit, eine Anstiegszeit von  $0.5 - 5 \mu s$ . Das bipolare Ausgangssignal der

Verstärker dient als Eingangssignal für die Timing Single Channel Analyzer. Das logische Ausgangssignal des einen Timing Single Channel Analyzers wird verzögert (internes Delay) und als Stoppsignal für den Time to Pulse Height Converter (TPC) verwendet. Das unverzögerte zweite Signal liefert das Startsignal des TPC (Ortec 467). Der TPC liefert Rechtecksignale, deren Amplituden proportional zu den Zeitdifferenzen sind. Diese Rechtecksignale werden mit dem Vielkanal aufgezeichnet.

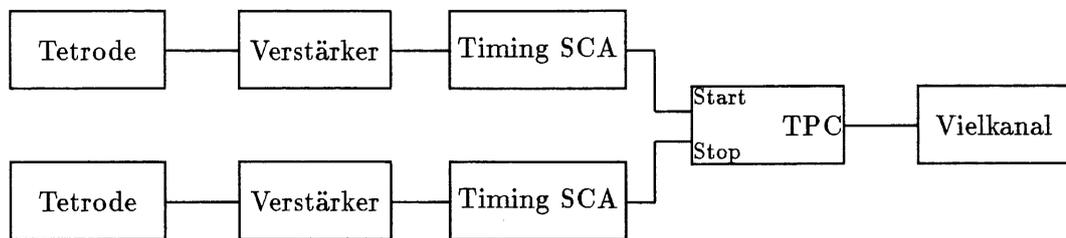


Abb. 3.10: Zeitmessung mit Timing Single Channel Analyzern.

Als Hauptverstärker wurden zunächst verschiedene Typen verwendet. Probemessungen ergaben, daß die beste Zeitaufösung mit den Verstärkern Ortec 450 erzielt werden konnten. Eine Variation der Differentiations- und Integrationszeiten ergab außerdem, daß die Zeitaufösung bei einer Integrationszeit von 250 ns und einer Differentiationszeit von 500 ns die kleinsten Werte erreichte. Eine Messung bei verschiedenen Amplituden des Eingangssignals zeigte, daß die Größe der Zeitaufösung von Amplitudenschwankungen nicht beeinflußt wird. Daher wurden die Verstärker Ortec 450 in der entsprechenden Einstellung für die Messungen im Magneten verwendet.

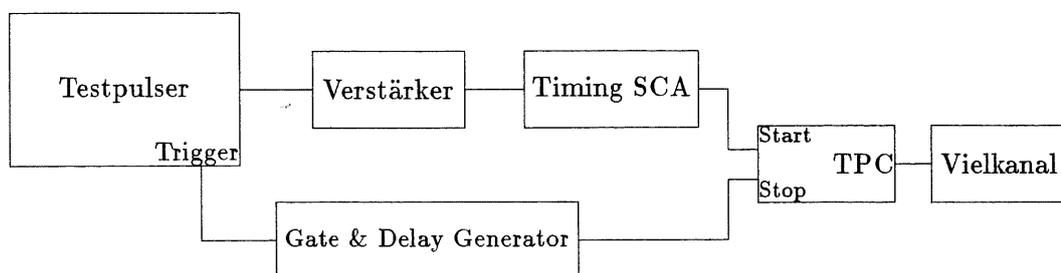


Abb. 3.11: Versuchsaufbau zur Justierung der Timing Single Channel Analyzer.

Vor den eigentlichen Messungen wurde der Versuchsaufbau geeicht und justiert. Die Zeiteichung des Vielkanals erfolgte mit Hilfe eines Testpulsers (BNC Pulse Generator Modell GL-3). Das Signal des Triggerausganges des Testpulsers wurde um eine fest einstellbare Zeit verzögert (Stoppsignal). Das unverzögerte Testpulsersignal bildet dann das

Startsignal des Time to Pulse Height Converters. Die auf dem Vielkanal für verschiedene Verzögerungszeiten gemessenen mittleren Pulshöhen lieferten dann die Zeiteichung.

Die Justierung der Timing Single Channel Analyzer erfolgte ebenfalls mit Testpulsen, deren Amplitude von 0 bis 8 V variierte (Ramp Mode). Dabei wurde der in Abb. 3.11 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. Die Form der Testpulse entsprach dabei etwa der Form der Photomultiplierpulse.

Die Minimierung der Abhängigkeit des zeitlichen Erscheinens des Ausgangssignales von der Amplitude und Anstiegszeit des Eingangspulses (Walk) erfolgte dann mit Hilfe der entsprechenden Einstellschraube am Timing Single Channel Analyzer (DC Walk adjust). Als Ergebnis dieser Testpulserreichung ist festzuhalten, daß die gemessene Laufzeitdifferenz (mittlere Pulshöhe des auf dem Vielkanal aufgezeichneten Spektrums) trotz Justierung von der Amplitude des Eingangssignals abhängig war. Bei einer Variation der Eingangsamplitude von 4 auf 8 V ergaben sich Differenzen in der mittleren Pulshöhe, die einem Unterschied in der Laufzeit von einer Nanosekunde entsprechen. Bei einer Variation der Amplitude von 2 auf 8 V betrug dieser Unterschied etwa 2 ns. Bei Einbeziehung von noch kleineren Amplituden nahmen die Unterschiede rasch zu. Daher wurde für die Messungen im Magnetfeld die untere Schwelle des Timing Single Channel Analyzers auf 2 V eingestellt.

### Constant Fraction Diskriminatoren

Bei Constant Fraction Diskriminatoren (CFD) wird auf den Nulldurchgang eines bipolaren Signals getriggert. Zu diesem Zweck wird das negative Eingangssignal in zwei Zweige geteilt, wobei ein Zweig invertiert und abgeschwächt wird. Der andere Zweig wird um die Zeit  $t_d$  verzögert. Die Addition dieser beiden Zweige ergibt ein bipolares Signal, dessen Nulldurchgang den Zeitpunkt festsetzt, zu dem das logische Ausgangssignal erscheint.

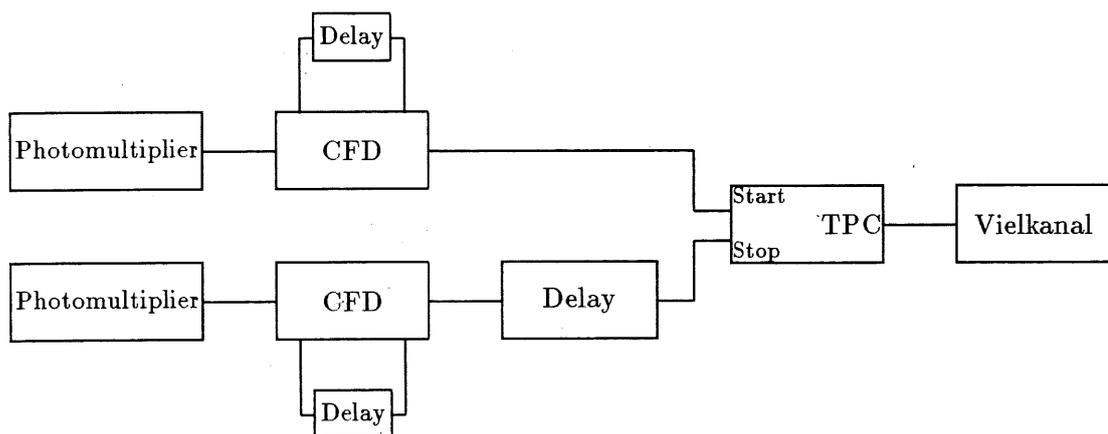


Abb. 3.12: Zeitmessung mit Constant Fraction Diskriminatoren.

Zur störungsfreien Funktion dieses Prinzips muß die Verzögerungszeit des nicht abgeschwächten Signals über eine Verzögerungsleitung eingestellt werden. Sie hängt von der Integrationszeitkonstanten des vorgeschalteten Verstärkers ab, und beeinflusst die Größe des Abschwächfaktors [Wes88]. Bei entsprechender Wahl dieser Zeit kann sowohl die Amplitudenabhängigkeit des Zeitpunktes, in dem der Nulldurchgang des addierten bipolaren

Signals erfolgt, als auch der Einfluß streuender Anstiegszeiten des Eingangssignales auf diesen Zeitpunkt minimiert werden.

Zur Bestimmung der Zeitauflösung werden die Ausgangssignale der beiden Photomultiplier direkt auf die Eingänge der Constant Fraction Diskriminatoren (Ortec 584) gegeben (Abb. 3.12). Das Ausgangssignal eines der beiden Constant Fraction Diskriminatoren wird verzögert (TWIN DELAY LINE Type 701). Die Umwandlung der Zeitdifferenz zwischen beiden Ausgangssignalen in einen Spannungspuls proportionaler Höhe erfolgt wieder durch einen Time to Pulse Height Converter (Ortec 467).

Die Justierung der Constant Fraction Diskriminatoren erfolgte analog der Justierung der Timing Single Channel Analyzer (Abb. 3.11). Verstärker und Timing Single Channel Analyzer wurden durch den CFD ersetzt. Auch bei dieser Meßanordnung war die gemessene Laufzeitdifferenz abhängig von der Amplitude des Eingangssignales. Durch Verlängerung der Verzögerungszeit des Constant Fraction Diskriminatoren konnte diese auf die lange Anstiegszeit des Eingangssignales zurückzuführende Abhängigkeit verkleinert werden. Sie war für eine Verzögerungszeit von  $200\text{ ns}$  am geringsten. Der verbleibende Unterschied in den mittleren Pulshöhen entsprach einer Zeitdifferenz von  $4\text{ ns}$  bei Variation der Eingangsamplitude von  $1.35$  auf  $0.7\text{ V}$ .

### Timing Filter Amplifier

Constant Fraction Diskriminatoren benötigen als Eingangssignale negative Spannungspulse mit einer Mindestpulshöhe von einigen  $mV$  bei einem Eingangswiderstand von  $50\ \Omega$ . Ausgangssignale der Tetroden bzw. Photomultiplier, die unter dieser Mindestamplitude liegen, müssen daher verstärkt werden. Zur Verstärkung von Ausgangssignalen, die eine geringe Nachverstärkung benötigen, werden Timing Filter Amplifier (TFA) verwendet.

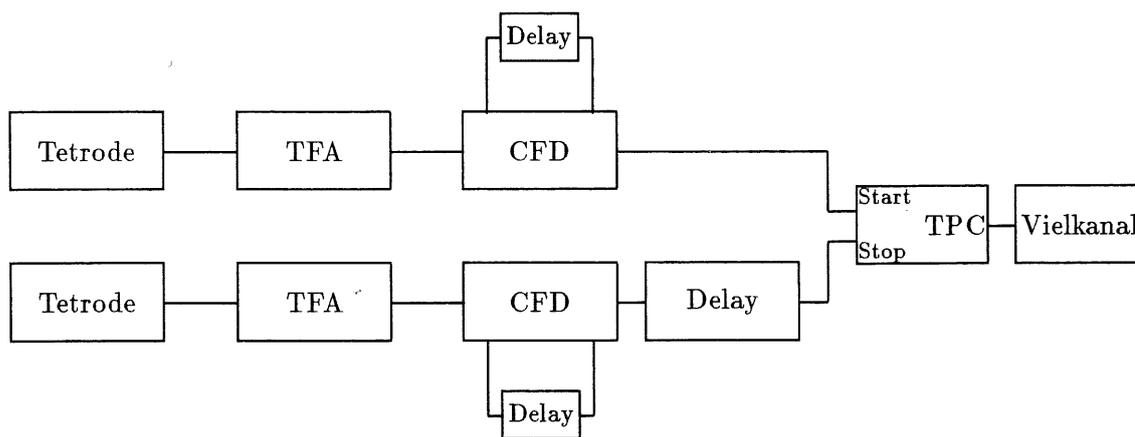


Abb. 3.13: Zeitmessung mit Timing Filter Amplifiern und Constant Fraction Diskriminatoren.

Bei den hier verwendeten Verstärkern (Ortec 454) liegen die einstellbaren Shapezeiten in einem Bereich von  $5\text{--}500\text{ ns}$ , also bei wesentlich kürzeren Zeiten als bei den Hauptverstärkern (z.B. Ortec 450). Diese schnelleren Signale sind besonders gut zur Zeitmessung geeignet. Der maximale Verstärkungsfaktor liegt etwa bei  $200$ . Die resultierende Pulshöhe

wächst im allgemeinen mit der Einstellung von größeren Zeitkonstanten. Der Versuchsaufbau zur Messung mit Timing Filter Amplifiern und Constant Fraction Diskriminatoren ist in Abb. 3.13 dargestellt.

Messungen bei verschiedenen Differentiations- und Integrationszeiten zeigten, daß die Zeitauflösung bei einer Integrationszeit von 100 ns ohne Differentiation am kleinsten war. Daher wurden die Messungen mit dieser Einstellung durchgeführt. Die Einstellung der Constant Fraction Diskriminatoren wurde nicht verändert.

Die hier bei der Justierung festgestellte Abhängigkeit der gemessenen Laufzeitunterschiede von der Eingangsamplitude liegt in der gleichen Größenordnung wie bei der Messung ohne Timing Filter Amplifier nach Abb. 3.12.

### 3.3.2 Meßprogramm

Zur gleichzeitigen Bestimmung der Zeitauflösung und der Laufzeitunterschiede bei Variation der magnetischen Feldstärke und bei Drehung der Tetrode (des Photomultipliers) in einem Magnetfeld konstanter Größe wurden die beiden Tetroden (bzw. Photomultiplier) in den beiden Gehäusen untergebracht, die schon für die Bestimmung der Veränderung der Verstärkung und der Pulshöhenauflösung verwendet wurden (Kap. 3.2.1). Zur diffusen Lichteinstrahlung auf die Kathode der im Magnetfeld befindlichen Tetrode (bzw. des Photomultipliers) wurde der in Abb. 3.9 gezeigte linke Aluminiumaufsatz verwendet. Der zweite Lichtleiter für die außerhalb des Magnetfeldes stehende Tetrode (bzw. den 8-stufigen Photomultiplier) wurde wiederum durch die Gehäusedecke senkrecht auf die Kathode geführt. Um eine genügende Pulshöhe am Ausgang der Tetroden (bzw. 8-stufigen Photomultiplier) zu erhalten, wurde außerdem die Intensität der Xenon-Blitzlampe im Vergleich zu den Verstärkungsmessungen teilweise erhöht. Die Betriebsspannung der Lampe betrug 1000 V bei einer Frequenz von 20 Hz. Eine Übersicht über die vorgenommenen Messungen enthält Tab. 3.5.

Bei den 8-stufigen Photomultipliern wurden die Messungen für alle drei Versuchsanordnungen (Abb. 3.10, 3.12 und 3.13) vorgenommen. Für die Tetroden konnte wegen der geringen Pulshöhe die Messung mit Constant Fraction Diskriminatoren (Abb. 3.12) nicht durchgeführt werden.

Die gemessenen Laufzeitunterschiede mit und ohne Magnetfeld waren sehr gering und lagen damit in der Größenordnung der durch die Amplitudenabhängigkeit bedingten Meßungenauigkeit. Daher wurde zusätzlich die Verschiebung des Zeitsignals in Abhängigkeit von der Amplitude des Signals der im Magnetfeld befindlichen Photomultiplier für alle Meßanordnungen bestimmt.

Es wurde wieder zur Kontrolle der Meßgenauigkeit ein Meßpunkt einer Meßreihe wiederholt gemessen. Ferner wurden einige Meßreihen zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit in größeren Abständen wiederholt.

	Im Magnetfeld		Außerhalb des Magnetfeldes	
Photomultiplier	<b>R2185</b>	<b>R2182</b>	<b>R2185</b>	<b>R2182</b>
Betriebsspannung	800 V	1500 V	800 V	1500 V
<b>Messung mit Timing Single Channel Analyzer (Abb. 3.10)</b>				
Abschwächung der Intensität der Lampe (Papier)	2 Lagen	32 Lagen	2 Lagen	32 Lagen
Pulshöhe 1 M $\Omega$ Eingang des Oszillographen	330 mV	1 V	350 mV	1 V
<b>Veränderung</b>				
des Magnetfeldes	ja	ja	–	–
des Winkels	bei 0.4,0.8,1.2,1.5 T	bei 0.4,0.8,1.2,1.5 T	–	–
<b>Messung mit Constant Fraction Diskriminator (Abb. 3.12)</b>				
Abschwächung der Intensität der Lampe (Papier)	–	2 Lagen	–	2 Lagen
Pulshöhe 50 $\Omega$ Eingang des Oszillographen	–	1.4 V	–	0.5 V
<b>Veränderung</b>				
des Magnetfeldes	–	ja	–	–
des Winkels	–	bei 0.4,0.8,1.2, T	–	–
<b>Messung mit Timing Filter Amplifier (Abb. 3.13)</b>				
Abschwächung der Intensität der Lampe (Papier)	0 Lagen	10 Lagen	0 Lagen	10 Lagen
Pulshöhe 50 $\Omega$ Eingang des Oszillographen	30 mV	100 mV	30 mV	100 mV
<b>Veränderung</b>				
des Magnetfeldes	ja	ja	–	–
des Winkels	bei 0.4,0.8,1.2, T	bei 0.4,0.8,1.2, T	–	–

Tab. 3.5: Übersicht über die Meßanordnung und das Meßprogramm zur Zeitauflösung und zur Laufzeitdifferenz für die Tetrode R2185 und den 8-stufigen Photomultiplier R2182.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

### 4.1 Auswertung der Meßdaten

Bei den Pulshöhen- und Zeitmessungen wurden für jeden Meßpunkt etwa 1800 Ereignisse aufgezeichnet. Dafür wurden jeweils 3 Minuten benötigt. Jeder Photomultiplierpuls wurde von einem ADC digitalisiert und im Acquire Mode in die 2048 Kanäle des Vielkanalanalysators einsortiert [Fun88]. Die Meßdaten wurden abgespeichert, auf Magnetband geschrieben und anschließend zur Auswertung auf dem IBM-3084Q48-48 Rechner des DESY-Rechenzentrums transferiert. Die für den Datentransfer erforderlichen Programme waren bereits vorhanden.

Die Auswertung der Daten wurde dann teilweise mit Hilfe eines Programmpaketes zur Darstellung und Manipulation von Meßdaten (GEP) durchgeführt [Bas85]. Die Bestimmung der mittleren Pulshöhe  $H_o$  und der Halbwertsbreite (FWHM) der Pulshöhenspektren erfolgte durch Anpassung einer Gaußfunktion  $F$  an die gemessenen Werte:

$$F(x) = \frac{a}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-H_o)^2}{2\sigma^2}} .$$

Die Methode zur Anpassung der Gaußfunktion  $F$  an die gemessenen Werte bestand dabei darin, das Fehlermaß

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(F(x_i) - Y(x_i))^2}{(dY_i)^2}$$

durch Variation der Parameter von  $F$  zu minimieren. Für die gemessenen Pulshöhenspektren entspricht  $x$  der Kanalnummer und  $Y(x)$  dem zugehörigen Inhalt (Abb. 4.1). Der Fehler  $dY$  von  $Y$  beträgt  $\sqrt{Y}$ . Die Normierungskonstante  $a$  ergibt sich aus der Summe aller  $Y(x_i)$ . Zur Minimierung von  $\chi^2$  konnte ein Unterprogramm des GEP-Programmpaketes verwendet werden.

Außerdem standen Programme zur Verfügung, die aus den vorgegebenen Zahlenwerten für  $x$  und  $Y(x)$  die mittlere Pulshöhe als gewichteten Mittelwert und darausfolgend den Wert  $\sigma$  als Standardabweichung berechnen. Beide Rechnungen lieferten etwa dieselben Werte für  $H_o$  bzw.  $\sigma$  (vgl. Abb. 4.1).

Zur Bestimmung der Änderung der Verstärkung und der Pulshöhenauflösung bei verschiedenen Magnetfeldern, verschiedenen Winkeln im Magnetfeld konstanter Größe und an verschiedenen Einstrahlungsorten wurde der Quotient der mittleren Pulshöhen  $H$  und  $H_o$  von Spektrum und Referenzspektrum berechnet:

$$\frac{H}{H_{norm}} = \frac{\left(\frac{H}{H_o}\right)}{\left(\frac{H}{H_o}\right)_{norm}} .$$

Dabei wurde immer auf den mehrfach gemessenen Meßpunkt normiert (Kap. 3.2.3). Dieser lag für die Messungen mit variabler Magnetfeldstärke bei 0 T, für die Winkelmessungen bei 0° und für die Messungen mit variablem Einstrahlungsort bei Einstrahlung in der Kathodenmitte. Analog gilt für die Änderung der Pulshöhenauflösung

$$\frac{\sigma}{\sigma_{norm}} = \frac{\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)}{\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)_{norm}}$$

Bei der Bestimmung der Veränderung der Zeitauflösung war keine Referenzmessung erforderlich, da kleinere durch Intensitätsschwankungen der Lampe verursachte Pulshöhen-schwankungen keinen Einfluß auf die Zeitauflösung haben. Daher wird der Wert

$$\sigma = \frac{FWHM}{2.36}$$

der für beide Photomultiplier gemessenen Verteilung direkt angegeben.

Zur Bestimmung der Laufzeitunterschiede wurde den Meßpunkten bei 0 Tesla bzw. 0° der Zeitpunkt  $t = 0s$  zugeordnet. Die entsprechenden Laufzeitunterschiede berechnen sich dann mit Hilfe der Zeiteichung (Kap. 3.3.1) aus den Differenzen der mittleren Pulshöhen der TPC-Signale.

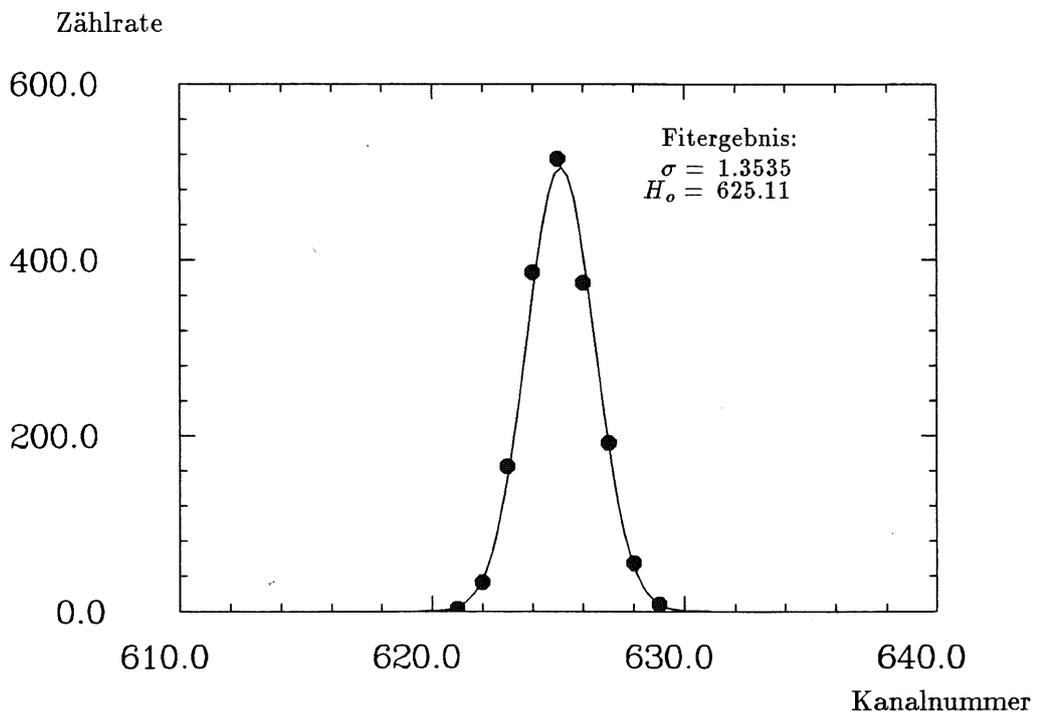


Abb. 4.1: Pulshöhenspektrum mit angepaßter Gaußfunktion. Die Berechnung von gewichtetem Mittelwert und Standardabweichung ergab  $\sigma = 1.3475$  und  $H_o = 625.072$ .

## 4.2 Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung

Die Änderung von Verstärkung und Pulshöhenauflösung wurde für alle vier Photomultiplier untersucht. Aufgrund der Fülle der vorhandenen Meßdaten kann in den folgenden beiden Abschnitten nur eine Auswahl der wichtigsten Meßergebnisse zeichnerisch dargestellt werden.

Die Pulshöhenauflösung liegt bei allen vier Photomultipliern sowohl für diffuse als auch für punktförmige Lichteinstrahlung zwischen 0.2 % (gemessen ohne Magnetfeld) und 0.6 % (gemessen bei hohem Magnetfeld und großem Drehwinkel). Diese Werte sind relativ niedrig. Jedoch ist bei diesen Angaben zu beachten, daß die Intensität der Lampe (gemessen ohne Abschwächung) je nach Ankopplung der Lichtleiter und Betriebsspannung einer Energie zwischen 20 und 50 GeV entspricht [Sch89].

Alle Meßergebnisse ließen sich auch nach längerer Zeit gut reproduzieren. Die Schwankung des Verhältnisses der mittleren Pulshöhen  $H/H_0$  für den mehrfach gemessenen Meßpunkt (vgl. Kap. 3.2.1 und 3.2.2) lag für alle Meßreihen etwa bei 1 %.

#### 4.2.1 Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf der Kathode

Die Veränderung der Verstärkung und der Pulshöhenauflösung in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf der Kathode bei punktförmiger Lichteinstrahlung wurde vor allem für die Triode XP1501 genauer untersucht.

Abb. 4.2a) zeigt diese Abhängigkeit für verschiedene Feldstärken. Dabei wurde der Lichtleiter entlang der  $y$ -Achse bewegt (Abb. 2.14). Deutlich wird hier die geringe Verstärkung bei Einstrahlung in der Mitte der Kathode, die in der Aufhängung der Dynode bzw. Anode begründet ist (Kap. 3.2.1). Im Abstand von 22 mm vom Kathodenmittelpunkt ist die Verstärkung um den Faktor 3.5 größer als in der Mitte. Liegt ein Magnetfeld an, so verschiebt sich das Maximum der Überhöhung zur Kathodenmitte, wird breiter und sinkt auf den Faktor 2.2 ab. Die Größe der Überhöhung hängt nur gering von der anliegenden Feldstärke ab. Der unterschiedliche Kurvenverlauf bei Messung mit bzw. ohne Magnetfeld ist auf den Einfluß des Magnetfeldes zurückzuführen (Kap. 4.2.2).

Abb. 4.2b) zeigt zum Vergleich die Änderung der Verstärkung von Triode R2184, Tetrode R2185 und Triode XP1501, gemessen bei einem Magnetfeld von 0.8 T. Deutlich wird, daß die Verstärkung bei den Trioden und Tetroden von HAMAMATSU über die ganze Kathodenfläche etwa konstant bleibt.

Die Änderung der Pulshöhenauflösung ist in Abb. 4.3) für Meßreihen, die ohne anliegendes Magnetfeld durchgeführt wurden, dargestellt. Deutlich zeigt sich hier für die Triode XP1501, daß die Werte  $\sigma/\sigma_{norm}$  in den Bereichen, in denen sich die Verstärkung stark ändert, ansteigen. An den Rändern der Kathode und bei Abständen zwischen 10 und 20 mm von der Kathodenmitte ist die Pulshöhenauflösung deutlich schlechter. Da auf der Kathode ein Kreis von etwa 1.2 mm Durchmesser (Kap. 3.1.4) mit Licht bestrahlt wird, schwankt die Pulshöhe aufgrund der Ausdehnung der bestrahlten Fläche in diesem Bereich mehr als in einem Bereich konstanter Verstärkung. Dieser Effekt ist bei anliegendem Magnetfeld nicht mehr so stark ausgeprägt, aber auch noch vorhanden. Der Anstieg der Pulshöhenauflösung an den Rändern der Kathode ist darauf zurückzuführen, daß in diesem Bereich das Licht die Kathode nicht mehr vollständig trifft, bzw. die erzeugten Elektronen die Dynoden teilweise nicht erreichen. Daher werden die statistischen Schwankungen in der Verstärkung größer. Die Pulshöhenauflösung der Triode R2184 und der Tetrode R2185 (Abb. 4.3b)) ist über die gesamte Kathodenfläche konstant. Sie nimmt nur an den Rändern leicht zu.

Speziell bei Feldstärken über 1.2 T traten bei der Triode XP1501 für Einstrahlungspunkte, die etwa 10 bis 20 mm von der Mitte entfernt lagen, Störungen auf. Daher konnte für 1.5 T der Verstärkungsverlauf nicht vollständig bestimmt werden. Bei diffuser Lichteinstrahlung traten diese Störungen nicht auf. Da sie bei Erniedrigung der Betriebsspannung der Triode bzw. der Intensität der Lampe verschwanden, ist anzunehmen, daß sie durch Szintillationen oder Entladungsvorgänge in der Triode verursacht werden (Kap. 2.4.1). Die Ursache dieser Störung wurde jedoch nicht weiter untersucht.

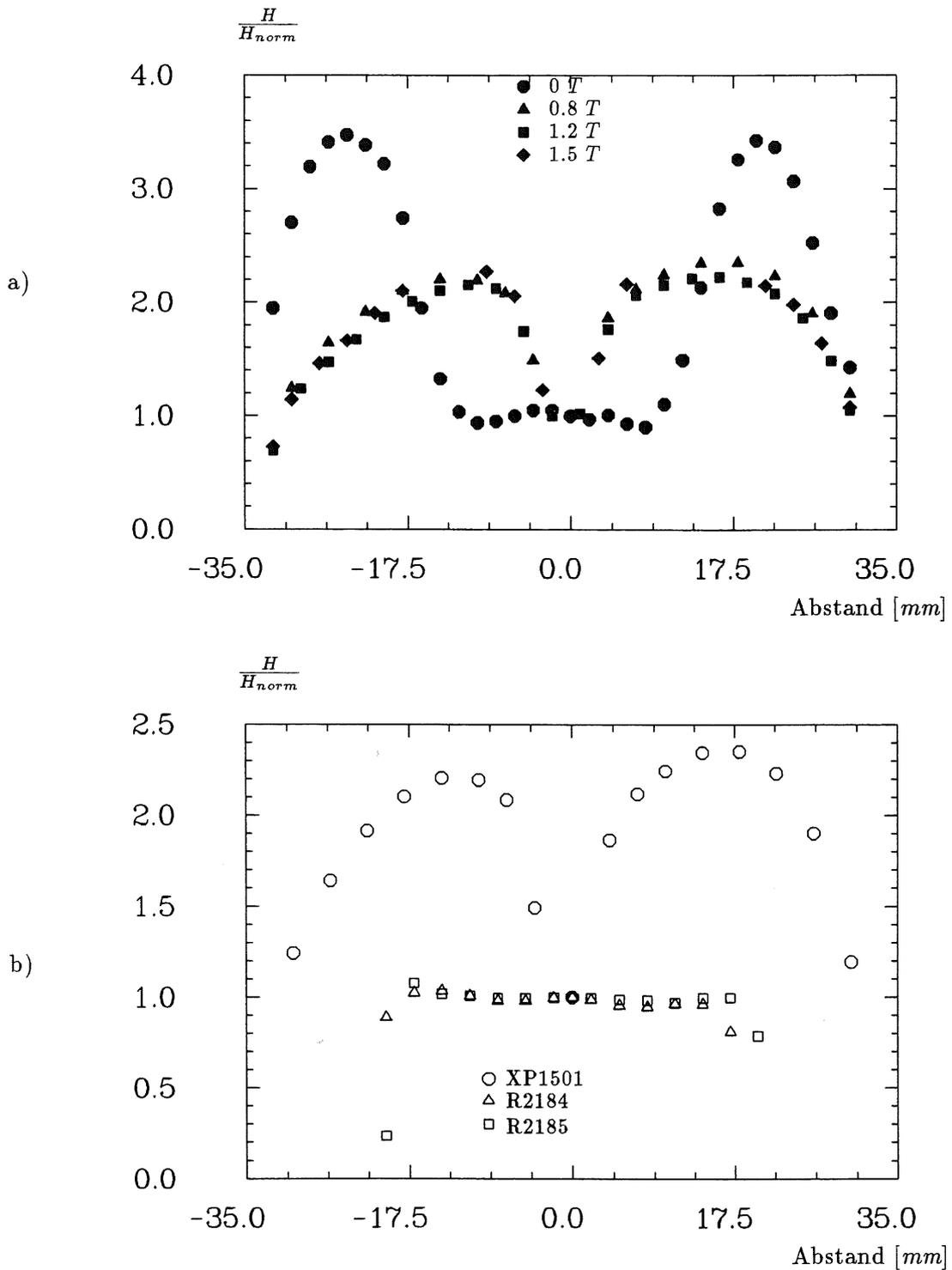


Abb. 4.2: Veränderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf der Kathode bei punktförmiger Einstrahlung.

a) Triode XP1501,

b) Trioden R2184, XP1501 und Tetrode R2185 bei 0.8 T.

Normiert wurde auf den für das jeweilige Magnetfeld gemessenen Wert  $H/H_0$  bei Einstrahlung in der Kathodenmitte.

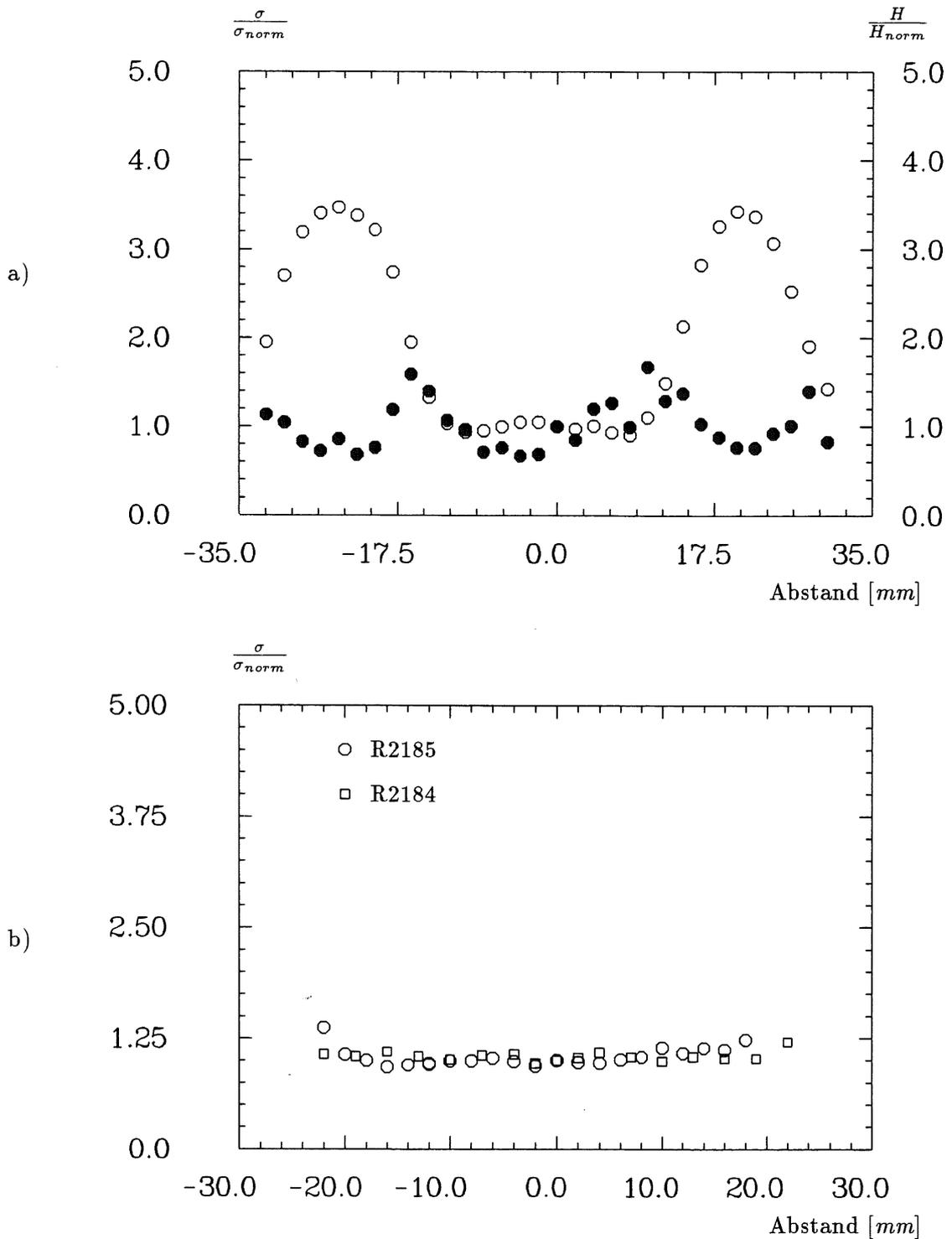


Abb. 4.3: Änderung der Pulshöhenauflösung in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf der Kathode bei punktförmiger Einstrahlung  
 a) Triode XP1501 bei 0 T (zum Vergleich ist die Verstärkungsänderung (offene Kreise) mit aufgetragen),  
 b) Triode R2184 und Tetrode R2185 bei 0 T.

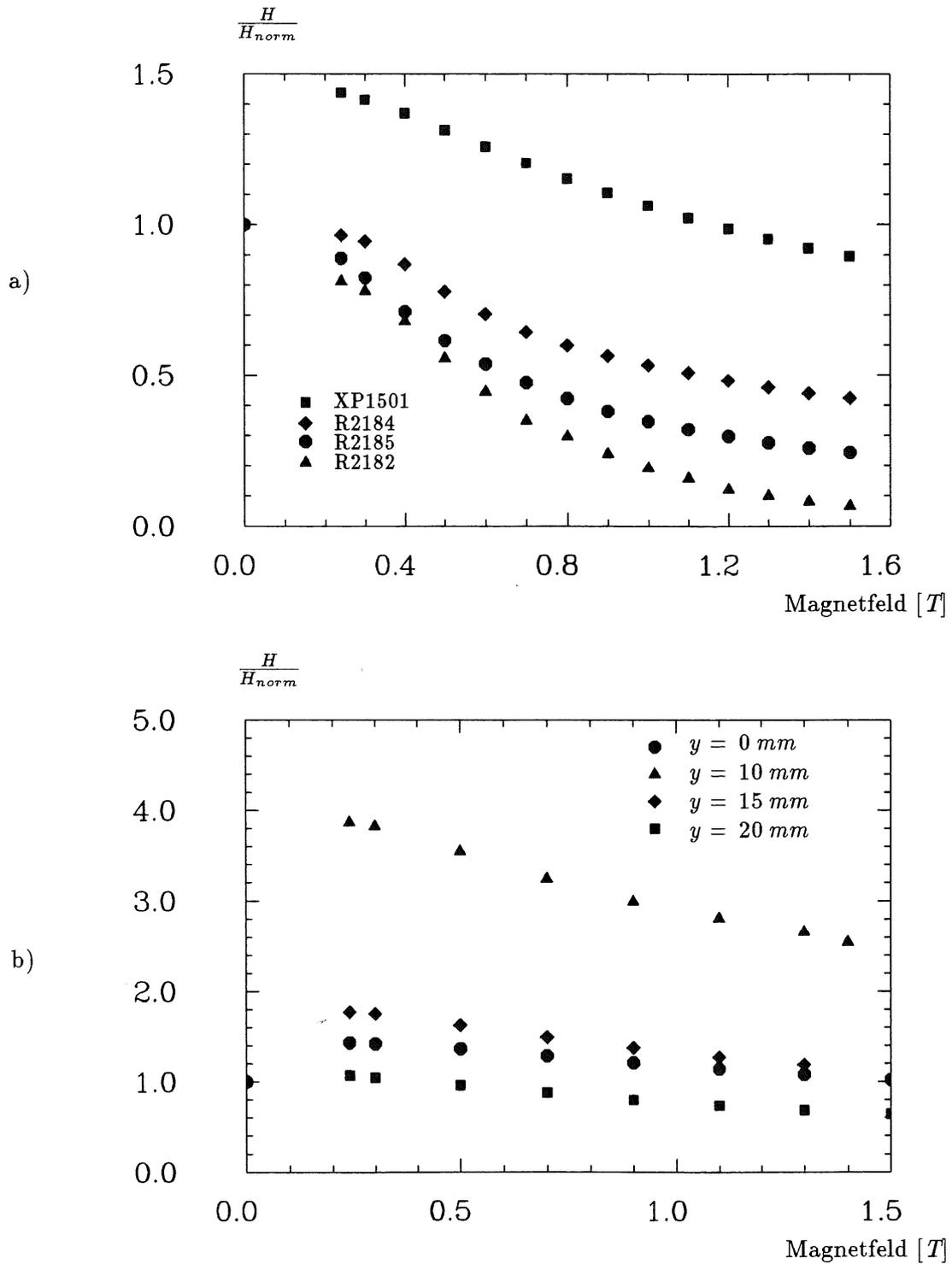


Abb. 4.4: Veränderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom der Magnetfeldstärke.  
 a) bei diffuser Lichteinstrahlung,  
 b) Triode XP1501 bei punktförmiger Lichteinstrahlung (Lichtleiter entlang der y-Achse verschoben). Normiert wurde auf den bei 0 T am jeweiligen Einstahlungspunkt gemessenen Wert  $H/H_0$ .

### 4.2.2 Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke

Die Änderung der Verstärkung in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke wurde bei diffuser Lichteinstrahlung untersucht. Abb. 4.4a) zeigt die auf 0 Tesla normierten Werte für alle vier Photomultiplier. Der Kurvenverlauf für Feldstärken kleiner 0.3 T konnte nicht bestimmt werden (Kap. 3.1.1). Die Verstärkung der Triode XP1501 liegt bei 0.3 T über dem ohne Magnetfeld gemessenen Wert und fällt mit wachsender Feldstärke ab. Die Photomultiplier von HAMAMATSU zeigen dagegen ein etwas anderes Verhalten. Die Verstärkung nimmt mit wachsender Feldstärke zwar ebenfalls ab, jedoch liegt sie bei 0.3 T schon unter dem ohne Magnetfeld bestimmten Wert.

Mit steigender Dynodenzahl wächst die Abhängigkeit der Verstärkung vom Magnetfeld. So ist die Verstärkung der Triode R2184 bei etwa 1.1 T, die der Tetrode R2185 bei 0.65 T, und die des 8-stufigen Photomultipliers R2182 bei 0.55 T auf die Hälfte abgesunken. Die Triode XP1501 hat bei 1.15 T erst den ohne Magnetfeld gemessenen Wert erreicht. Die Verlauf der Kurven ist bei den Photomultipliern von HAMAMATSU für Feldstärken größer 0.5 T exponentiell.

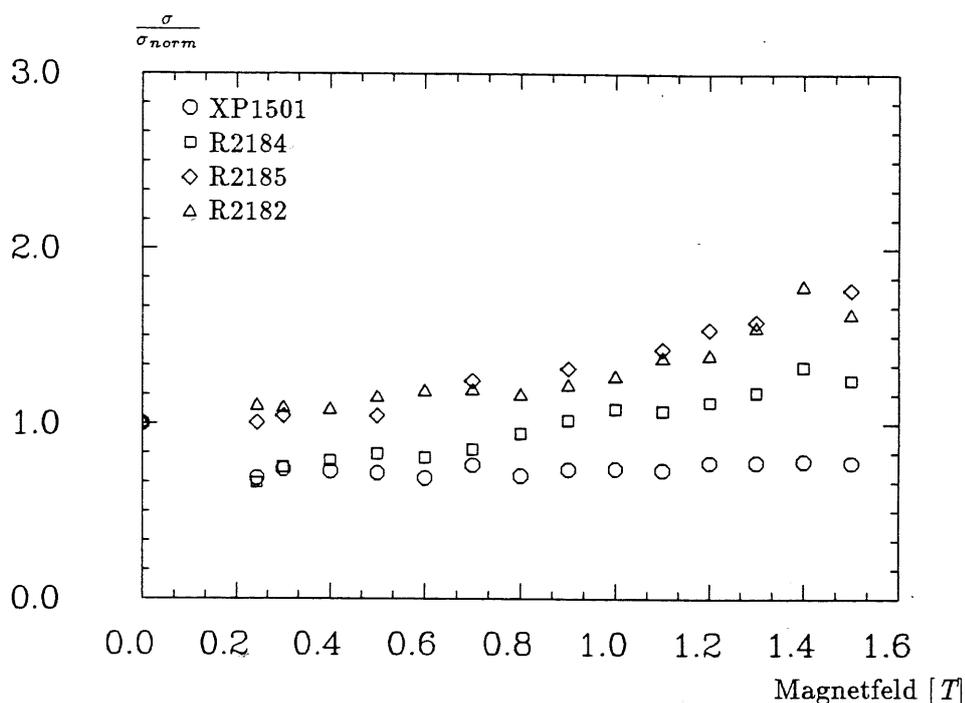


Abb. 4.5: Veränderung der Pulshöhenauflösung bei Variation der Magnetfeldstärke (diffuse Lichteinstrahlung).

Die für die Photomultiplier von HAMAMATSU bestimmte Verstärkungsabnahme bei steigendem Magnetfeld stimmt näherungsweise mit den Herstellerangaben überein (Anhang A und [Ham86]). Allerdings ist der Abfall der hier gezeigten Kurven etwas geringer als nach Angaben der Hersteller. Bei der Triode XP1501 treten größere Abweichungen auf. So soll nach Herstellerangaben die Verstärkung schon bei 0.7 T auf die Hälfte abgesunken sein (Anhang A). Der im Datenblatt dargestellte Verlauf weist zwar auch eine Erhöhung der Verstärkung für kleine Magnetfeldstärken auf, jedoch sinkt hier die Verstärkung schon etwa bei 0.1 T unter den ohne Magnetfeld gemessenen Wert [Val86]. Die Verstärkung nimmt weiter ab und erreicht bei 1 T etwa die 0.6-fache Größe des Ausgangswertes.

Für die Triode XP1501 wurden die Messungen auch bei punktförmiger Lichteinstrahlung an verschiedenen Einstrahlungspunkten auf der Kathode durchgeführt. Die Kurven (Abb. 4.4b)) zeigen die Veränderung der Verstärkung bei punktförmiger Lichteinstrahlung. Bei allen Messungen liegt die Verstärkung bei 0.3 T über dem ohne Magnetfeld bestimmten Wert. Dabei ist die Höhe der Verstärkung bei 0.3 T von Einstrahlungspunkt abhängig (Abb. 4.2). Sie ist in dem Bereich, in dem die Verstärkung auf der Kathode bei anliegendem Magnetfeld ihren größten Wert erreicht, am höchsten (Abstand 10 mm). Dagegen ist sie in dem Abstand, in dem ohne Magnetfeld die größte Verstärkung gemessen wurde, recht klein (Abstand 20 mm). Die Verstärkung ist bei 1.5 T nur für die Einstrahlung in 20 cm Abstand vom Mittelpunkt unter den ohne Magnetfeld gemessenen Wert abgesunken.

Die Pulshöhenauflösung (Abb. 4.5) bleibt bei der Triode XP1501 auch bei hohen Magnetfeldstärken konstant. Dies gilt für diffuse und punktförmige Lichteinstrahlung. Bei den anderen Photomultipliern steigt dagegen der Wert  $\sigma$  für Magnetfelder größer als 0.5 T. Bei einem Magnetfeld von 1.2 T ist  $\sigma$  etwa um den Faktor 1.5 größer als bei Messung ohne Magnetfeld (Tetrode und 8-stufiger Photomultiplier). Bei der Triode liegt  $\sigma$  nur bei dem 1.25-fachen Wert des Ausgangswertes. Die Pulshöhenauflösung verschlechtert sich dann, wenn die Verstärkung (die Pulshöhe) auf mehr als das 0.6-fache des Ausgangswertes infolge des wachsenden Magnetfeldes abgesunken ist (vgl. Abb. 4.4). Mit kleiner werdender Pulshöhe machen sich statistische Schwankungen zunehmend bemerkbar (vgl. Kap. 2.3 und 2.4). Bei der Triode von VALVO ist die Verstärkung auch bei hohen Magnetfeldern kaum unter den Ausgangswert abgefallen. Daher verändert sich die Pulshöhenauflösung nicht.

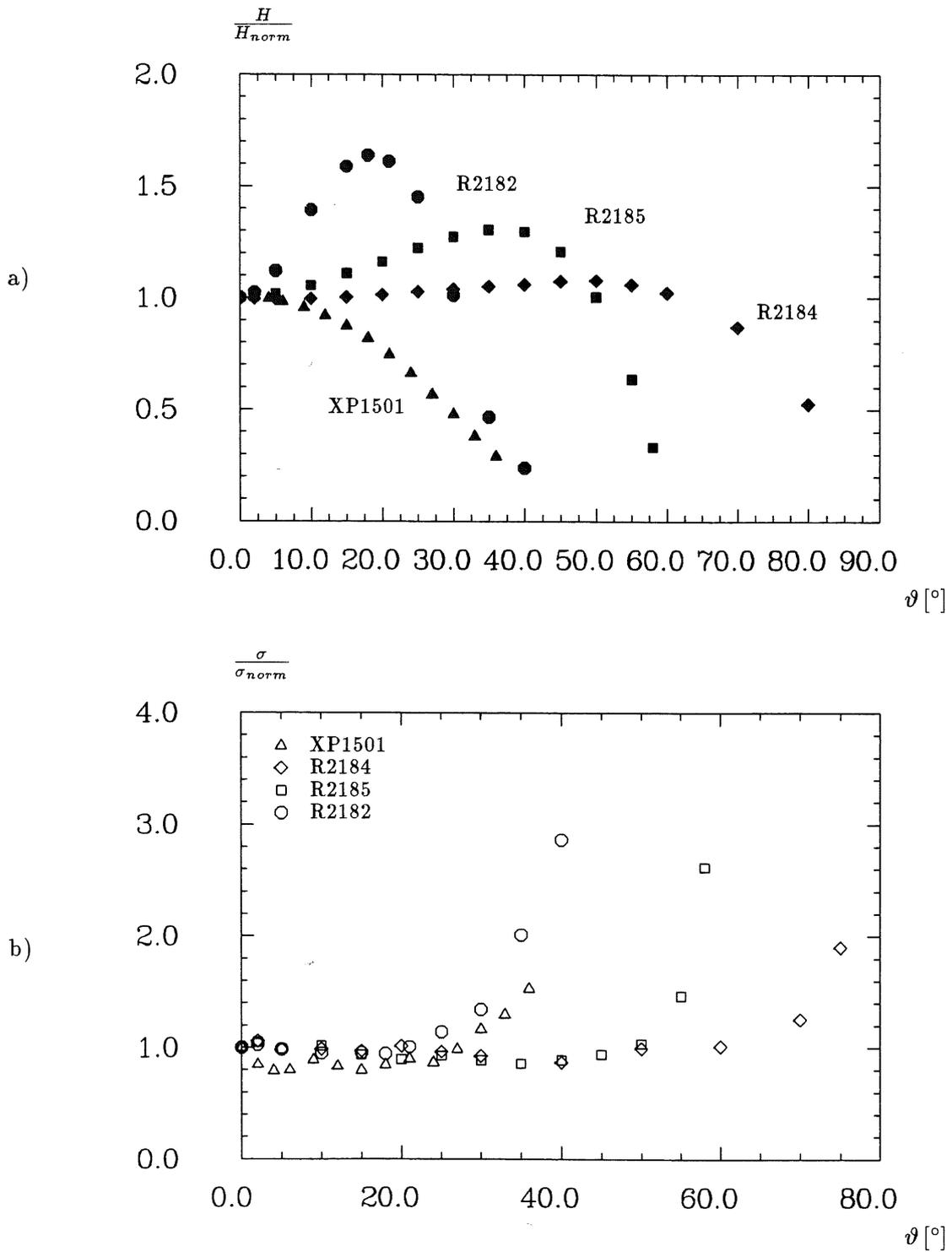
Eine genaue Erklärung für die Abnahme der Verstärkung mit wachsendem Magnetfeld kann nicht gegeben werden. Möglicherweise ist sie auf den spiralförmigen Verlauf der Elektronenbahnen zurückzuführen. Mit wachsendem Magnetfeld wird der Durchmesser dieser Schraubenlinie immer kleiner und vor allem die Steigung der Schraubenlinie nimmt ab (Kap. 2.6). So beträgt die Steigung bei 1.2 T etwa  $1 \mu m$  und bei 0.2 T etwa  $15 \mu m$  (berechnet für ein Elektron ohne Anfangsgeschwindigkeit in z-Richtung). Daher wird vermutlich die Wahrscheinlichkeit größer, daß die Sekundärelektronen gleich nach dem Verlassen der Dynode aufgrund der geringen Anfangsgeschwindigkeit in z-Richtung und der Dicke der Dynode von ca.  $2 \mu m$  wieder auf die Dynode treffen.

### 4.2.3 Winkelabhängigkeit

Die Abhängigkeit der Verstärkung vom Winkel der Photomultiplier im Magnetfeld wurde bei diffuser Lichteinstrahlung untersucht. Abb. 4.6a) zeigt die auf einen Winkel von  $0^\circ$  normierten Werte für alle vier Photomultiplier bei einem Magnetfeld von 1.2 T.

Charakteristisch für die Photomultiplier von HAMAMATSU ist das Auftreten zweier Maxima bei fast symmetrischen Winkeln  $\vartheta_{1,max} \approx -\vartheta_{2,max}$  (vgl. Abb. 4.7b)). Diese Maxima werden mit steigender Dynodenzahl höher und verschieben sich zu kleineren Winkeln  $\vartheta_{max}$ . Sie sind für verschiedene Drehrichtungen des Photomultipliers im Magnetfeld unterschiedlich hoch. In Tab. 4.1 sind Höhe und Lage der Maxima bei positiven Drehwinkeln für ein Magnetfeld von  $B = 1.2 T$  zusammengefaßt. Mit weiter wachsendem Winkel nimmt dann die Verstärkung rasch ab. Die Trioden von VALVO zeigen ein derartiges Verhalten nicht. Die Verstärkung nimmt mit wachsendem Winkel in beiden Drehrichtungen ab (vgl. Abb. 4.7a)).

Für die Triode R2184 und für die Tetrode R2185 ist der Winkelbereich, in dem die Verstärkung nicht absinkt, am größten. So wird der Wert  $H/H_{norm}$  erst bei  $60^\circ$  (R2184), bzw.  $50^\circ$  (R2185) kleiner als eins. Die Verstärkung der Triode R2184 ist bei einem Winkel von  $80^\circ$  erst auf die Hälfte des Anfangswertes abgesunken. Bei dem 8-stufigen Photomultiplier und der Triode XP1501 ist dagegen bei einem Winkel von  $40^\circ$  der Wert  $H/H_{norm}$



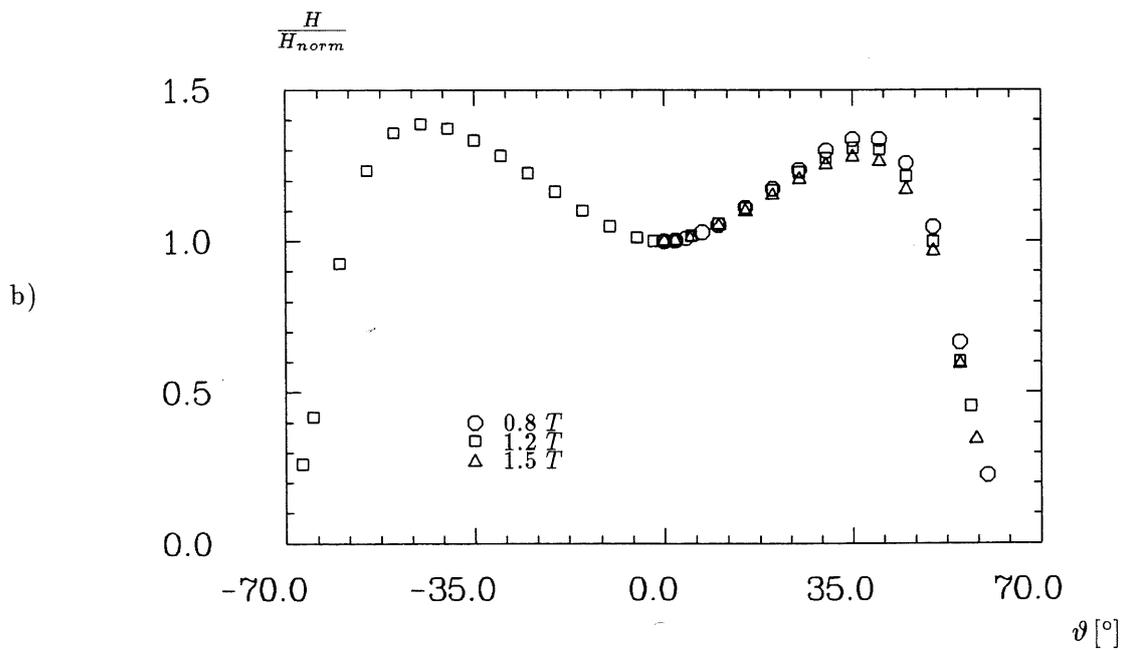
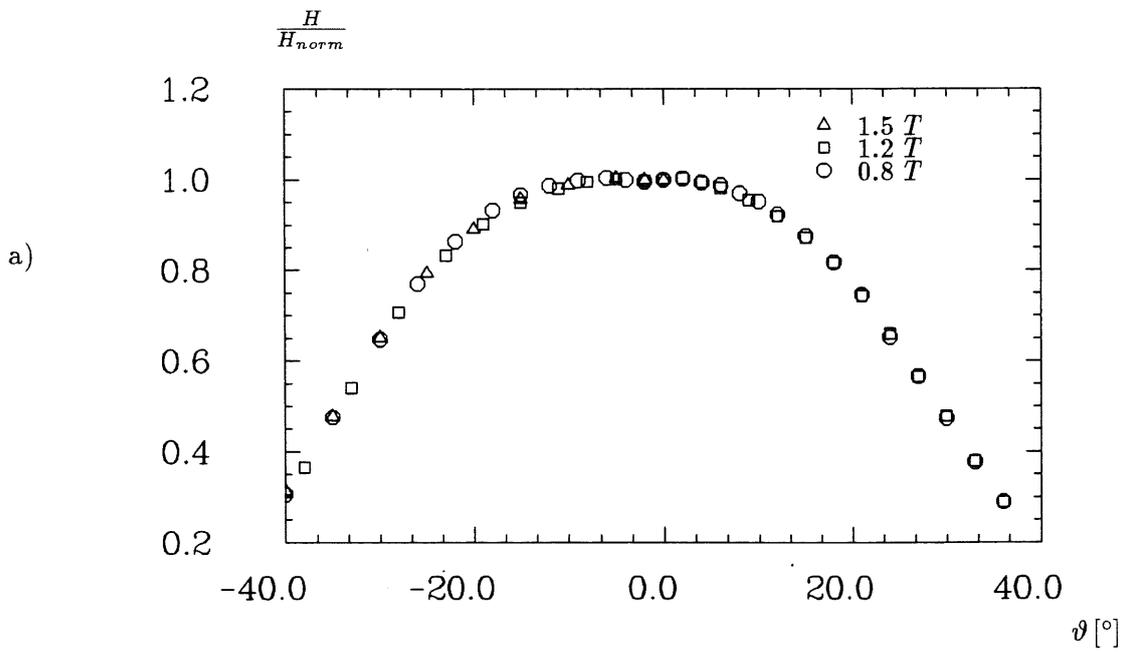


Abb. 4.7: Veränderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Winkel für verschiedene Feldstärken.

a) Triode XP1501, b) Tetrode R2185.

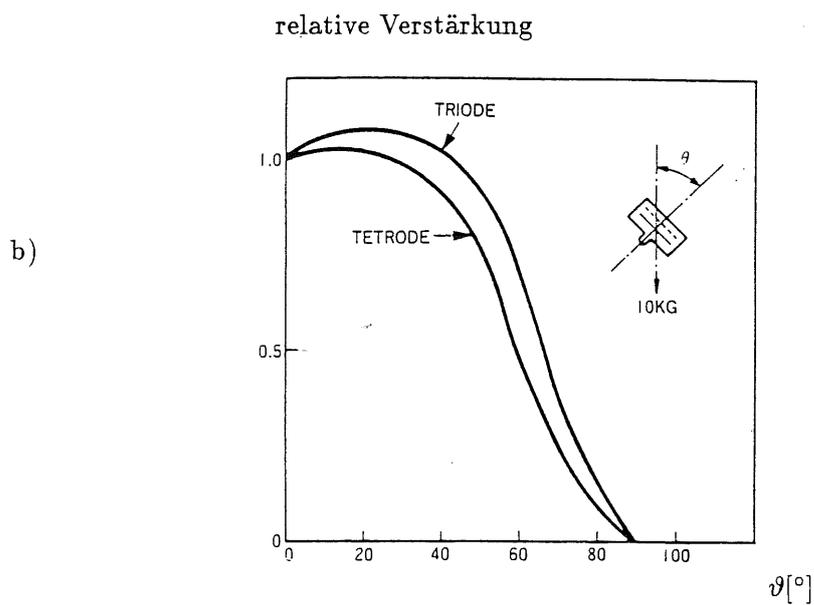
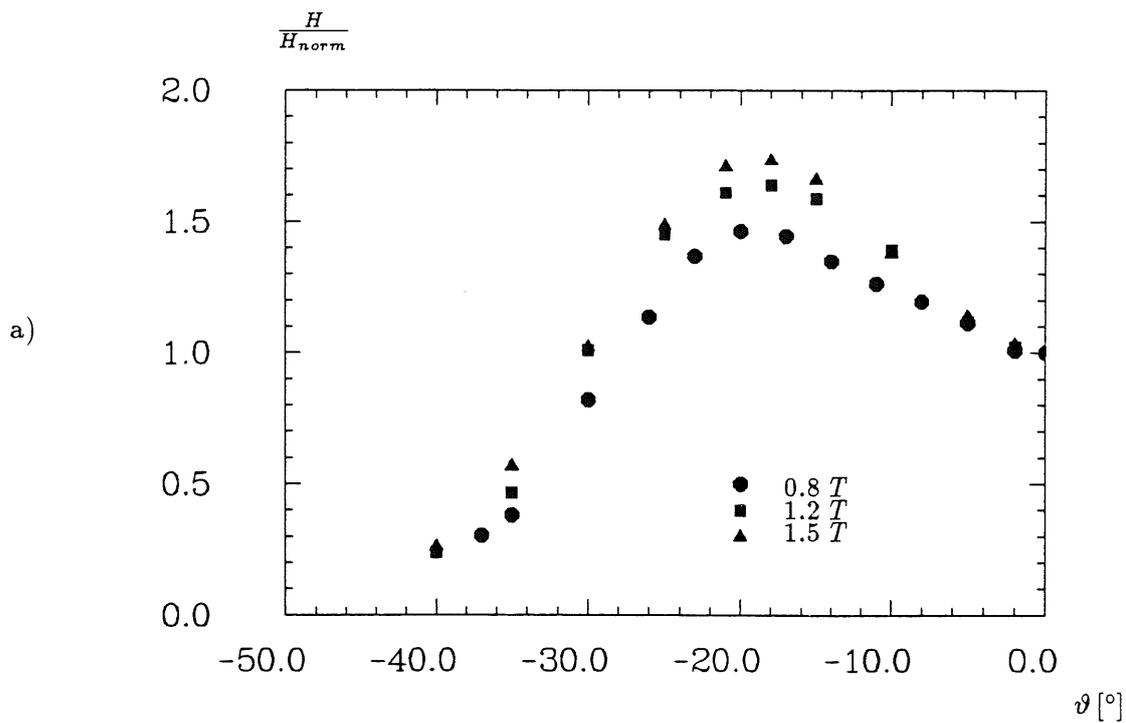


Abb. 4.8: Veränderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Winkel.

a) Photomultiplier R2182 bei verschiedenen Feldstärken,

b) Tetrode R2185 und Triode R2184 bei 1 T, entnommen dem Datenblatt von HAMAMATSU [Ham86].

schon auf 0.2 bzw. 0.3 abgesunken. Die Abnahme der Verstärkung bei hohem Drehwinkel ist dadurch zu erklären, daß aufgrund der Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld, nicht mehr alle Elektronen die Dynode treffen. Mit wachsender Dynodenzahl (damit weiterer Flugbahn) trifft dieser Fall bei immer kleineren Winkeln ein.

Photomultiplier	$\vartheta_{max} [^\circ]$	maximaler Wert $\frac{H}{H_{norm}}$
R2182	18	1.65
R2185	38	1.3
R2184	50	1.1

Tab. 4.1: Lage und Größe des Maximums der Verstärkung bei Variation des Winkels in einem konstanten Magnetfeld von 1.2 T.

Mit wachsendem Magnetfeld zeigen die Photomultiplier ein unterschiedliches Verhalten. Bei der Triode XP1501 ist der Kurvenverlauf für verschiedene Feldstärken fast identisch (Abb. 4.7a)). Bei der Triode R2184 und der Tetrode R2185 wird das Maximum der Verstärkung mit fallendem Magnetfeld geringfügig größer und verschiebt sich kaum (Abb. 4.7b), am Beispiel der Tetrode). Bei dem 8-stufigen Photomultipliern dagegen nimmt die Größe des Maximums mit fallendem Magnetfeld erkennbar ab (Abb. 4.8a)). Die Lage des Maximums verschiebt sich nur geringfügig zu kleineren Winkeln.

Der für die Photomultiplier von HAMAMATSU bestimmte Verlauf der Kurven in Abhängigkeit vom Drehwinkel bei konstantem Magnetfeld stimmt nur für die Trioden ungefähr mit den Herstellerangaben überein (Abb. 4.8b)). Die Höhen der Maxima sind dort für die Tetrode und den 8-stufigen Photomultiplier mit geringeren Werten angegeben (vgl. für die Tetrode Abb. 4.8b)). Auch treten die Maxima nach Herstellerangaben schon bei wesentlich kleineren Winkeln auf.

Es ist aufgrund der in Kap. 2.5 gemachten Aussagen anzunehmen, daß Lage und Höhe der auftretenden Maxima sehr von der Ausleuchtung der Kathode abhängen. Da über die Lichteinstrahlung bei der Messung der in Abb. 4.8b) gezeigten Winkelabhängigkeit der Verstärkung keine genauen Angaben vorliegen, können beide Meßergebnisse nicht verglichen werden. Jedoch wird in ähnlichen Untersuchungen (vgl. [Tak84], [Hay84]) Lage und Höhe der Maxima ebenfalls mit größeren Werten angegeben.

Über die Abhängigkeit von Lage und Höhe der Maxima bei verschiedenen Feldstärken werden keine Angaben gemacht. Angaben über die Winkelabhängigkeit der Trioden von VALVO sind nicht vorhanden.

Der Wert der Pulshöhenauflösung (Abb. 4.6b)) ist bei der Triode XP1501 und dem Photomultiplier R2182 bis zu einem Winkel von etwa 25° konstant und steigt dann zu größeren Winkeln hin an. Bei der Triode R2184 und der Tetrode R2185 bleibt er bis zu einem Winkel von 50° bzw. 60° konstant. Ein analoges Bild ergibt sich für andere Feldstärken und bei Drehung der Photomultiplier in die andere Richtung.

Der Anstieg des Wertes der Pulshöhenauflösung kann auf die Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld zurückgeführt werden. Bei großen Drehwinkel treffen nicht mehr alle Elektronen die Dynoden. Daher nimmt die Verstärkung ab, und der Wert  $\sigma/\sigma_{norm}$  steigt aufgrund der stärkeren statistischen Schwankung in der Verstärkung.

Für die Trioden XP1501 wurden die Messungen zur Winkelabhängigkeit auch bei punktförmiger Lichteinstrahlung durchgeführt. Abb. 4.9 zeigt zwei ausgewählte Kurven für die Einstrahlungsorte ( $x' = 10\text{mm}$ ,  $y' = 10\text{mm}$ ) und ( $x' = 0\text{mm}$ ,  $y' = 20\text{mm}$ ) auf der Kathode bei einem Magnetfeld von 0.8 T.

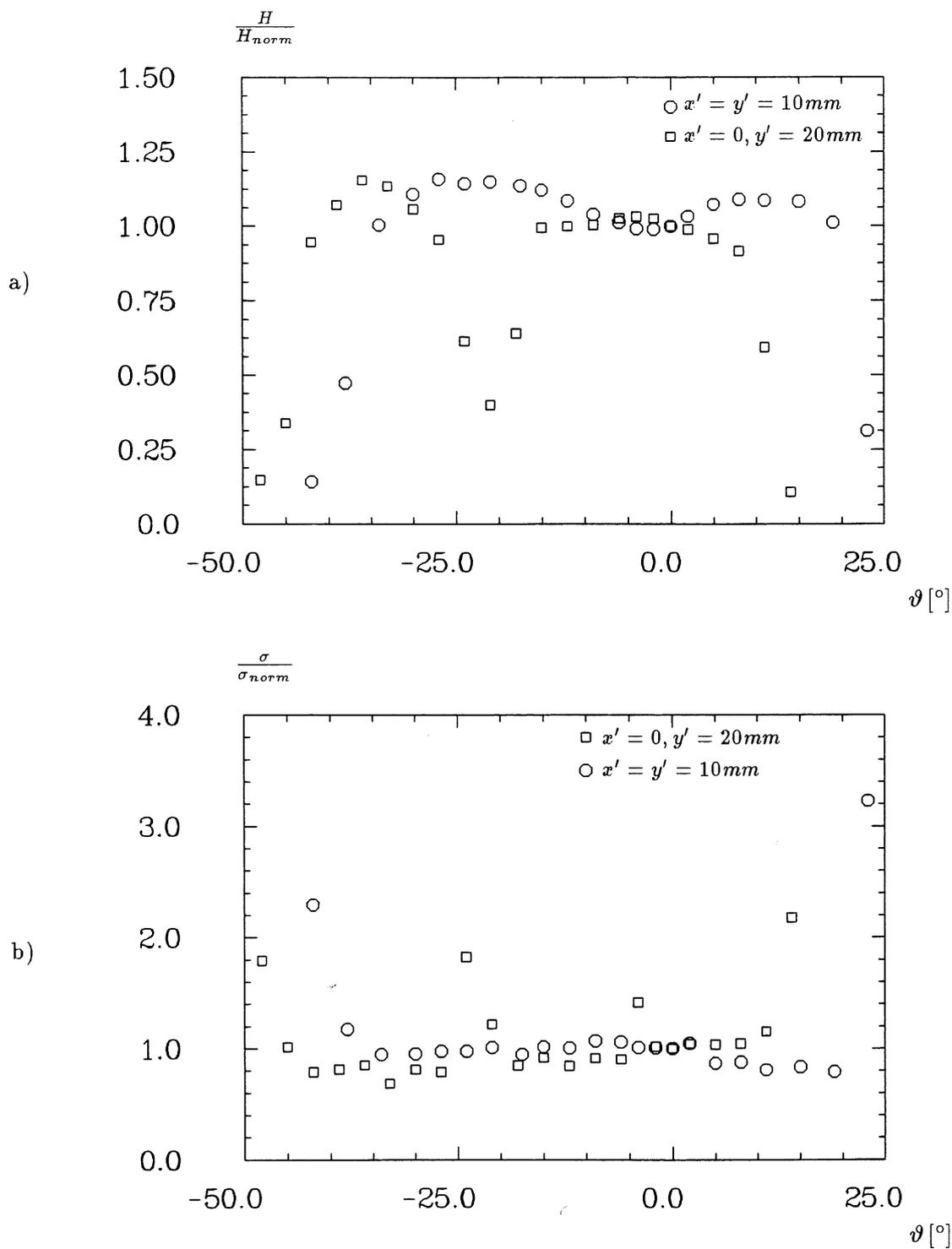


Abb. 4.9: Änderung der Verstärkung (a) und der Pulshöhenauflösung (b) in Abhängigkeit vom Winkel bei einem Magnetfeld von  $0.8\text{ T}$  und punktförmiger Lichteinstrahlung für die Triode XP1501 (Zur Definition der  $x'$ - bzw.  $y'$ -Richtung vgl. Abb. 2.14).

Deutlich ist die Abnahme der Verstärkung in dem Winkelbereich, in dem die Photoelektronen aufgrund der Ablenkung im Magnetfeld die Dynodenmitte treffen ( $x' = 0\text{ mm}$ ,  $y' = 20\text{ mm}$ ), zu erkennen. Dieser Winkel liegt unter der Annahme, daß die Elektronenbahnen längs der Magnetfeldlinien verlaufen, bei

$$\vartheta = \arctan \frac{20}{50} = 21.8^\circ,$$

da der Abstand zwischen Kathode und Dynode bei der Triode von VALVO  $50\text{ mm}$  beträgt. Der berechnete Winkel stimmt gut mit dem Winkel überein, bei dem das Minimum der Verstärkung gemessen wurde.

In diesem Bereich steigt der Wert der Pulshöhenauflösung wiederum wegen der starken Änderung der Verstärkung (vgl. Kap. 4.2). Strahlt man dagegen in einem Punkt ein, der nicht auf der  $x'$ - bzw.  $y'$ -Achse liegt, so ist kein ausgeprägtes Minimum der Verstärkung zu erkennen ( $x' = 10\text{ mm}$ ,  $y' = 10\text{ mm}$ ). Die Verstärkung steigt in beiden Drehrichtungen leicht an und fällt dann steil ab.

Der Abfall der Verstärkung erfolgt bei Winkeln, in denen die Photoelektronen aufgrund der Ablenkung im Magnetfeld den Rand der Dynode treffen. Daher sind diese Winkel, je nach Einstrahlungsort und Drehrichtung, verschieden groß. Auch an diesen Meßergebnissen ist deutlich zu erkennen, daß die Flugbahn der Elektronen durch die Richtung des Magnetfeldes bestimmt ist. Die Pulshöhenauflösung wird in diesem Bereich wiederum wegen der größeren statistischen Schwankung in der Verstärkung schlechter (vgl. Kap. 4.2).

Eine genaue Erklärung für das Auftreten der Maxima bei Drehung der Photomultiplier von HAMAMATSU im Magnetfeld kann nicht gegeben werden. Die Höhe der Verstärkung ist vermutlich abhängig von dem Aufbau der Dynoden und von dem exakten Verlauf der Elektronenbahnen im Photomultiplier bei anliegendem Magnetfeld. Auch können Einflüsse des Magnetfeldes auf die Dynodenmaterialien eine Rolle spielen.

Bekannt ist die ungefähre Struktur der Dynoden (vgl. Kap. 2.3.2). Aufgrund des Abstandes der Gitterstäbe kann vermutet werden, daß nicht alle Elektronen Sekundärelektronen erzeugen, da ein Teil der Elektronen einfach durch das Gitter fliegt. Die Dicke des Gitters von ungefähr  $2\ \mu\text{m}$  und der Aufbau der Dynoden (Kupfer als Trägermaterial mit aufgebrachtener Sekundäremissionsschicht) läßt vermuten, daß die Elektronen nur dann viele Sekundärelektronen erzeugen, wenn sie streifend auf das Gitter treffen.

Wenn die Photomultiplier nun unter einem Winkel  $\vartheta$  im Magnetfeld stehen, so verändert sich die Flugbahn der Elektronen. Sie verläuft spiralförmig entlang der Magnetfeldlinien schräg zur Photomultiplierachse (vgl. Kap. 2.5). Daher könnte eine mögliche Erklärung für das Auftreten der Maxima darin bestehen, daß die Elektronen aufgrund des Winkels zwischen Flugbahn und Dynode mit größerer Wahrscheinlichkeit die Dynode treffen, bzw. wegen des spiralförmigen Verlaufes der Flugbahn eher streifend einfallen. Dadurch würde sich die Sekundärelektronenemissionsrate erhöhen (vgl. Kap. 2.3.2).

Eine weitere zu beachtende Möglichkeit besteht darin, daß Sekundärelektronen, die an der Oberseite der Gitterfläche emittiert werden, wegen der seitlichen Ablenkung im Magnetfeld nicht wieder auf das Gitter treffen, sondern durch ein Gitterloch in Richtung der Anode beschleunigt werden.

Über den Aufbau der Dynoden der Trioden von VALVO sind keine Angaben vorhanden. Daher ist es nicht möglich, eine Erklärung für das Verhalten dieser Trioden im Unterschied zu den Photomultipliern von HAMAMATSU zu finden.

### 4.3 Änderung der Zeitauflösung und Laufzeitunterschiede

Die Änderung der Zeitauflösung und der Laufzeit wurde nur für die Tetroden und die 8-stufigen Photomultiplier bei diffuser Lichteinstrahlung untersucht. In diesem Abschnitt kann nur eine Auswahl der insgesamt vorliegenden Meßergebnisse zeichnerisch dargestellt werden.

Alle Meßergebnisse waren gut reproduzierbar und unabhängig davon, ob der im Magnetfeld befindliche Photomultiplier das Start- oder Stoppsignal des Time To Pulse Height Converters lieferte.

Die Schwankungen in der gemessenen Halbwertsbreite bzw. in der Lage der mittleren Pulshöhe für den mehrfach gemessenen Meßpunkt (vgl. Kap. 3.3.2) lagen für die Messungen mit Timing Single Channel Analyzern bei 1 % und für die übrigen Messungen bei 2–3 %. Daher haben die mit den Timing Single Channel Analyzern aufgenommenen Meßreihen eine wesentlich geringere Streuung. Die unterschiedlichen Schwankungen sind auf die für Constant Fraction Diskriminatoren relativ lange Anstiegszeit des Pulses am Ausgang der Photomultiplier zurückzuführen.

Da die Messungen bei verschiedener Abschwächung der Lampe durchgeführt wurden (vgl. Kap. 3.3.2), ist insbesondere der Wert  $\sigma$ , je nach Meßanordnung und verwendetem Photomultiplier, unterschiedlich hoch. Vergleiche zwischen den Photomultipliern und den verschiedenen Meßanordnungen sind daher nicht möglich. Die bei einem Magnetfeld von 0 Tesla erzielten Ergebnisse für  $\sigma$  sind in Tab. 4.2 zusammengestellt.

Meßanordnung	Photomultiplier	$\sigma$ [ps]
Timing SCA	R2185	150
TFA und CFD	R2185	930
Timing SCA	R2182	920
TFA und CFD	R2182	1300
CFD	R2182	820

Tab. 4.2: Erreichte Werte  $\sigma$  für die beiden Tetroden und den 8-stufigen Photomultiplier (gemessenen ohne Magnetfeld). Der Wert  $\sigma_1$  für eine Tetrode bzw. einen Photomultiplier ergibt sich nach  $\sigma_1 = \sigma/\sqrt{2}$ .

#### 4.3.1 Änderung der Zeitauflösung

Die Änderung der Zeitauflösung in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke wurde bei diffuser Lichteinstrahlung für die Tetroden und die 8-stufigen Photomultiplier untersucht. Abb. 4.10 zeigt die Ergebnisse für beide Photomultiplier und für zwei verschiedene Meßanordnungen. Die Zeitauflösung ist bei Variation der Magnetfeldstärke von 0.3 T bis 1.5 T konstant. Diese Aussage gilt unabhängig von der gewählten Meßanordnung.

Der leichte Anstieg der Zeitauflösung zu hohen Feldstärken bei den für die 8-stufigen Photomultiplier erhaltenen Meßreihen unter Verwendung der Constant Fraction Diskriminatoren ist darauf zurückzuführen, daß die Pulshöhe wegen der starken Abnahme der Verstärkung so gering war, daß sie nur knapp über der eingestellten unteren Schwelle der Constant Fraction Diskriminatoren (vgl. Abb. 4.4a) und Kap. 3.3) lag. In diesem Bereich ist das zeitliche Ansprechen der Meßgeräte nicht mehr amplitudenunabhängig. Bei konstant gehaltener Pulshöhe lagen die Werte  $\sigma$  bei großen Feldstärken nicht über den ohne Magnetfeld gemessenen Werten. Die Regelung der Pulshöhe erfolgte dabei durch

Erhöhung der Betriebsspannung der Photomultiplier bzw. des Verstärkungsfaktors der Verstärker. Da jedoch diese Maßnahmen die gemessene Laufzeit verändern, wurde nur jeweils eine Kontrollmessung bei konstanter Pulshöhe durchgeführt. Bei der Tetrode tritt dieses Problem wegen der gegenüber dem 8-stufigen Photomultiplier wesentlich geringeren Verstärkungsabnahme (vgl. Abb. 4.4a)) nicht auf.

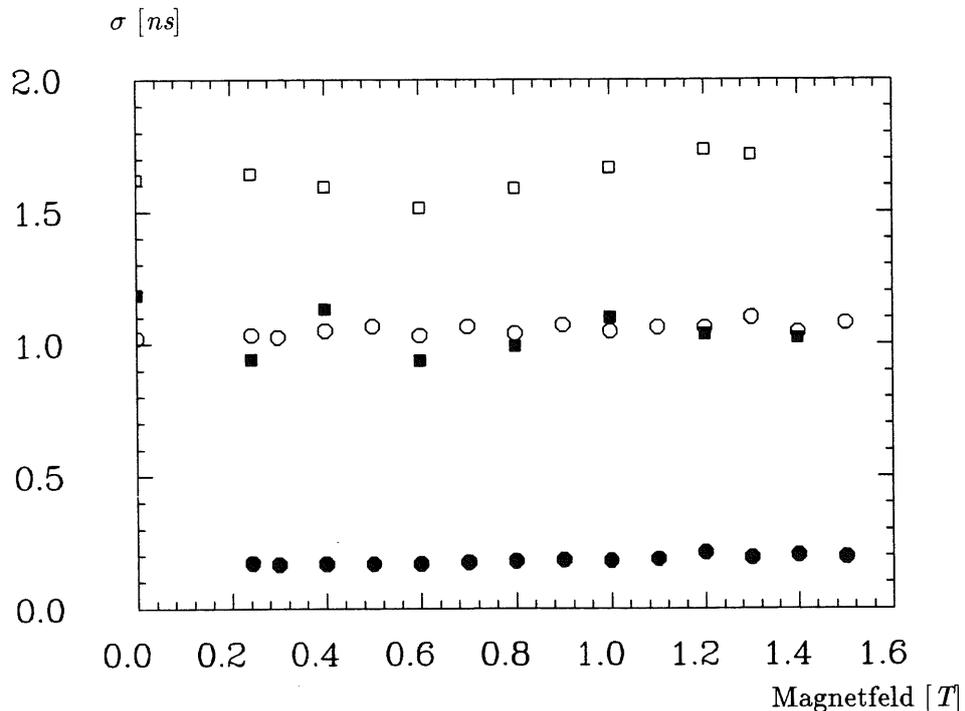


Abb. 4.10: Änderung der Zeitauflösung bei Variation der Magnetfeldstärke für die Tetrode R2185 (gefüllte Symbole) und den Photomultiplier R2182 (offene Symbole) bei Messung mit Timing SCA (Kreise) bzw. TFA und CFD (Quadrate).

In Abb. 4.11 ist die Änderung der Zeitauflösung in Abhängigkeit vom Winkel bei konstantem Magnetfeld für beide Photomultiplier dargestellt.

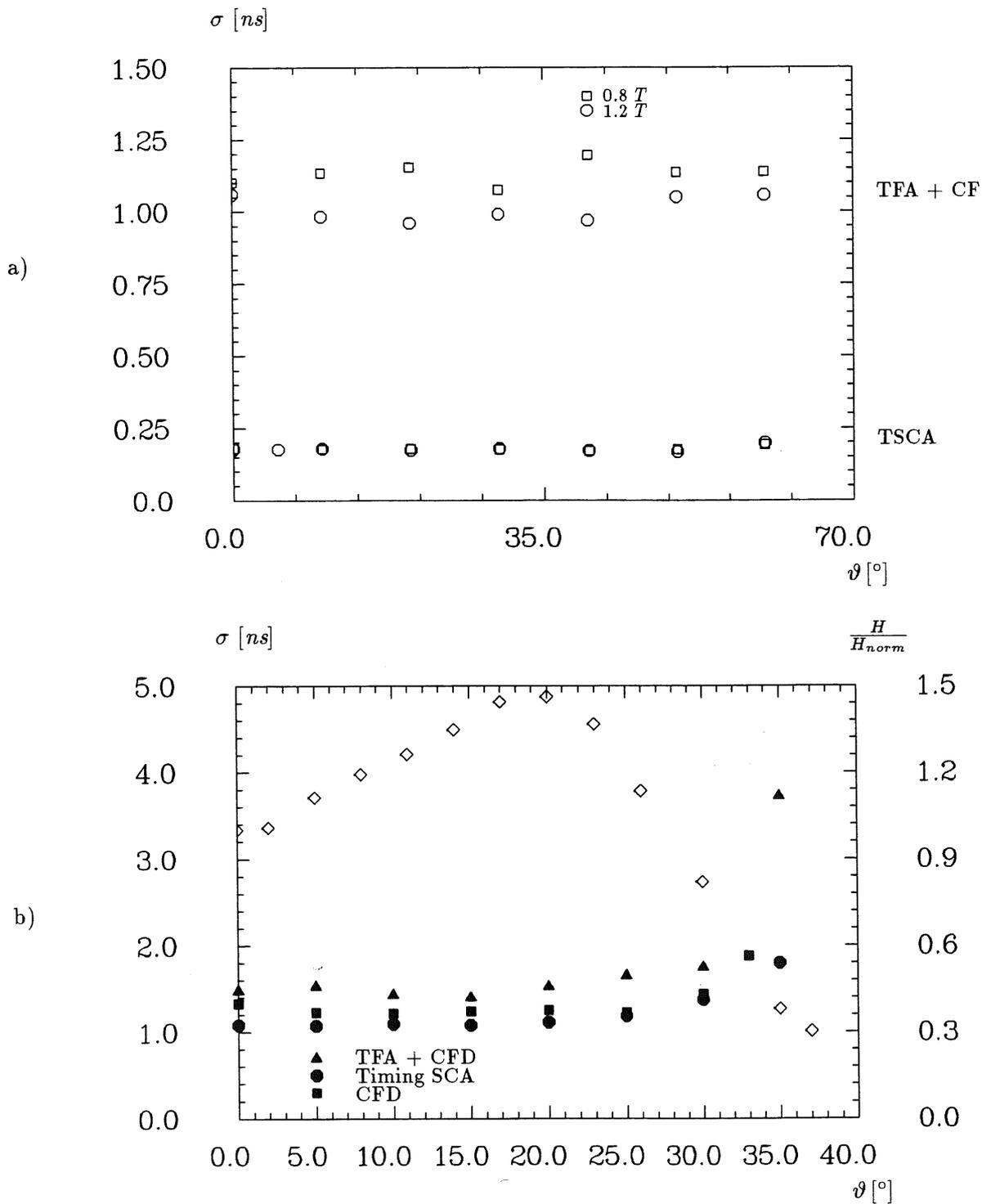
Abb. 4.11a) zeigt die Änderung der Zeitauflösung der Tetrode bei unterschiedlichen Meßanordnungen für zwei Magnetfeldstärken. Sie bleibt unabhängig von der magnetischen Feldstärke und der gewählten Meßanordnung für Drehwinkel bis  $60^\circ$  konstant.

Abb. 4.11b) zeigt die Änderung der Zeitauflösung des Photomultipliers beispielhaft für ein Magnetfeld von  $0.8\text{ T}$ . Sie bleibt zunächst unabhängig von der verwendeten Meßanordnung und der Magnetfeldstärke für Drehwinkel bis  $20^\circ$  konstant und steigt dann leicht an. Die Änderung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Drehwinkel bei einem Magnetfeld von  $0.8\text{ T}$  ist zum Vergleich für den 8-stufigen Photomultiplier in Abb. 4.11b) ebenfalls eingezeichnet. Es ist zu erkennen, daß  $\sigma$  bereits bei großer Pulshöhe ansteigt. Daher kann der Anstieg von  $\sigma$  nicht auf zu geringe Pulshöhen zurückgeführt werden.

### 4.3.2 Laufzeitunterschiede

Die Laufzeitdifferenzen wurden für die Tetrode und den 8-stufigen Photomultiplier bei diffuser Lichteinstrahlung gleichzeitig mit der Zeitauflösung bestimmt.

Da bei allen Meßanordnungen eine Abhängigkeit der gemessenen Laufzeitdifferenz von der Amplitude festgestellt wurde, mußten die gemessenen Werte korrigiert werden. Zu diesem Zweck wurde die Zeitverschiebung  $\Delta t$  als Funktion der Amplitude für alle



Meßanordnungen bestimmt. Die Amplitude des Photomultiplierpulses wurde dabei durch Entfernung des Lichtleiters vom Lampenfensters erniedrigt. Die Höhe der Amplitude des Referenzsignals blieb davon unberührt. Eine andere Möglichkeit zur Veränderung der Amplitude bestand nicht, da die gemessene Laufzeitdifferenz empfindlich von der Betriebsspannung der Photomultiplier (Abb. 4.12a)) bzw. von dem eingestellten Verstärkungsfaktor der Verstärker abhing. Beides durfte daher während einer Messung nicht verändert werden.

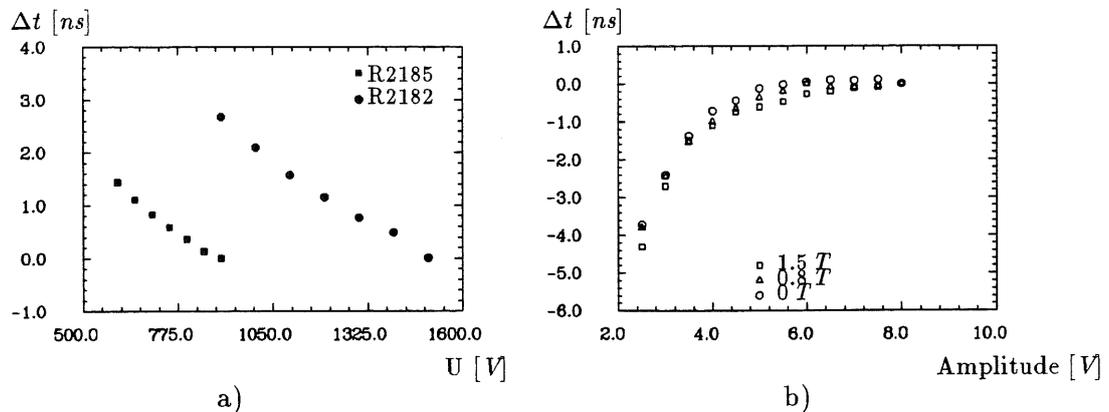


Abb. 4.12: a) Abhängigkeit der Laufzeitdifferenz von der Betriebsspannung der Photomultiplier (korrigierte Werte).

b) Amplitudenabhängigkeit der gemessenen Laufzeitdifferenz für den Photomultiplier R2182 bei Messung mit Timing SCA.

Ein negativer Wert entspricht einer Abnahme der Laufzeit.

Abb. 4.12b) zeigt beispielhaft die Abhängigkeit der gemessenen Laufzeitdifferenz von der Amplitude für den 8-stufigen Photomultiplier bei Messung mit den Timing Single Channel Analyzern und verschiedenen Magnetfeldstärken. Der Zeitnullpunkt wurde für die Amplitude 8 V festgelegt. Ersichtlich wird, daß die Amplitudenabhängigkeit relativ unbeeinflusst davon ist, ob sich der Photomultiplier im Magnetfeld befindet oder nicht. Dieselbe Aussage gilt auch für alle anderen gemessenen Amplitudenabhängigkeiten. Daher konnte die Korrektur der Laufzeiten anhand der ohne Magnetfeld bestimmten Kurven zur Amplitudenabhängigkeit durchgeführt werden.

Um auszuschließen, daß die Amplitudenabhängigkeit durch Veränderung der Pulsform verursacht wird, wurde zudem vor allem die Anstiegszeit der Ausgangspulse der Photomultiplier bei verschiedenen Feldstärken, Drehwinkeln und Abständen des Lichtleiters vom Lampenfenster bestimmt (Abb. 4.13). Hierbei zeigte sich, daß die Pulsform in allen Fällen unverändert blieb.

Anhand Abb. 4.14 wird die Durchführung der Korrektur der Meßergebnisse auf die Amplitude erläutert. Abb. 4.14 zeigt die für die 8-stufigen Photomultiplier gemessenen, unkorrigierten und korrigierten Werte der Laufzeitdifferenz bei Erhöhung der Magnetfeldstärke (gemessen mit TFA und CFD). Gleichzeitig ist die Amplitudenabhängigkeit mit eingezeichnet. Die Meßpunkte wurden durch eine Wurzelfunktion angenähert. Mit Hilfe dieser Funktion konnten dann die gemessenen Laufzeitdifferenzen korrigiert werden. Die Korrektur ist natürlich nur näherungsweise möglich und wird durch die Wahl der Näherungsfunktion beeinflusst.

Das Ergebnis zeigt, daß die aufgrund der Amplitudenabhängigkeit mit wachsendem Magnetfeld (damit kleiner werdender Amplitude) größer werdende Laufzeitdifferenz nach

der Korrektur in etwa konstant bei dem Wert 0 liegt. Gleiche Korrekturergebnisse ergaben sich auch für die Tetrode bzw. bei Benutzung anderer Meßanordnungen. Die Laufzeit ändert sich daher bei Variation der Magnetfeldstärke nicht.

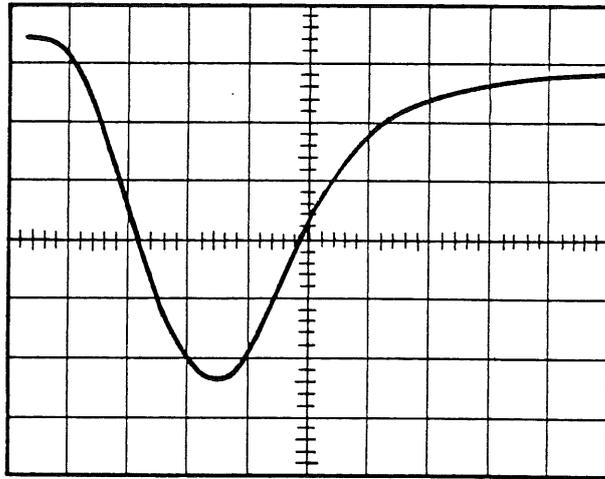


Abb. 4.13: Pulsform am Ausgang der Photomultiplier bei Lichteinstrahlung mit der Xenon-Blitzlampe, aufgenommen auf einem Oszillographen bei einem Magnetfeld von 1.2 T und einem Drehwinkel von  $0^\circ$  (Zeit: 200 ns/cm, Spannung: 20 mV/cm).

Die Abhängigkeit der gemessenen Laufzeitdifferenz vom Winkel bei konstantem Magnetfeld wurde für den Photomultiplier R2182 auf die gleiche Weise bestimmt. Abb. 4.15a) zeigt die unkorrigierten und die korrigierten Meßwerte für die Messung mit Constant Fraction Diskriminatoren bei zwei verschiedenen Feldstärken. Die Amplitudenabhängigkeit ist hier dieselbe wie bei den Messungen mit Timing Filter Amplifiern und Constant Fraction Diskriminatoren.

Deutlich ist der Abfall der unkorrigierten Werte bei kleineren Winkeln zu erkennen, der durch die Amplitudenzunahme bei Drehung der Photomultiplier im Magnetfeld bedingt ist (vgl. Abb. 4.6). Zu größeren Winkeln steigen die unkorrigierten Werte dann aufgrund der Amplitudenabnahme steil an. Die korrigierten Werte dagegen liegen bis zu einem Winkel von  $25^\circ$  etwa bei 0 und steigen erst dann leicht an. Bei einem Winkel von  $35^\circ$  beträgt die Verzögerung des Photomultipliersignals dann etwa 1 ns unabhängig von der Magnetfeldstärke. Dasselbe Bild ergibt sich bei Verwendung der anderen Meßanordnungen.

Bei den Tetroden erübrigte sich wegen der geringen Änderung der Verstärkung über einen weiten Winkelbereich (vgl. Abb. 4.6) eine Korrektur der gemessenen Laufzeiten zumindest bei Verwendung der Timing Single Channel Analyzer. Die Amplitudenabhängigkeit war zudem nicht ganz so groß wie bei den 8-stufigen Photomultipliern. Abb. 4.15b) zeigt die unkorrigierten Meßergebnisse, die bei Verwendung der Timing Single Channel Analyzer erzielt wurden. Auch hier bleibt die Laufzeit bis zu einem Winkel von etwa  $25^\circ$  konstant und beginnt dann zu steigen. Bei einem Winkel von  $65^\circ$  erscheint das Ausgangssignal etwa 3 ns später. Dieses Ergebnis ist ebenfalls relativ unabhängig von Magnetfeldstärke und verwendeter Meßapparatur.

Zum Vergleich ist eine Meßreihe, die unter Verwendung von Timing Filter Amplifiern und Constant Fraction Diskriminatoren entstand, mit eingezeichnet. Bei dieser Meßreihe

wird die Laufzeitdifferenz aufgrund der Amplitudenabhängigkeit (die Laufzeitdifferenz nimmt mit wachsender Amplitude ab, vgl. Abb. 4.14) zunächst kleiner, steigt dann für große Winkel ebenfalls an.

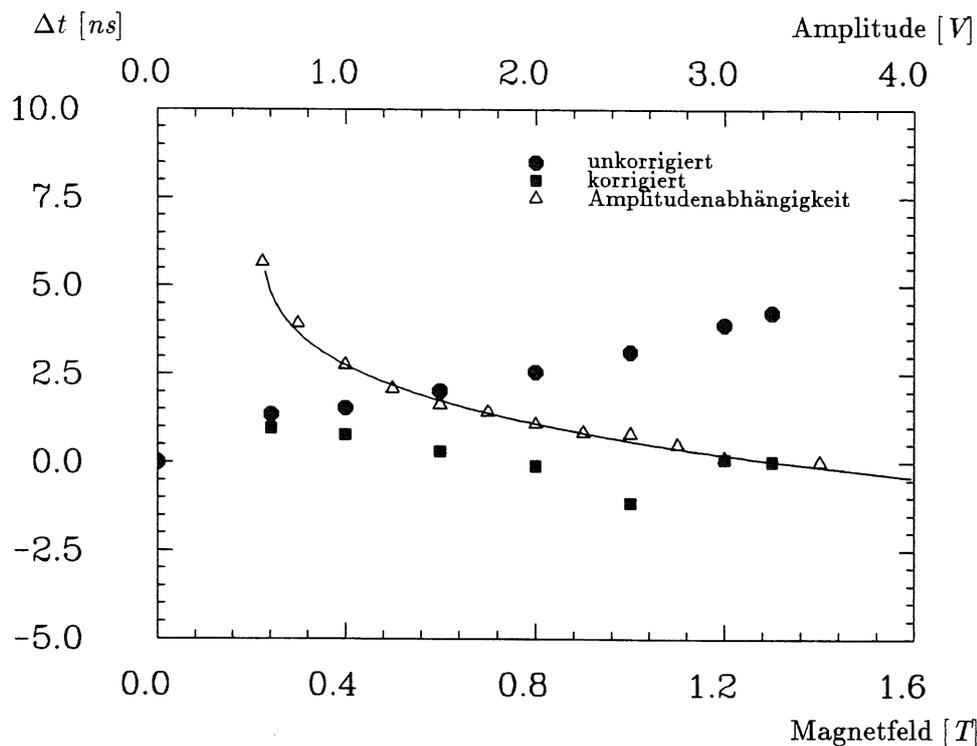


Abb. 4.14: Änderung der Laufzeitdifferenz bei Variation der Magnetfeldstärke für den Photomultiplier R2182, gemessen bei einer Magnetfeldstärke von 0.8 T mit TFA und CFD. Ein positiver Wert entspricht einer Zunahme der Laufzeit.

Vergleicht man die gemessenen Werte der Laufzeitdifferenzen mit den in Kap. 2.5 gemachten Angaben, so liegt die Verzögerung der Laufzeit bei Drehung der Photomultiplier in der Größenordnung, die sich nach den Berechnungen ergab. Bei einer Gesamtflugstrecke von etwa 15 mm für die Elektronen (Tetrode) ergibt sich aus den Berechnungen eine Verzögerung von 2.1 ns bei einem Winkel von 60° und einer Feldstärke von 1.2 T, die etwas kleiner ist als der gemessene Wert von 2.5 ns. Über das Zeitverhalten und die Laufzeit werden keine Angaben von dem Hersteller der Photomultiplier gemacht.

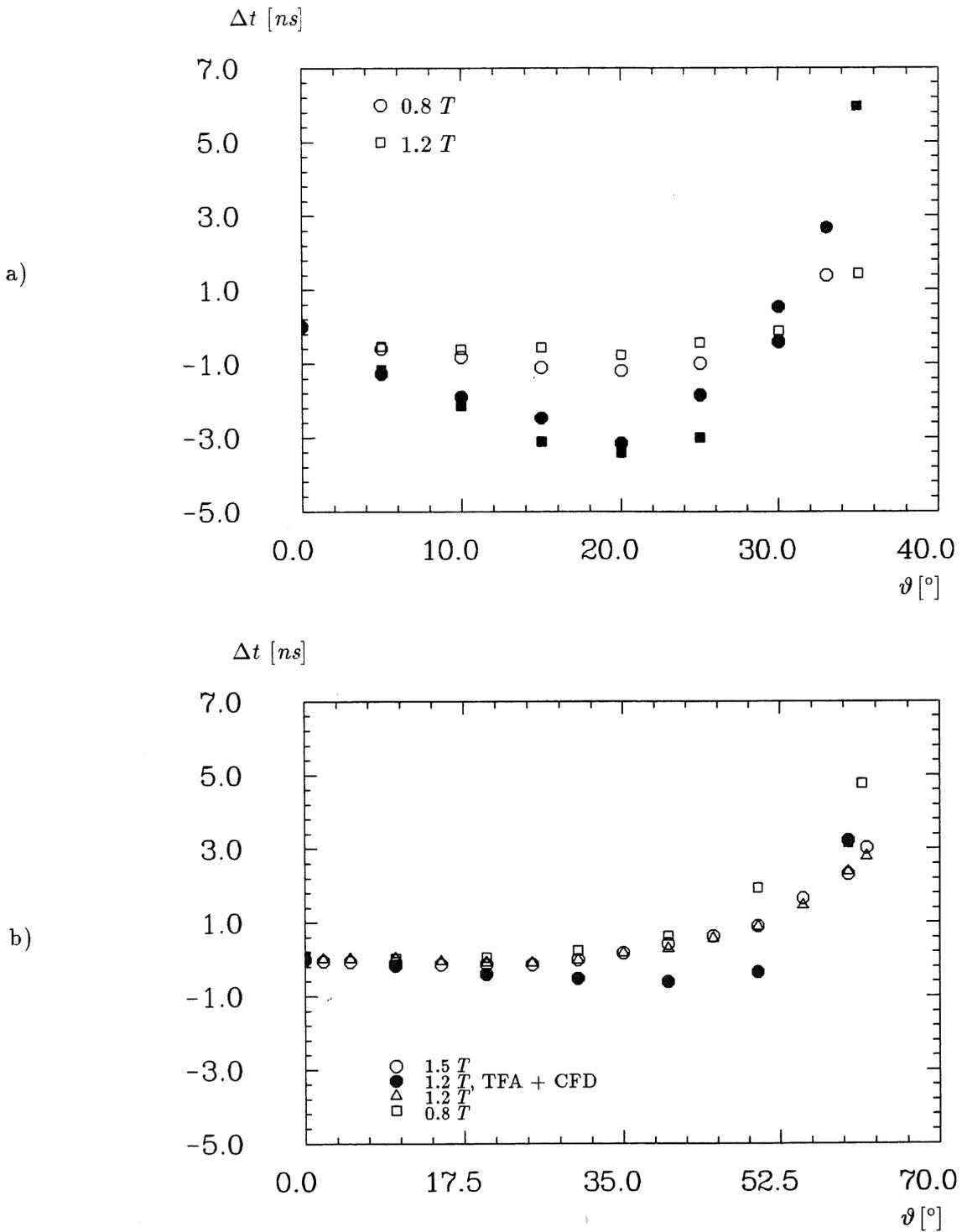


Abb. 4.15: Änderung der Laufzeitdifferenz für  
 a) Photomultiplier R2182, gemessen mit CFD. Die offenen Symbole zeigen die korrigierten Werte.  
 b) Tetrode R2185, gemessen mit Timing SCA bei verschiedenen Magnetfeldstärken (nicht korrigiert). Ein positiver Wert entspricht einer Zunahme der Laufzeit.

## Kapitel 5

# Energie- und Zeitauflösung

### 5.1 Messung mit Quellen

Um eine Information über die zu erwartende Energie- und Zeitauflösung zu erhalten, wurde zusätzlich zu den Messungen im Magnetfeld die Energie- und Zeitauflösung der Tetroden und der 8-stufigen Photomultiplier bestimmt, die man bei Bestrahlung der Photomultiplier durch in Szintillatoren erzeugtes Licht erhält.

Diese Art der Anregung durch radioaktive Quellen entspricht den bei Messungen mit Szintillatoren gegebenen realen Bedingungen, und liefert daher Ergebnisse, die als Anhaltspunkt für die Größenordnung der zu erwartenden Energie- und Zeitauflösung dienen können. Insbesondere sind die Abklingzeiten der Szintillationspulse sehr kurz und liegen im zeitlichen Bereich der untersuchten Phänomene ( $\approx 1 \text{ ns}$ ).

Zur Bestimmung der Energie- und Zeitauflösung wurden die Photomultiplier in dem schon für die Messungen im Magnetfeld verwendeten Gehäuse (vgl. Kap. 3.1.2) untergebracht. Der Spannungsteiler und die Betriebsspannung der Photomultiplier wurden nicht verändert.

#### 5.1.1 Versuchsaufbau

Für die Messungen zur Energieauflösung stand ein zylindrischer CsJ-Kristall, der auf die Kathodenfenster aufgesetzt werden konnte, zur Verfügung. Dieser Kristall hatte einen Durchmesser von  $2.5 \text{ cm}$  und eine Höhe von  $2 \text{ cm}$ . Zwischen Kristall und Fenster wurde optisches Fett eingefügt, um den optischen Kontakt zu verbessern. Die offenliegenden Flächen des Kristalls wurden zur Verbesserung der Lichtausbeute mit weißer Reflektorfarbe angestrichen.

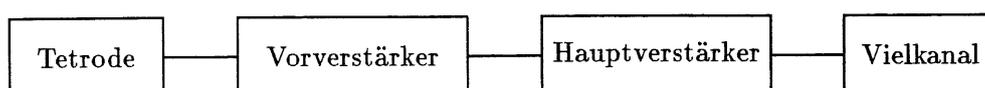


Abb. 5.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Energieauflösung.

Die Szintillationen des Kristalls wurden durch radioaktive Präparate angeregt. Dieses waren  $^{22}\text{Na}$  mit den  $\gamma$ -Energien von  $511 \text{ keV}$  und  $1.275 \text{ MeV}$  und  $^{54}\text{Mn}$  mit einer  $\gamma$ -Energie

von  $835 \text{ keV}$  (vgl. Kap. 2.6.2).

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurde der in Abb. 5.1 gezeigte Versuchsaufbau gewählt. Das Signal der Tetrode mußte, da es sehr klein war, zunächst über einen Vorverstärker (Canberra 2003-T) geführt werden. Das Signal der Photomultiplier konnte direkt auf den Hauptverstärker (Ortec 572) gegeben werden. Die verstärkten Signale wurden dann auf dem Vielkanal aufgezeichnet. Bei manchen Messungen wurde zwischen Verstärker und Vielkanal noch ein Biased Amplifier (Ortec 444) eingefügt, um die Rauschsignale, die vor allem bei den Tetroden recht hoch waren, mit einer einstellbaren Schwelle unterdrücken zu können.

Die Zeitauflösung wurde nur bei Verwendung der 8-stufigen Photomultiplier gemessen (vgl. Kap. 5.1.2). Zur Bestimmung der Zeitauflösung wurden die Photomultiplier, auf deren Kathodenfenster je ein zylindrischer Szintillator (SCSN38) aufgesetzt war, nebeneinander in dem Gehäuse aufgebaut. Die Szintillatoren haben eine Höhe von  $2 \text{ cm}$ , einen Durchmesser von  $4 \text{ cm}$  und sind an den offenliegenden Seitenflächen ebenfalls mit weißer Reflektorfarbe versehen. Es wurde wiederum optisches Fett zur Verbesserung des optischen Kontaktes zwischen Fenster und Szintillator eingefügt.

Die Anregung der Szintillatoren erfolgte durch ein  $^{22}\text{Na}$ -Präparat. Die von diesem Präparat emittierte  $\beta_+$ -Strahlung annihiliert größtenteils bereits innerhalb des Präparates. Die entstehenden, diametral emittierten  $511 \text{ keV}$ -Photonen erzeugen in den Szintillatoren zwei koinzidente Lichtsignale mit sehr kurzer Abklingzeit  $\tau$ , welche die für die Bestimmung der Zeitauflösung wichtige Anstiegszeit des Spannungspulses am Ausgang der Photomultiplier bestimmt (Kap. 2.4.2).

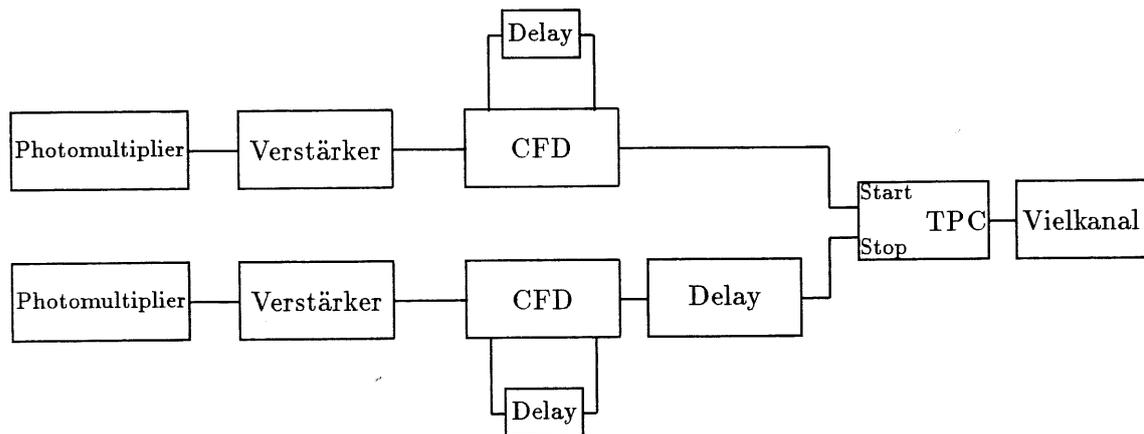


Abb. 5.2: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Zeitauflösung.

Abb. 5.2 zeigt den zur Bestimmung der Zeitauflösung gewählten Versuchsaufbau. Die Photomultipliersignale wurden verstärkt (Octal Fast Timing Amplifier FTA 810) und dann mit Constant Fraction Diskriminatoren analysiert (Ortec 584, Delay  $1 \text{ ns}$ ). Das eine Ausgangssignal der Constant Fraction Diskriminatoren wird verzögert und als Stoppsignal des Time To Pulse Height Converters (Ortec 467) verwendet. Das Ausgangssignal des Time To Pulse Height Converters wurde wieder mit dem Vielkanal analysiert.

### 5.1.2 Ergebnisse

#### Vorbemerkung

Da die Intensität des von einem CsJ-Szintillator erzeugten Lichts sehr gering ist, waren die Ausgangssignale der Tetroden, bedingt durch die geringe Verstärkung, so klein, daß die Verwendung von integrierenden Vorverstärkern notwendig wurde. Die Vorverstärker liefern Signale mit einer sehr langen Abfallszeit (ca.  $50 \mu s$ ). Diese müssen, um sie zur Messung verwenden zu können, weiter verstärkt und in unipolare oder bipolare Pulse umgeformt werden.

Die Diskriminierung der so erhaltenen Ausgangssignale von den Rauschsignalen war bei der Bestimmung der Energieauflösung aufgrund der geringen Pulshöhe teilweise schwierig (vgl. Abb. 5.3).

Außerdem war der Versuchsaufbau zur Bestimmung der Energieauflösung, bedingt durch die hohen Verstärkungsfaktoren, stark mikrophonieempfindlich. Das Rauschen und die Mikrophonieempfindlichkeit konnten durch Verkürzung aller Verbindungskabel und erschütterungsfreier Lagerung der Tetroden etwas verringert werden.

Dieselben eben gemachten Aussagen gelten für den Versuchsaufbau zur Zeitauflösung. Da außerdem die Lichtausbeute organischer Szintillatoren (SCSN38) wesentlich geringer ist als die anorganischer Szintillatoren, war die Amplitude der Ausgangssignale der Tetrode, die bei Anregung dieser Szintillatoren mit koinzidenten  $511 keV$ -Photonen entstehen, so gering, daß die Bestimmung der Zeitauflösung mit diesen Signalen nicht möglich war.

Für die Tetroden liegen daher nur Ergebnisse zur Energieauflösung vor. Bei den 8-stufigen Photomultipliern traten diese Probleme wegen der höheren Verstärkung nicht auf. Daher konnten Energie- und Zeitauflösung bestimmt werden.

Die Möglichkeit einer weiteren Verbesserung der Versuchsaufbauten, etwa durch Verwendung anderer Vorverstärker, Kondensatoren und Arbeitswiderstände, sowie einer erschütterungsfreien Lagerung der Tetroden, ist nicht mehr weiter verfolgt worden, da diese zusätzlichen Messungen zeitlich nicht ausgedehnt werden konnten.

#### Energie- und Zeitauflösung

Die Energieauflösung wurde bei Auslese der Szintillatoren durch die Tetrode und den 8-stufigen Photomultiplier bestimmt. Abb. 5.3 zeigt die Spektren, die man bei Anregung eines CsJ Kristalls mit der Strahlung eines  $^{22}Na$ -Präparates erhält. Zu sehen ist die  $511 keV$ - und die  $1.275 MeV$ -Photolinie mit den dazugehörigen kontinuierlichen Comptonverteilungen. Bei Verwendung der Tetrode liegt die  $511 keV$ -Photolinie schon deutlich im Rauschen. Die zugehörige Comptonverteilung ist nicht mehr zu erkennen. Ebenfalls gemessen wurde die  $835 keV$  Photolinie von  $^{54}Mn$ .

Die Auswertung der Meßergebnisse erfolgte analog zu den in Kap. 4.1 gemachten Angaben durch Anpassung einer Gaußfunktion an die gemessenen Werte.

Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abb. 5.4a) dargestellt. Die Energieauflösung beträgt bei Verwendung der Tetroden zur Auslese der Szintillatoren 21 % für die  $511 keV$ -Photolinie und fällt auf 9 % für die  $1.275 MeV$ -Photolinie. Die Bestimmung der mittleren Höhe  $H_0$  und des Wertes  $\sigma$  für die  $511 keV$ -Photolinie ist dabei aufgrund der Lage der Photolinie (vgl. Abb. 5.3) bei den Messungen mit den Tetroden nur näherungsweise möglich gewesen. Bei Verwendung der 8-stufigen Photomultiplier liegt die Energieauflösung bei 8.5 % ( $511 keV$ -Photolinie) und fällt auf 4.96 % ( $1.275 MeV$ -Photolinie) ab. Die Proportionalität von  $\sigma$  zu  $1/\sqrt{E}$  ist bei beiden Kurvenverläufen zu erkennen. Die bei Verwendung des 8-stufigen Photomultipliers erzielten Werte liegen in der Größenordnung, die man auch für ähnliche Experimente mit anderen Photomultipliern erhält ([Kno79], Kap. 2.4.3). Die Energieauflösung bei Verwendung der Tetrode liegt aufgrund der geringeren Verstärkung

und den damit verbundenen höheren statistischen Schwankungen in der Verstärkung bei größeren Werten.

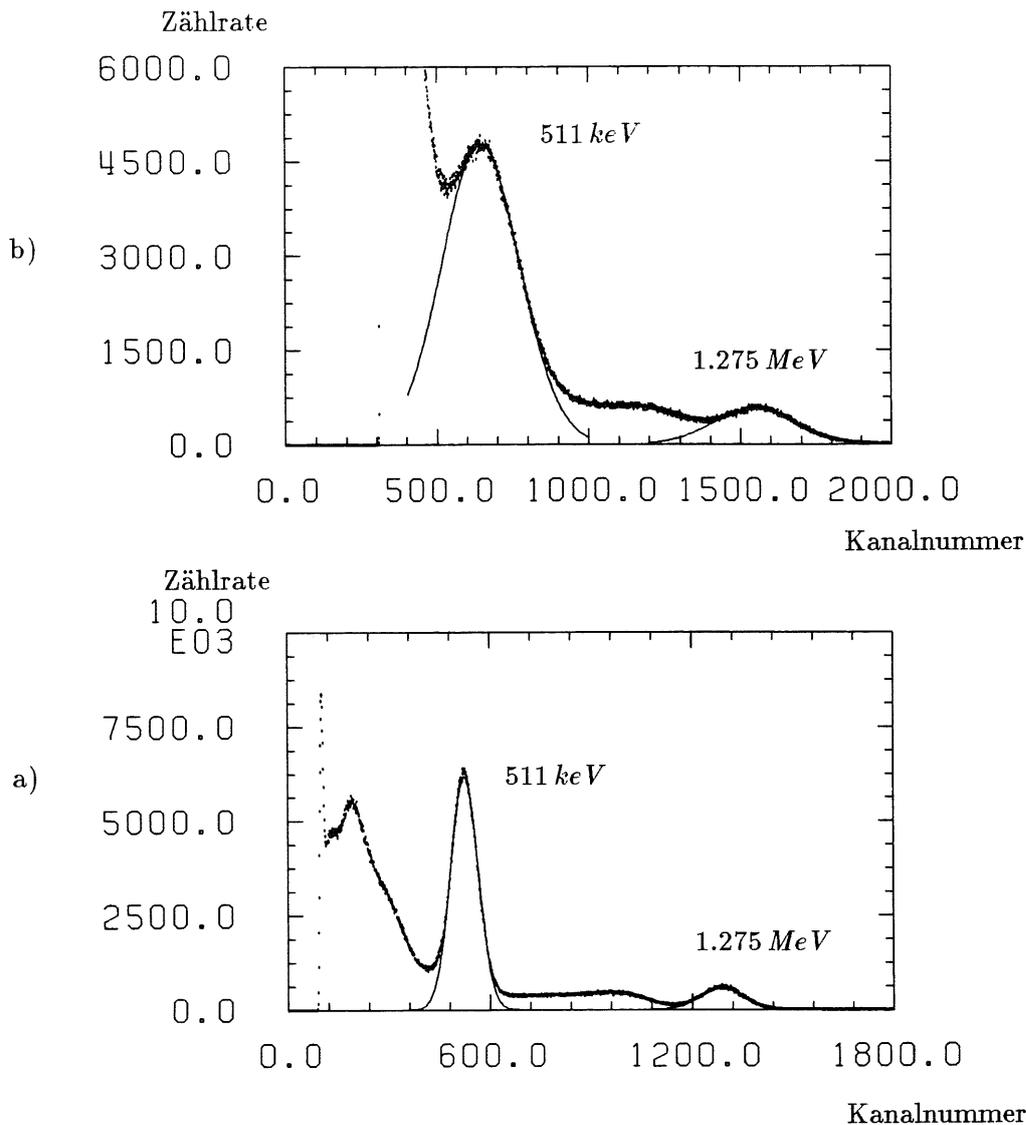


Abb. 5.3: Energiespektrum für Tetrode (a) und 8-stufigen Photomultiplier (b) bei Lichteinstrahlung auf die Photokathode durch einen mit  $^{22}\text{Na}$  -  $\gamma$ -Strahlung angeregten CsJ-Kristall. Die Photolinien wurden durch Gaußfunktionen genähert.

Die Zeitaufösung wurde nur für die 8-stufigen Photomultiplier bestimmt. Für die Auswertung der Meßdaten gelten ebenfalls die in Kap. 4.1 gemachten Angaben.

Der erreichte Wert  $\sigma$  liegt bei  $300\text{ ps}$  und ist daher im Vergleich zu den mit dem Lichtpulser erzielten Werten und den Werten für andere Photomultiplier ([Kno79], Kap. 2.4.4) niedrig. Abb. 5.4b) zeigt die bei Variation der Betriebsspannung eines der Photomultiplier erhaltenen Werte  $\sigma$ . Zu erkennen ist der Anstieg bei kleinen Betriebsspannungen, der auf die stärkeren statistischen Schwankungen zurückzuführen ist.

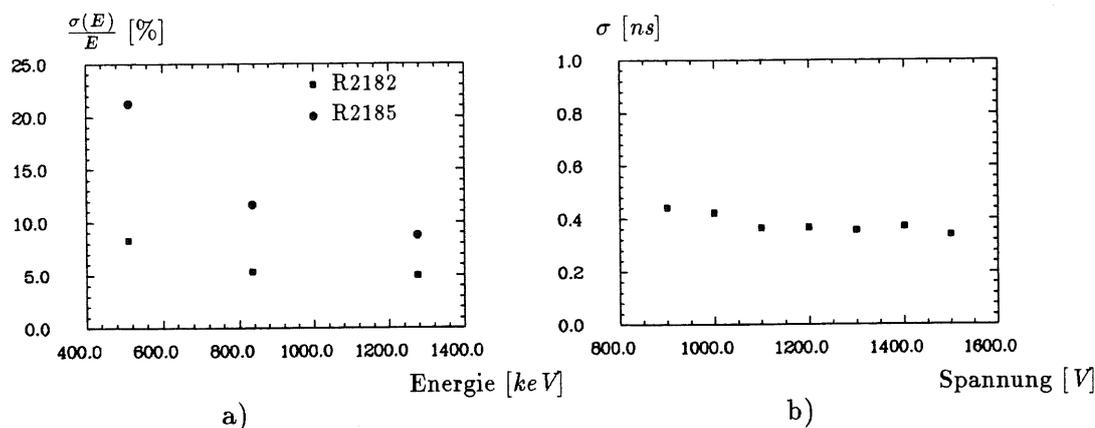


Abb. 5.4: a) Energieauflösung bei Auslese der Szintillatoren durch Tetrode und 8-stufigen Photomultiplier.

b) Zeitauflösung bei Auslese der Szintillatoren durch zwei 8-stufige Photomultiplier (Betriebsspannung des einen Photomultiplier variiert). Für den einzelnen Photomultiplier ergibt sich  $\sigma_1 = \sigma/\sqrt{2}$ .

## 5.2 Messung am DESY-Teststrahl

Für die 8-stufigen Photomultiplier konnte im Rahmen einer Meßzeit am DESY-Teststrahl die Energie- und Zeitauflösung bestimmt werden, die sich bei Auslese eines Kalorimetermoduls des BEMC durch die Photomultiplier ergibt [Tec86]. Die Anregung der Szintillationen erfolgte durch Elektronen mit Energien zwischen 1 und 4 GeV.

### 5.2.1 Vorbemerkungen

#### Elektromagnetische Schauer

Treffen hochenergetische Elektronen auf Materie, so verlieren sie ihre Energie vor allem durch Bremsstrahlung. Die  $\gamma$ -Quanten aus der Bremsstrahlung werden in Materie bei hoher Energie hauptsächlich durch Bildung von Elektron-Positronpaaren absorbiert. Die paarerzeugten Elektronen und Positronen bilden durch Bremsstrahlung und Annihilation weitere Photonen. Auf diese Weise kommt es zum kaskadenartigen Anwachsen der Zahl der Elektronen, Positronen und Photonen (Schauer). Dieser Schauer stirbt erst dann aus, wenn die Energie der Schauerteilchen so klein geworden ist, daß weitere Paarerzeugung und Erzeugung hochenergetischer Bremsstrahlung unterbleibt. Es dominieren dann andere Prozesse gegenüber Bremsstrahlung und Paarerzeugung. Dieses ist vor allem der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation. Sobald dieser den Energieverlust durch Bremsstrahlung überwiegt, werden die Elektronen schnell abgebremst und der Schauer kommt zum Erliegen. Auch der Compton- und Photoeffekt der Photonen beeinflusst natürlich die Entwicklung des Schauers und muß bei einer genauen Berechnung des Schauers berücksichtigt werden.

Zur quantitativen Erfassung der Entwicklung des Schauers wird meist die Strahlungslänge  $X_0$  angegeben, innerhalb derer ein Elektron der Energie  $E$  im Mittel ein Photon der Energie zwischen  $E$  und  $E/e$  ( $e$ -Eulersche Zahl) erzeugt (bzw. ein Photon im Mittel ein Elektron-Positronpaar). Aus dieser Größe lassen sich dann Lage und Tiefe des Schauermaximums, sowie die Zahl der geladenen Teilchen im Schauermaximum, berechnen. Eine genauere Darstellung dieses Sachverhaltes findet sich in [Gen87].

### Aufbau eines Kalorimetermoduls

Ein Kalorimetermodul des BEMC (Abb. 5.4a)) besteht aus quadratischen Szintillator- und Bleiplatten, die abwechselnd aufeinander geschichtet und durch dünne Stahlstangen zusammengehalten werden. Die genauen Daten sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. An den vier Seiten des Moduls sind jeweils Wellenlängenschieber (Tab. 5.1) angebracht, die das Licht sammeln, und die normalerweise mit Photodioden ausgelesen werden.

Die Bleischichten dienen der Entwicklung des Schauers, da sie eine hohe Kernladungszahl und damit eine geringe Strahlungslänge  $X_o$  aufweisen. Das in den Szintillatorplatten durch Anregung von Molekülen längs einer Teilchenbahn erzeugte Licht wird durch die vier Wellenlängenschieber gesammelt und muß dann auf die Kathode des Photomultipliers geführt werden. Zu diesem Zweck sind die vier Wellenlängenschieber im oberen Bereich so gebogen worden, daß ihre Enden eine rechteckige Fläche bilden, auf die die Photomultiplier aufgesetzt werden können (Abb. 5.4b)).

	Szintillatorplatten	Bleiplatten	Wellenlängenschieber
Kantenlänge	151 mm	151 mm	3 cm
Dicke	4 mm	2.5 mm	2 mm
Material	SCSN38	Blei	Y-7
Anzahl	50	49	4
$X_o$	48.4 cm	5.6 mm	-
Höhe	-	-	$\approx 50$ cm

Tab. 5.1: Daten eines Kalorimetermoduls des BEMC.

Die Wellenlängenschieber verschieben außerdem das vom Szintillator kommende Licht in langwelligere Bereiche. Dieses dient der besseren Anpassung des Lichtspektrums der Szintillatoren an die spektrale Empfindlichkeit der Photomultiplier.

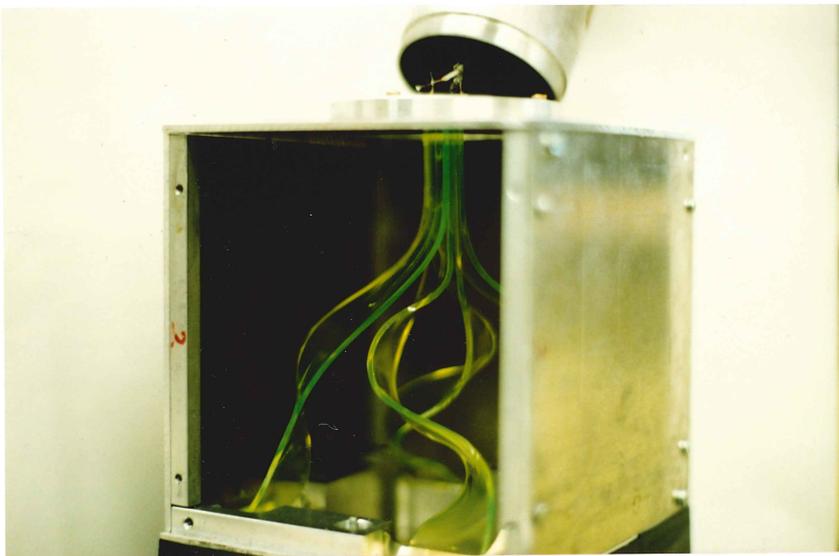
Zur Verbesserung der Lichtausbeute sind die nicht ausgelesenen Flächen der Szintillatorplatten mit weißem Papier umgeben. Die Wellenlängenschieber wurden auf der Außenseite, also der dem Modul abgewandten Seite, ebenfalls mit weißem Papier abgedeckt. Damit im Wellenlängenschieber Totalreflexion möglich ist, wurden sie mit einem  $300 \mu\text{m}$  dicken Nylonfaden umwickelt, um den direkten Kontakt mit dem Szintillator zu vermeiden. Das gesamte Kalorimetermodul wird zur Vermeidung von äußerem Lichteinfall in schwarzer Folie eingewickelt.

Der Photomultiplier wurde in eine Aluminiumröhre eingebaut und mittels einer Feder auf die Wellenlängenschieber gedrückt (Abb. 5.4c)). Der Spannungsteiler ist nicht verändert worden. Die Kondensatoren sind direkt am Sockel angelötet, die Widerstände befinden sich auf einer Platine außerhalb der Röhre. Die Pulshöhe des Photomultipliers ist proportional dem Energieverlust durch Ionisation, den die geladenen Teilchen beim Durchgang durch den Szintillator erfahren. Stoppen die Teilchen, wie hier, ganz im Kalorimeter, so kann man die kinetische Energie der Teilchen über die Pulshöhe messen. Die dann erhaltenen Werte für die Energie- und Zeitauflösung sind ebenfalls bestimmt durch den Aufbau des Kalorimetermoduls und die Güte des Elektronenstrahls. Daher kann nur die Energie- und Zeitauflösung des gesamten Kalorimeters bei Auslese durch Photomultiplier angegeben werden.

a)



b)



c)

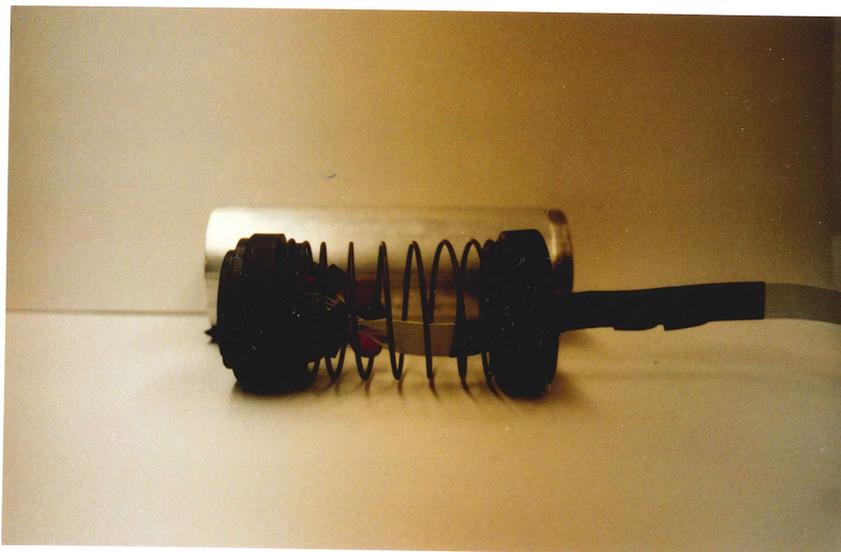


Abb. 5.5: Aufbau des Kalorimetermoduls.

a) Kalorimetermodul mit Wellenlängenschieber,

b) Zusammenführung der Wellenlängenschieber auf der Oberseite des Kalorimeters,

c) Photomultiplierhalterung.

### 5.2.2 Versuchsaufbau

Die Messungen wurden am Teststrahl 24 des DESY durchgeführt, der Elektronen mit einer Maximalenergie von  $4 \text{ GeV}$  lieferte. Der Elektronenstrahl wurde durch vier Szintillatorkähler auf etwa  $1 \text{ cm}^2$  genau definiert [Kas89]. Das Kalorimeter selbst befand sich auf einem Tisch, der in horizontaler und vertikaler Richtung verfahren werden konnte. Der Tisch wurde so positioniert, daß der Einschub der Elektronen genau in der Mitte des Kalorimeters erfolgte.

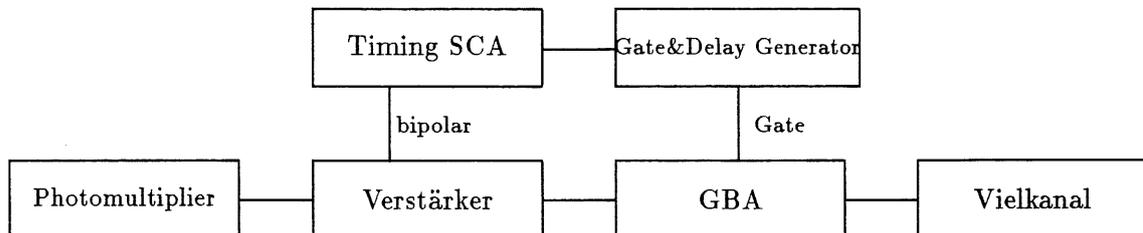


Abb. 5.6: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Energieauflösung.

Zur Aufzeichnung der Energiesignale wurde der in Abb. 5.6 gezeigte Versuchsaufbau gewählt. Das Photomultipliersignal wurde über eine ca.  $30 \text{ m}$  lange Leitung auf einen Hauptverstärker (Ortec 572, Shapezeit  $0.5 \mu\text{s}$ ) geführt. Das unipolare Ausgangssignal dieses Verstärkers wurde dann auf einen Gated Biased Amplifier (Ortec 444) geführt, der mit einem aus dem bipolaren Ausgangssignal des Verstärkers gewonnenen Gatesignal gesteuert wurde. Dieses diente zur Unterdrückung der Rauschsignale, die durch eine entsprechend hohe untere Schwelle des Timing Single Channel Analyzers herausgefiltert wurden. Aufgezeichnet wurde das Pulshöhenspektrum wiederum mit dem Vielkanal.

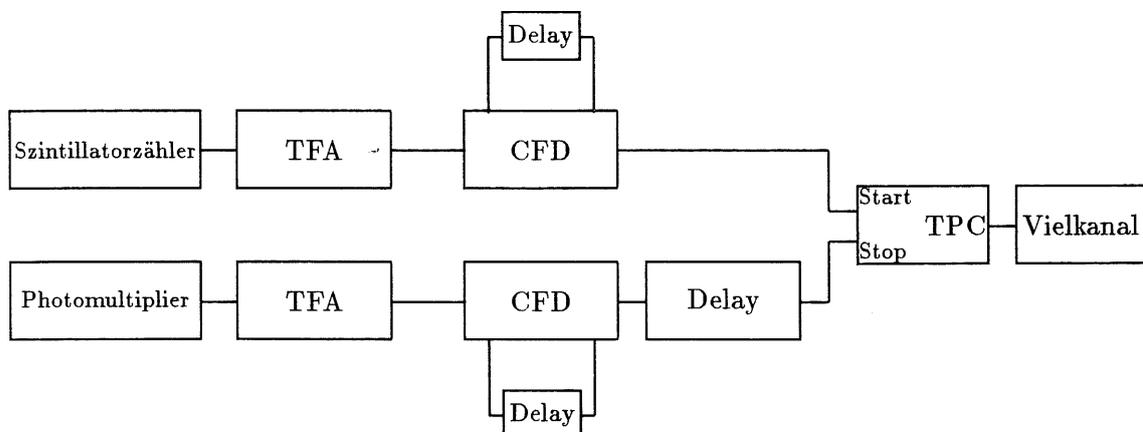


Abb. 5.7: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Zeitauflösung.

Zur Bestimmung der Zeitauflösung wurde der in Abb. 5.7 gezeigte Versuchsaufbau gewählt. Das Photomultipliersignal wurde mit einem Timing Filter Amplifier (Ortec

420A) verstärkt und dann mit einem Constant Fraction Diskriminator (Ortec 473, Delay 1 ns) analysiert. Das verzögerte Ausgangssignal des Constant Fraction Diskriminators bildete das Stoppsignal des Time To Pulse Height Converters (Ortec 467). Als Startsignal diente das Signal eines der Szintillatortähler, die den Elektronenstrahl definierten [Kas89]. Dieses Signal wurde ebenfalls mit einem Timing Filter Amplifier verstärkt (ohne Shaping) und dann mit einem Constant Fraction Diskriminator analysiert.

### 5.2.3 Ergebnisse

Bestimmt wurde die Energieauflösung des Kalorimeters für 1, 2, 3 und 4 GeV und die Zeitauflösung bei 3 GeV für verschiedene Shapezeiten. Abb. 5.8 zeigt eine Auswahl der erhaltenen Pulshöhenspektren für verschiedene Energien (bzw. Shapezeiten bei der Zeitmessung). Die Auswertung der Spektren erfolgte durch Anpassung einer Gaußfunktion (vgl. Kap. 4.1).

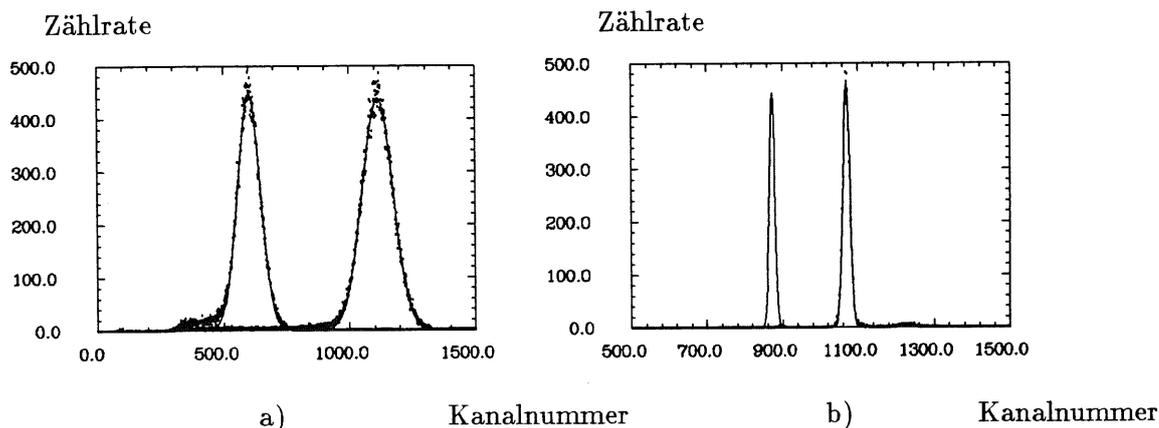


Abb. 5.8: a) Energiespektren bei 2 und 4 GeV

b) Zeitauflösung für eine Shapezeit von 5 und 200 ns (12.4 Kanäle entsprechen 1 ns).

Die Ergebnisse für die Energie- und die Zeitauflösung sind in Abb. 5.9 dargestellt. Die Energieauflösung liegt für 1 GeV bei einem Wert von 11 % und fällt auf 5.8 % für 4 GeV. Die Zeitauflösung liegt für alle Shapezeiten etwa bei 500–700 ps.

Die Werte für die Energieauflösung des Kalorimeters sind, verglichen mit den mit Dioden erzielten Ergebnissen, günstiger [Wun88]. Für die Diodenmessungen wurde eine Energieauflösung von etwa 15 % bei 1 GeV und 7 % bei 4 GeV erreicht. Die im vorliegenden Experiment gemessene Zeitauflösung ist ebenfalls wesentlich besser. Bei Messung mit Dioden lag sie optimal bei etwa 20 ns [Kas89].

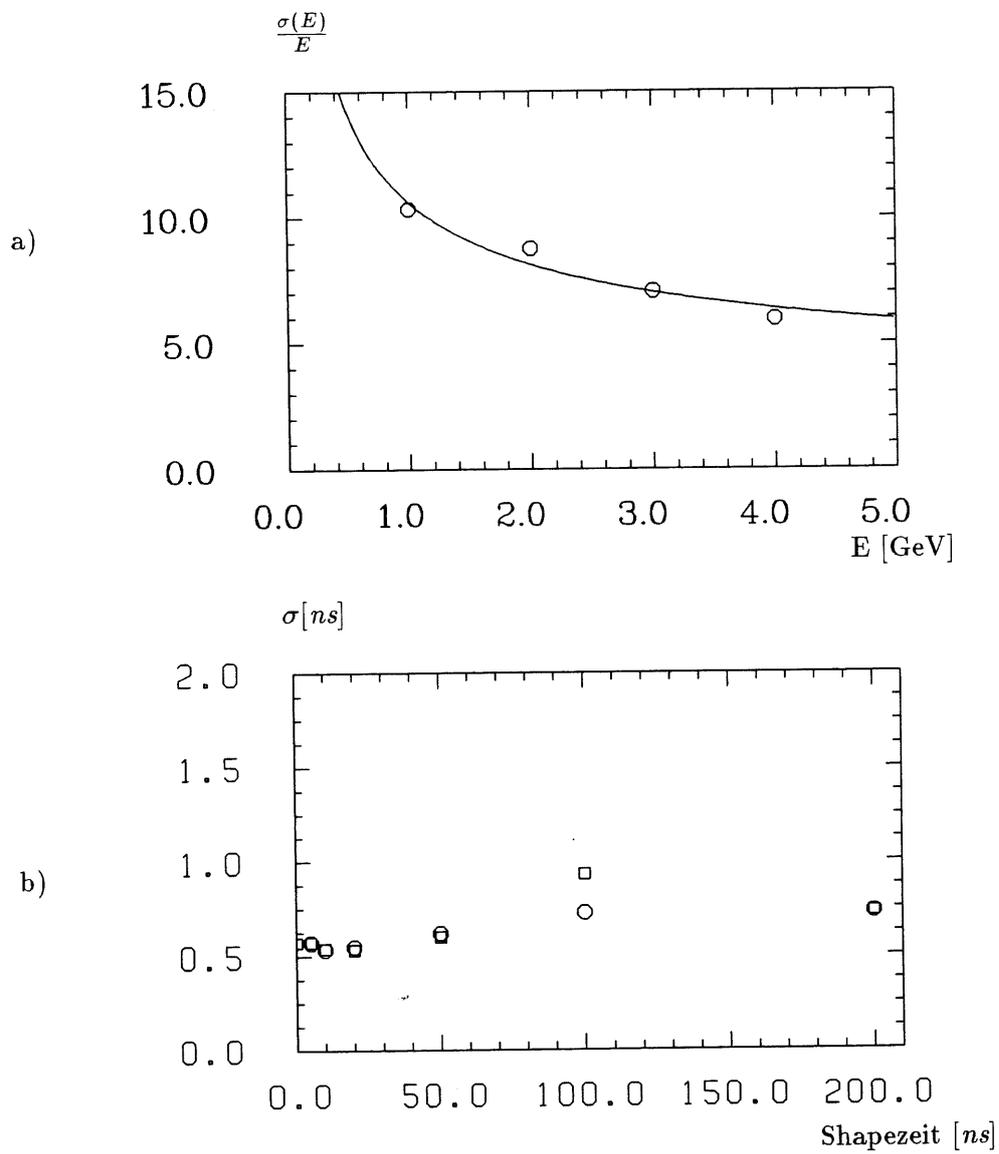


Abb. 5.9: a) Energieauflösung, mit angepaßter Funktion  $\sim 1/\sqrt{E}$ ,  
b) Zeitauflösung, 2 Meßreihen mit der gleichen Einstellung der Meßapparatur.

## Kapitel 6

# Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Verhalten von Trioden, Tetroden und 8-stufigen Photomultipliern in Magnetfeldern bis zu 1.5 T. Als Lichtquelle wurde meist eine Xenon-Blitzlampe verwendet, die Lichtpulse hoher Intensität liefert. Die Lichteinstrahlung auf die Kathode erfolgte diffus oder punktförmig über einen dünnen Lichtleiter. In einigen Experimenten wurden als Lichtquellen auch Szintillatoren, die durch radioaktive Quellen oder Elektronen des DESY-Teststrahls mit Energien im GeV-Bereich angeregt wurden, verwendet.

Die Verstärkung der Photomultiplier sinkt bei allen untersuchten Typen sowohl bei punktförmiger als auch bei diffuser Lichteinstrahlung bei longitudinalem Magnetfeld mit wachsender Feldstärke. Die Feldstärkeabhängigkeit nimmt mit wachsender Dynodenzahl zu. So ist die Verstärkung des 8-stufigen Photomultipliers schon bei 0.55 T auf die Hälfte abgesunken, die der Triode R2184 dagegen erst bei 1.1 T.

Eine Ausnahme bildet die Triode XP1501, die durch die zentrale mechanische Halterung von Dynode und Anode in der Mitte ein anderes Verhalten zeigt. Die Verstärkung liegt bei Feldstärken kleiner 1.15 T über den ohne Magnetfeld gemessenen Wert.

Insgesamt zeigen alle untersuchten Photomultiplier mit ihrer planaren Anordnung der Transmissionsdynoden relativ zu herkömmlichen Photomultipliern einen nur geringen Abfall der Verstärkung mit wachsender Magnetfeldstärke.

Neben der Abhängigkeit der Verstärkung von der magnetischen Feldstärke wurde der Einfluß der Magnetfeldrichtung auf die Signalhöhe durch Drehen der Photomultiplier im Magnetfeld untersucht.

Charakteristisch für die Photomultiplier von HAMAMATSU ist das Auftreten zweier Maxima in der Verstärkung bei fast symmetrischen Winkel  $\theta_{1,max} \approx -\theta_{2,max}$ . Die Maxima verschieben sich mit wachsender Dynodenzahl und damit größerer Elektronenlaufstrecke. So ist bei einer Feldstärke von 1.2 T die Verstärkung des 8-stufigen Photomultipliers im Maximum ( $18^\circ$ ) etwa um den Faktor 1.65, die der Triode (Maximum bei  $50^\circ$ ) um den Faktor 1.1 größer als bei einem Winkel von  $0^\circ$ .

Mit steigendem Magnetfeld nimmt die Höhe der Maxima bei den 8-stufigen Photomultipliern zu und verschiebt sich zu größeren Winkel. Bei den Trioden und Tetroden dagegen fällt die Höhe des Maximums mit wachsender Feldstärke geringfügig ab. Die Lage des Maximums verschiebt sich kaum.

Eine genaue Erklärung für den Anstieg der Verstärkung bei kleinen Drehwinkeln bei den Photomultipliern der Firma HAMAMATSU kann nicht gegeben werden. Der Abfall der Verstärkung bei großen Drehwinkeln erklärt sich dadurch, daß dort ein großer Teil der durch das Magnetfeld geführten Elektronen die Anode nicht mehr erreicht.

Bei den Trioden XP1501 nimmt die Verstärkung mit wachsendem Drehwinkel ab und ist bei  $35^\circ$  auf die Hälfte abgesunken. Die Abnahme der Verstärkung ist unabhängig von

der Feldstärke, bei der die Drehung erfolgt.

Die Pulshöhenauflösung bleibt für die Triode XP1501 bei allen Feldstärken und bei Drehwinkeln bis zu  $25^\circ$  konstant. Sie wird für größere Drehwinkel geringfügig schlechter.

Ähnliches Verhalten in der Pulshöhenauflösung zeigen auch die anderen Photomultiplier. In den Bereichen, in denen sich die Verstärkung ändert, erhält man eine gewisse Verschlechterung der Pulshöhenauflösung.

Bei Messungen mit durch radioaktive Quellen angeregten Szintillatoren ergab sich bei Verwendung der Tetroden eine Energieauflösung von 21 % für die 511 keV-Photolinie von  $^{22}\text{Na}$ . Bei Verwendung der 8-stufigen Photomultiplier betrug dieser Wert 8.5 %.

Im Rahmen einer Meßzeit am DESY-Teststrahl wurde die Energieauflösung eines zur Auslese mit den 8-stufigen Photomultipliern umgebauten Kalorimetermoduls des BEMC bei Beschuß mit hochenergetischen Elektronen bestimmt. Die Energieauflösung beträgt etwa 7 % für eine Energie von 3 GeV. Dieser Wert entspricht der Energieauflösung, die aufgrund der Blei- und Szintillatordicken des Kalorimetermoduls erwartet werden. Die Energieauflösung liegt vor allem bei kleinen Energien bei wesentlich kleineren Werten als bei Auslese durch Dioden, die größere Rauschkomponenten als der Photomultiplier besitzen.

Die Messung der Zeitauflösung war durch die Anstiegszeit der Signale der Xenon-Blitzlampe von 500 ns behindert. Mit unterschiedlichen Meßanordnungen wurden für die Tetroden und die 8-stufigen Photomultiplier Werte zwischen 150 ps und 1.3 ns gemessen. Diese Messungen wurden für feste Pulshöhen durchgeführt, so daß sie den Einfluß schwankender Pulshöhen auf die Zeitmessung nicht widerspiegeln.

Die Bestimmung der Zeitauflösung, die sich bei Anregung von Szintillatoren durch koinzidente radioaktive Strahlung ergibt, konnte wegen der geringen Pulshöhe der vorhandenen Szintillatoren und der geringen Verstärkung der Tetroden nur für den 8-stufigen Photomultiplier bestimmt werden. Es wurde ein Wert von  $\sigma = 300$  ps gemessen, der im Vergleich zu herkömmlichen Photomultipliern klein ist.

Die bei Auslese des Kalorimetermoduls mit dem 8-stufigen Photomultiplier erreichte Zeitauflösung liegt bei  $\sigma = 570$  ps und ist damit deutlich besser als die bei Auslese mit Dioden erreichte Zeitauflösung von optimal 20 ns.

Die Zeitauflösung ändert sich für alle untersuchten Photomultiplier (Tetrode und 8-stufiger Photomultiplier) mit wachsendem Magnetfeld unabhängig von der verwendeten Meßapparatur nicht. Mit wachsendem Drehwinkel in einem Magnetfeld konstanter Größe nimmt sie geringfügig zu.

Bei der Bestimmung der Veränderung der Laufzeit der Elektronen durch die Photomultiplerröhren in Abhängigkeit von äußeren Magnetfeldern stellte die Pulshöhenabhängigkeit der gemessenen Zeitdifferenzen eine erforderliche Korrektur dar und wurde deshalb in eigens durchgeführten Messungen bestimmt.

Die Laufzeit verändert sich mit wachsendem Magnetfeld nicht. Mit steigendem Winkel vergrößern sich die Elektronenlaufstrecken. Es ist eine Verzögerung der Pulse zu beobachten, die bei einem Winkel von  $35^\circ$  etwa 1 ns beträgt (8-stufiger Photomultiplier) und für die Tetrode bei einem Winkel von  $65^\circ$  etwa 3 ns ausmacht.

Zusammenfassend kann aufgrund der vorliegenden Untersuchungen festgestellt werden, daß die 8-stufigen Photomultiplier zur Auslese des Kalorimeters im Magnetfeld gut geeignet sind. Auch die Tetroden sollten zu diesem Zweck verwendet werden können. Allerdings behindert die starke Mikrophonieempfindlichkeit den Einsatz. Ferner sind die geometrischen Abmessungen der Röhren zu groß und dem verfügbaren Platz nicht angepaßt. Aus diesen Gründen und aus Kostenbetrachtungen ergibt sich eine eindeutige Präferenz für die getroffene Wahl einer Photodiodenauslese des BEMC für den H1-Detektor.

Anhang A

# Photomultiplierdaten

<b>Zahl der Dynoden</b>	1
<b>Maximalwerte</b>	
Betriebsspannung	900 V
Spannung zwischen Anode und letzter Dynode	450 V
mittlerer Anodenstrom	0.001 mA
Dunkelstrom	$\approx 0.7 \text{ nA}$
<b>Kathode</b>	
Quantenausbeute bei 390 nm	20 %
Material	Bialkali
Fenstermaterial	Borosilikat
Bereich der spektralen Empfindlichkeit	300–650 nm
Maximum der spektralen Empfindlichkeit	420 nm
<b>Verstärkung</b>	
ohne Magnetfeld	12
bei 0.5 T	7.8
bei 1 T	7.2
<b>Abmessungen</b>	
Durchmesser	51 mm
Kathodendurchmesser	46 mm
Länge des Glaskolbens	maximal 31.5 mm
Gesamtlänge	maximal 44.5 mm

Tab. A.1: Daten der Triode R2184 von HAMAMATSU

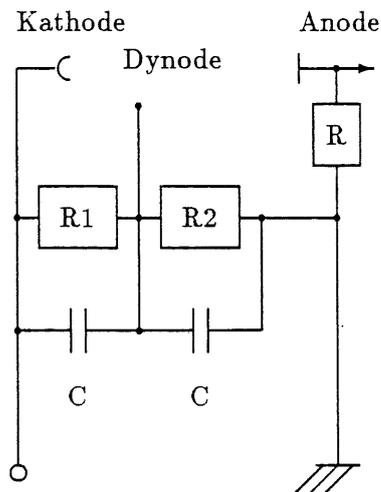


Abb. A.1: Spannungsteiler für die Trioden.

$$R1 = R2 = 1 \text{ M}\Omega,$$

$$R = 10 \text{ k}\Omega,$$

$$\text{R2184: } C = 6.8 \text{ nF},$$

$$\text{XP1501/1201: } C = 2.2 \text{ nF}.$$

<b>Fenster</b>	
Material	Quarzglas
Form	plan-plan
Brechungsindex bei 400 nm	1.54
<b>Kathode</b>	
semitransparenter head-on Typ	
Material	SbKCs
Grenze der spektralen Empfindlichkeit	300–630 nm
Maximum der spektralen Empfindlichkeit	400 ± 30 nm
spektrale Empfindlichkeit bei 400 nm	80 mA / W
<b>Vervielfachersystem</b>	
Zahl der Dynoden	1
Dynodenmaterial	SbKCs
<b>Gesamtkapazität der Anode</b>	
XP1201	≈ 15 pF
XP1501	≈ 32 pF
<b>Charakteristische Größen</b>	
Verstärkung bei 1200 V ohne Magnetfeld	≈ 16
Verstärkung bei 1200 V bei $\vec{B} = 0.7 T$	≈ 8
Dunkelstrom bei 1200 V	≈ 0.1 nA
und bei $\vec{B} = 0.7 T$	maximal 1 nA
Maximale Betriebsspannung	1400 V
mittlerer Anodenstrom	maximal 10 nA
<b>Abmessungen</b>	
XP1201	
Gesamtdurchmesser	maximal 54 mm
Kathodendurchmesser	≈ 45 mm
Länge des Glaskolbens	maximal 40 mm
Gesamtlänge	maximal 57 mm
XP1501	
Gesamtdurchmesser	maximal 81 mm
Kathodendurchmesser	≈ 65 mm
Länge des Glaskolbens	maximal 75 mm
Gesamtlänge	maximal 95 mm

Tab. A.2: Daten der Trioden XP1201 und XP1501 von VALVO.

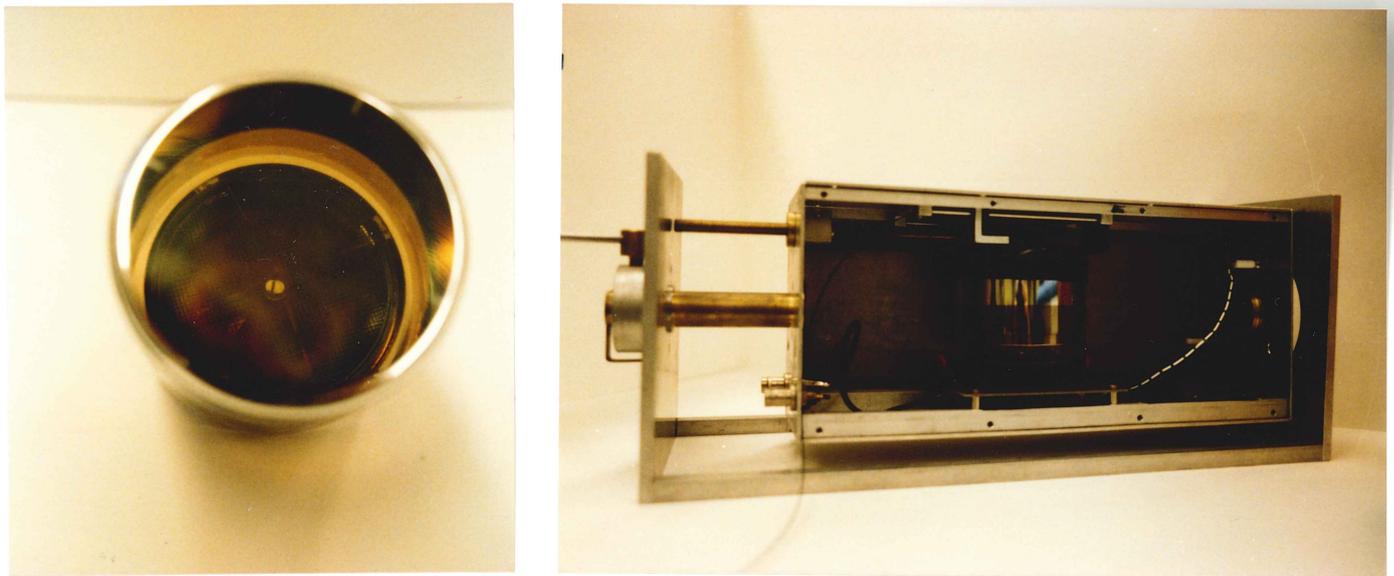


Abb. A.2: Triode XP1501 von VALVO, Aufsicht auf die Triode und Halterung der Triode in dem Gehäuse.

Zahl der Dynoden	2
<b>Maximalwerte</b>	
Betriebsspannung	900 V
Spannung zwischen Anode und letzter Dynode	300 V
mittlerer Anodenstrom	0.001 mA
Dunkelstrom	$\approx 1.0 \text{ nA}$
<b>Kathode</b>	
Quantenausbeute bei 390 nm	20 %
Material	Bialkali
Fenstermaterial	Borosilikat
Bereich der spektralen Empfindlichkeit	300–650 nm
Maximum der spektralen Empfindlichkeit	420 nm
<b>Verstärkung</b>	
ohne Magnetfeld	50
bei 0.5 T	25
bei 1 T	17.5
<b>Abmessungen</b>	
Durchmesser	maximal 51.5 mm
Kathodendurchmesser	46 mm
Länge des Glaskolbens	maximal 36.5 mm
Gesamtlänge	maximal 49.5 mm

Tab. A.3: Daten der Tetrode R2185 von HAMAMATSU

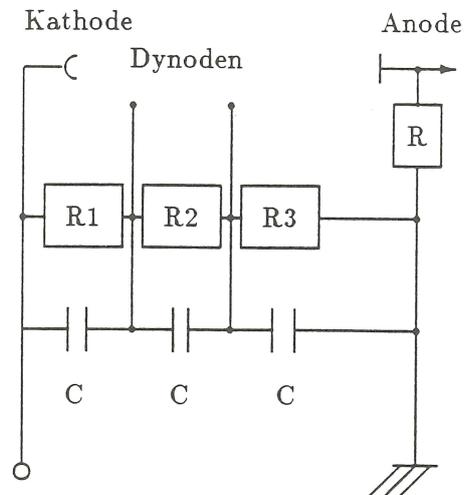


Abb. A.3: Spannungsteiler für die Tetrode.

 $R_1 = R_2 = R_3 = 1\text{ M}\Omega,$ 
 $R = 10\text{ k}\Omega, C = 2.2\text{ nF}.$ 

Zahl der Dynoden	8
<b>Maximalwerte</b>	
Betriebsspannung	2000 V
Spannung zwischen Anode und letzter Dynode	250 V
mittlerer Anodenstrom	0.1 mA
Dunkelstrom	$\approx 5\text{ nA}$
<b>Kathode</b>	
Quantenausbeute bei 390 nm	22 %
Material	Bialkali
Fenstermaterial	Borosilikat
Bereich der spektralen Empfindlichkeit	300–650 nm
Maximum der spektralen Empfindlichkeit	420 nm
<b>Verstärkung</b>	
ohne Magnetfeld	1000
bei 0.5 T	500
bei 1 T	70
<b>Abmessungen</b>	
Durchmesser	maximal 51.5 mm
Kathodendurchmesser	38 mm
Länge des Glaskolbens	maximal 81 mm
Gesamtlänge	maximal 105 mm

Tab. A.4: Daten des Photomultipliers R2182 von HAMAMATSU

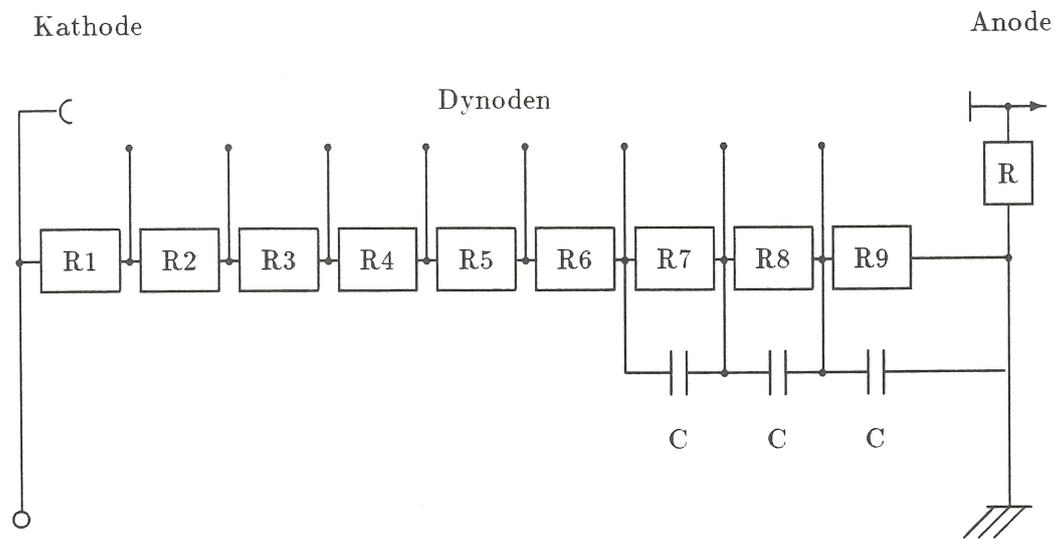


Abb. A.4: Spannungsteiler für den 8-stufigen Photomultiplier.  
 $R_1 = 470 \text{ k}\Omega$ ,  $R_2 = R_3 = \dots = R_9 = 220 \text{ k}\Omega$ ,  
 $R = 10 \text{ k}\Omega$ ,  $C = 6.8 \text{ nF}$ .



Abb. A.5: 8-stufiger Photomultiplier, Tetrode und Triode von HAMAMATSU.

## Anhang B

### Daten zum Magnetfeld

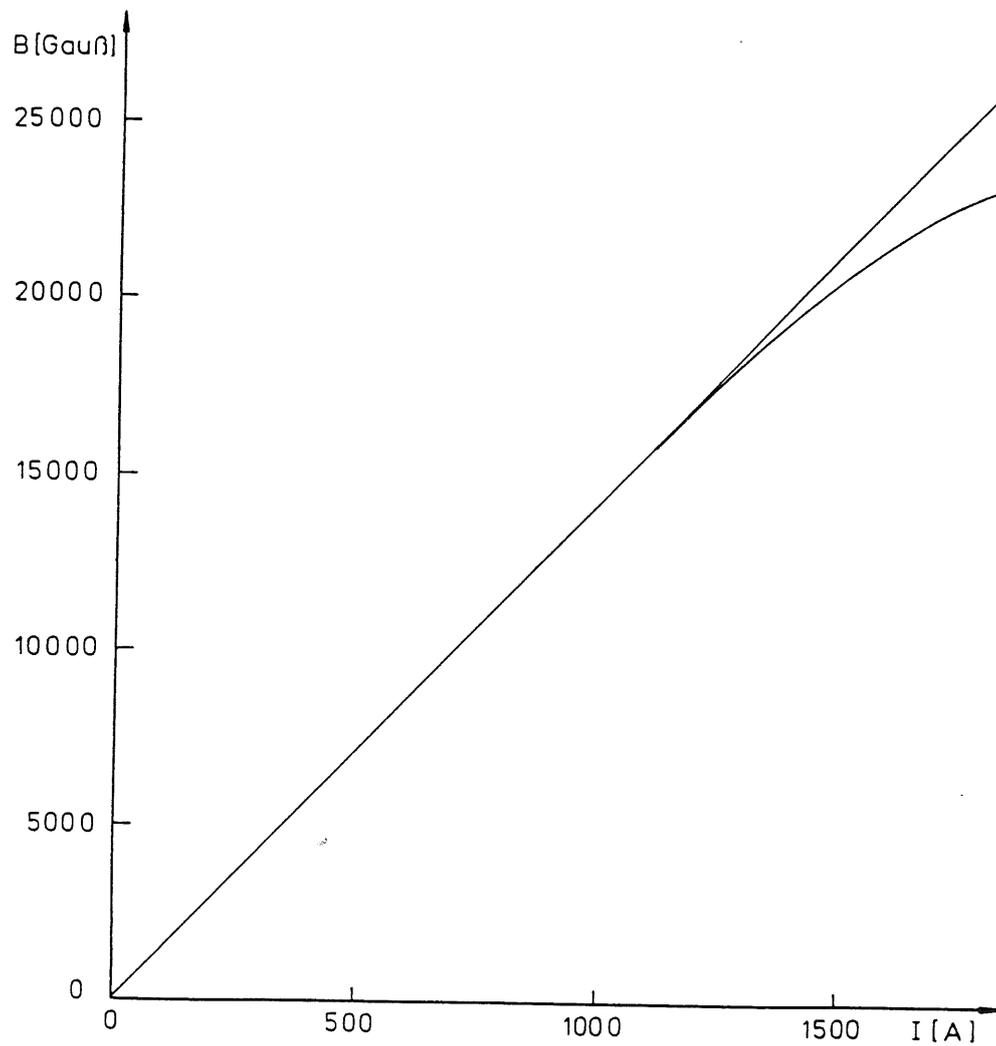


Abb. B.1: Abhängigkeit der Magnetfeldstärke von der Stromstärke für den MA-Rehabeam.

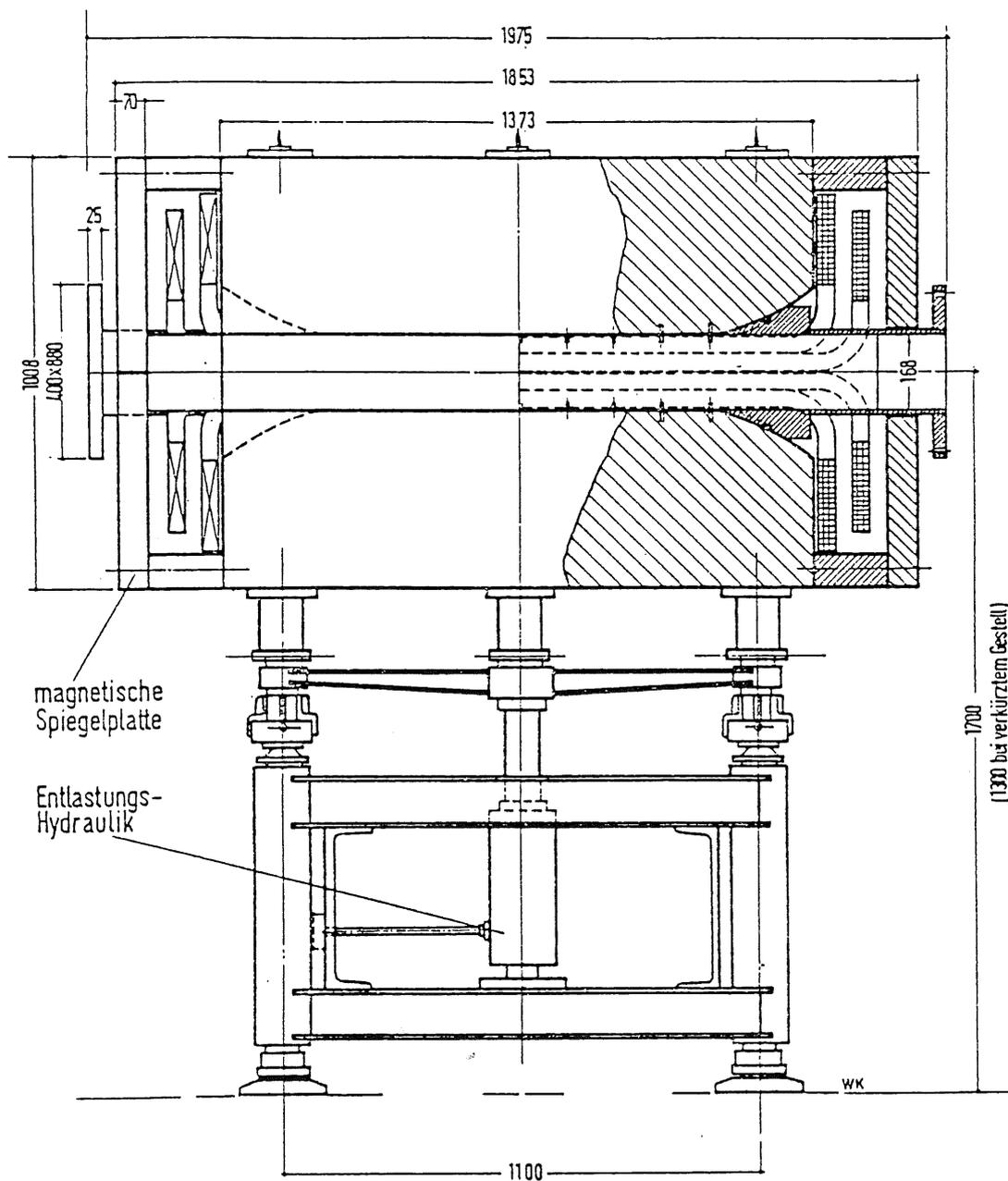


Abb. B.2: Seitenansicht des Magneten MA-Rehabeam.

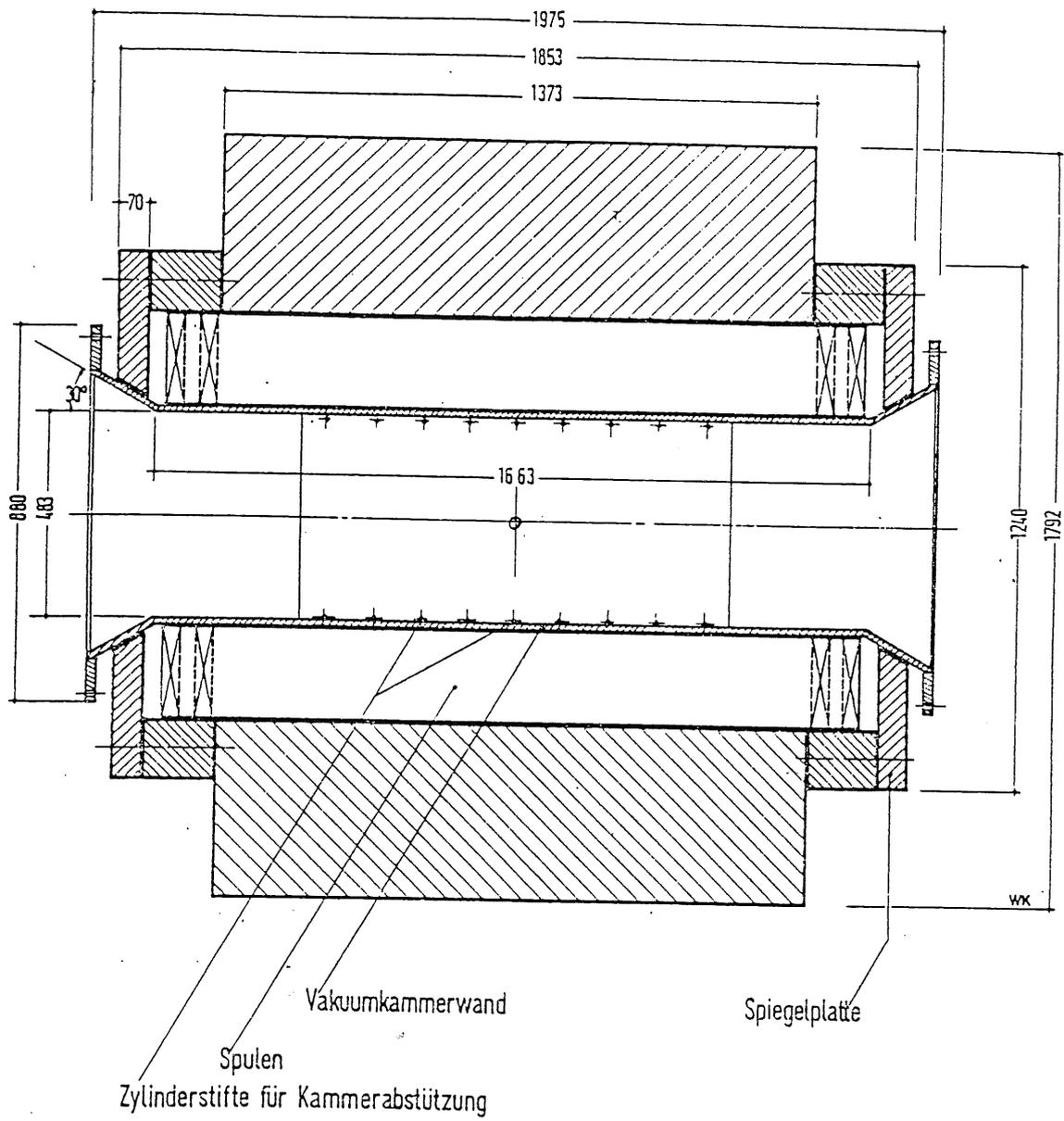
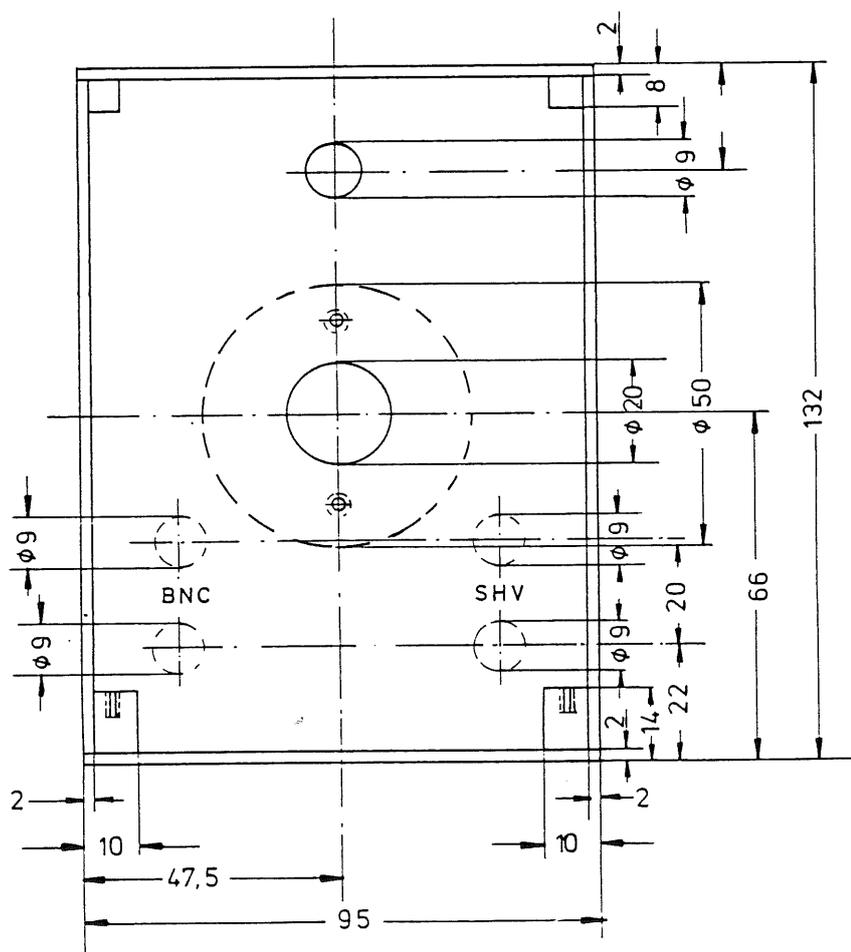


Abb. B.3: Aufsicht des Magneten MA-Rehabeam.

## Anhang C

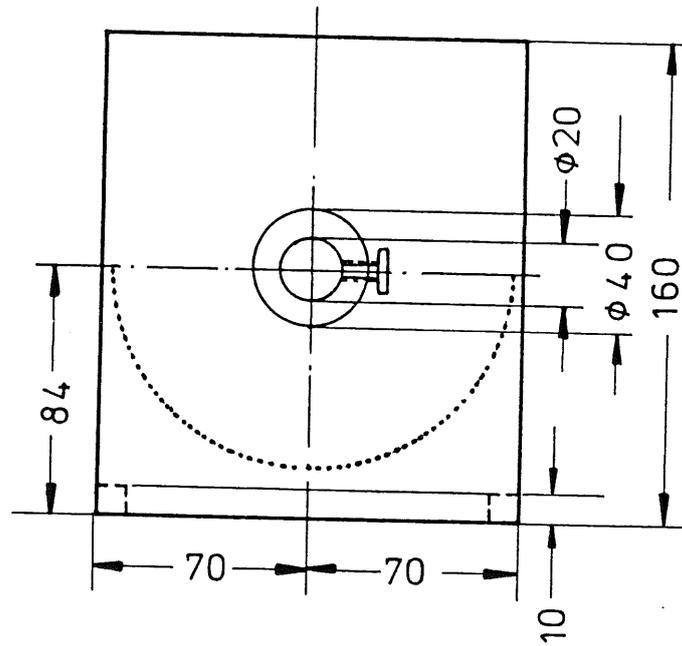
# Daten und Abbildungen zum mechanischen Aufbau



Maßzahlen in *mm*

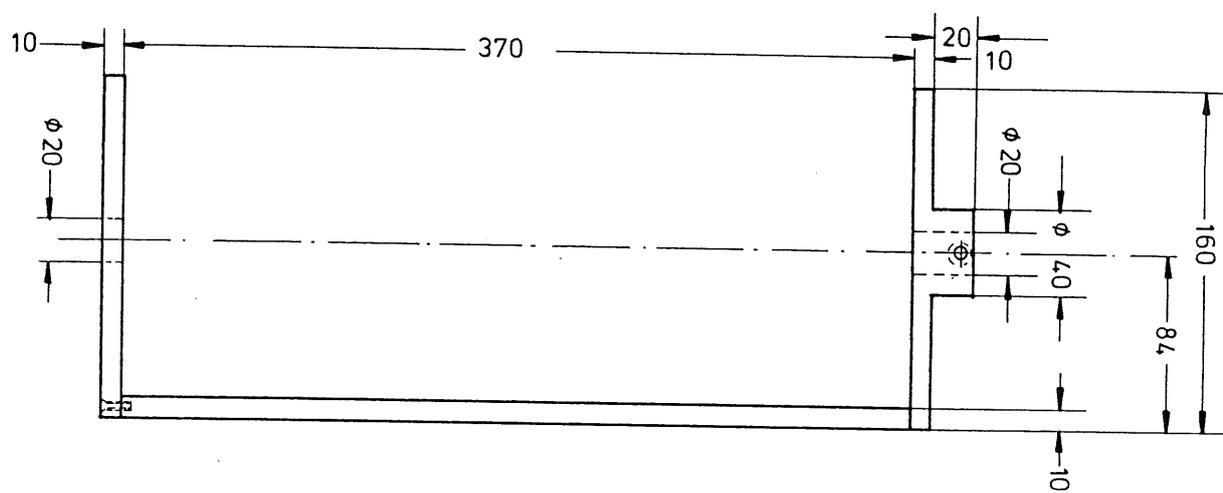
Abb. C.1: Frontansicht des Gehäuses für die Photomultiplier.





Maßzahlen in *mm*

Abb. C.3: Frontansicht der Aufhängung für das Gehäuse.



Maßzahlen in *mm*

Abb. C.4: Seitenansicht der Aufhängung für das Gehäuse.

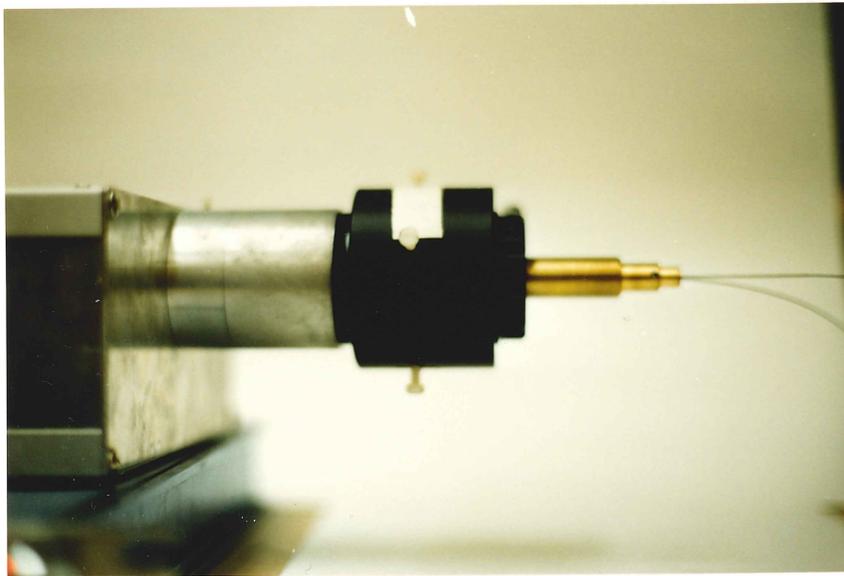


Abb. C.5: Xenon-Blitzlampe mit Lichtleiterhalterung.

# Literaturverzeichnis

- [Bas85] E. Bassler; GEP-Graphical Editor Programm for Presenting User Data; Internal Report, DESY R02-81/02, 1985
- [Ber78] Bergman-Schaefer; Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III, Optik; Walter de Gruyter, Berlin New York 1978
- [Can64] I. Cantarell; IEEE Trans. on nuclear science, NS-11, Nr. 3, 152-159, 1964
- [Bir64] J.B. Birks; The theory and practise of scintillation counting, Pergamon press, Oxford, 1964
- [Fun89] M. Funk; Diplomarbeit, Hamburg 1988
- [Gen87] M. Gennis; Diplomarbeit, Hamburg 1987
- [Ham84] HAMAMATSU; Technical Data Sheet No. T-107, 1984
- [Ham85] HAMAMATSU; Photomultiplier Tubes, Febr. 1985
- [Ham86] HAMAMATSU; Technical Data Sheet No. T-101, 1986
- [Hay84] T. Hayashi; Recent Developments In Photodetectors For Use In Severe Environments, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research 225 (1984), 538-545
- [Kas89] P. Kassermann; Diplomarbeit in Vorbereitung, Hamburg 1989
- [Kno79] G.F. Knoll; Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, New York, 1979
- [Lan66] R. Langkau; Szintillationszähler, in H. Neuert: Kernphysikalische Meßverfahren, Verlag G. Braun, Karlsruhe 1966
- [Mor89] S. Mordhorst; Diplomarbeit in Vorbereitung, Hamburg 1989
- [Rei85] L. Reimers; Scanning Elektron Mikroskopie, Springer Series in Optical Science, Berlin 1985
- [Riv85] M. Rivali et. al. ; Internal Report H1-12/85-36
- [Sch86] H.U. Schmidt; Meßelektronik in der Kernphysik, Teubner Studienbücher, 1986
- [Sch89] C. Schrader; Diplomarbeit in Vorbereitung, Hamburg 1989
- [Saw84] A. Sawaki et. al.; New Phototubes and Photomultipliers resistive against high magnetic fields, IEEE Trans. on Nucl. Science, Vol. NS-31, February 1984
- [Suz87] S. Suzuki et. al.; New Mesh PMTS For High Magnetic Environments, Hamamatsu Photonics K.K., Ichino-cho, Japan, 1987

- [Tak85] F. Takasaki et. al.; Nucl. Instr. and Meth. 228 (1985), S. 369
- [Tec86] Technical Proposal for the H1-Detektor, 1986
- [Val69] VALVO; Technische Informationen, Sonderdruck, Phillips Technische Rundschau, Jahrgang 29, Nr.7/8, 1969
- [Val86] VALVO; Datenblatt zu den Trioden XP1201 und XP1501, 1986
- [Wes88] H. Weser, Diplomarbeit, Hamburg 1988
- [Wun88] R. Wunderlich; Diplomarbeit, Hamburg 1988

# Danksagung

Hiermit möchte ich allen, die mir bei der Erstellung dieser Diplomarbeit geholfen haben, meinen herzlichen Dank aussprechen:

- Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm für die Aufgabenstellung und die freundliche Unterstützung bei der Fertigstellung der Diplomarbeit,
- Herrn Prof. Dr. R. Langkau für die Hilfe und Unterstützung bei allen anfallenden großen und kleinen Problemen,
- allen Mitgliedern der H1-Gruppe des Institutes, insbesondere Frau S. Mordhorst, Herrn M. Funk, Herrn Dr. W. Bauhoff und Herrn P. Kasselmann für ihre Hilfe während der Meßzeiten und die Unterstützung im Umgang mit der IBM,
- Herrn B. Leicht und seinen Mitarbeitern in der Werkstatt des I. Institutes, für ihre Hilfsbereitschaft und Sorgfalt bei der Anfertigung der notwendigen Teile für die Experimente,
- Herrn Dipl. Phys. H. Krause für seine Unterstützung im Umgang mit dem Vielkanalanalysator,
- Den Mitarbeitern der Gruppe Umwelttechnik des I. Instituts für Experimentalphysik für die Untersuchung der Dynoden und die Herstellung der Elektronenmikroskopaufnahmen,
- Frau Berghaus für die sorgfältige Herstellung aller Zeichnungen.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.