

Forschungszentrum Jülich



Institut für Kernphysik

***Test und Simulation von Detektor-
komponenten des ASPIRIN-Detektors
am Experiment ATRAP***

Matthias W. Hofmann

WZL 2572





***Test und Simulation von Detektor-
komponenten des ASPIRIN-Detektors
am Experiment ATRAP***

Matthias W. Hofmann

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3572
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik JüL-3572

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
✉ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Test und Simulation von Detektorkomponenten für den *ASPIRIN*-Detektor am Experiment ATRAP

Das ATRAP¹ -Experiment hat zum Ziel, das einfachste Element aus Anti-Materie, den Anti-Wasserstoff \bar{H}^0 in einer Falle einzufangen, zu kühlen, nachzuweisen und optisch zu spektroskopieren. Thema dieser Arbeit sind vorbereitende Untersuchungen zum Bau eines Echtzeit-Analyse-Detektors (*ASPIRIN*) am Experiment ATRAP, der Annihilationsereignisse von Antiwasserstoff mit gewöhnlicher Materie ortsaufgelöst nachweisen soll. Zu diesem Zweck wurden eingehende Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, die zum Ziel hatten, Effizienz und Ortsauflösung des Detektors zu optimieren.

Herzstück des Detektors wird ein zylinderförmiges Faserhodoskop sein, das aus mehreren gegeneinander in einem bestimmten Winkel verkippten Lagen aus szintillierenden Fasern besteht. Die Eigenschaften der Fasern wurden studiert, Lichtausbeute und Abschwächungs-länge der Fasern wurden ermittelt, und der Einfluß tiefer Temperaturen auf die Lichtaus-beute wurde untersucht.

Zur Auslese der szintillierenden Fasern werden 16-Kanal-Photomultiplier zum Einsatz kom-men, diese wurden extensiv auf ihre Eignung getestet. Insbesondere wurden Verstärkung, Übersprechen und Dunkelrate untersucht, sowie der Einfluß magnetischer Felder auf diese Kenngrößen ermittelt.

Als Ergebnis kann festgehalten werden, daß die Materialstärke zwischen Annihilations-punkt und Faserdetektor maximal 3 mm Kupfer betragen sollte, um eine ausreichende Orts- auflösung zu garantieren. Der Szintillationsprozeß friert bei tiefen Temperaturen bis 4,2 K nicht ein, szintillierende Fasern sind von daher für das Experiment geeignet; die Fasern sollten nicht über eine Strecke von mehr als 1,5 m geführt werden, da sich auf dieser Länge die Photonenanzahl etwa halbiert. Die Photomultiplier des Typs H6568 der Firma Hamamatsu sind zur Auslese der Fasern geeignet, müssen aber für das Experiment mit einer Magnetab-schirmung versehen werden, die das Feld unter einen Wert von 10 Gauß bringt.

Test and Simulation of Detector Components of the *ASPIRIN*- Detector at the Experiment ATRAP

Goal of the ATRAP - Experiment is to capture the simplest atoms of antimatter, the Anti-Hydrogen-Atom \bar{H}^0 in a trap, where it can be cooled and detected in order to perform high precision optical spectroscopy.

Subject of this work are studies in preparation of the construction of the *ASPIRIN*-Detector being a realtime imaging Antihydrogen Annihilation Detector in the ATRAP - Experiment. Monte-Carlo-Simulations were performed in order to optimize efficiency and spatial resolution.

Main part of the detector will be a cylindrical fibre hodoscope, consisting of several layers of differently oriented fibres allowing spatial resolution. Light output and attenuation length of the fibres were measured and the influence of low temperature was tested.

16-channel multi-anode photomultipliers for the fibre readout were tested, focussing on gain, crosstalk and dark counts. The performance of the tubes in magnetic field was studied. The following conclusions are drawn:

The material between the annihilation point and the *ASPIRIN*-Detector should not exceed 3 mm copper, in order to maintain a satisfying spatial resolution. Scintillation does not freeze out under liquid - Helium - temperature, hence scintillating fibres are suitable for the Expe-riment. The fibres should not guide the light more than 1,5 m since the average attenuation length is of this order. The Photomultiplier tube H6568 of the manufacturer Hamamatsu is capable for the readout of the fibres, but must be coated with magnetic shielding reducing the field to values below 10G.

¹engl.:Anti-Hydrogen TRAP - Antiwasserstoff Falle

the first time in the history of the world, the people of the United States have been compelled to make a choice between two political parties, each of which has a distinct and well-defined platform, and each of which has a definite and well-defined object in view. The people of the United States have been compelled to make a choice between two political parties, each of which has a distinct and well-defined platform, and each of which has a definite and well-defined object in view. The people of the United States have been compelled to make a choice between two political parties, each of which has a distinct and well-defined platform, and each of which has a definite and well-defined object in view. The people of the United States have been compelled to make a choice between two political parties, each of which has a distinct and well-defined platform, and each of which has a definite and well-defined object in view.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 Motivation und theoretische Grundlagen	1
1.2 Das ATRAP-Experiment	2
1.2.1 Bildung von Antiwasserstoff	2
1.3 Spektroskopie	4
1.4 Der <i>ASPIRIN</i> -Detektor	7
2 Simulation des Detektors	11
3 Szintillierende Fasern	15
3.1 Szintillatoren und Szintillationsprozeß	15
3.1.1 Energieverlust im Szintillator	16
3.1.2 Der Szintillationprozeß	19
3.1.3 Aufbau und Funktionsweise	22
3.2 Messung der Abschwächungslänge	26
3.3 Verhalten bei tiefen Temperaturen	29
4 Vielkanal-Photomultiplier	32
4.1 Prinzipieller Aufbau	32
4.1.1 Die Photokathode	34
4.1.2 Elektronenoptische Fokussierung	36
4.1.3 Die Elektronenvervielfacherstrecke	37
4.1.4 Dynodenkonfigurationen	38
4.1.5 Verstärkung und Spannungsversorgung	41
4.1.6 Statistik der Photokathode	42
4.1.7 Single Electron Response (SER)	44
4.1.8 Bestimmung der mittleren Photoelektronenzahl	46
4.1.9 Photomultiplierrauschen	48
4.1.10 Der Einfluß äußerer magnetischer Felder und deren Abschirmung .	51
4.2 Test der PM mit gepulsten Lichtblitzen	53
4.3 Vielkanal-Photomultiplier	56
4.4 Der H6568	56
4.4.1 Allgemeine Eigenschaften	56
4.4.2 Ein-Elektronen-Spektrum des 16-Kanalphoto = multipliers H6568	58
4.4.3 Übersprechen („Crosstalk“)	61

4.4.4	Rauschen	62
4.4.5	Signalformen	65
4.5	Betrieb im Magnetfeld	66
5	Ergebnisse	75
5.1	Monte–Carlo–Simulation	75
5.2	Szintillierende Fasern	75
5.3	Multianoden–Photomultiplier	76
6	Ausblick	77
A	Meßdaten und Herstellerangaben	79
A.1	Das Datenblatt zum H6568	80
B	Statistik	84
B.1	Verteilungen	84
B.2	Geschachtelte Verteilung	87
B.3	Der χ^2 -Test	89
Literaturverzeichnis	90

Kapitel 1

Einleitung

Das ATRAP¹-Experiment hat zum Ziel, das einfachste Atom aus Anti-Materie, den Anti-Wasserstoff \bar{H}^0 in einer Falle einzufangen, zu kühlen, nachzuweisen und optisch zu spektroskopieren.

1.1 Motivation und theoretische Grundlagen

Die ersten theoretischen Vorhersagen zur Existenz von Antimaterie machte der englische Physiker P. A. M. Dirac 1928 [Dir28] und 1931 [Dir31] im Rahmen seiner Arbeit an der relativistischen Erweiterung der damaligen Quantenmechanik. Er konnte den Elektronenspin erklären und sagte gleichzeitig ein dem Elektron entsprechendes Teilchen mit „negativer Energie“ voraus, das wir heute als Positron kennen. Schon 1932 gelang es Carl David Anderson ein solches Teilchen mit der Masse des Elektrons aber positiver Ladung in der kosmischen Strahlung nachzuweisen [And33].

Diracs Ideen wurden in der modernen Quantenfeldtheorie (QFT) aufgegriffen und weiterentwickelt. Die QFT sagt vorher, daß jedes elementare Teilchen ein Anti-Teilchen besitzt, das exakt gleiche Masse und Spin aber entgegengesetzte Ladung hat. 1955 gelang es Emilio Segrè, O. Chamberlain et al. [Cha55] am Bevatron in Berkeley das Anti-Proton nachzuweisen. Obwohl damit die „Zutaten“ zum Anti-Wasserstoff im Prinzip verfügbar waren, dauerte es nochmal 40 Jahre bis am CERN² die ersten Anti-Wasserstoffatome [Bau96] nachgewiesen werden konnten. Die Antiwasserstoffatome verließen mit etwa 90% der Lichtgeschwindigkeit den Anti-Protone-Speicherring LEAR³, so daß das Experimentieren mit diesen Anti-Atomen nicht in Erwägung gezogen wurde.

Die entscheidenden Merkmale einer physikalischen Theorie sind die Symmetrien und damit, nach dem Noetherschen Theorem, die Erhaltungssätze, die sie vorhersagt. Die Physik als experimentelle Wissenschaft hat die Aufgabe, diese Symmetrien zu überprüfen. Das ATRAP-Experiment hat zum Ziel, mit Hilfe vergleichender Atomspektroskopie zwischen Wasserstoff und Anti-Wasserstoff die Frage nach der CPT-Invarianz, also Invarianz unter Ladungsumkehr (*Charge Conjugation*), Raumspiegelung (*Parity*) und Zeitumkehr (*Time Reversal*) der Naturgesetze zu untersuchen. Frühere Experimente haben ergeben, daß die Natur

¹engl.: Anti-Hydrogen TRAP – Antiwasserstoff Falle

²Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire - Europäisches Kernforschungszentrum bei Genf

³Low Energy Anti-proton Ring - Niederenergie Anti-Protonen -(Speicher)Ring

unter der Paritätstransformation nicht invariant ist, d. h. die Natur unterscheidet zwischen rechts- und linkshändig. Auch die kombinierte Transformation von Ladungsumkehr und Raumspiegelung lässt die Naturgesetze nicht invariant. Die zur Zeit allgemein anerkannte Theorie beschreibt die Physik als invariant unter der Ladungs–Paritäts–Zeit–Transformation (CPT), diese Symmetrie folgt aus der Forderung nach Kausalität, Lokalität und der Lorentz-Invarianz.

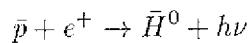
Eine Überprüfung der CPT-Invarianz ist fundamental und für die Weiterentwicklung der Theorie wichtig. Falls das CPT-Theorem verletzt ist, würde dies das Verständnis der Gesetze der Physik grundlegend verändern. Eine, wenn auch schwache Verletzung des CPT-Theorems kann einen Ansatzpunkt für die Erklärung der Asymmetrie zwischen Materie und Anti-Materie in unserem Universum liefern.

1.2 Das ATRAP-Experiment

1.2.1 Bildung von Antiwasserstoff aus Antiprotonen und Positronen

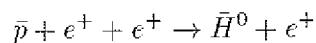
Im ATRAP-Experiment werden zunächst die Bestandteile des Antiwasserstoffs, Antiprotonen und Positronen einzeln für sich eingefangen und gekühlt, bevor sie zu Antiwasserstoff „rekombinieren“. Zu diesem Zweck müssen die Antiprotonen, die am CERN zur Verfügung stehen, abgebremst werden. Die Antiprotonen werden mit einem Impuls von $3,57 \text{ GeV}/c$ im Antiproton Decelerator (AD) gekühlt und in mehreren Stufen auf einen Impuls von $100 \text{ MeV}/c$ abgebremst, was einer kinetischen Energie von etwa 6 MeV entspricht. Die Antiprotonen verlieren danach in Materie fast ihre gesamte verbleibende Energie von 6 MeV und können mit einer Restenergie von weniger als 3 keV in einer Falle eingefangen werden. Die Positronen werden von einer radioaktiven Quelle, z. B. ^{22}Na , geliefert, in einem Wolframkristall thermalisiert und in einer hyperbolischen Penning-Falle akkumuliert und weiter abgekühlt, bis ihre Temperatur auf 4 K abgesunken ist.

Abb[1.1] zeigt das Prinzip einer sog. „nested Penning“–Falle, in der Antiprotonen und Positronen gleichzeitig gespeichert und bei niedriger Relativgeschwindigkeit zur Rekombination gebracht werden können. Die verbleibende Relativenergie muß während des Rekombinationsprozesses auf irgendeine Weise abgeführt werden, so daß ein drittes Teilchen beteiligt sein muß. Der einfachste Fall ist die sogenannte Strahlungsrekombination:

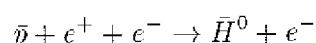


Nachteil dieser Strahlungsrekombination ist, daß die Rekombinationsrate als extrem niedrig erwartet wird. Für 10^6 Antiprotonen, die bei einer Temperatur von 4 K in der Falle gefangen sind, wurde bei einer Plasmadichte der Positronen von $n_{e^+} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und gleicher Temperatur die Rekombinationsrate auf $3 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ abgeschätzt [Gab88]. Verschiedene Dreikörperprozesse wurden vorgeschlagen [Gab97]

- Rekombination im Positronenplasma:



- Mit einem Elektron als drittem Teilchen:



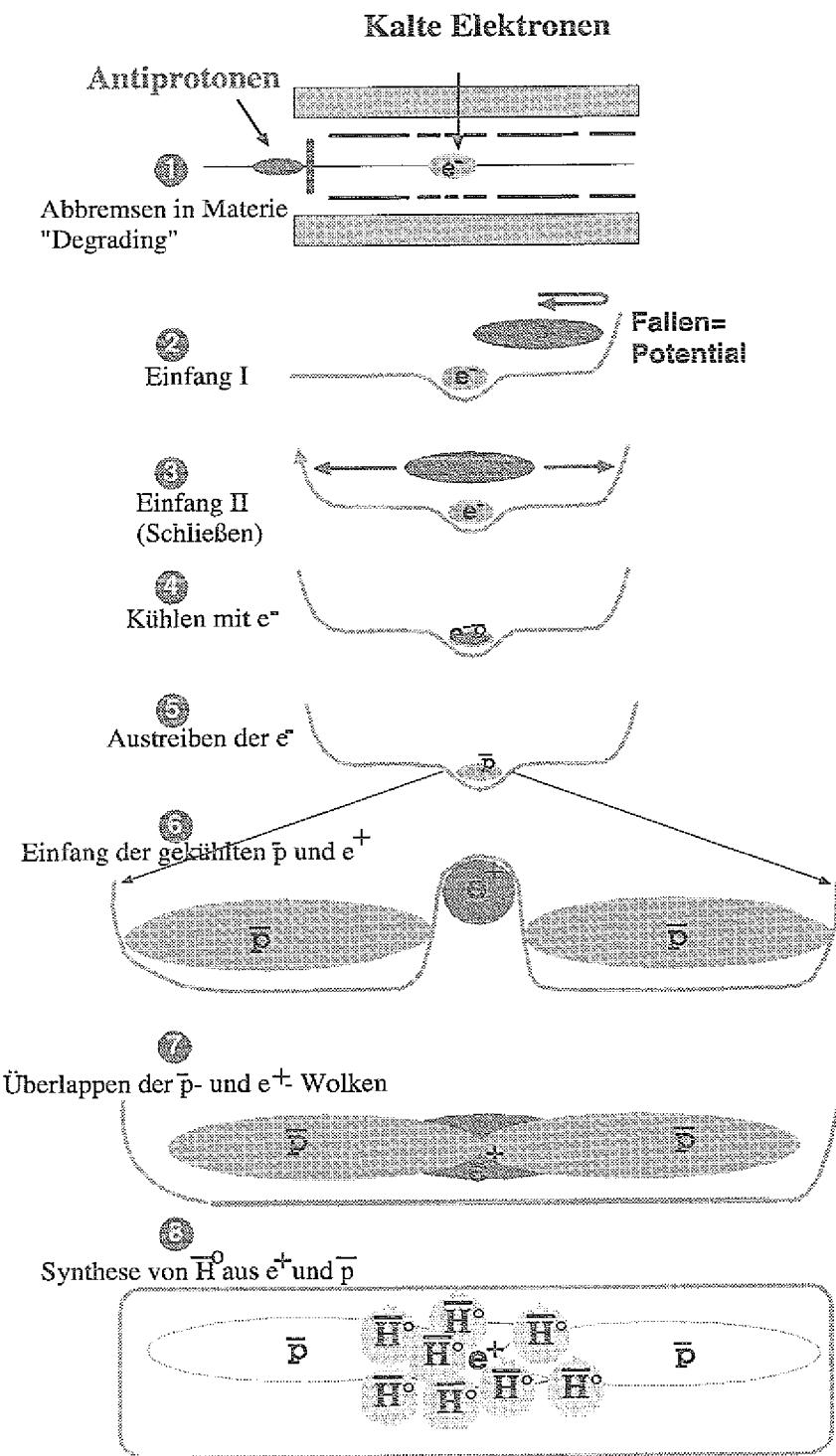
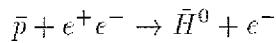
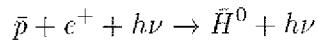


Abbildung 1.1: Prinzip der Bildung von Anti – Wasserstoff durch Übereinanderschieben der Fallen für Positronen und Antiprotonen. [Oel98]

- Mit Hilfe von Positronium:



Aus Argumenten der Realisierbarkeit und der zu erwartenden Rate wird die laserstimulierte Rekombination im ATRAP-Experiment angestrebt:



Diese Methode ist etwa 100 mal effektiver als die reine Strahlungsrekombination.

1.3 Präzisionsspektroskopie am Antiwasserstoff

Es wird erwartet, daß das optische Spektrum des Anti-Wasserstoffs mit dem des Wasserstoffs aufgrund der elektrostatischen Anziehung der Ladungen identisch ist. Sollte das CPT-Theorem verletzt sein, werden sich die Spektren nur geringfügig unterscheiden. Es liegt daher nahe, die schon bekannten und erprobten atomspektroskopischen Methoden auch bei der Spektroskopie des Anti-Wasserstoffs anzuwenden.

Geplant ist, einen dem gewöhnlichen Wasserstoff entsprechenden Übergang am Antiwasserstoff zu spektroskopieren und dabei die Wellenlänge mit extrem hoher Genauigkeit zu messen. An gewöhnlichem Wasserstoff ist dies Hänsch et al. [Ude97] am Übergang 1S - 2S in dopplerfreier Zweiphotonenspektroskopie mit einer Genauigkeit von 10^{-13} 1997 gelungen. Der 1S - 2S Übergang im Wasserstoff mit einer natürlichen Linienbreite von nur 1,3 Hz ist das Testfeld der hochauflösenden optischen Spektroskopie und Frequenzmetrologie. Diese Resonanz ist damit zum *de facto* Frequenzstandard avanciert. Wichtig für das ATRAP-Experiment ist die Möglichkeit, fundamentale Symmetrien mit Hilfe dieses Übergangs zu vermessen und das CPT-Theorem einem stringenten Test zu unterziehen.

Voraussetzung für die große Genauigkeit von $\frac{\Delta f}{f} = 10^{-13}$ der Messung und damit des Vergleichs ist

1. die Schärfe des zu spektroskopierenden Übergangs, bzw. seine lange Lebensdauer
2. die Auflösung der Spektroskopie selbst und
3. die Zuverlässigkeit des Vergleichs zum Frequenzstandard.

Schärfe des Übergangs Der 1S - 2S -Übergang ist aufgrund der Drehimpulserhaltung als Ein-Photonen-Übergang verboten und hat eine Lebensdauer von ca. $\tau = 1/7s$ als Zweiphotonen-Übergang. Nach der Heisenbergschen Energie-Zeitunschärfe

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar, \quad (1.1)$$

gelangt man zu der Breite des Übergangs. Setzt man nämlich für τ und $\Delta E = \hbar \Delta \omega = \hbar 2\pi \Delta \nu$, so erhält man

$$\Delta \nu = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (1.2)$$

Die relative Breite ist dann

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Gamma}{\omega}, \quad (1.3)$$

wobei Γ die natürliche Linienbreite ist. Für den 1S - 2S - Übergang ergibt sich eine relative Breite von $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 3,6 \times 10^{-16}$, die eine absolute Grenze darstellt.

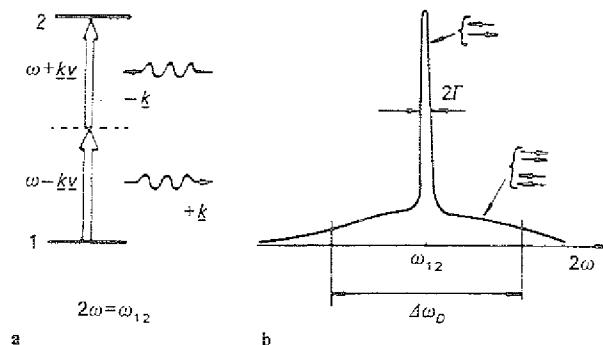


Abbildung 1.2: Prinzip der dopplerfreien 2-Photonenspektroskopie. Zwei gegenläufige Photonen kompensieren exakt den Dopplereffekt erster Ordnung. [Hak80]

Auflösung Wie auf Abb.[1.2] zu sehen ist, wird der Doppler-Effekt erster Ordnung bei der Zwei-Photonen-Spektroskopie dadurch ausgeschaltet, daß das eine Photon die Dopperverschiebung des anderen, aus der genau entgegengesetzten Richtung kommenden exakt kompensiert. Der Doppler-Effekt zweiter Ordnung, der durch die Relativbewegung des Atoms oder Anti-Atoms selbst zur Apparatur verursacht wird, muß durch extreme Kühlung minimiert werden.

Vergleich mit dem Frequenzstandard Die metrologische Schwierigkeit, die Frequenz des S1-S2 - Übergangs des atomaren Wasserstoffs, die bei $f_{1S-2S} = 24666 THz$ liegt, mit der Frequenz der Cäsium-Atomuhr zu vergleichen, wird durch eine phasenstabilisierte Frequenzteilerkette überwunden. Der Frequenzstandard von $f_{Stand} = 88\,376\,182\,599\,937(23) Hz$, den beispielsweise die Cäsiumuhr der PTB in Braunschweig liefert, wird sukzessive geteilt bzw. gemischt, sodaß die Lücke von $2,1 Hz$ in fünf Schritten überwunden werden kann.

Der 1S-2S-Übergang von $f = 2\,466\,061\,102\,400 kHz$ kann so mit einer Unsicherheit von nur $640 Hz$ gemessen werden. Mit Hilfe weiterer Messungen [Bea97] kann die Rydbergkonstante und die Lamb-Verschiebung auf 13 bzw. 6 Stellen genau angegeben werden:

$$R_{inf} = 10\,973\,731,\,568\,639(91) m^{-1}$$

und

$$L_{1S} = 8\,172,\,876(29) MHz.$$

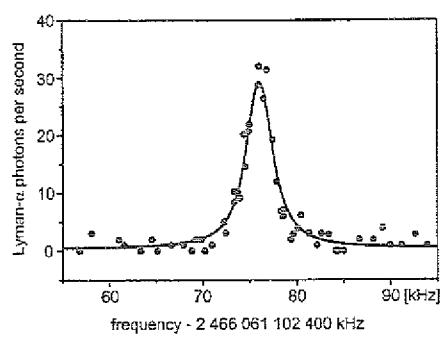


Abbildung 1.3: Resonanzpeak des S1 - S2 – Übergangs am Wasserstoff (Lyman- α). [Ude97]

1.4 Der Antihydrogen - Spaghetti - Imaging - Ring - Detektor (ASPIRIN)

Annihiliert ein Antiwasserstoffatom mit gewöhnlichem Wasserstoff, so wird sowohl das Positron in der Hülle des Antiatoms mit einem Elektron annihilieren und zwei „back-to-back“- Gamma-Quanten erzeugen, als auch das Antiproton mit einem Proton zu mehreren geladenen und ungeladenen Pionen zerstrahlen, mit der Intensitätsverteilung wie in Tabelle 1.4 dargestellt.

π^0	%	$\pi^+ \pi^- (\%)$		
		1	2	3
0	9	0	7	2
1	27	7	20	
2	26	9	17	
3	25	23	2	
4	3	3		
Σ		42	46	2

Tabelle 1.1: Daten wurden von Crystal Barrel übernommen [Kal97]. In fast 50% der Fälle stehen also 4 oder mehr geladene Teilchen, die nachgewiesen werden können und eine Ortsrekonstruktion ermöglichen, zur Verfügung.

Bei Annihilation von Antiwasserstoff mit schwereren Elementen treten auch andere Prozesse, wie Spaltung und Spallation auf, da die Spaltfragmente bzw. die entstandenen leichten Kerne und Protonen kurzreichweitig sind, können sie nicht im ASPIRIN-Detektor nachgewiesen werden.

Der ASPIRIN-Detektor ist Teil des ATRAP – Experiments, der einerseits die Annihilationprodukte des Antiwasserstoffs nachweist, also die Gewähr liefert, daß Antiwasserstoff in der Falle gespeichert war und andererseits zur Echtzeitdiagnostik während des Füllens der Fallen und deren Optimierung dienen wird.

Für das Experiment sind zwei Stufen geplant:

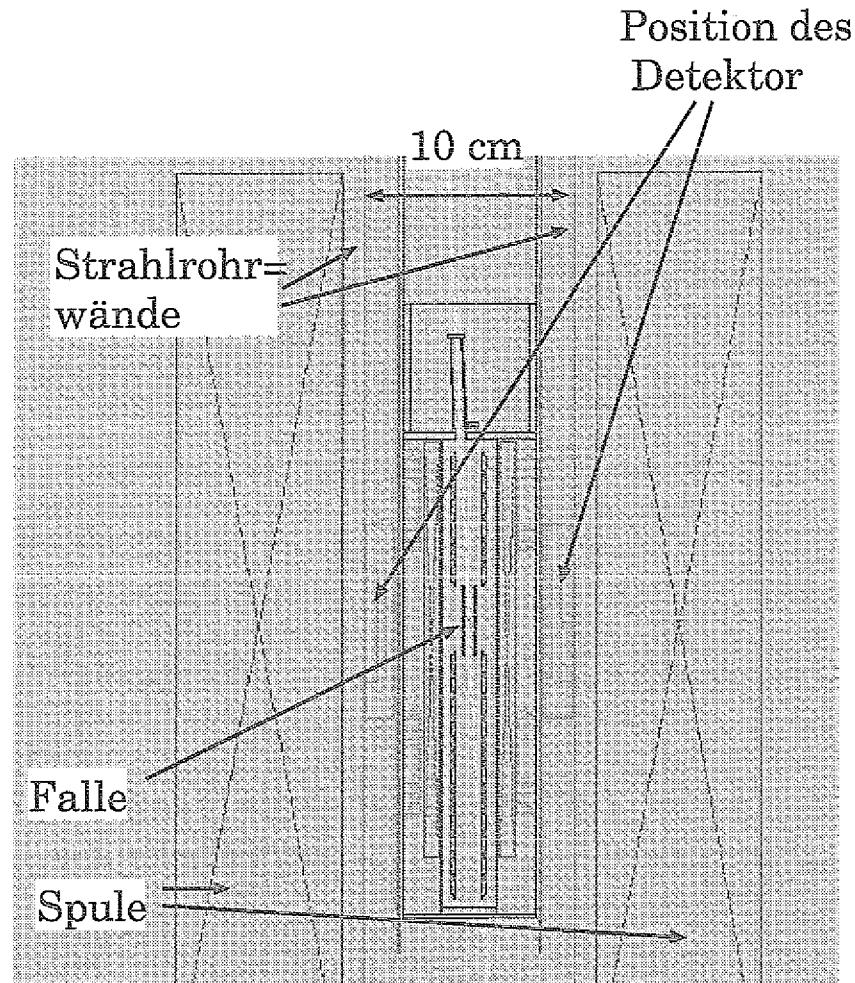


Abbildung 1.4: Für den Detektor stehen in der ersten Stufe nur wenige Zentimeter zwischen Strahlrohr und Falle zur Verfügung. [Gab98]

Erste Stufe Abb.[1.4] zeigt die Geometrie der ersten Stufe. Aufgrund der räumlichen Beschränkung im Inneren des supraleitenden Magneten wird in der ersten Stufe auf den Nachweis der Gamma-Quanten und eine genaue Ortsrekonstruktion des Annihilationspunktes verzichtet. Der **ASPIRIN**-Detektor wird im Inneren des Magneten, zwischen dessen Spule und der Falle als Hohlzylinder eingebaut. Er besteht aus drei Lagen szintillierender Fasern.

Zweite Stufe In der zweiten Stufe steht ein Magnet mit einem größeren Joch zur Verfügung, sodaß genug Platz für alle inneren Detektorlagen ist. Die Spuren der geladenen Pionen können dann rekonstruiert und der Annihilationspunkt (Vertex) ermittelt werden. In der vollen Ausbaustufe des Experiments wird der Vertexdetektor aus mindestens sechs Lagen im Inneren des Magneten, der für die Penningfallen benötigt wird, und einer oder zwei außerhalb bestehen. Die zwei innersten Lagen werden aus Silizium-Mikrostreifen-Zählern bestehen, die nächsten drei Lagen aus szintillierenden Fasern und die letzte Lage

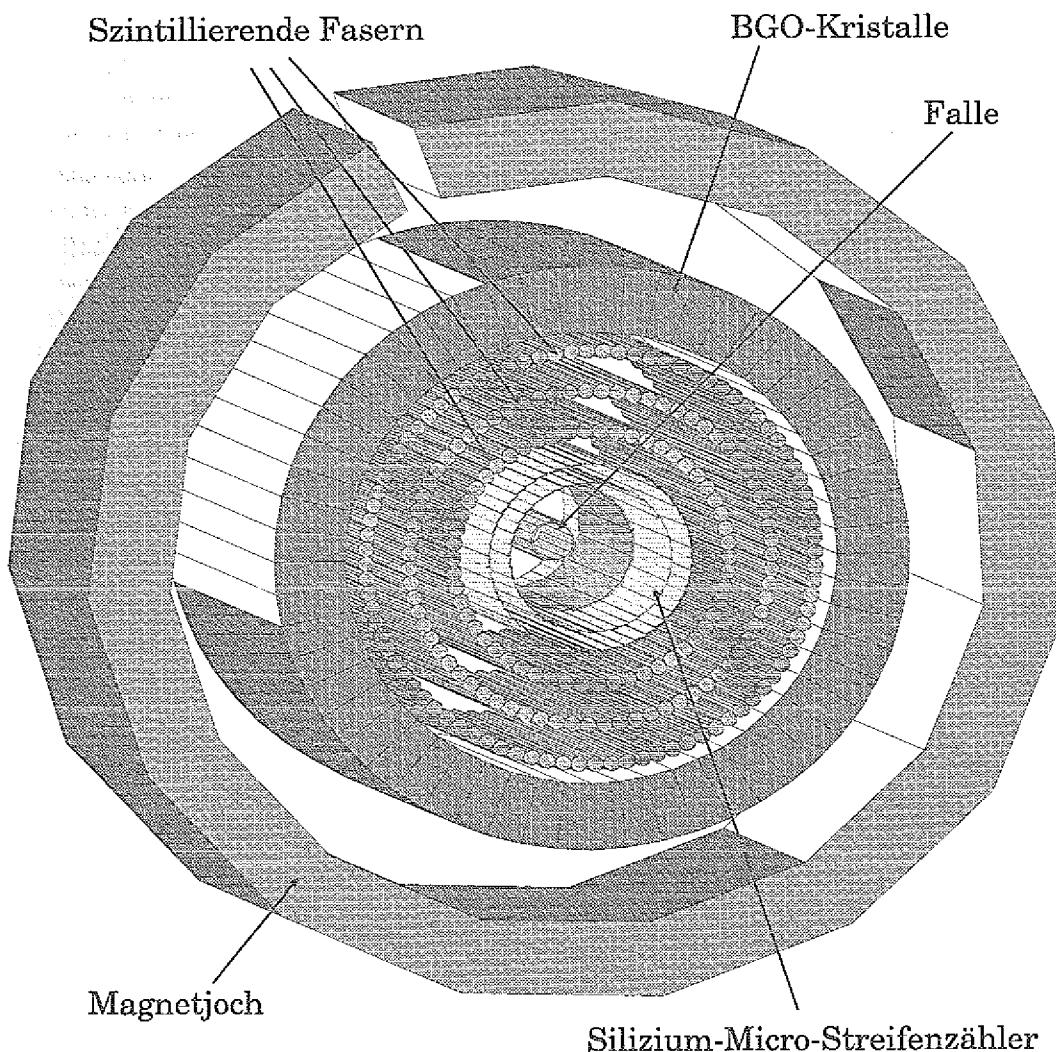


Abbildung 1.5: Detektoranordnung mit der Falle im Inneren umschlossen von der Magnetspule, die äußeren Triggerszintillatoren sind nicht dargestellt. Der Magnet wird für die Penningfallen benötigt. Die drei Lagen szintillierender Fasern bestehen wiederum aus drei Schichten Fasern, von der eine parallel zur Detektorachse angeordnet ist, die anderen beiden bilden zwei gegenläufige Helices und wurde hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt. Die Helixstruktur ermöglicht die Ortsrekonstruktion für alle drei Raumrichtungen.

aus Wismutgermanat-Kristallen ($Bi_4Ge_3O_{12}$, kurz: BGO)(siehe Abb.[1.5]). Die Lagen aus szintillierenden Fasern bestehen wiederum aus drei Schichten, von der eine parallel zur Detektorachse ist, die beiden anderen bilden eine Rechts- bzw. Linksschraube und werden eine halbe Windung um die Detektorachse geführt. Auf diese Weise kann der Annihilationsort für alle drei Raumkoordinaten eindeutig bestimmt werden. Außerhalb des Magneten werden ein oder zwei Lagen großer Szintillatorplatten die den Magneten durchdringenden minimalionisierenden Annihilationspionen nachweisen und einen Trigger für den Detektor im Inneren bereitstellen; dieses Signal kann zur Ortsrekonstruktion aufgrund der Streuung

im Magneten nicht herangezogen werden.

Die Penningfallen, die zum Einfangen der Antiprotonen und Positronen benutzt werden, benötigen ein großes Magnetfeld von $6\text{ T} = 60\text{ kG}$. Dieses Feld wird von einem supraleitendem Magneten erzeugt, in dem sich die Falle befindet. Um dessen Supraleitfähigkeit aufrecht zu erhalten, muß die Magnetspule auf Flüssig-Helium-Temperatur gehalten werden. Aufgrund der starken Streuung der geladenen Teilchen und der Absorption der Gamma-Quanten im Material des Magneten kommt sowohl für einen Spurdetektor als auch für den Gamma-Detektor nur der Platz zwischen Magnetinnenwandung und Falle in Frage. Da die Falle wie die Magnetspule auf Flüssig-Helium-Temperatur gehalten wird, sitzt der ASPIRIN-Detektor in einer Umgebung in der eine Temperatur von $4,2\text{ K}$ herrscht.

Deshalb mußten Verschiedene Schwierigkeiten beim Detektordesign überwunden werden:

- Der Platz für den Detektor im Inneren des Magneten ist sehr beschränkt, eine befriedigende Ortsauflösung muß auf engstem Raum erreicht werden.
- Die Detektoren im Inneren müssen in einem hohen magnetischen Feld, die Falle benötigt ein Feld von $6\text{T} = 60\text{kG}$, zuverlässig arbeiten.
- Szintillierende Fasern werden mit Photomultiplier ausgelesen, diese müssen in einem starken Streufeld von etwa 400 Gauß funktionieren.
- Die Detektoren müssen bei flüssig-Helium-Temperatur oder wenigstens bei flüssig-Stickstoff-Temperatur arbeiten.
- Die Gammaquanten aus der Elektron-Positron-Absorption werden in der Materie des Magneten absorbiert und müssen ebenfalls im Inneren des Magneten nachgewiesen werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Ortsrekonstruktion des Vertexpunktes mittels Monte-Carlo-Simulationen zu optimieren und die szintillierenden Fasern sowie Multianoden-Photomultiplier zu deren Auslese auf ihre Eignung zu testen.

Kapitel 2

Simulation des Detektors

In der Planungs – und Vorbereitungsphase von Experimenten mit komplexen Detektorsystemen ist die Zuhilfenahme von Monte–Carlo–Simulationen unerlässlich. Durch die Simulation können komplizierte Phänomene, bei denen eine Reihe von statistischen Prozessen eine Rolle spielen und auf andere Weise nicht oder nur schwer zugänglich sind, untersucht werden. Durch die hohe Zahl simulierter Einzelereignisse kann dann wieder eine Wahrscheinlichkeitsfunktion für das Endergebnis angegeben werden.

Im ATRAP–Experiment sind diese statistischen Prozesse die Annihilation des Anti–Wasserstoffs und die Wechselwirkung der Annihilationsprodukte mit der Materie.

Ziel der Simulation war die Optimierung der Ortsrekonstruktion des Annihilationspunktes. Das FORTRAN–Programm „atrap“ erzeugt Annihilationsereignisse in der Fallwand und simuliert die Wechselwirkungen mit Materie. Das Programm greift zu diesem Zweck auf das CERN–Softwarepaket „GEANT“ zurück. Die Treffer („Hits“) in den Detektoren werden gespeichert, und anhand der Hits in den Fasern werden die Spuren der geladenen Pionen im Magnetfeld rekonstruiert („getracked“), wie in Abb.[2.1] dargestellt.

Triggerauswahl Die Reaktion $\bar{H} + H \rightarrow n \cdot \pi^+ + n \cdot \pi^- + m \cdot \pi^0 + 2 \times 511\text{keV}\gamma$ wird unter der Annahme simuliert, daß die Annihilation am Fallenrand stattfindet. Die zur Ortsrekonstruktion verwendbaren Ereignisse müssen vorselektiert werden, deshalb werden folgende Triggerbedingungen an die Ereignisse gestellt:

- die beiden Back-to-Back-Gammaquanten aus der Elektron–Positron–Annihilation werden in den BGO–Detektoren registriert, ohne daß eine Faser vor diesen BGO–Segmenten ein Signal produziert (Elektron–Positron–Trigger)
- wenigstens zwei Hits in jeder Faserlage, sodaß zwei Spuren rekonstruiert werden können („2-Track–Trigger“).
- der Winkel die rekonstruierten Spuren relativ zu den Faserlagen darf nicht zu flach sein
- der rekonstruierte Ort muß in der Nähe der Falle liegen

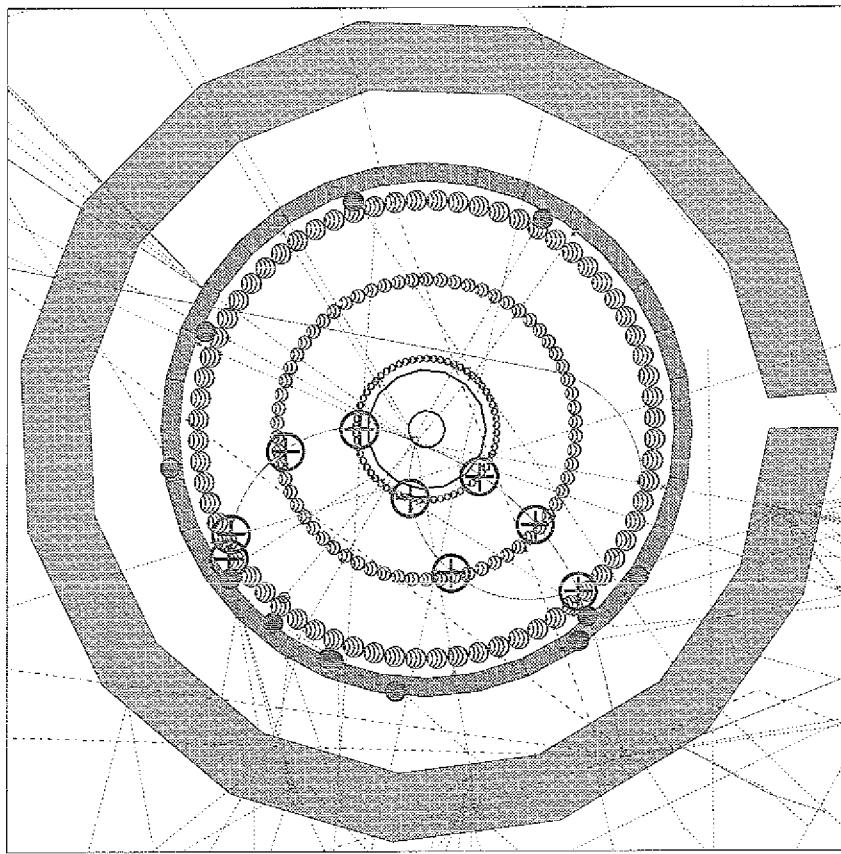


Abbildung 2.1: Ein Anti-Wasserstoff - Materie – Annihilationseignis am Fallenrand (kleiner Keis im Zentrum) wurde simuliert. Kreuze deuten Treffer in den Fasern, Punkte in den BGOs an. Es wurden die Spuren dreier geladener Pionen rekonstruiert.

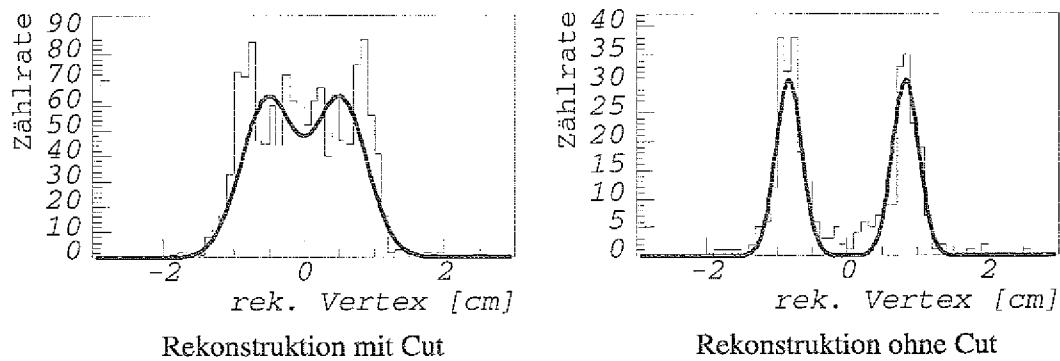


Abbildung 2.2: Verbesserung der Auflösung und Unterdrückung des Untergrunds durch „Schnitte“. Als Cut-Bedingung wurde ein Winkel von wenigstens 23° zwischen sich kreuzenden Spuren und maximal vier Kreuzungspunkte verlangt.

Schnitte Durch zusätzliche Bedingungen, sog. „Schnitte“ („Cuts“) kann die Rekonstruktion des Annihilationsvertex verbessert bzw. sein Fehler verringert werden. Fordert man einen Mindestwinkel zwischen zwei sich kreuzenden Spuren von $0,8 \text{ rad} \hat{=} 23^\circ$ und maximal vier Kreuzungspunkte, kann der Untergrund z. T. drastisch reduziert und die Ortsrekonstruktion verbessert werden, wie auf Abb.[2.2] zu sehen ist. Die Simulationen zeigen, daß die „2-Track-Trigger“-Rate fast ausschließlich von der Raumwinkelabdeckung des Faserdetektors abhängt, der „Elektron-Positron-Trigger“ ist hauptsächlich durch die Effizienz der BGO-Kristalle limitiert. Aufgrund des Platzmangels können nur relativ dünne Kristalle verwendet werden, sodaß eine Effizienz von etwa 10 % erreicht wird.

Spurrekonstruktion und Ortsauflösung Die Mindestanzahl der Faserlagen für die Spurrekonstruktion sind 3, denn 3 Kreuzungspunkte definieren einen Kreisbogen, auf den die geladenen Pionen im Magnetfeld gezwungen werden. Indem man mehr Lagen nimmt, kann die Kreisbahn gefittet und damit der Untergrund drastisch reduziert werden. Die größte Verbesserung erhält man beim Übergang von 3 auf 4 Lagen, während weitere Lagen nur noch kleine Verbesserungen bringen.

In der Realität ist jedoch die Anzahl der Kanäle nach oben begrenzt. Berücksichtigt man dies und variiert die Zahl der Lagen, während die Zahl der Fasern konstant gehalten wird, so erzielt man mit 3 Lagen unter Verwendung der Cuts vergleichbare Ergebnisse wie mit 4 Lagen, bei der Hinzunahme einer fünften Lage verschlechtert sich das Ergebnis sogar. Die Auflösung verbessert sich, wenn die Faserdicke nicht für alle Lagen gleich ist, sondern linear mit dem Abstand von der Falle zunimmt, sodaß jede Faser immer den gleichen Raumwinkel abdeckt, unabhängig von ihrer Entfernung vom Fallenmittelpunkt.

$\sigma[\text{mm}]$	3 Lagen	4 Lagen	5 Lagen
$d = \text{const}$	1,73	1,68	2,23
$d \sim R$	1,59	1,60	1,81

Tabelle 2.1: Sigma der Ortsrekonstruktion für festen Faserdurchmesser d und für gleiche Winkelabdeckung, d. h. $d \sim R$ (R ist der Abstand zum Fallenmittelpunkt) bei konstanter Faserzahl.

Die Ortsauflösung des Faserdetektors ist durch seine eigene Granularität, d. h. durch die Faserdicke, und die Streuung der Pionen im Fallenmaterial selbst begrenzt. Die Simulation bietet die Möglichkeit, nichtrealisierbare Grenzfälle zu betrachten, wie z. B. Ausschalten der Streuung durch Definition unendlich dünner Fallenwände oder quasi unendlich gute Detektorauflösung.

Wie Abb.[2.3] zeigt, ist die Ortsauflösung für den Faserdurchmesser von $50\mu\text{m}$ durch die Dicke der Fallwand alleine bestimmt, für $1,5\text{mm}$ -Fasern zunächst hauptsächlich durch die Granularität des Faserdetektors. Im Fall der $50\mu\text{m}$ -Fasern läßt sich eine Wurzel funktion durch die Daten legen, die den Anstieg bis zu einer Wanddicke von 5mm sehr gut

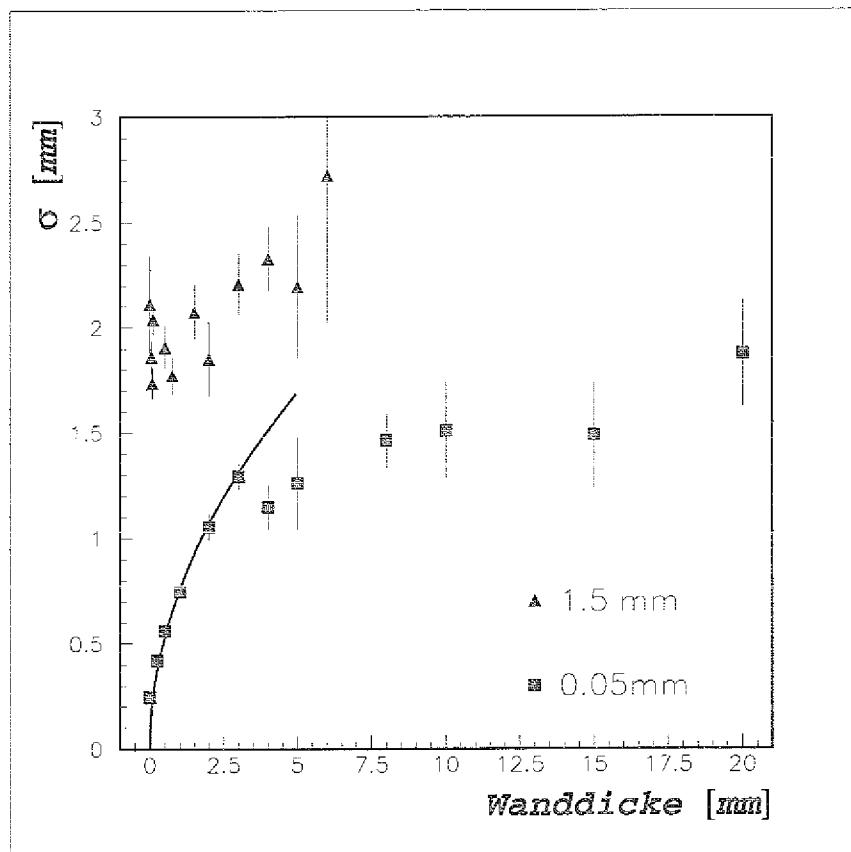


Abbildung 2.3: Bei der dünnen Faser wird die Auflösung durch die Fallendicke bestimmt, bei der dickeren durch den Faserdurchmesser. Der Fehler steigt ab 3 mm Wanddicke stark an.

beschreibt, wie es nach der Formel für Mehrfach-Kleinwinkelstreuung erwartet wird:

$$\theta_{strgg} = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta cp} \cdot z \cdot \sqrt{x/X_0}, \quad (2.1)$$

wobei p , $\beta \cdot c$ und z Impuls, Geschwindigkeit und Ladung des einfallenden Teilchens sind und x/X_0 das Verhältnis zwischen Materialdicke und der Strahlungslänge ist. Für die Strahlungslänge gilt die Näherung:

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ g cm}^2 A}{Z(Z+1) \cdot \ln(287/\sqrt{Z})}, \quad (2.2)$$

mit der Kernladungszahl Z und dem mittleren Atomgewicht A . Für Wanddicken größer als 5 mm Kupfer ist 2.1 keine gute Näherung mehr. Die Auflösung des Detektors kann deutlich verbessert und der Fehler der Ortsrekonstruktion verringert werden, wenn die Fallendicke unter 3 mm Kupfer beträgt.

Außerdem zeigen die Simulationen, daß eine Minimierung der Wände der Fallenumhüllung 50% effizienter ist als die Minimierung der Fallenwand selbst.

Kapitel 3

Untersuchung des Verhaltens szintillierender Fasern

Als preiswerte, ortsauf lösende und strahlen- und magnetfeldresistente Detektorkomponente bieten sich szintillierende Fasern für den Bau des inneren Detektors an.

3.1 Szintillatoren und Szintillationsprozeß

Das Prinzip des Szintillationszählers besteht darin, daß ein Teil der beim Teilchendurchgang vom Szintillator absorbierten Energie in elektromagnetische Strahlung umgewandelt wird, deren Nachweis nach möglichst verlustarmer Lichtleitung mit einem Photomultiplier erfolgt. In der Realität wird im Szintillator durch ionisierende Strahlung zunächst UV-Licht erzeugt, welches durch Wellenlängenschieber in sichtbares Licht umgewandelt wird, um seine Reabsorption zu verhindern. Dieses Licht kann dann verlustarm zum Photomultiplier transportiert werden.

Ein ideales Szintillatormaterial sollte folgende Eigenschaften haben

- die Energie der ionisierenden Strahlung wird effizient in detektierbares Licht umgewandelt
- die Umwandlung erfolgt linear — die Lichtausbeute ist proportional der deponierten Energie
- das Material ist transparent für das Szintillationslicht
- die Zerfallszeit ist kurz, so daß ein schnelles Zeitsignal erzeugt wird
- der Brechungsindex liegt in der Nähe von Glas, um eine effiziente Ankopplung an Lichtleiter und Photomultiplier zu erreichen
- das Material muß in ausreichender Menge und Qualität sowie moderatem Preis herstellbar sein

Kein Material erfüllt alle diese Anforderungen gleichzeitig. In dieser Anwendung bieten sich szintillierende Fasern auf der Basis organischen Szintillatormaterials an.

3.1.1 Energieverlust im Szintillator

Ein geladenes Teilchen verliert auf seinem Weg durch Materie über verschiedene Prozesse Energie. Die wichtigste Rolle spielen dabei die folgenden drei:

- elastische Stöße mit schwach gebundenen Hüllenelektronen
- Ionisationsbremsung durch inelastische Stöße mit Elektronen
- elastische Streuung an Atomkernen

Seltener und deshalb weniger wichtig sind

- Emission von Cherenkov-Licht
- Kernreaktionen
- Aussendung von Bremsstrahlung

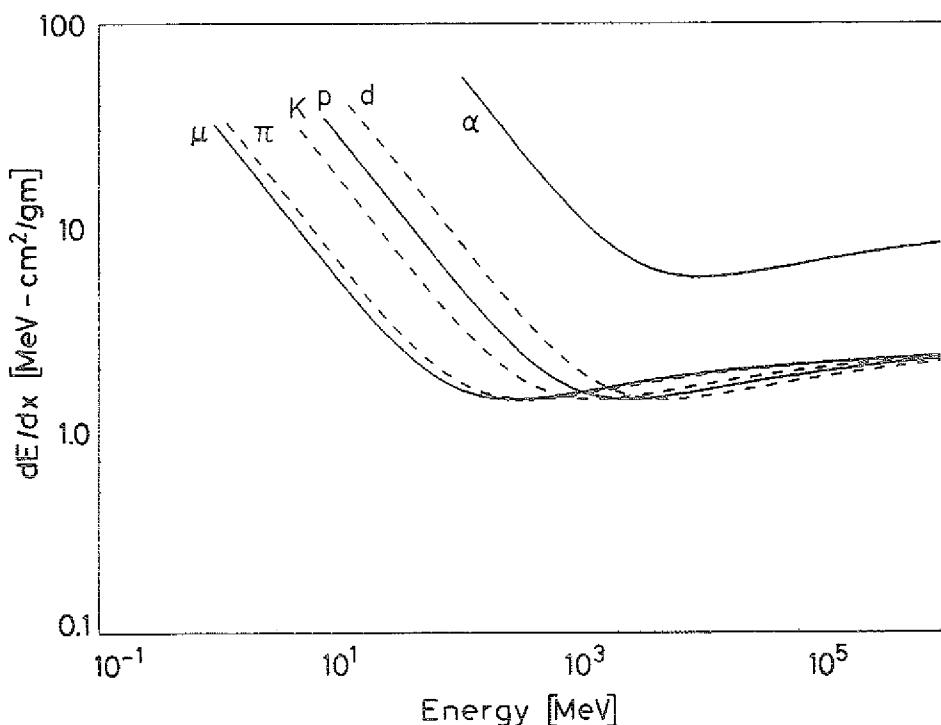


Abbildung 3.1: Energieverlust schneller geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie nach Bethe und Bloch [Bet30]. Abb. [Leo87]

Für Szintillatoren ist dabei hauptsächlich die Ionisationsbremsung durch inelastische Stöße mit gebundenen Elektronen von Bedeutung, bei genügend großem Energieübertrag

können sekundäre Elektronen, sog. δ -Elektronen, weitere Moleküle zu Szintillationen anregen. Die Größe des Energieverlustes ist sowohl von der Ladung Z_{part} und der relativistischen Geschwindigkeit β des die Materie durchquerenden Teilchens als auch von der (mittleren) Atommasse A_{mat} , der (mittleren) Kernladungszahl Z_{mat} und der Dichte ρ_{mat} des Szintillatormaterials abhängig. Den funktionalen Zusammenhang zwischen diesen Größen und dem Energieverlust pro Weg beschreibt die Bethe-Bloch-Formel

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = D \cdot \frac{Z_{mat} \cdot \rho_{mat} \cdot z^2}{A_{mat} \cdot \beta^2} \times \left[\ln\left(\frac{2 \cdot m_e \cdot \gamma^2 \cdot \beta^2 \cdot c^2 \cdot W_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_{mat}} \right] \cdot (1 + \nu) \quad (3.1)$$

wobei $D = 4 \cdot \pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e \cdot c^2 = 0,3070 \text{ MeV } \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$

und die Parameter wie folgt definiert sind:

- I mittleres Anregungspotential
- $r_e = \frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot m_e \cdot c^2} = 2,816 \times 10^{-13} \text{ cm}$ klassischer Elektronenradius
- $N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ Avogadro-Zahl
- Z_{mat} Atomzahl des Absorbermaterials
- A_{mat} Atomgewicht des Absorbermaterials
- ρ_{mat} Dichte des Absorbermaterials
- z Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten von e
- m_e Elektronenmasse
- $\beta = v/c$ des einfallenden Teilchens
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
- δ Dichtekorrektur
- C Schalenkorrektur
- W_{max} maximaler Energietransfer bei einem einzelnen Stoß

I , δ , C , W_{max} und ν sind phänomenologische Funktionen

- I charakterisiert die Bindungsenergie der Elektronen im Material und wird als empirische Funktion von Z_{mat} als

$$\begin{cases} I = 12 \cdot Z + 7 \text{ eV} & \text{für } Z < 13 \\ I = 9,76 \cdot Z + 58,8 \cdot Z^{-0,19} \text{ eV} & \text{für } Z \geq 13 \end{cases}$$

angegeben. In realo ist I eine weit kompliziertere Funktion von Z_{mat} , in die Einflüsse von Schalenabschlüssen, chemischen Bindungen und Phasenzustand der Substanz mit eingehen.

- δ beschreibt den Dichteefekt über der Energieverlustrate und ist nur für hochrelativistische Teilchen in dichten Materialien nicht vernachlässigbar. Für ultrahochrelativistische Teilchen nähert sich δ dem Wert $2 \cdot \ln \gamma + \text{const}$, wobei die Größe der Konstanten sowohl von der Dichte als auch von der chemischen Zusammensetzung des Materials abhängig ist.
- C gibt Schalenkorrekturen zu den Energieverlusten an und ist nur für Teilchengeschwindigkeiten, die im Bereich der Geschwindigkeiten der gebundenen Elektronen des Materials liegen, nicht zu vernachlässigen.
- ν repräsentiert elektrodynamische Korrekturen höherer Ordnung und ist nur wichtig, wenn $|z/\beta| \cong 137$ gilt.

Die Bethe-Bloch-Formel ist nur für relativistische Teilchen anwendbar. Abgesehen von sehr kleinen β -Werten fällt (dE/dx) mit steigendem β stark ab, bis der Energieverlust im Bereich um $\beta = 0,96$ ein Minimum annimmt, um dann langsam anzusteigen. Dieser Kurvenverlauf kommt dadurch zustande, daß die Wechselwirkungszeit des Teilchens mit steigender Teilchengeschwindigkeit β pro Längeneinheit dx kleiner wird. Für hochrelativistische Teilchen ($v \cong c$) nimmt die Geschwindigkeit mit größerer Energie nur noch wenig zu, so daß die Wechselwirkungszeit nahezu konstant wird. Das Minimum bezeichnet man als minimale „*stopping power*“, also den kleinstmöglichen Energieverlust (vergl. Abb.[3.1]).

Für schwere, nichtrelativistische Teilchen ist nur der erste Term in der eckigen Klammer der Formel 3.1 relevant.

Im Vergleich zu schweren Teilchen verlieren schnelle Elektronen ihre Energie in Materie etwas langsamer, ihr Weg durch die Materie ist jedoch ungleich komplizierter. Durch eine Streuung an einem Elektron im Material erfährt das einfallende Elektron — aufgrund der gleichen Masse der Stoßpartner — eine viel größere Ablenkung und der Energieverlust pro Stoß ist vergleichsweise hoch. Zudem kann nicht vernachlässigt werden, daß eine Streuung an einem Atomkern die Richtung des Elektrons abrupt ändern kann. Für schnelle Elektronen gilt daher eine modifizierte Bethe-Bloch-Formel:

$$\begin{aligned}
-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{el} &= D \cdot \frac{Z_{mat} \cdot \rho_{mat}}{2 \cdot A_{mat} \cdot \beta^2} \\
&\times \left[\ln \left(\frac{m_e \cdot \beta^2 \cdot c^2 \cdot E_{el}}{2 \cdot I^2 \cdot (1 - \beta^2)} \right) \right. \\
&- (\ln 2) \cdot (2 \cdot \sqrt{(1 - \beta^2)} - 1 + \beta^2) + (1 - \beta) \\
&\left. + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{(1 - \beta^2)})^2 \right]
\end{aligned} \tag{3.2}$$

wobei die Bezeichnungen von 3.1 beibehalten wurden.

Die obere Grenze der Lichtausbeute eines Szintillators mit bekannter Dicke d bei Anregung durch ein minimalionisierendes Teilchen läßt sich einfach abschätzen. Legt man einen Energieverlust von

$$\frac{\delta E}{\delta x} \Big|_{min.ion.} = 230 \frac{\text{keV}}{\text{mm}}$$

zugrunde, und nimmt man weiterhin an, daß pro $0,1 \text{ keV}$ deponierter Energie ein Photon produziert wird, so erhält man die maximal mögliche Anzahl an erzeugten Photonen N_γ aus:

$$N_\gamma = 230 \frac{\text{keV}}{\text{mm}} \times d(\text{in mm}) \times \frac{1}{0,1} \text{ keV}^{-1}. \quad (3.3)$$

3.1.2 Der Szintillationprozeß bei organischen Szintillatoren

Die Plastikszenillatoren bestehen aus polymerisierten, aromatischen Kohlenwasserstoffen, deren Grundbausteine Benzolringe sind. In der Praxis finden Polystyren und Polivinyltoluene (PVT) Verwendung. Eine ihrer wichtigsten Eigenschaften im Einsatz als Detektor ist die schnelle Abklingzeit τ_{prompt} in der Größenordnung von einigen Nanosekunden oder weniger, so daß sie schnelle Zeitsignale liefern.

Das Szintillationslicht in diesen Molekülen hat seinen Ursprung in den Übergängen der

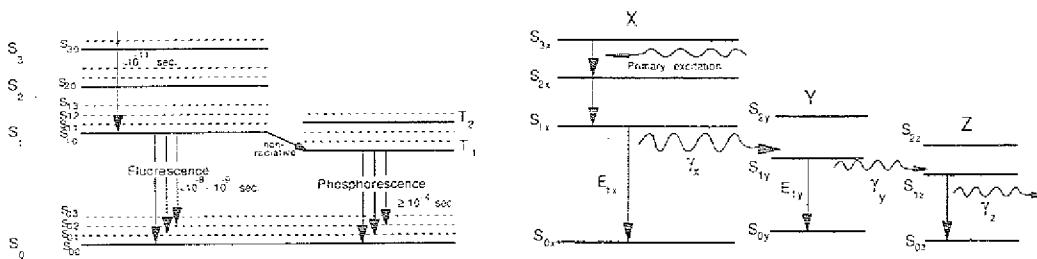


Abbildung 3.2: Niveauschema der π -Elektronen und Szintillationsmechanismus mit zwei Wellenlängenschiebern. Abb. [Whi88]

quasifreien Valenzelektronen. Diese *delokalisierten* Elektronen können keinem bestimmten Kohlenstoffatom zugeordnet werden und besetzen die *π -Molekülorbitale* der Benzolringstruktur. Ein typisches Niveauschema zeigt Abb.[3.2], wobei man Singulett- und Tripletzustände unterscheiden muß. Der Grundzustand ist ein Spinsingulett, der mit S_0 bezeichnet wird. Darüber liegen die angeregten Zustände (S_1, S_2, \dots), der niedrigste Tripletzustand T_0 und seine Anregungszustände (T_1, T_2, \dots). Jedes Elektronenniveau hat eine Feinstruktur aufgrund der Vibrationszustände des Moleküls. Zur Anregung der Elektronenniveaus wird eine Energie von einigen eV benötigt, um die Vibrationsniveaus anzuregen genügen schon einige zehntel eV .

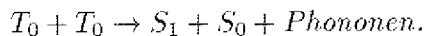
Ionisierende Strahlung gibt auf verschiedene Arten Energie an das Szintillatormaterial ab:

- Ionisation der π -Elektronen
- Anregung von π -Elektronen
- Anregung von Molekülvibrationen
- Anregung tiefergebundener Elektronen
- Ionisation tiefergebundener Elektronen

Für den Szintillationsprozeß sind nur die Fälle relevant, in denen π -Elektronen beteiligt sind.

Die höher als S_1 angeregten Singulettzustände zerfallen instantan und strahlungslos zum ersten angeregten Zustand. Für den S_1 ist die Wahrscheinlichkeit relativ hoch, beim Übergang in den Grundzustand oder einen Vibrationszustand des Elektronengrundzustandes innerhalb von wenigen Nanosekunden ein Photon auszusenden. Dies ist der normale Fluoreszenzefekt mit einer Zeitkonstante τ_{prompt} . Die Tatsache, daß der S_1 -Zustand in Vibrationszustände des S_0 -Zustands zerfällt, ist dafür verantwortlich, daß der Szintillator bis zu einem gewissen Grad für sein eigenes Licht transparent ist.

Für den Tripletzustand gibt es ähnliche strahlungslose Übergänge, die das System in den Tripletgrundzustand bringen. Übergänge vom T_0 - zum S_0 -Zustand sind zwar möglich, aber bis zu hoher Multipolordnung verboten (Interkombinationsverbot). Wahrscheinlicher ist ein Prozeß, in dem zwei Moleküle im Tripletgrundzustand so miteinander wechselwirken, daß eines in den S_1 -Zustand, das andere in den S_0 -Zustand übergeht und die restliche Energie durch Phononen abgeführt wird:



Der angeregte Singulettzustand gibt seine Energie wieder wie beschrieben als Photon ab. Dieses Photon kommt um eine charakteristische Zeit, der „Wechselwirkungszeit“, die durch die Moleküldynamik bestimmt wird, verzögert. Man spricht von der *verzögerten* oder *langsamem* Komponente des Szintillationslichts¹. Die Zeitkonstante $\tau_{delayed}$ liegt im Bereich von Mikrosekunden. Der zeitliche Verlauf der Emission kann deshalb durch

$$N(t) = A \cdot \exp(-t/\tau_{prompt}) + B \cdot \exp(-t/\tau_{delayed}) \quad (3.4)$$

$$N_0 = A + B \quad (3.5)$$

wobei $N(t)$ die zur Zeit t emittierten Photonen und τ_{prompt} sowie $\tau_{delayed}$ die schnellen bzw. langsamem Zeitkonstanten sind. N_0 ist die Gesamtzahl der emittierten Photonen, und A und B sind materialabhängige Konstanten. A ist meist viel größer als B , so daß Szintillatoren schnelle Zeitsignale liefern.

Aufgrund der molekularen Natur der Lumineszenserscheinung in diesem Material kann es in vielfältiger Form eingesetzt werden, ohne seine Eigenschaften zu verlieren.

Nachteil eines einkomponentigen Szintillators ist die hohe Reabsorptionswahrscheinlichkeit für das Szintillationslicht. Eine drastische Erhöhung der absoluten Szintillationseffizienz \mathfrak{S}_{szint} wird durch eine minimale Zumengung (wenige Prozent) von sogenannten Wellenlängenschiebern, speziellen aromatischen Kohlenwasserstoffen, wie z. B. 2,5-Phenyl-Oxazole (PPO) oder 1,4-Di-[2-(5-Phenylloxazoly)]-Benzene (POPOP), erreicht. Diese Benzolderivate sind in der Polymermatrix des Trägermaterials eingebettet und nehmen von diesem Energie durch Photonen oder Exitonenaustausch auf. Die Wellenlängenschieber relaxieren durch Aussendung von Licht, dessen Spektrum mit dem Absorptionsspektrum des Hauptbestandteils des Szintillators nur einen minimalen Überlapp hat. Als Konsequenz ist das Absorptionsspektrum des Szintillators insgesamt von seinem Emissionsspektrum verschieden, er ist für sein Licht transparent.

¹Diese verzögerte Licht wird oft als *Phosphoreszenzlicht* bezeichnet.

Lichtausbeute und Quenching

Idealerweise sollte die Lichtausbeute linear mit der von einem Teilchen im Szintillator deponierte Energie anwachsen. Bei schweren und/oder sehr langsamem $\beta \ll 1$ Teilchen verringert sich die Szintillatoreffizienz \mathfrak{S}_{szint} . Da diese Teilchen recht hohe Ionisations- und Anregungsdichten im Szintillatormaterial induzieren, tritt ein Sättigungseffekt (Ionisationsdefekt) auf. Die Leuchtzentren im Szintillator werden durch zu große deponierte Energiemengen abgesättigt. Dieses „Quenching“² genannte Phänomen ist dafür verantwortlich, daß die Szintillationswirkung oder Lichtausbeute \mathcal{L} für verschiedene Teilchen trotz gleicher Energiedeposition unterschiedlich ist.

Der spezifische Energieverlust dE/dx und damit die Ionisationsdichte variieren nach der Bethe-Bloch-Formel (3.2) mit Teilchensorte und -energie, sofern man von relativistischen Teilchen absieht. Dadurch ändert sich \mathcal{L} nichtlinear mit E und ist von der jeweiligen Teilchensorte abhängig. Unter der Annahme, daß nur primäre Anregungen durch die hohe Dichte ionisierter und angeregter Moleküle gequencht werden, findet Birks ([Bir64]) empirisch folgende Relation:

$$\frac{d\mathcal{L}}{dx} = \frac{\mathfrak{S}_{szint} \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + k_q \cdot B \cdot \frac{dE}{dx}} = Q \cdot \frac{dE}{dx}, \quad (3.6)$$

wobei

- Q der sogenannte Quenchingfaktor
- $B \cdot \frac{dE}{dx}$ die spezifische Ionisations- und Anregungsdichte entlang des Ionisationsschlauches mit der Konstanten B ,
- k_q der sogenannte Quenchingparameter und
- \mathfrak{S}_{szint} die Szintillationseffizienz

ist. Für große Energieverluste wird 3.6 zu

$$\frac{d\mathcal{L}}{dx} = \frac{\mathfrak{S}_{szint}}{k_q \cdot B}, \quad (3.7)$$

während sich für kleine $\frac{dE}{dx}$ -Werte und für relativistische Teilchen ein linearer Zusammenhang gilt:

$$\frac{d\mathcal{L}}{dx} = \mathfrak{S}_{szint} \cdot \frac{dE}{dx}. \quad (3.8)$$

Bimolekulares Quenching durch Wechselwirkung des angeregten Moleküls mit seinen unmittelbaren Nachbarn ist nur für sehr große Energieverluste (vergl. [Cra70]) und/oder bestimmte Materialien von Bedeutung.

Zur Korrektur von Effekten höherer Ordnung, wie bimolekulares Quenching, ergänzt Chou [Cho52] die Formel 3.6 durch einen quadratischen Term im Nenner:

$$\frac{d\mathcal{L}}{dx} = \frac{\mathfrak{S}_{szint} \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + k_q \cdot B \cdot \frac{dE}{dx} + C \cdot (\frac{dE}{dx})^2}, \quad (3.9)$$

mit der Konstanten C .

²to quench (engl.) - löschen, dämpfen

3.1.3 Aufbau und Funktionsweise szintillierender Fasern

Szintillierende Fasern bestehen aus zwei Komponenten:

- Der Szintillatorkern („Core“), in dem die Teilchendetektion stattfindet, besteht bei den betrachteten Fasertypen (Typ BCF-12 der Firma Bicron, Typ SCSF-81 der Firma Kuraray und Typ S101A der Firma Optectron) aus Polystyrol $[CH(C_6H_5)-CH_2]_n$. Zur Unterdrückung der Reabsorption des Szintillationslichts durch den Szintillator selbst werden dem Kern zwei Wellenlängenschieber zugesetzt.
- Das sog. Cladding³ umgibt den Szintillatorkern als eine dünne Haut ($d \cong 50 \mu\text{m}$). Das Cladding hat zwei Aufgaben: zum einen bildet es eine Schutzschicht gegen äußere mechanische und chemische Einflüsse für den Szintillatorkern, zum anderen ermöglicht es als optisch dünneres Material überhaupt erst den Lichttransport innerhalb der Faser.

Das Cladding besteht bei allen drei Anbietern aus einem Fluoropolymer-Material mit leicht unterschiedlicher chemischer Formel und unterschiedlichem Brechungsindex.

Der Polystyrolkern hat einen Brechungsindex $n_{Core} = 1,59$. Der Brechungsindex des Claddings variiert je nach Hersteller von $n_{Cladd} = 1,416$ bis $n_{Cladd} = 1,490$, die Firmen Bicron und Kuraray bieten auch Fasern mit Doppelcladding an, wobei die jeweiligen Brechungsindices $n_{Cladd}^{innen} = 1,490$ und $n_{Cladd}^{außen} = 1,420$ sind. Der Brechungsindex nimmt somit über die Medien Core \rightarrow Cladding \rightarrow Luft von 1,59 auf 1 für Luft ab. Das im Faserkern entstandene Szintillationslicht kann daher über Totalreflexion an den Grenzschichten Core \rightarrow Cladding und Cladding \rightarrow Luft in der Faser eingefangen und transportiert werden. Denkt man sich das von einem hochenergetischen Teilchen an einem Punkt in der Faser erzeugte Licht isotrop ausbreitend, so kann nur das Licht in der Faser verbleiben, das der Bedingung für Totalreflexion an den Grenzschichten zwischen den Medien genügt. Über das Snellius'sche Brechungsgesetz lässt sich der Grenzwinkel des Lichtes zur Achse der Faser angeben, bis zu dem noch Totalreflexion stattfindet. Licht mit größerem Winkel verlässt die Faser.

Für den Übergang Core \rightarrow Cladding ergibt sich der Grenzwinkel für Licht, das in der Nähe der Faserachse entsteht zu:

$$\alpha_{lim}^{(Core)} = 90^\circ - \arcsin\left(\frac{n_{Cladding}}{n_{Core}}\right) \quad (3.10)$$

Für das sogenannte Cladding-Licht, das Licht, welches an den Grenzflächen inneres Cladding \rightarrow äußeres Cladding, bzw. (äußeres) Cladding \rightarrow Luft totalreflektiert wird, ergibt sich ein größerer Grenzwinkel

$$\alpha_{lim}^{(cladding)} = 90^\circ - \arcsin\left(\frac{n_{Luft}}{n_{Cladding}} \cdot \frac{n_{Cladding}}{n_{Core}}\right) \quad (3.11)$$

Das von der Faser weitergeleitete Licht liegt innerhalb zweier Kegel, den „Akzeptanzkegeln“. Deren Öffnungswinkel ist gleich dem doppelten Grenzwinkel. Die Fasern werden an einem Ende durch einen Photomultiplier ausgelesen, so daß nur die Hälfte des über Totalreflexion eingefangenem Lichts registriert wird, die andere Hälfte verläßt die Faser am nicht

³clad (engl.)[Adj.] - gekleidet

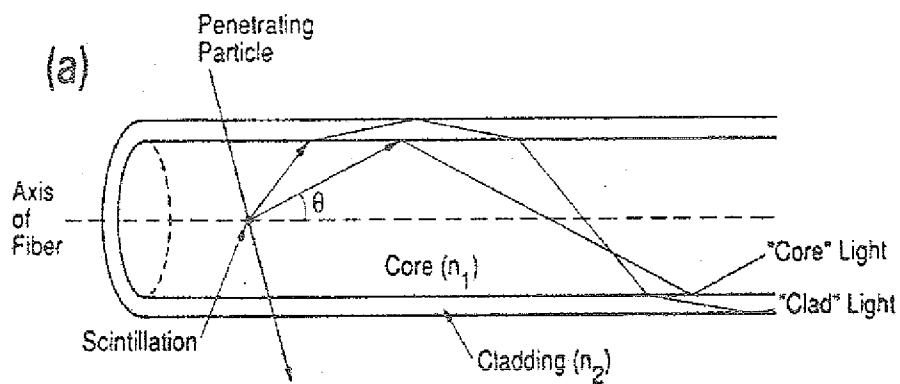


Abbildung 3.3: Ist der Winkel Θ des auf der Faserachse erzeugten Szintillationslichts kleiner als der Grenzwinkel der Totalreflexion α_{lim} , kann das Licht in der Faser weitertransportiert werden. Die Grenzwinkel sind hier aus Gründen der Übersichtlichkeit größer dargestellt als in der Realität.
Abb. [Haw90]

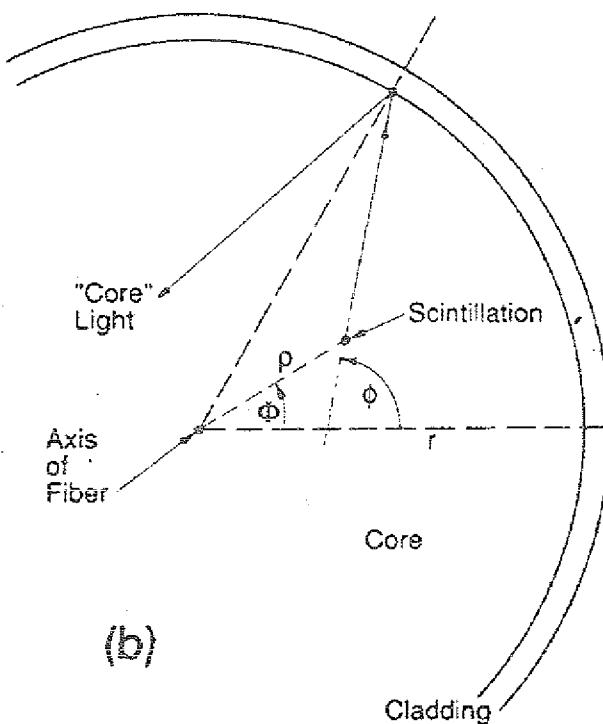


Abbildung 3.4: Licht das nicht in der Nähe der Faserachse entsteht hat sowohl eine azimuthalen- als auch einen polaren Einfallswinkel relativ zur Normalen der Faseroberfläche. Abb. [Haw90]

ausgelesenen Ende oder wird dort absorbiert. Das Verhältnis der Fläche, die der Akzeptanzkegel aus der Einheitskugel schneidet, zu ihrer Gesamtfläche nennt man Einfangeffizienz:

$$F_{capt} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_{Cladding}}{n_{Core}} \right) \quad (3.12)$$

Bei runden Fasern ist der Sachverhalt komplizierter. Licht, das nicht in der Nähe der Faserachse entsteht, hat sowohl einen azimuthalen als auch einen polaren Einfallswinkel relativ zur Normalen der Faseroberfläche, vergl. Abb.[3.4]. Für dieses Licht ergibt sich die Bedingung für Totalreflexion zu:

$$\sin \theta \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{r} \sin(\phi - \Phi) \right)^2} \leq \sin \alpha_{lim} \quad (3.13)$$

wobei

- ρ und Φ die Ortskoordinaten des Szintillationsereignisses,
- θ und ϕ der Polar- und der Azimuthwinkel der Emissionsrichtung sind, und
- r der Radius der Faser ist.

Es kann so Licht in der Faser gefangen werden, dessen Emissionswinkel θ größer ist als der Grenzwinkel α_{lim} , wenn $\rho \neq 0$ und $\phi \neq \Phi$. Dieses „off-axis“-Licht spiraliert unter vielen Reflexionen die Faser entlang und hat deshalb eine niedrigere Abschwächungslänge als „on-axis“-Licht.

Hersteller	Core		Cladding 1		Cladding 2	
	n_{core}	Material	n_{clad1}	Material	n_{clad2}	Material
Bicron	1,60	Polystyren	1,49	Polyacryl	1,42	Fluoro-Acryl
Kuraray	1,59	Polystyren	1,49	Polymethylmethacrylat	1,42	Fluoro-Polymer
Optectron	1,592	Polystyren	1,416	Fluoropolymer	—	—

Tabelle 3.2: Brechungsindices der Faserbestandteile der drei Hersteller laut Datenblatt.

Hersteller	$\alpha_{core}[^{\circ}]$	$\alpha_{clad}[^{\circ}]$	F[%]
Bicron	21,4	39,56	5,56
Kuraray	21,3	39,87	5,53
Optectron	27,2	39,49	5,55

Tabelle 3.4: Einfangwinkel und –effizienz der Fasern.

3.2 Messung der Abschwächungslänge

Das Szintillationslicht erfährt auf seinem Weg vom Entstehungsort zum Photomultiplier am Ende der Faser eine gewisse Abschwächung. Das Licht wird durch Wechselwirkung mit den Wellenlängenschiebern und durch unvermeidliche, leichte Materialtrübung absorbiert oder aus der Faser herausgestreut.

Zur Erzeugung des Szintillationslichts in der Faser wurden die Konversionselektronen einer ^{207}Bi -Quelle benutzt. ^{207}Bi zerfällt unter Aussendung von Konversionselektronen der Energie von 481(2%), 975(7%) und 1047(2%) keV zu ^{207}Pb . Der Versuchsaufbau ist in Abb.[3.5] schematisch dargestellt. Die Spektren wurden in Koinzidenz mit einem Triggerszintillator aufgenommen, die Faser wurde mit einem Photomultiplier vom Typ Thorn EMI 9839B ausgelesen. Als Maß für die Abschwächung des Lichts wird die Abschwächungs-

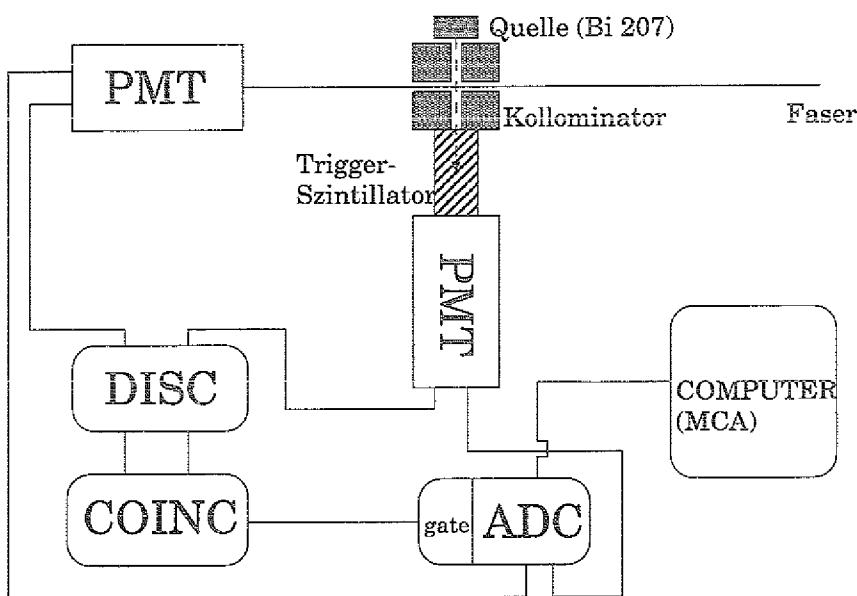


Abbildung 3.5: Die Konversionselektronen werden auf eine definierte Stelle der Faser kollimiert und erzeugen Szintillationslicht. Nach dem Durchgang durch die Faser erreichen die Elektronen den Triggerszintillator. Das koinzidente Signal aus Trigger und Faser wird zum Generieren des Gates für den ADC benutzt.

länge λ_{att} definiert. Sie ist diejenige Entfernung, nach der die Lichtintensität auf $1/e$ des ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Die auf Abb. 3.6 gezeigten Meßdaten legen nahe, zwei Exponentialfunktionen, für das Kern- und für das Cladding-Licht

$$N_{Photo-e^-} = N_{Clad} \cdot e^{\frac{-x}{\lambda_{Clad}}} + N_{Core} \cdot e^{\frac{-x}{\lambda_{Core}}} \quad (3.14)$$

anzufitten. Es ergibt sich für die Faser des Herstellers Bicron (BCF-12 Plastic Scintillating Fibre) mit 1,5mm Durchmesser ein $\lambda_{Clad} = 67,4 \pm 6,9\text{cm}$ und ein $\lambda_{Core} = 285,7 \pm 24,2\text{cm}$. Die Herstellerangabe bezieht sich auf das Kern-Licht und stimmt gut mit dieser Messung überein. Das Cladding-Licht wird durch häufigere Reflexionen um einen Faktor 4 schneller abgeschwächt, so es für Strecken $> 3 \cdot \lambda_{Clad}$ praktisch keine Rolle mehr

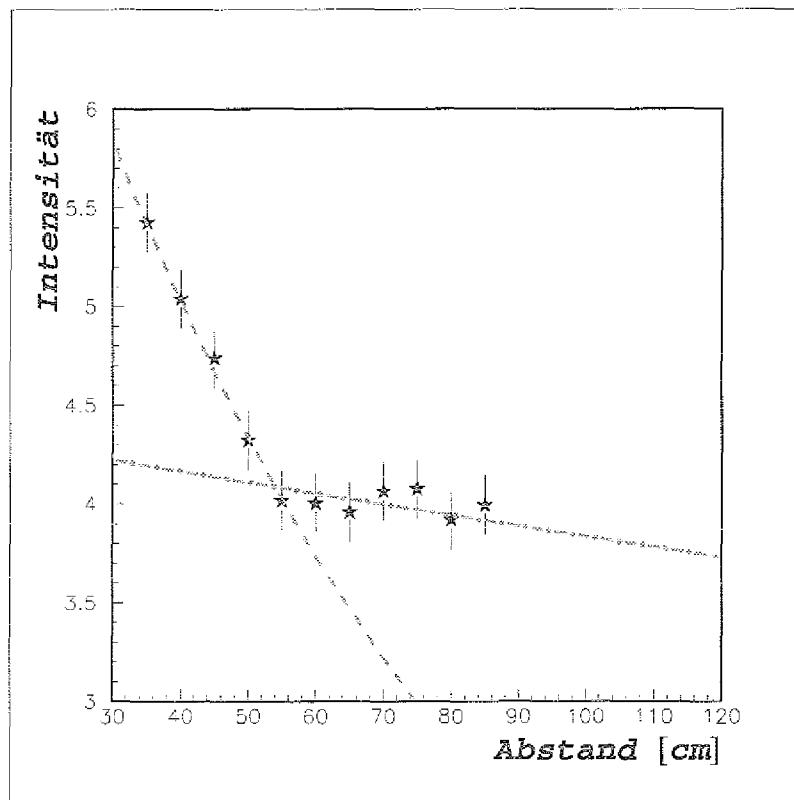


Abbildung 3.6: Abschwächung des Szintillationslichts in der B-12 Faser (Durchmesser $1,5\text{ mm}$) der Firma Bicron mit Zweifachcladding. Der steil abfallende Teil der Daten wird durch das Cladding-Licht verursacht, das Kern-Licht hat eine um ein Mehrfaches größere Abschwächungslänge.

spielt. Die Abschwächungslänge der Optectronfaser S101 (Abb.[3.7]) mit dem gleichen Durchmesser ergibt sich zu $1,38 \pm 0,18\text{ m}$. Eine differenziertere Betrachtung bezüglich Kern- und Cladding-Licht ist hier nicht möglich, u. U. ist dies auf eine fehlende zweite Cladding-Schicht zurückzuführen.

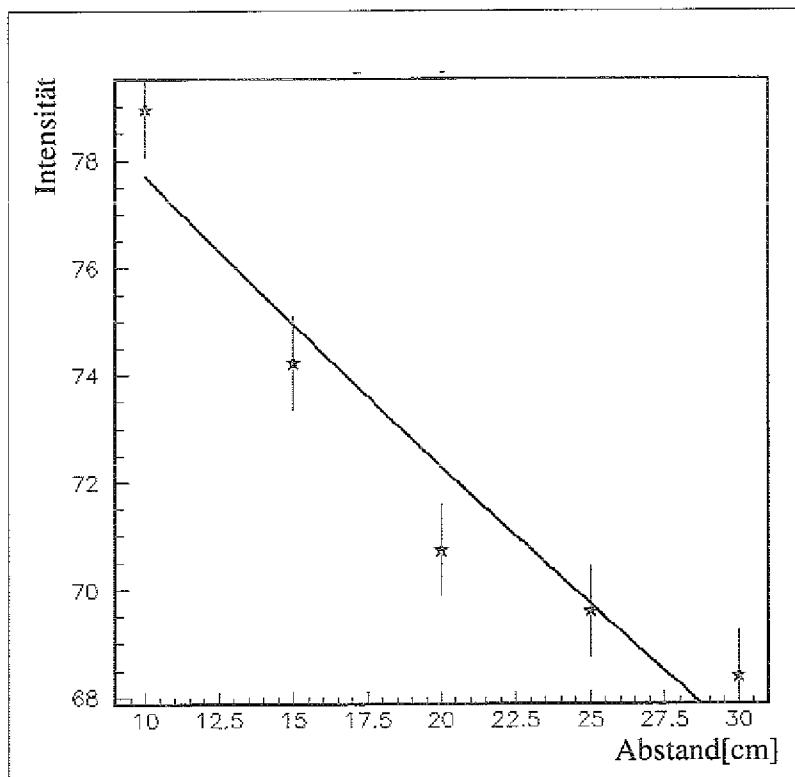


Abbildung 3.7: Abschwächung des Szintillationslichts in der S101 Faser (Durchmesser 1,5mm) der Firma Optectron.

3.3 Verhalten bei tiefen Temperaturen

Die Detektorkomponenten im Inneren des Magneten müssen bei niedrigen Temperaturen und hohen Magnetfeldern arbeiten. Das magnetische Feld sollte für den Szintillationsmechanismus und den Lichttransport unkritisch sein. Der Faserdetektor wird sich zwischen dem Solenoid und der Falle befinden, die beide auf Flüssig-Helium-Temperatur gehalten werden. Entscheidend ist daher das Verhalten der Fasern, insbesondere ihre Lichtausbeute

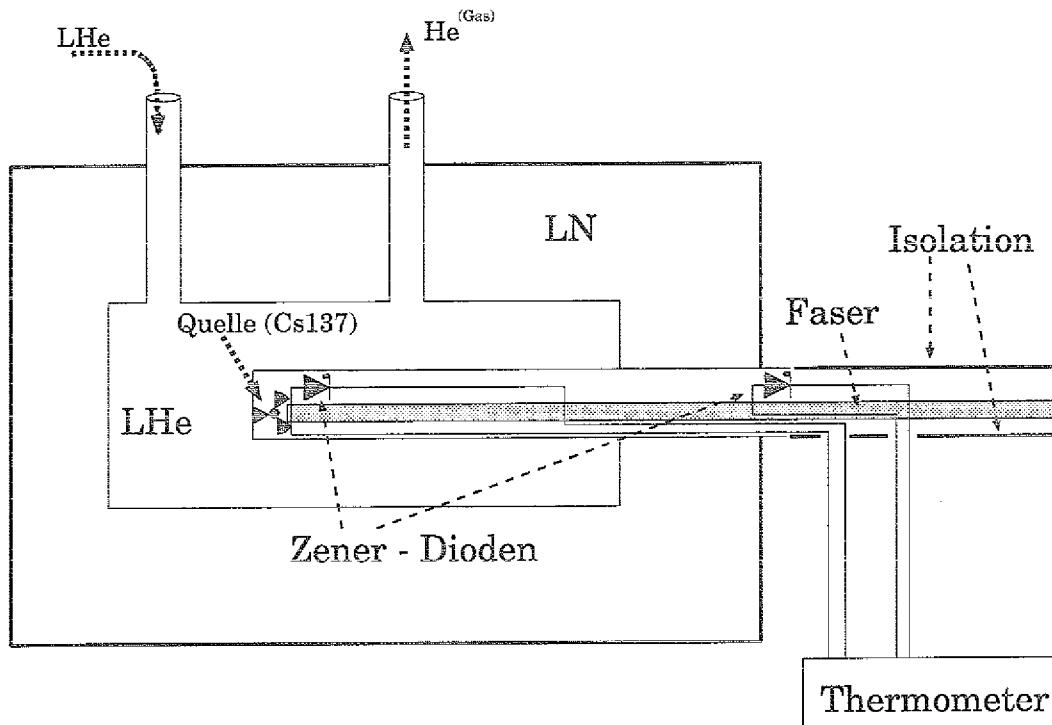


Abbildung 3.8: Das Szintillationslicht wird am Faserende durch den β -Strahler ^{137}Cs erzeugt und am anderen Ende durch einen PM ausgelesen (nicht dargestellt). Die Kühlung der Faser wird über den Durchfluß an LHe geregelt, die Temperatur wird durch Zenerdioden direkt an der Faser gemessen.

in einem Temperaturbereich zwischen 77 K und 4 K. Da eine radioaktive Quelle nicht diesen extremen Temperaturschwankungen ausgesetzt werden sollte, andererseits kosmische Strahlung zu wenig Statistik liefert, wurde ein radioaktives Präparat, ^{137}Cs auf ein Ende der Faser aufgebracht. Auf ein unabhängiges Triggersignal mußte deshalb verzichtet werden, und die Faser wurde auf sich selbst getriggert. Für die Tests bei 77 K (Flüssig-Stickstoff-Temperatur) wurde die Faser einfach mit dem aktivierte Ende in ein mit flüssigem Stickstoff gefülltes Dewar-Gefäß gehängt und am anderen Ende mittels eines Photomultipliers ausgelesen. Um bei tieferen Temperaturen bis hinunter zur Temperatur des flüssigen Heliums zu messen, wurde die in Abb.[3.8] dargestellte Apparatur benutzt. Der flüssig – Helium – Fluß wurde von außen über den Druck einer He – Gasflasche gesteuert, so daß sich entsprechend dem Durchfluß eine Temperatur an der Faser einstellte, die mit Hilfe der beiden Zener-Dioden und dem Tieftemperatur-Meßgerät Cryotherm LTI 10 der

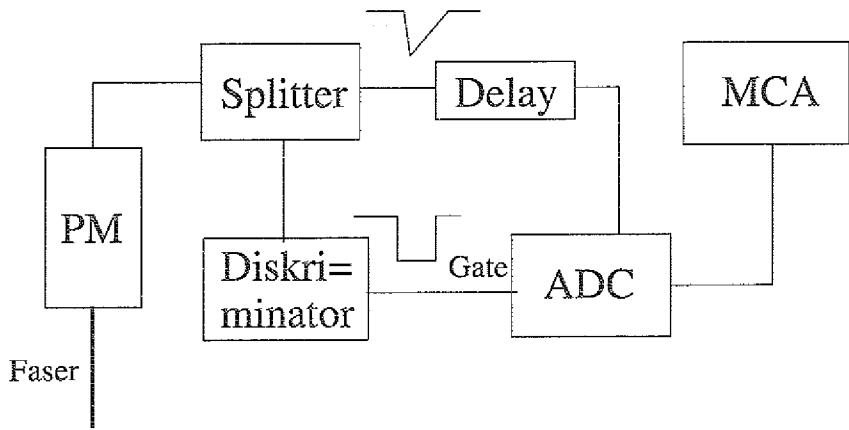


Abbildung 3.9: Read-out der Faser. Das PM-Signal wird gesplittet, ein Zweig wird auf einen Diskriminatör gegeben, der das Gate für den ADC generiert, der andere Zweig wird verzögert und auf den Eingang des ADCs gegeben.

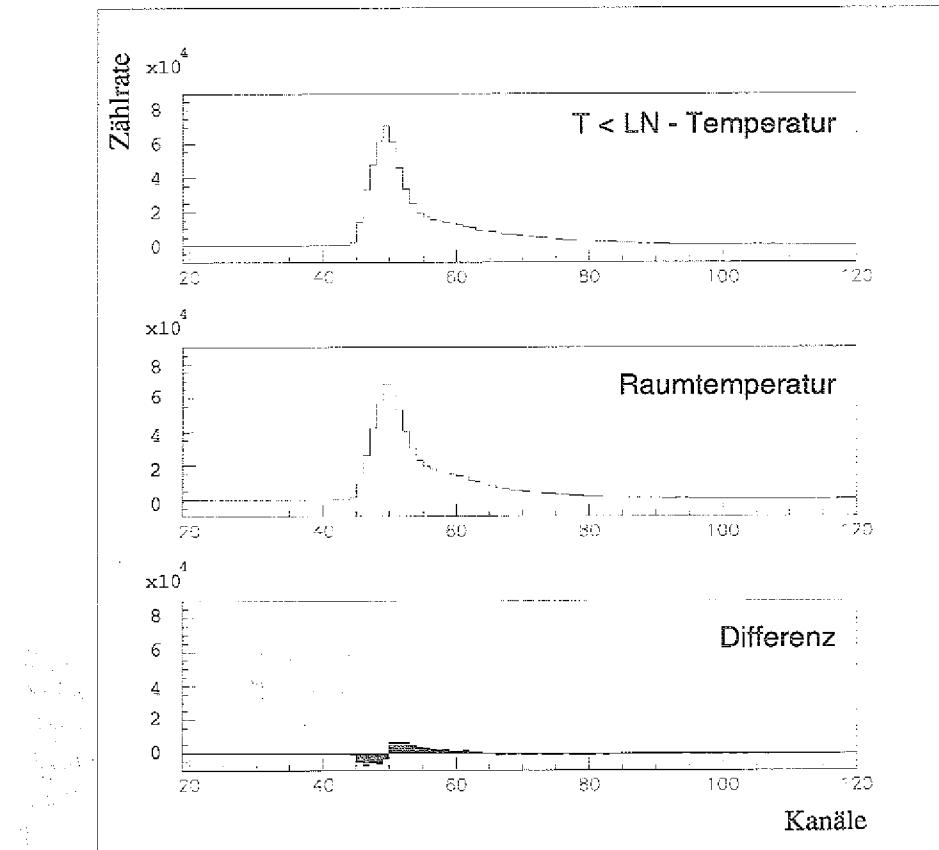


Abbildung 3.10: β -Spektren der Faser S101A Optectron bei LHe - Temperatur und bei Raumtemperatur, sowie ihre Differenz. Die Spektren unterscheiden sich um weniger als 5%

Firma Leybold gemessen wurde.

Nachteilig wirkten sich die Trägheit des Systems und der hohe Heliumverbrauch aus, der zur Folge hatte, daß die Temperatur nicht lange konstant gehalten werden konnte. Die Messung kann deshalb nur eine grobe Abschätzung liefern. Nach der Testreihe wurde die Faser wieder aufgewärmt und erneut ein Spektrum aufgenommen. Wie Abb.[3.10] beispielhaft gezeigt unterscheiden sich die Spektren um weniger als 10% bei einer mittleren Temperatur von ca. 40K.

Ein Einfrieren des Szintillationsmechanismus bei einer Temperatur von 4,2K wurde nicht beobachtet, ein eventuell auftretendes „Temperaturquenching“ konnte jedoch aus der Messung nicht quantifiziert werden.

Kapitel 4

Untersuchung des Verhaltens von Vielkanal-Photomultipliern

Photomultiplier¹ (oft abgekürzt: PM) sind Elektronenröhren, die Licht in meßbaren elektrischen Strom umwandeln. Diese hochsensitiven Geräte werden in der Hochenergie- und Kernphysik meistens zur Auslese von Szintillationsdetektoren verwendet.

4.1 Prinzipieller Aufbau und Funktion eines herkömmlichen Photomultipliers

Abb. [4.1] zeigt den schematischen Aufbau eines typischen Photomultipliers. Er besteht aus einer Kathode aus lichtempfindlichem Material, dahinter befindet sich die Elektronenoptik, die Vervielfacherstrecke bestehend aus acht bis zwölf Dynoden und schließlich der Anode, von der das Signal abgegriffen werden kann. Die Teile befinden sich in einer evakuierten Glaszyllinder, so daß der Photomultiplier äußerlich einer Elektronenröhre ähnelt.

Im Betrieb wird zwischen Kathode und Anode des PMs eine Hochspannung angelegt, die auf die Dynodenleiter mittels einer Widerstandskette (ohmscher Spannungsteiler) aufgeteilt wird. Trifft nun ein Photon auf die lichtempfindliche Schicht der Photokathode (etwa von einem Szintillator, wie bei der gegenwärtigen Anwendung), so emittiert diese ein Elektron mittels des „Lichtelektrischen Effekts“. Aufgrund der angelegten Spannung wird das Elektron auf die erste Dynode beschleunigt und von der Elektronenoptik zusätzlich fokussiert. Es schlägt dort sekundäre Elektronen aus dem Dynodenmaterial, die zur nächsten Dynode beschleunigt werden, wiederum Elektronen herausschlagen und so fort. Auf diese Weise wird eine Elektronenlawine entlang der Dynodenstrecke ausgelöst, die dann an der Anode aufgesammelt wird, wo sie als meßbares Stromsignal abgegriffen und weiterverarbeitet werden kann.

Der Strom an der Anode ist direkt proportional zu der Zahl der ankommenden Photonen, da die Photokathode und die Vervielfachungsstrecke über einen weiten Bereich linear arbeiten. Deshalb kann man beispielsweise aus dem Stromsignal eines PMs, der einen Szintillationsdetektor ausliest, nicht nur eine Information über die Anwesenheit eines Teilchens sondern

¹deutsch: Photoelektronenvervielfacher. Ich werde in dieser Arbeit weiter das englische Wort Photomultiplier verwenden, da es sich im allg. Sprachgebrauch durchgesetzt hat.

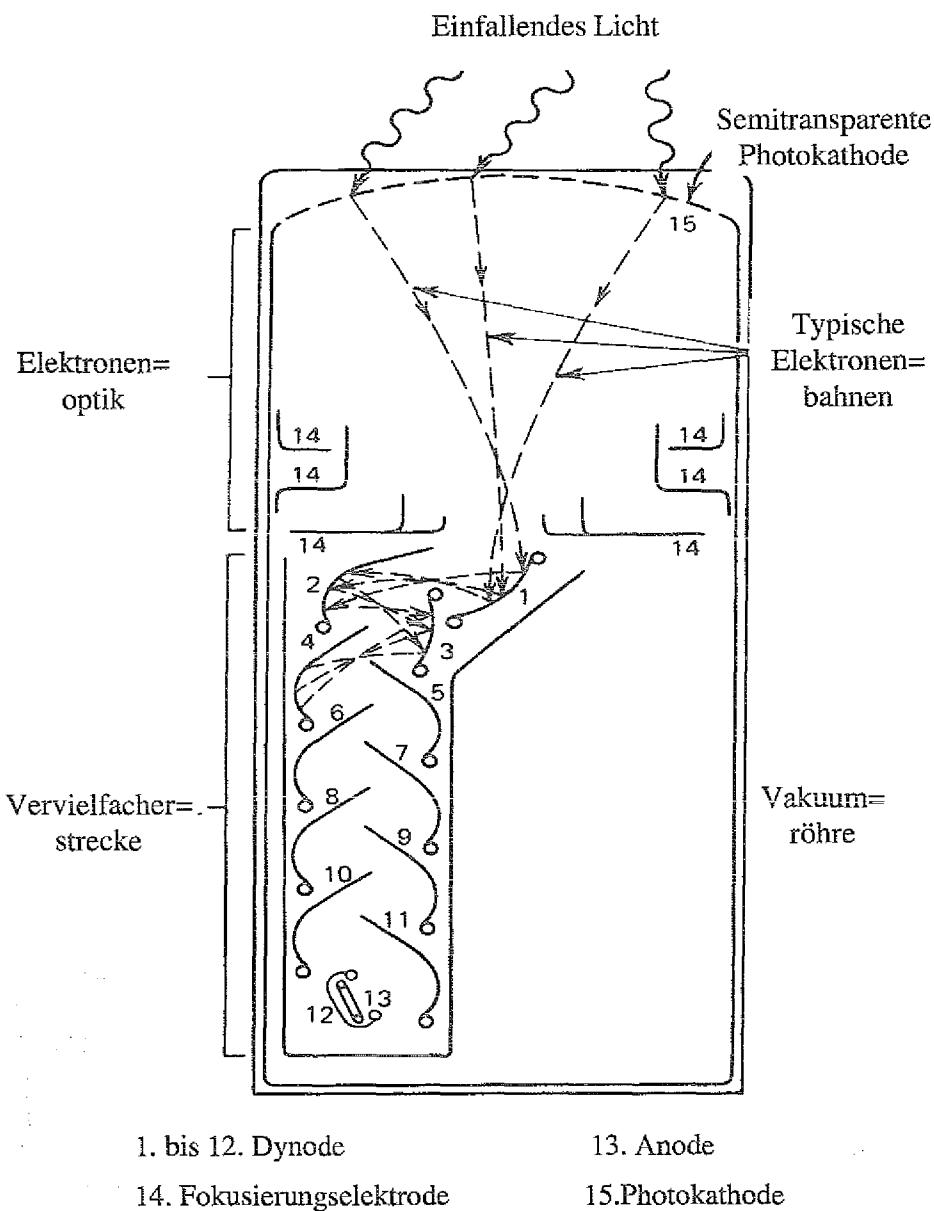


Abbildung 4.1: Prinzipskizze eines Photomultipliers. Die an der Photokathode erzeugten Elektronen werden auf die erste Dynode beschleunigt und auf der folgenden Vervielfacherstrecke verstärkt. Abb. [Kno79]

auch über seinen Energieverlust im Szintillationsmaterial erhalten.

4.1.1 Die Photokathode

Die Photokathode wandelt das einfallende Licht in einen elektrischen Strom mittels des „Lichtelektrischen Effekts“ um. Um die optische Ankopplung zu erleichtern, ist das photosensitive Material auf der Innenseite des Photomultiplierfensters aufgebracht (Ausnahme ist der „side-on“-PM, siehe Abschnitt 4.4.3.), welches aus Quarz oder Glas besteht und auf die jeweiligen Anforderungen bezüglich spektraler Transmissionseigenschaften und Brechungsindex abgestimmt ist. Nach Einsteins Formel

$$E = h\nu - \Phi, \quad (4.1)$$

wobei E die kinetische Energie des emittierten Elektrons, ν die Frequenz des einfallenden Lichts, Φ die Austrittsarbeit und h das Plancksche Wirkungsquantum ist, ist klar, daß eine minimale Frequenz benötigt wird, damit der Photoeffekt stattfinden kann. Auch oberhalb dieser Grenzfrequenz kann die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß niemals eins werden, sondern gehorcht der Poisson-Statistik und ist eine Funktion der Frequenz. Ein Maß für die spektrale Empfindlichkeit der Kathode ist die Quanteneffizienz $\eta(\lambda)$,

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{Anzahl der emittierten Primärelektronen}}{\text{Anzahl der einfallenden Photonen der Wellenlänge } \lambda} = \frac{N_K^e}{N_K^\gamma}. \quad (4.2)$$

Alternativ lässt sich auch die Strahlungsempfindlichkeit der Kathode angeben:

$$S(\lambda) = \frac{\text{Photoemissionsstrom der Kathode}}{\text{Einfallende Lichtleistung}} = \frac{I_K}{P(\lambda)}. \quad (4.3)$$

Wird $S(\lambda)$ in SI - Einheiten angegeben, so gilt der Zusammenhang:

$$S(\lambda) = \lambda \eta(\lambda) \frac{e}{hc} = \frac{\lambda \cdot \eta(\lambda)}{1240} [A/W] \quad (4.4)$$

mit der Wellenlänge λ in nm. In Abb.[4.2] ist Quanteneffizienz gegen Wellenlänge für einige gebräuchliche photoelektrische Materialien aufgetragen. I. A. wandeln die Materialien nur ein schmales Band aus dem Spektrum effektiv in Elektronen um, so daß die Photokathode nach dem zu messenden Licht ausgesucht werden muß. Die Photokathoden von Abb.[4.2] haben ihr Maximum bei ca. 400nm und sind deshalb für das Auslesen von Szintillatoren geeignet, die blaues Licht liefern. Für andere Wellenlängenbereiche gibt es noch mehr als 50 weitere Materialien, die den Bereich von Infrarot bis Ultraviolet abdecken.

Die meisten Photokathoden werden heute aus Halbleitermaterial hergestellt, gewöhnlich benutzt man Antimon, dem ein oder mehrere Alkalimetalle zugesetzt wurden. Die Quanteneffizienz der Halbleitermaterialien ist der von Metallen und anderen photoelektrischen Materialien um mindestens zwei Größenordnungen überlegen. Tatsächlich liegt die Quanteneffizienz für „verwertbare“, d. h. verstärkbare, Photoelektronen bei Metallen bei etwa 0,1%.

Die Quanteneffizienz bei den üblichen Halbleitern liegt dagegen bei 10 bis 30%. Dieser drastische Unterschied kann durch die intrinsische Struktur der Festkörper erklärt werden: Angenommen, ein Elektron absorbiert ein Photon in einer Materialtiefe x . Auf dem Weg zur Oberfläche wird es mit anderen Elektronen des Festkörpers stoßen, so daß es Energie $\Delta E \approx x(dE/dx)$ verliert. Während im Metall die Elektronen quasi-frei sind, sind sie im Halbleiter relativ fest an das Atomgitter gebunden, folglich stoßen die Elektronen im Metall in

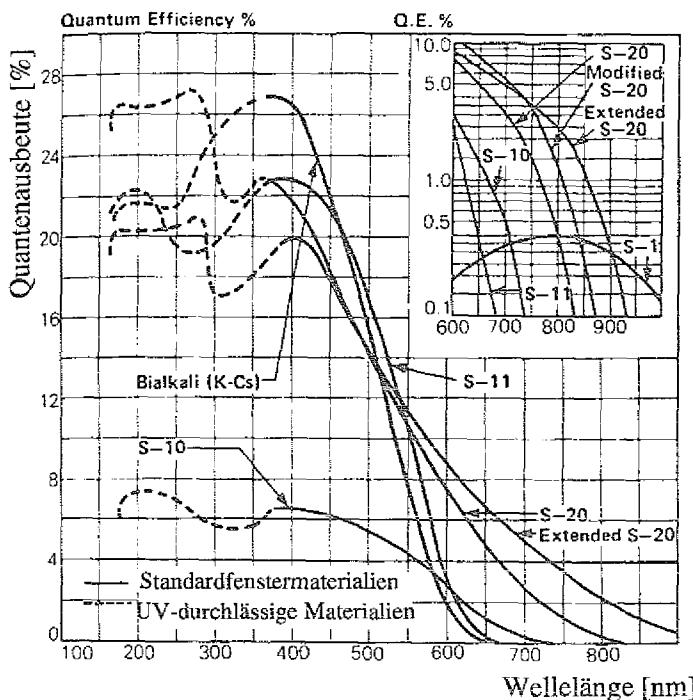


Abbildung 4.2: Quantenausbeute engl.: *Quantum efficiency (Q. E.)* verschiedener gebräuchlicher Materialien.

S1: Ag-O-Cs, S11: SbCs, S20(Trialkali): Na-K-Sb-Cs. Abb. [Leo87]

erster Nährung elastisch und verlieren viel Energie auf ihrem Weg durch das Material, die Elektronen im Halbleiter „sehen“ die Atome als ganzes und verlieren aufgrund der großen Massendifferenz beim Stoß wenig Energie. Im Bändermodell des Festkörpers kann man folgendermaßen argumentieren: Im Metall befindet sich die Fermienergie in der Mitte des Leitungsbandes, d.h. gestoßene Metallelektronen finden immer oberhalb der Fermienergie freie Quantenzustände im Leitungsband, die sie besetzen können, um so die Energie des Photoelektrons aufzunehmen. Im Halbleiter dagegen liegt die Fermienergie zwischen Valenz- und Leitungsband und die Zustände im Leitungsband sind voll besetzt, deshalb kann ein Halbleiterelektron die Energie des Photoelektrons nicht abführen, es kann lediglich Energie (und Impuls) auf das Atom oder das gesamte Festkörpergitter übertragen werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photoelektron aus einem Halbleiter die Festkörperoberfläche verläßt ist also ungleich größer als aus einem Metall; bzw. das Kathodenmaterial kann dicker aufgetragen und die Wahrscheinlichkeit für die Photoemission erhöht werden. Trotzdem reicht die Dicke nicht, das gesamte einfallende Licht zu absorbieren, die Photokathoden sind semitransparent.

4.1.2 Elektronenoptische Fokussierung

Nach der Emission durch die Photokathode müssen die Elektronen gesammelt und auf die erste Dynode der Vervielfacherstrecke fokussiert werden. Dies wird von einem elektronenoptischen System mittels geeigneter elektrischer und in seltenen Ausnahmefällen auch magnetischer Felder geleistet. Die Fokussierelektrode wird meist auf die Spannung der ersten Dynode gelegt. Abb.[4.3] zeigt die Elektronenfokussierung schematisch. Ziel ist es, erstens

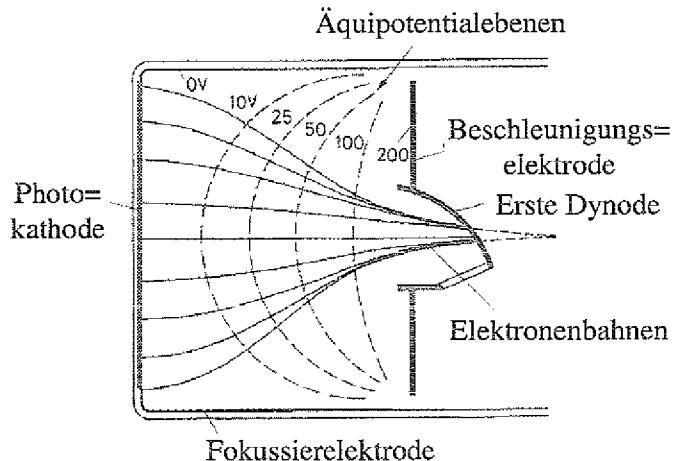


Abbildung 4.3: Die Elektronenoptik muß sicherstellen, daß alle Elektronen von der Kathode die erste Dynode erreichen, gleichgültig von wo aus sie gestartet sind, und daß die Elektronen, die gleichzeitig emittiert wurden, auch gleichzeitig auf der ersten Dynode auftreffen. Abb. [Kno79]

möglichst alle Photoelektronen zu sammeln und auf die erste Dynode zu beschleunigen, egal von wo sie auf der Kathode gestartet sind. Ein Maß dafür ist der Überführungsfaktor $\mathcal{N} = N_D^e / N_K^e$

$$\frac{N_D^e}{N_K^e} = \frac{\text{Anzahl der auf die erste Dynode treffenden Elektronen}}{\text{Anzahl der von der Kathode emittierten Elektronen}}. \quad (4.5)$$

Zweitens sollen alle Elektronen, die gleichzeitig an der Kathode emittiert werden, auch gleichzeitig an der ersten Dynode ankommen. Besonders bei PMs mit großen Kathoden stellt sich das Problem großer Laufzeitunterschiede. Eine Verringerung dieser Laufzeitunterschiede geschieht durch bestmöglichste Abstimmung der Fokussierelektrodenlage, -form und -spannung. Bei großen PMs kann zusätzlich durch ein in den Spannungsteiler geschaltetes Potentiometer das Potential der Fokussierelektrode an den jeweiligen Anwendungszweck angepaßt werden. Da der Feldgradient nicht beliebig eingestellt werden kann, ist der Überführungsgrad nicht über die gesamte Kathodenfläche konstant, sondern nimmt zu den Rändern hin stark ab, deshalb sollte möglichst nicht die gesamte Fensterbreite eines PMs zu genauen Messungen benutzt werden.

Außerdem hängt die Zeitauflösung des PMs von der Anzahl der Dynodenelektronen \bar{n} . Nach Lescovar und Lo [Les77] gilt

$$\Delta\tau \sim \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}. \quad (4.6)$$

D. h. für eine gute Zeitauflösung ist eine ausreichende Lichtpulshöhe an der Kathode des PMs wünschenswert.

4.1.3 Die Elektronenvervielfacherstrecke

Auf der Elektronenvervielfacherstrecke wird der schwache Primärstrom mittels einer Serie Sekundäremissionselektroden, der sog. *Dynoden*, soweit verstärkt, daß ein meßbarer Strom an der Anode ankommt. Die Verstärkung an jeder Elektrode wird Sekundäremissionsfaktor δ genannt.

$$\delta = \frac{\text{Zahl der emittierten Sekundärelektronen}}{\text{Zahl der primären Elektronen}}. \quad (4.7)$$

Der Sekundäremissionsfaktor sollte möglichst groß und auch für hohe Ströme stabil sein. Darüberhinaus sollten die Dynoden eine niedrige thermische Emissionswahrscheinlichkeit haben.

Die Theorie der Sekundärelektronenemission ist der des „Photoelektrischen Effekts“ sehr ähnlich, jedoch muß ein konstantes elektrisches Feld zwischen den Dynoden aufrechterhalten werden, in dem die Elektronen ihre Beschleunigung erfahren. Deshalb muß das elektronenvervielfachende Material auf einen Leiter aufgebracht werden. Gewöhnlich werden die Dynoden deshalb aus einer Legierung aus Alkali- oder Erdalkalimetallen mit einem edleren Metall hergestellt. Beim Mischungsprozeß oxidiert nur das unedlere Metall, das edlere bleibt leitend, verbreitet sind Silber-Magnesium- (Ag-Mg), Kupfer-Beryllium- (Cu-Be) und Cäsium-Antimon-Dynoden (Cs-Sb).

Durch Stoß wird direkt Energie auf die Elektronen des Dynodenmaterials übertragen und so eine große Zahl Sekundärelektronen herausgeschlagen. Zwar verläßt ein Elektron die Kathode mit der kinetischen Energie von 1 eV oder weniger, eine Dynode mit wenig mehr, jedoch wird die erste Dynode auf einer Spannung von plus einigen hundert Volt relativ zur Kathode gehalten, so daß die kinetische Energie des an der Dynode an kommenden Elektrons praktisch vollständig durch die angelegte Spannung bestimmt wird. Um angeregte Elektronen im Dynodenmaterial zu erzeugen, muß mindestens eine Energie, die der der Bandlücke entspricht, aufgebracht werden, diese liegt typischerweise bei 2 bis 3 eV. Theoretisch könnten also von einem Elektron etwa 30 Dynodenelektronen pro 100 V Beschleunigungsspannung angeregt werden. Da die Bewegungsrichtung dieser Elektronen mehr oder weniger zufällig ist, werden die meisten angeregten Elektronen die Oberfläche nicht erreichen, sondern vorher mit Löchern rekombinieren, andere wiederum werden die Potentialbarriere an der Festkörperoberfläche nicht überwinden können. Von daher wird nur ein kleiner Teil der Elektronen, die so in einen angeregten Zustand gebracht worden sind, zur Sekundärelektronenemission an der Dynodenoberfläche beitragen.

Die Sekundärelektronenemission ist sensitiv auf die kinetische Energie des Primärelektrons. Trifft ein relativ niederenergetisches Elektron die Dynodenoberfläche, so ist die verfügbare

Energie - um Elektronen im Dynodenmaterial anzuregen - entsprechend klein und nur wenige Elektronen werden vom Valenz- in das Leitungsband angehoben werden. Gleichzeitig ist aber die Eindringtiefe des Primärelektrons gering, d. h. die meisten angeregten Elektronen entstehen nahe der Oberfläche und können von daher die Dynode leichter verlassen. Für relativ hochenergetische Primärelektronen gilt das Umgekehrte, sie werden eine große Zahl von Elektronen anregen, aber im Mittel tiefer im Dynodenmaterial. Da die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron, den Festkörper zu verlassen, mit der Länge des zur Oberfläche zurückzulegenden Weges stark abnimmt, muß die kinetische Energie des Primärelektrons über die angelegte Spannung optimiert werden. Abb[4.4].

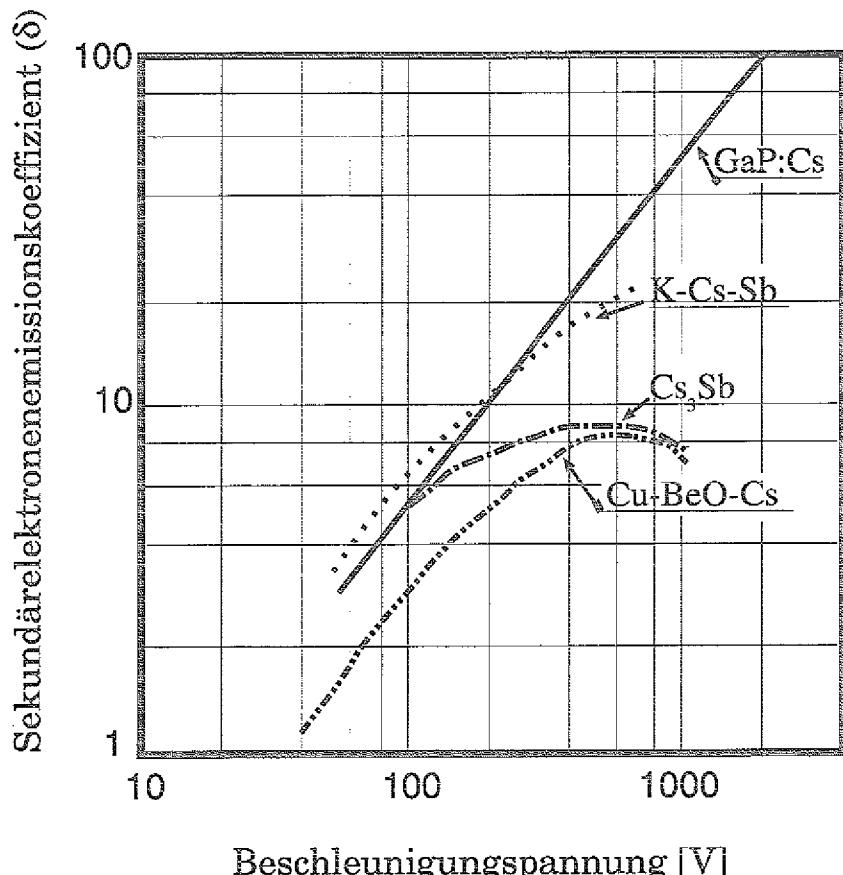


Abbildung 4.4: Für große Beschleunigungsspannungen ist der Sekundärelektronenemissionskoeffizient für die meisten Materialien nicht mehr linear mit der Spannung, sondern geht in die Sättigung. Abb. [Ham94].

4.1.4. Dynodenkonfigurationen

Abb[4.5] zeigt verschiedene sogenannter „head-on“-PM-Typen², die sich durch ihre Dynodenstruktur und –anordnung unterscheiden:

²d. h. der PM wird von vorn, also von der Stirnseite beleuchtet

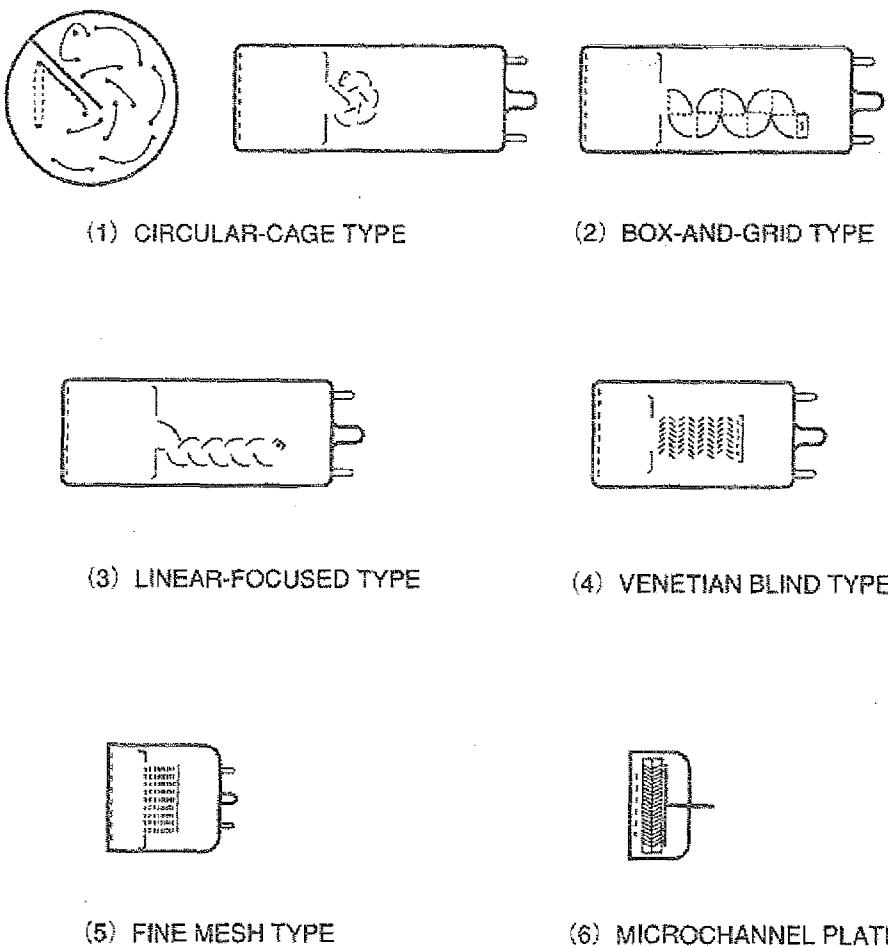
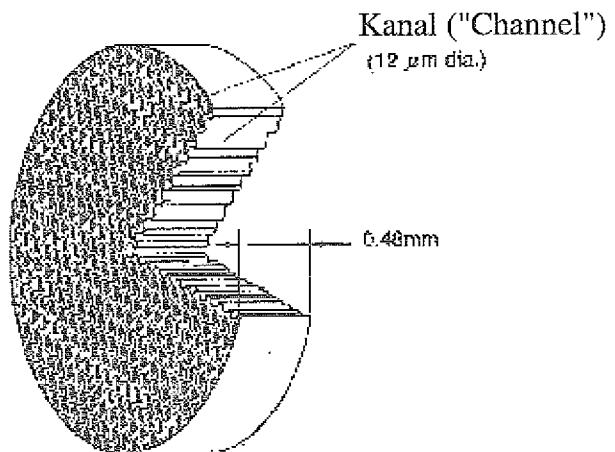


Abbildung 4.5: Verschiedene gebräuchliche Dynodenstrukturen. Abb. [Ham94]

- Der „circular-cage“-Typ (1) wird meist nur in „side-on“- und seltener in „head-on“-Konfiguration benutzt. Seine Vorteile sind Kompaktheit und damit ein gutes Zeitverhalten.
- Der „box-and-grid“-Typ (2) enthält eine relativ einfache Anordnung aus hintereinandergeschalteten 90° -Dynoden („boxes“) mit Beschleunigungsgittern („grids“). Obwohl sein Zeitverhalten nicht optimal ist, kommt dieser Typ aufgrund seiner Einfachheit oft zur Anwendung.
- Für Fälle, in denen auf gute Zeitauflösung und hohe Signallinearität Wert gelegt wird,

LAMM

Schematischer Aufbau einer MCP



Vervielfachungsprinzip

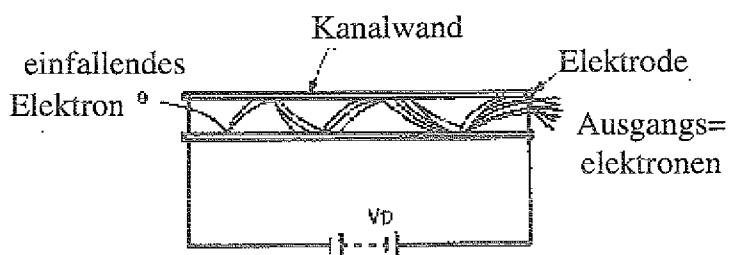


Abbildung 4.6: Struktur und Funktionsweise des Multi-Channel-Plate-Typs. Abb. [Leo87]

eignet sich der „linear-focused“-Typ (3) mit sog. „Rajchman“-Dynoden, dessen besonderer Vorzug eine schnelle Ansprechzeit ist.

- Der „venetian-blind“-Typ (4), dessen Dynoden nicht als Schalen, sondern in Form mehrerer hintereinandergeschalteter „Sonnen-“ oder „Sichtblenden“ ausgeführt sind, eignet sich hervorragend für PM mit großer Kathodenfläche. Die Gleichmäßigkeit der Überführung der Primärelektronen von der Kathode zur ersten Dynode (bzw. Dynodenebene) und die Höhe des Ausgangssignals sind recht gut, das Zeitverhalten ist aber eher als schlecht zu bezeichnen.
- Neben hoher Signallinearität und guter Primärelektronenüberführung hat der „proximity-mesh“-Typ (5) zusätzlich den Vorzug hoher Magnetfeldimmunität. Die Dynoden bestehen hier aus Ebenen nebeneinander angeordneter Streifen. Dieser Typ eignet sich für ortsauf lösende PM, wenn die Anode in getrennte Sektoren unterteilt ist.

- Schnellste Ansprechzeiten, hohe Magnetfeldimmunität und gute Ortsauflösung bietet der „micro-channel-plate“-Typ (6) und Abb.[4.6], weshalb er auch oft als Referenz-PM bei PM-Tests benutzt wird. Statt diskreter Dynoden kommen hier feine, mit Dynodenbeschichtungsmaterial ausgelegte Kanäle in einer Keramikscheibe zur Anwendung. Der Vervielfachungsprozeß in einem dieser Kanäle erfolgt, indem emittierte Elektronen aufgrund der Spannungsdifferenz zwischen Keramikvorder- und -rückseite mit der Kanalinnenfläche kollidieren und dort ein Vielfaches an Sekundärelektronen herauslösen.

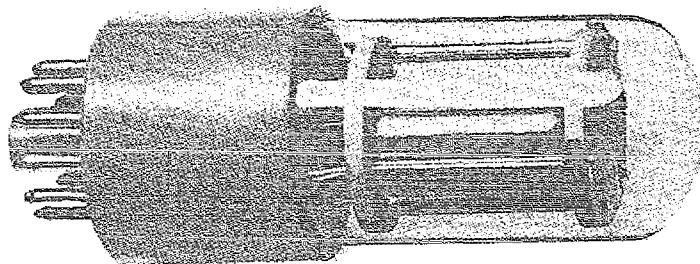


Abbildung 4.7: „Side-on“-PM. Abb. [Tho86]

Im Gegensatz zum „head-on“-Typ kommt beim „side-on“-Typ (Abb.[4.7]) eine für Elektronen und Licht undurchlässige Kathode zur Anwendung. Die Photonen treten durch ein seitliches Fenster (daher der Name) in die Röhre ein und treffen die als Metallscheibe mit photoempfindlicher Beschichtung ausgeführte Kathode. Der darauffolgende Vervielfachungsprozeß ist identisch mit den konventionellen „head-on“-Typen, die Anordnung der Dynoden und der Anode ist jedoch konstruktionsbedingt verschieden. Da dieser Typ keine plane Fensterfläche hat, scheidet er für viele Anwendungen von vornherein aus.

4.1.5 Verstärkung und Spannungsversorgung

Der Gesamtverstärkungsfaktor oder auch „Gain“³ eines PMs hängt außer von der angelegten Spannung von der Dynodenanzahl auf der Vervielfachungsstrecke und dem Sekundäremissionsfaktor δ ab, der wiederum eine Funktion der kinetischen Energie der Primärelektronen ist (s. o.). In guter Näherung ist δ linear mit der Potentialdifferenz zwischen den Dynoden V_d , also

$$\delta = KV_d, \quad (4.8)$$

wobei K eine Proportionalitätskonstante ist. Wird die Spannung gleichmäßig auf alle Dynoden verteilt, berechnet sich die Verstärkung zu

$$G = \delta^n = (KV_d)^n. \quad (4.9)$$

³engl.: eigentlich: Gewinn

wobei n die Dynodenanzahl ist.

Wäre δ tatsächlich konstant, würde jedes Photoelektron genau gleich verstärkt werden und jedes einzelne Photoelektron würde exakt das gleiche Ausgangssignal liefern. In Wirklichkeit ist die Emission von Sekundärelektronen ein statistischer Prozeß, deshalb fluktuiert δ an jeder Dynode um einen Mittelwert.

Als einfachste Modellvorstellung kann man annehmen, daß der Vervielfachungsprozeß an der Dynode einer Poissonstatistik gehorcht. Ein einzelnes Photoelektron, das auf die erste Dynode trifft, löst im Mittel δ Sekundärelektronen mit einer Standardabweichung $\sigma = \sqrt{\delta}$ aus, die relative Varianz ist definiert als $(\sigma/\delta)^2 = 1/\delta$. Bei N gleichen Dynodenstufen ist die mittlere Elektronenzahl, die an der Anode ankommt, δ^n . Die relative Varianz ist dann

$$\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{\delta^3} + \dots + \frac{1}{\delta^n} \cong \frac{1}{\delta - 1}. \quad (4.10)$$

Wenn nun $\delta \geq 10$ so ist die relative Varianz oder Streuung des Ausgangspulses im Wesentlichen durch die Fluktuationen bei der Verstärkung der Photoelektronen an der ersten Dynode bestimmt, weil dort die absolute Anzahl der Elektronen am geringsten ist.

Die Hochspannungsversorgung des PMs muß über eine externe Spannungsquelle realisiert werden, die die Photokathode und die Dynoden relativ zueinander auf der korrekten Spannung hält, und zwar so, daß die Elektronen jeweils durch eine genügend große positive Spannung zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Häufig wird, um die Sammeleffizienz zu erhöhen, zwischen Kathode und erster Dynode eine deutlich höhere Spannung angelegt als zwischen den einzelnen Dynoden.

Im Prinzip könnte man die Spannungsversorgung jeder Stufe mit einer Batterie realisieren, in der Praxis wird die Hochspannung aber meistens von einer Hochspannungsquelle bereitgestellt und mittels eines ohmschen Spannungsteilers auf Kathode und Dynoden verteilt. Abb[4.8] zeigt ein typisches Schaltbild für eine PM-Base, wobei in diesem Fall die Hochspannung positiv ist und die Kathode auf Erdpotential (Ground) liegt. Die Anode liegt damit auf dem Potential der Hochspannung, so daß das Signal kapazitiv ausgekoppelt werden muß. Alternativ kann die Kathode auf negative Hochspannung gelegt werden und die Anode auf Ground. Damit der PM stabil arbeitet, muß der Strom entlang der Spannungsteilerkette etwa 100 mal größer sein als der mittlere Signalstrom. Der Signalstrom kann jedoch auf den letzten Stufen so stark ansteigen, daß es nötig wird deren, Spannung zusätzlich zu stabilisieren, dies geschieht in der Regel durch parallelgeschaltete Kondensatoren, die nach einem Puls wieder aufgeladen werden. Für Anwendungen mit sehr hohen Signalen und sehr hoher Rate ist für einige PM-Typen eine zusätzliche Spannungsversorgung für die letzte Stufe vorgesehen.

4.1.6 Statistik der Photokathode

Die Erzeugung der Photoelektronen in der Kathode eines PMs läuft nach den Gesetzen der Statistik ab. Wie in Anhang A dargelegt, erfolgt bei einer mittleren Anzahl von Photoelektronen \bar{n} im einzelnen Fall die Emission von x Elektronen gemäß der Poissonverteilung mit der Wahrscheinlichkeit

$$P_{photo}(x, \bar{n}) = \frac{\bar{n}^x}{x!} e^{-\bar{n}}. \quad (4.11)$$

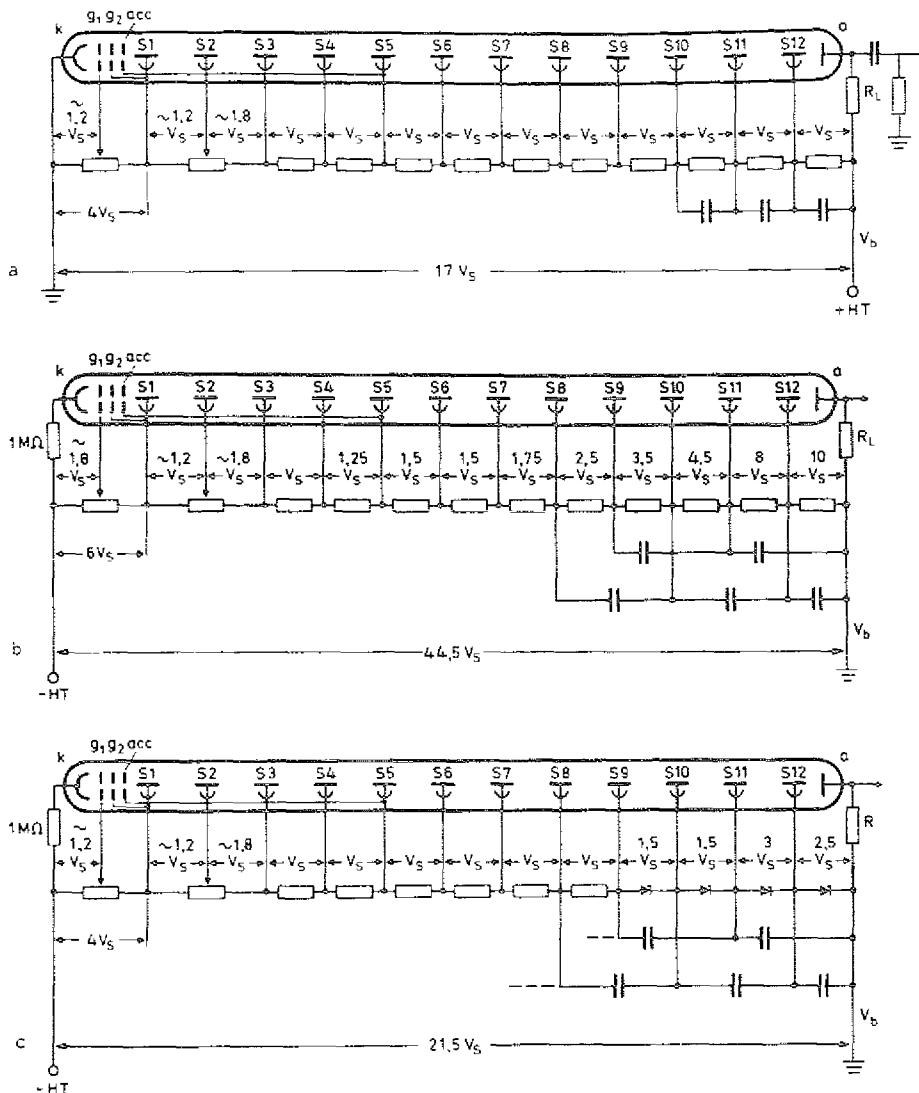


Abbildung 4.8: Beispiele für Spannungsteilernetzwerke. (a) Konfiguration für positive Hochspannung, kapazitive AC-Kopplung an der Anode, (b) negative Hochspannung mit Entkopplungskondensatoren zur Spannungsstabilisierung, (c) wie (b), aber es werden zusätzlich Zenerdioden zur Spannungsstabilisierung der letzten Dynoden benutzt. Abb. [Leo87]

Erwartungswert $\langle x \rangle$ und Schwerpunkt \bar{n} der Verteilung sind identisch, die Standardabweichung ist gegeben durch

$$\sigma_{photo} = \sqrt{\bar{n}}, \quad (4.12)$$

die Halbwertsbreite $FWHM$ ⁴ lautet:

$$FWHM = 2.354 \cdot \sqrt{\bar{n}}. \quad (4.13)$$

⁴engl.: Full Width of Half Maximum – Halbwertsbreite

Für die statistische Ineffizienz ϵ ist die durch die dem PM nachfolgende Elektronik bestimmte Schwelle S von Bedeutung, unterhalb derer kein Nachweis der Photoelektronen zugelassen wird. Alle Ereignisse mit einer Dynodenelektronenzahl $x < S$ sind damit verloren. Die allgemeine Formel lautet:

$$\epsilon = e^{-\bar{n}} \sum_{i=0}^{S-1} \frac{\bar{n}^i}{i!}. \quad (4.14)$$

In Anwendungsfällen, in denen nur wenige Dynodenelektronen pro Ereignis zur Verfügung stehen und die elektronische Schwelle deshalb unterhalb des Einzel-Elektron-Signals (engl.: Single Electron Response, SER) eingestellt wird, verringert sich die statistische Ineffizienz auf sogenannte 'Nullereignisse', d. h. Ereignisse, bei denen keine Photoelektron auftrifft. Diese sind unvermeidlich, da die Poisson-Statistik an der Stelle $x = 0$ in keinem Fall verschwindet. Der Minimal- oder Mindestwert der statistischen Ineffizienz ist daher:

$$\epsilon_{Min} = P_{photo}(0, \bar{n}) = \frac{\bar{n}^0}{0!} e^{-\bar{n}} = e^{-\bar{n}}. \quad (4.15)$$

4.1.7 Single Electron Response (SER)

Idealerweise sollte der PM für jedes Photoelektron die gleiche Verstärkung liefern, d. h. er sollte an der Anode ein diskretes Spektrum von Delta-Funktionen, das exakt die Photoelektronenzahl widerspiegelt, erzeugen. Selbst wenn man berücksichtigt, daß die Photoelektronen eine gewisse Anfangsimpulsverteilung haben, wäre die Anzahl der Photoelektronen im Energiespektrum abzählbar, das Spektrum wäre diskret (da $E_{0,Photoelektron} \ll (U_{Kathode} - U_{1.Dynode}) \times e$). Das ist im Allgemeinen nicht der Fall, da die Sekundäremission an den Dynoden ebenfalls ein statistischer Prozeß ist. Die Zahl der Sekundärelektronen schwankt also bei gleicher Energie um einen Mittelwert δ (s. o.), obwohl an jeder Dynode die gleichen statistischen Gesetze gelten — man geht wiederum von einer Poissonstatistik

$$P(n) = \frac{\delta^n \cdot e^{-\delta}}{n!} \quad (4.16)$$

(δ ist gleich der mittleren Sekundärelektronenzahl an den Dynoden) aus — ist die Streuung an der ersten Dynode entscheidend. Die Statistik der gesamten Dynodenstrecke wird durch die sogenannte Erzeugendenfunktion

$$g(s) = \exp(-\delta_1 + \delta_1 \cdot \exp(-\delta_2 + \delta_2 \cdot \exp(-\delta_3 + \delta_3 \cdot \exp...)) \quad (4.17)$$

(siehe Anhang B) beschrieben (λ_i ist die mittlere Zahl der Sekundärelektronen an der i -ten Dynode, s ist die Zahl der Photoelektronen). Nach [Hym64] kann im Fall $\bar{n} \gg 1$ die mittlere Sekundärelektronenzahl durch die Formel

$$\frac{\text{Varianz des SER - Peaks}}{(\text{Mittel des SER - Peaks})^2} = \frac{1}{\delta - 1} \quad (4.18)$$

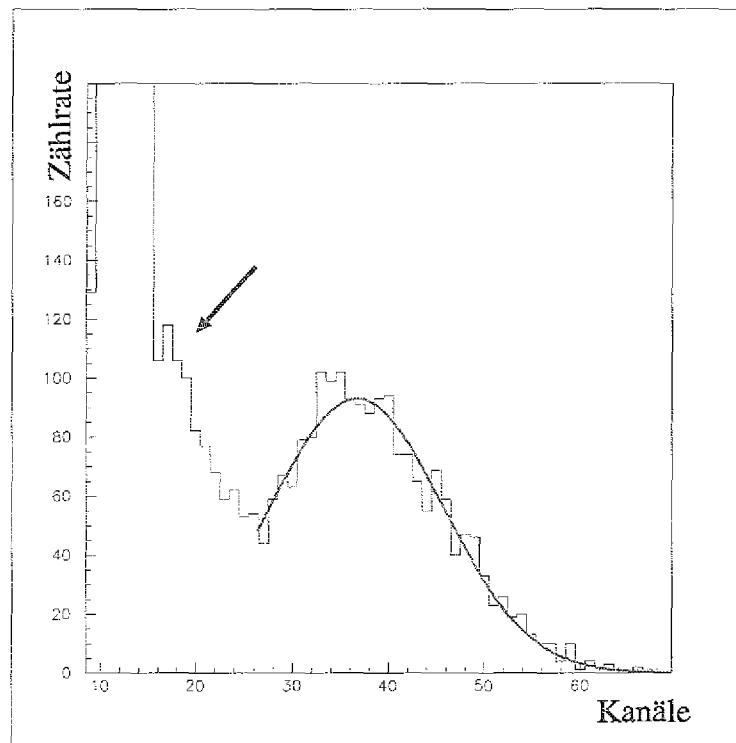


Abbildung 4.9: Ein-Elektronen-Peak der EMI-Röhre. Links bei Kanal 15 etwa ist der schmale Rauschpeak zu erkennen. Das Spektrum wurde bei einer Hochspannung von 2450V aufgenommen. Der vordere Peak bei Kanal 20 (Pfeil) ist auf den Photoeffekt an der ersten Dynoden zurückzuführen.

berechnet werden. Ist die Spannung zwischen Photokathode zur ersten Dynode verschieden von den Spannungen zwischen den Dynoden, gilt die modifizierte Formel:

$$\frac{\text{Varianz des SER - Peaks}}{(\text{Mittel des SER - Peaks})^2} = \frac{\delta}{\delta_1(\delta - 1)} \quad (4.19)$$

wobei δ_1 gleich der Vervielfachung an der ersten Dynode ist.

Dieses Single-Elektron-Spektrum wurde mit einer Thorn EMI PMT aufgenommen. Die Hochspannung betrug 2300V, die Photokathode wurde mit einer grünen Leuchtdiode (LED⁵) nach der in Kapitel 4.2 beschriebenen Methode beleuchtet, die Pulserfrequenz betrug 10 kHz. An den Single-Elektron-Peak wurde eine Gaußfunktion angepaßt, aus der Position und Halbwertsbreite bestimmt wurden. Obwohl die Statistik es hier noch nicht erlaubt, den Grenzfall für große n anzunehmen und die Poisson- durch eine Gaußstatistik zu ersetzen, ist der Fit sehr gut, und es ergibt sich ein χ^2/ndf (ndf : number of degrees of freedom — Zahl der Freiheitsgrade) von 1, 5. Nach Hyman et al. [Hym64] ergibt sich die Formel:

$$\frac{PO.S^2}{\sigma^2} + 1 = \delta \quad (4.20)$$

⁵Light Emitting Diode

mit $\sigma = FWHM/2$ errechnet man $\bar{n} = 20,7 \pm 2,5$. Berücksichtigt man, daß zwischen Photokathode und erster Dynode die doppelte Spannung anliegt als zwischen den Dynoden selbst, so daß $\delta_1 = 2\delta$, so modifiziert sich die Formel zu

$$\frac{\frac{POS^2}{\sigma^2} + 2}{2} = \delta \quad (4.21)$$

und wir finden $\bar{n} = 10,85 \pm 1,4$ und sind damit am unteren Gültigkeitsbereich der Formel. Der Fehler dieser Abschätzung ist durch die Nullpunktsgenauigkeit — der Nullpunkt wird durch den Rauschpeak bestimmt — dominiert, weiter geht die Ungenauigkeit der Peakpositions- und Halbwertsbreitenbestimmung ein, außerdem hat die Messung eine geringe Statistik, da die Ein-Elektronen-Ereignisse etwa 1000 mal seltener sind als die „Null-Elektronen-Ereignisse“.

$$\frac{\Delta POS}{POS} \cong 10\% \quad \frac{\Delta \sigma^2}{\sigma^2} \cong 5\% \quad (4.22)$$

Nach Fehlerfortpflanzung ergibt sich ein Relativfehler von

$$\frac{\Delta \delta_{Dynode}}{\delta_{Dynode}} = 11,8\%. \quad (4.23)$$

bzw. mit dem Fehler aus $\delta_1/\delta \cong 10\%$ ist $\frac{\Delta \delta_{Dynode}}{\delta_{Dynode}} = 12,3\%$. Der relativ große Fehler liegt an den Annahmen, die in die Berechnung mit eingehen, so ist der Sekundärelektronenemissionskoeffizient nicht für alle Dynoden konstant sondern die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und erster Dynode ist größer als zwischen den folgenden Dynoden, zudem wird auf der Dynodenstrecke die Spannung bei dieser speziellen PM-Base [Dum82] nicht vollkommen gleichmäßig aufgeteilt. Die Abweichung der wirklichen Verteilung von der Gauß- bzw. von der reinen Poissonstatistik ist vernachlässigbar gering.

4.1.8 Bestimmung der mittleren Photoelektronenzahl

Für große \bar{n}_{PE} — das heißt in unserem Fall $\bar{n}_{PE} \geq 10$ — wird die Poisson-Verteilung annähernd symmetrisch, so daß Maximum und Halbwertsbreite ($FWHM$) festgestellt werden können. Emittiert die Lichtquelle immer die gleiche Lichtmenge, kann nach obiger Formel die mittlere Photoelektronenzahl berechnet werden. Es wird angenommen, daß das Verteilungsmaximum (POS) mit dem Schwerpunkt übereinstimmt. Man schließt aus der Breite und Position der Verteilung auf den Mittelwert der Anzahl der auf die erste Dynode treffenden Primärelektronen. Dieses Vorgehen ist legitim, da die Breite über die Varianz durch die Poisson-Verteilung eindeutig festgelegt ist:

$$\frac{POS}{FWHM} = \frac{\bar{n}_{PE}}{2,354 \cdot \sqrt{\bar{n}_{PE}}}. \quad (4.24)$$

Für die mittlere Anzahl von Dynodenelektronen ergibt sich damit:

$$\bar{n}_{PE} = (2,354 \cdot \frac{POS}{FWHM})^2. \quad (4.25)$$

POS und $FWHM$ können dabei in willkürlichen (aber jeweils gleichen) Einheiten angegeben werden. Der Fehler dieser Abschätzung ist durch die Nullpunktsgenauigkeit — der Nullpunkt wird durch den Rauschpeak bestimmt — dominiert, weiter geht die Ungenauigkeit der Peakpositions- und Halbwertsbreitenbestimmung ein.

$$\frac{\Delta POS}{POS} \cong 5\% \quad \frac{\Delta FWHM}{FWHM} \cong 10\% \quad (4.26)$$

Nach Fehlerfortpflanzung ergibt sich ein Relativfehler von

$$\frac{\Delta \bar{n}_{PE}}{\bar{n}_{PE}} = 22.4\%. \quad (4.27)$$

Eine obere Grenze der Anwendbarkeit liegt darin, daß bei sehr großem \bar{n}_{PE} die Streuung der Verstärkung des PMs ebenfalls anwächst. Diese führt zu einer Verteilungsverbreiterung und damit zu einer scheinbaren Verringerung von \bar{n}_{PE} . Auch kommt hier der Einfluß der nachfolgenden Elektronik zum Tragen. Für eine Abschätzung können diese Faktoren jedoch außer acht gelassen werden.

Eine zweite Methode zur Bestimmung der mittleren Photoelektronenzahl ist der Vergleich zwischen der gemessenen mittleren Signalamplitude (POS) und der Single-Elektron-Response (SER). Die SER-Amplitude wird mittels gepulster LED (s. u.) oder mit gekühltem PM ausgemessen. Der Quotient aus POS und SER gibt direkt die mittlere Anzahl der verstärkten Photoelektronen \bar{n}_{PE} an. Wenn das SER-Signal vergleichbar oder kleiner ist als die Auflösung des verwendeten ADCs und deshalb verstärkt werden muß, geht noch der Verstärkungsfaktor G in die Berechnung mit ein. Es folgt

$$\bar{n}_{SER} = \bar{n}_{PE} = G \frac{POS}{SER}. \quad (4.28)$$

Die relativen Fehler sind hier Ablesefehler für SER und POS (s. o.), sowie die Verstärkungsgenauigkeit für G .

$$\frac{\Delta SER}{SER} \cong 10\% \quad \frac{\Delta G}{G} \cong 5\%. \quad (4.29)$$

Der Relativfehler der gesamten Abschätzung ist dann

$$\frac{\Delta \bar{n}_{SER}}{\bar{n}_{SER}} = 12,3\%. \quad (4.30)$$

4.1.9 Photomultiplierrauschen

Photomultiplier liefern auch ohne Eingangssignal einen geringen Anodenstrom, dessen zeitlicher Mittelwert Dunkelstrom genannt wird. Dieser dem eigentlichen Signal überlagerte Rauschstrom besteht aus Elektronenlawinen unterschiedlicher Größe, die in statistischer Folge auf die Anode treffen. Er wird hervorgerufen durch:

thermische Emission, Feldemission, Ionisierung des Restgases, Lichtrückkopplung, natürliche Radioaktivität des Kollenglases, Isolationsströme und kosmische Strahlung. Die Anteile dieser Effekte sind teilweise von der Speisespannung abhängig, wie Abb.[4.10] zeigt.

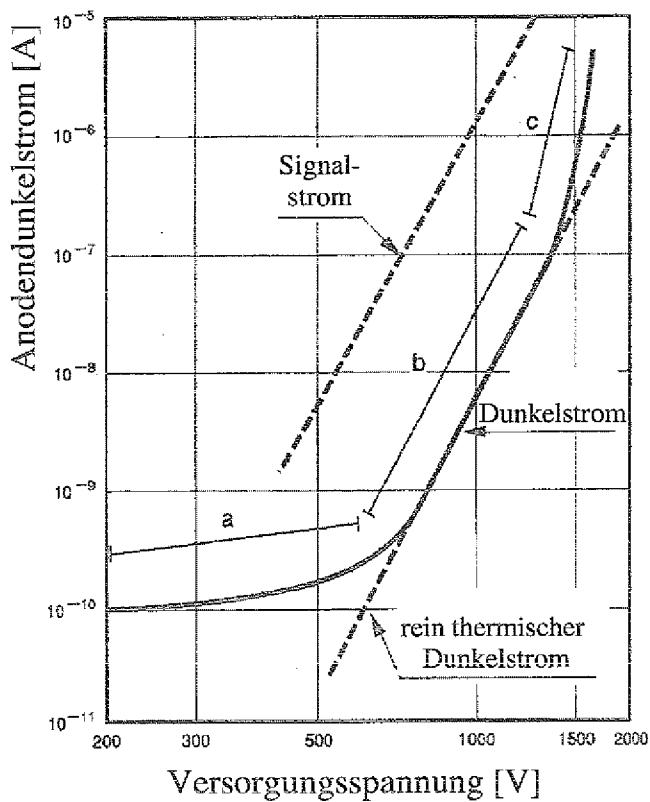


Abbildung 4.10: Der Dunkelstrom zeigt ein vom Signalstrom unterschiedliches Verhalten. Im Bereich (a) wird der Dunkelstrom durch den Leckstromanteil dominiert, bei (b) durch das thermische Rauschen, im Bereich (c) kommen dann Szintillationen an Kollenglas und Elektrodenhalterung, sowie Feldemission hinzu. Abb. [Ham94]

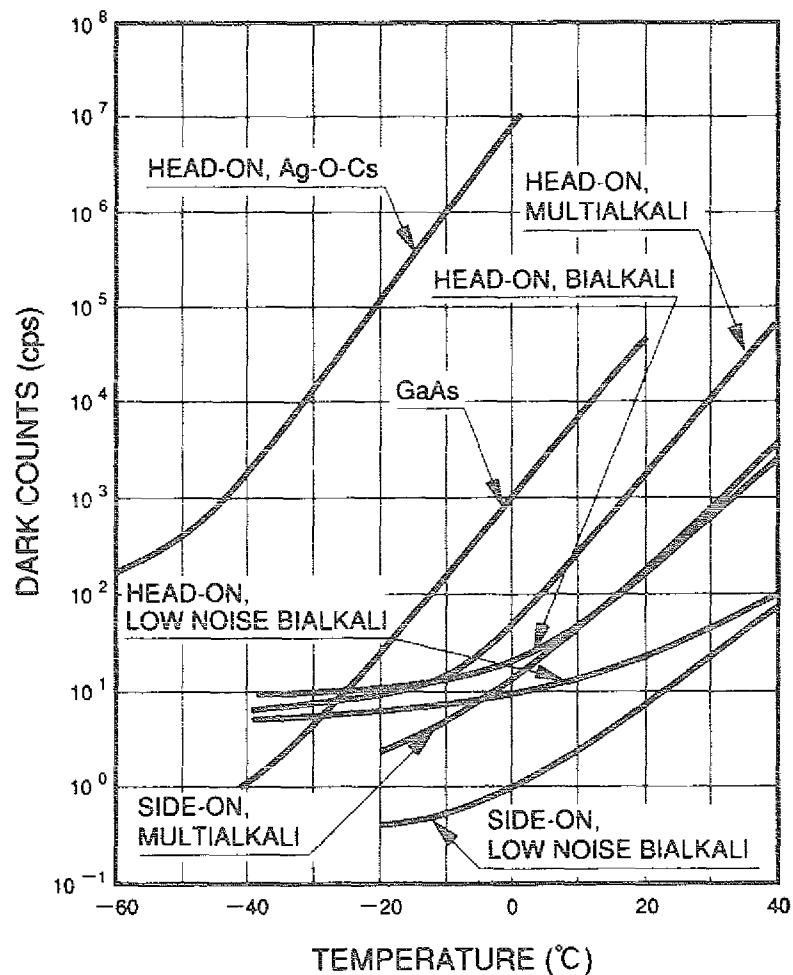


Abbildung 4.11: Es ist die Dunkelzählrate ($cps = counts per second \triangleq Hz$) über der Temperatur aufgetragen. Die Dunkelzählrate steigt exponentiell mit der Temperatur, durch Kühlen kann die Dunkelzählrate drastisch herabgesetzt werden. Abb. [Ham94]

Überprüfen

Überprüfen

Überprüfen

- a) **Thermische Emission:** Die wichtigste Ursache des Dunkelstroms ist die thermische Emission der Photokathode. Diese kann, da sie temperaturabhängig ist, durch Kühlen (Abb.[4.11]) der Kathode mit Trockeneis oder flüssiger Luft um den Faktor 10 bzw. 10^3 verringert werden. Daneben gehen in den Dunkelstrom die thermischen Emissionsströme der einzelnen Dynoden ein, so daß sich daraus ein Anodenstrom $I_{0,therm}$ von der Größe

Überprüfen

Überprüfen

$$I_{0,therm} = I_{K_0} \delta^n + I_{D_{1_0}} \delta^{n-1} + \dots + I_{D_{(n-1)_0}} \delta + I_{D_{n_0}} \quad (4.31)$$

ergibt, wobei δ der mittlere Sekundäremissionfaktor der Dynode ist. Die durch Katho-

de und erste Dynode bedingten Anteile am thermischen Dunkelstrom sind aufgrund der nachfolgenden Verstärkung dominant. Dieser Rauschanteil kann durch das Design der Röhre — Minimierung der Oberflächen der Kathode und ersten Dynode — gesenkt werden.

- b) **Feldemission:** Hohe Feldstärken bewirken besonders an scharfen Kanten und Spitzen den Austritt von Elektronen aus der Oberfläche, dies wird durch die niedrige Austrittsarbeit der Alkalibeschichtung zusätzlich begünstigt. Dieser Effekt kann durch einfache mechanische Maßnahmen, wie Abrunden und Polieren der Kanten und Spitzen vermindert werden. Auch ist es günstig, Elektroden mit großem Potentialunterschied soweit wie möglich räumlich zu trennen, um so den Potentialgradienten zu verkleinern.
- c) **Restgasionisation:** Die im PM vorhandenen Restgasmoleküle können durch Elektronen ionisiert werden, diese dann positiv geladenen Teilchen, Moleküle oder Atome, werden auf eine Dynode oder auf die Kathode beschleunigt und lösen dort Elektronen aus. Man kann sie als Nachpulse beobachten, da sich die Ionen aufgrund ihrer großen Masse sehr langsam bewegen. Durch eingefügte Trennwände und großflächige Fokussierelektroden kann das Auftreffen der Ionen auf die Kathode und erste Dynode verhindert werden.
- d) **Lichtrückkopplung:** Elektronen, die aus der Vervielfacherstrecke austreten, können beim Auftreffen auf den Glaskolben Szintillationen auslösen. Da dieser Effekt vorwiegend in Anodennähe auftritt, wirken die zur Restgasionenabschirmung benutzten Trennwände auch als optische Barriere.
- e) **Anodenglimmen:** Ein ankommender Elektronenpuls kann die Anode aufheizen und ein Glimmleuchten verursachen, dessen Licht an der Photokathode wiederum Photoelektronen auslösen kann. Es entstehen dadurch ebenfalls Nachpulse, die typischerweise 30 bis 60 ns nach dem Signal ankommen. Dieser Effekt kann durch optische Barrieren, entweder durch die Dynonoden selbst oder durch Trennwände, ausgeschaltet werden.
- f) **Natürliche Radioaktivität des Kolbenglases:** Im Kolbenglas finden sich in geringen Konzentrationen radioaktive Isotope — hauptsächlich ^{40}K —, die β - und γ -Strahlung aussenden, welche entweder direkt Elektronen aus dem Material schlägt oder im Falle der β -Strahlung Cherenkov- oder Szintillationslicht erzeugt, das an der Photokathode Elektronen auslöst. Aus diesem Grund finden meist Borsilikatgläser mit ihrem sehr geringen Kaliumanteil bei der PM-Herstellung Verwendung.
- g) **Isolationsströme:** Isolations- oder auch Dunkelströme werden innerhalb des PMs überwiegend durch Alkalimetallniederschläge — meist Cäsium — verursacht. Diese Niederschläge bilden eine leitende Verbindung zwischen Elektrodenanschlüssen und Halterung. Äußerlich können Schmutz und Feuchtigkeit die Isolation zwischen den Anschlüssen erheblich herabsetzen, was jedoch einfach durch Reinigen und Trocknen verhindert werden kann.
- h) **Kosmische Strahlung:** Im Glaskörper der Röhre und vor allem im Eingangsfenster kann kosmische Strahlung Cherenkovlicht hervorrufen. Der Beitrag zum Rauschen ist

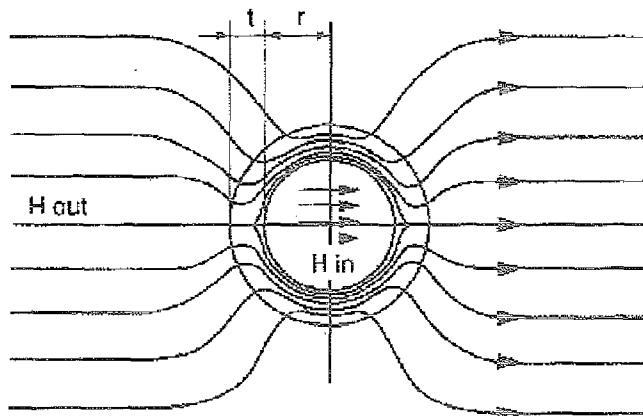


Abbildung 4.12: Die Magnetfeldlinien werden durch die Abschirmung am PM vorbeigeleitet, so daß ein nahezu feldfreier Raum im Inneren entsteht. Abb. [Ham94]

i. A. gering, aber nicht zu vernachlässigen, insbesondere, wenn sich vor dem PM noch ein Lichtleiter befindet. Der Effekt kann minimiert werden, wenn die Hauptachse des PMs in horizontaler Richtung liegt, so daß PM möglichst wenig Fensterfläche der Haupteinfallsrichtung der kosmischen Strahlung ausliefert.

4.1.10 Der Einfluß äußerer magnetischer Felder und deren Abschirmung

Äußere magnetische Felder haben einen ungünstigen Einfluß auf die Elektronenbahnen, speziell in der Fokussierungsregion zwischen Kathode und erster Dynode. Die Elektronen werden aufgrund der auftretenden Lorentzkraft

$$\vec{F}_{Lorentz} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.32)$$

von ihrer Bahn abgelenkt, wodurch der zurückgelegte Weg verlängert wird, falls die Elektronen die erste Dynode überhaupt erreichen. Folglich sind also PM mit großer Kathodenfläche und damit verbundenen größeren Weglängen viel empfindlicher gegen äußere Magnetfelder als solche mit kleinen Kathoden. In der Vervielfacherstrecke zwischen den Dynoden ist die Störung wegen der geringeren Abstände weniger gravierend. Die Empfindlichkeit des PMs nimmt durch die Einwirkung eines magnetischen Feldes ab, wobei die Abnahme von der räumlichen Orientierung des Feldes abhängig ist.

Da allein schon das Erdmagnetfeld eine Feldstärke von 0.5 G hat, ist eine magnetische Abschirmung des PMs auf alle Fälle empfehlenswert. Die Abschirmung besteht aus einem Zylinder aus hochpermeablem Material, das in der Lage ist, die Feldlinien, also den magnetischen Fluß, der sonst den PM durchqueren würde, aufzunehmen — es wird so ein

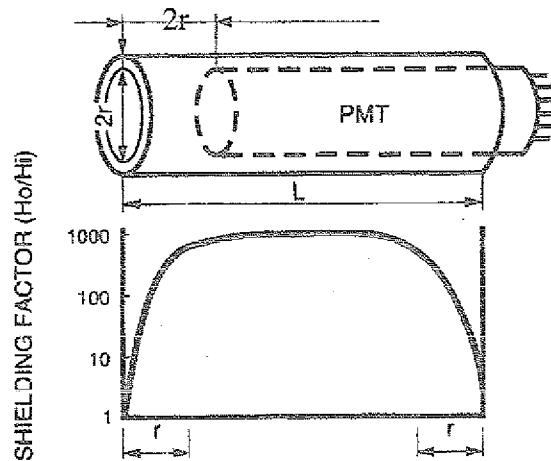


Abbildung 4.13: Um eine effektive Reduktion des Feldes zu erreichen, sollte die Abschirmung wenigstens um den Durchmesser der Photokathode überstehen. Abb. [Ham94].

annähernd feldfreier Raum geschaffen. Der Abschirmfaktor H_{out}/H_{in} gibt die Güte der Abschirmung an. Abb.[4.12] zeigt das Prinzip der magnetischen Abschirmung.

Wenn das äußere Magnetfeld zu groß wird, geht die Abschirmung in die Sättigung und wird damit unwirksam. Zur Abhilfe kann dann ein zusätzlicher äußerer Weicheisenzyylinder dienen, der den größten Teil der magnetischen Feldlinien aufnimmt. Teilweise kann es auch nötig sein, mehrere hochpermeable innere Abschirmungen zu verwenden.

Sehr wichtig ist die Position des Abschirmzylinders. Um eine effektive Abschirmung zu gewährleisten, muß er so angebracht werden, daß er den Kathodenrand mindestens um den Durchmesser der Kathode überragt (Abb.[4.13]).

4.2 Test der PM mit gepulsten Lichtblitzen

Zum Test und zur Kalibration der PM wird eine leicht manipulierbare Lichtquelle benötigt, mit der ein Szintillatorlichtsignal simuliert werden kann. Basierend auf einem Strompulsgenerator und einer grünen Leuchtdiode wird ein System zur Simulation von schnellen Szintillatorsignalen realisiert, dessen Lichtpulse in Form und Intensität denen von Plastiksintillatoren emittierten entsprechen [Sef89].

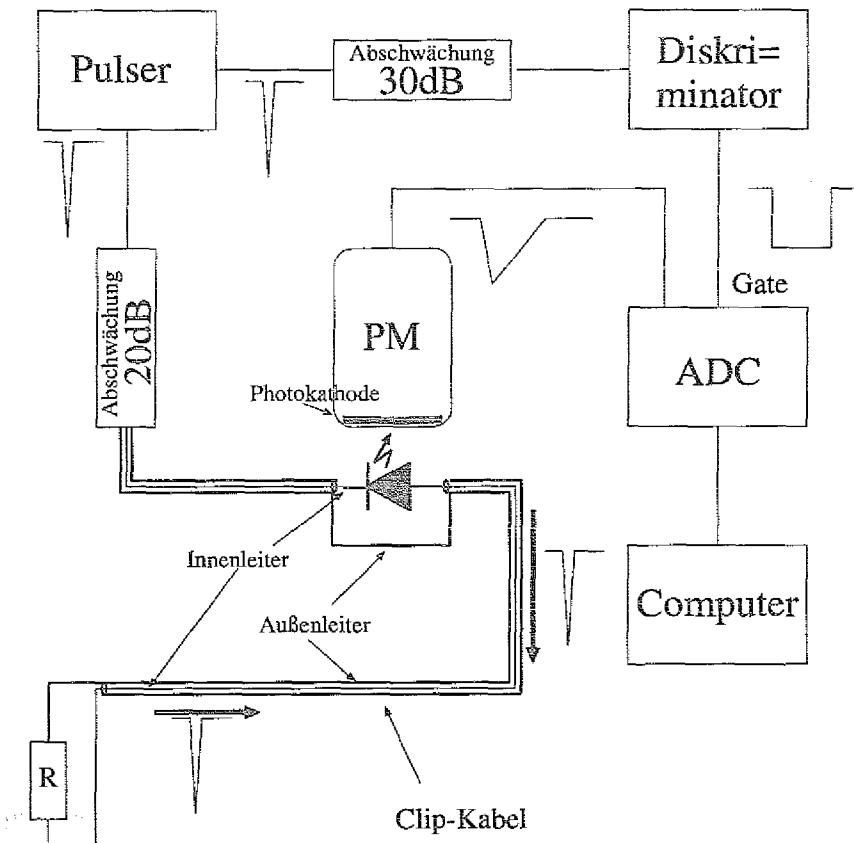


Abbildung 4.14: Die Signale des Pulsers werden abgeschwächt und einmal auf einen Diskriminatior gegeben, der ein Gate für den ADC bereitstellt, das Signal des zweiten Pulserausgangs wird zur Lichterzeugung mittels LED benutzt. Das Spektrum wird schließlich von einem Personal Computer aufgenommen. Der Widerstand R liegt in der Größenordnung von $10\text{k}\Omega$.

Die LED würde normalerweise einseitig an Masse angeschlossen, was zur Folge hätte, daß bei Niederspannungspulsen das Anstiegs- und Abklingverhalten des Lichtsignals von der Rekombinationszeitkonstanten der LED abhängt. Bei Hochstrompulsen mit extrem steiler Anstiegsflanke ($1,2\text{ns}$) — wie den hier verwendeten — wird zwar die Anstiegszeit erheblich verkürzt, die Abklingdauer jedoch bleibt von der Rekombinationsrate der Ladungsträger in der Sperrsicht bestimmt mit typischen Abfallzeiten von 50ns und mehr. Schließt man die LED nicht an Masse, sondern an den Mittelleiter eines offenen Reflexions-Kabels an, so wird der Strompuls, nachdem er die Diode in Durchlaßrichtung passiert und damit

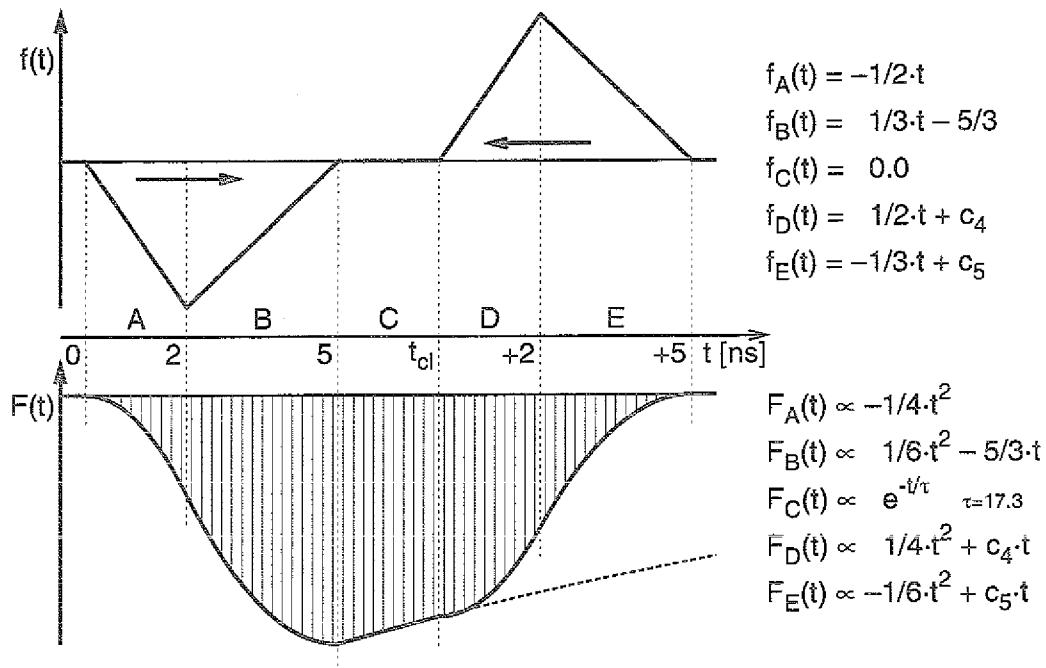


Abbildung 4.15: Der obere Teil zeigt den ein- bzw. auslaufenden Strompuls, der untere Teil zeigt die Lichtemission der LED. Rechts sind die analytischen Funktionen angegeben, die den Strompuls bzw. die Lichtintensität der LED in Abhängigkeit von der Zeit t in guter Näherung beschreiben. Abb. [Sef89]

zum Leuchten angeregt hat, am offenen Kabelende reflektiert. Er versucht jetzt die Diode in Sperrrichtung zu durchqueren, was wiederum zur Folge hat, daß, wenn die Reflexionszeit viel kleiner als die Rekombinationsdauer ist, die Sperrsicht von freien Ladungsträgern geräumt und die Lichtemission schlagartig beendet wird. Pulsdauer und damit die Intensität des Pulses lassen sich so auf einfache Weise über die Länge des Clip-Kabels einstellen. Da der reflektierte Strompuls die Sperrsicht der Diode nicht vollständig überwindet, verbleibt ein Niederspannungsanteil im Clip-Kabel und schwächt die nachfolgenden Pulssignale. Deshalb muß diese sich im Kabel befindende Ladung über einen hochohmigen Widerstand ($\cong 10k\Omega$) abgeführt werden, so daß ein Aufladen des Clip-Kabels verhindert wird.

Zur Bestimmung der Lage des 'Ein-Elektronen-Ereignis'-Spektrums (SER) eines PMs wird die Dämpfung im Kabel zwischen Strompulsgenerator und LED so eingestellt und die Clip-Kabellänge so gewählt, daß die emittierten Lichtsignale so klein sind, daß praktisch nur Null- und Ein-Photoelektronen-Ereignisse registriert wurden. Dadurch liegt bei derartigen Messungen der Mittelwert \bar{n} der Poisson-Verteilung⁶ nahe Null, was gleichzeitig eine hohe

⁶Die Photoemission der LED gehorcht der Poissonverteilung, die hier mit der Ansprechwahrscheinlichkeitsfunktion der Photokathode des PMs gefaltet wird.

statistische Effizienz ϵ bedingt.

4.3 Vielkanal-Photomultiplier

In vielen Anwendungen, insbesondere in der Mittel- und Hochenergiephysik, aber auch in Nuklearmedizin und Biophysik, ist es nötig, eine große Anzahl von Kanälen auszulesen oder eine bestimmte Ortsauflösung zu erreichen, so daß eine Auslese durch einzelne PM entweder zu aufwendig und teuer oder sogar unmöglich wird. Vielkanal-PM bieten die Möglichkeit mit moderaten Kosten eine große Anzahl von Kanälen auszulesen. Die Funktionsweise, insbesondere das Prinzip der Elektronenvervielfachung ist die gleiche wie bei konventionellen PMn. Je nach Bauart, sind bei Vielkanal-PMn Kathode, Dynodenstrecke und/oder Anode für jeden Kanal entweder individuell ausgeführt oder für alle gemeinsam. Die Dynodenstruktur ist meist vom 'Fine Mesh'–, 'Multi Channel'– oder 'Metal Channel Plate'–Typ. Bei Multianoden-PMn sind wenigstens die Anoden der Kanäle voneinander getrennt. Es werden PM mit bis zu 256 Kanälen und Pixelgrößen bis hinunter zu 1mm^2 kommerziell hergestellt. Nachteile bei diesen Röhren sind Übersprechen zwischen den Kanälen und Inhomogenitäten der Photokathode.

4.4 Der H6568

4.4.1 Allgemeine Eigenschaften

Der Vielkanal-PM H6568 (Abb.4.16) der Firma Hamamatsu [Ham97] ist eine 16 Kanalröhre mit einer durchgehenden Bialkalikathode von $17.5\text{mm} \times 17.5\text{mm}$, so daß sich eine Pixelgröße von ca. $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ ergibt. Das Sensitivitätsmaximum der Photokathode liegt bei einer Wellenlänge von 420 nm, der Wellenlänge des Lichts also, das die szintillierenden Fasern liefern, während der sensitive Wellenlängenbereich von 300 bis 650 nm reicht (vergl. Abb.[A.2]). Das Eingangsfenster besteht aus 1,3 mm dickem Borsilikatglas. Die Vervielfacherstrecke besteht aus 12 Stufen der „Metal-Channel“-Struktur wie auf Abb. [4.17] dargestellt, die Anodenfläche wird mit $4 \times 4\text{mm}^2$ pro Kanal angegeben. Die maximale Betriebsspannung beträgt 1000 V, der maximale Anodenstrom $10\mu\text{A}$.

Spannungsversorgung und maximale Rate Die 16 Kanäle teilen sich eine Hochspannungsversorgung, die die HV zu gleichen Teilen auf die 12 Dynodenstufen verteilt, die letzten drei Dynoden werden durch Kondensatoren spannungsstabilisiert, wie auf Abb.[A.4](Anhang) zu erkennen ist. Der mittlere Anodenstrom berechnet sich nach:

$$I_A = \frac{\nu \cdot \eta \cdot n_R \cdot V \cdot n_{PE} \cdot \mathcal{M} \cdot \mathcal{A} \cdot e^-}{n_F}, \quad (4.33)$$

wobei

- ν die Rate in Hz ist
- $\eta = 0,95$ die Effizienz des Detektors
- $n_R = 16$ Zahl der Kanäle pro PM
- $n_{PE} = 4$ Mittlere Photoelektronenzahl
- $V = 3,3 \cdot 10^7$ Verstärkungsfaktor (Herstellerangabe)

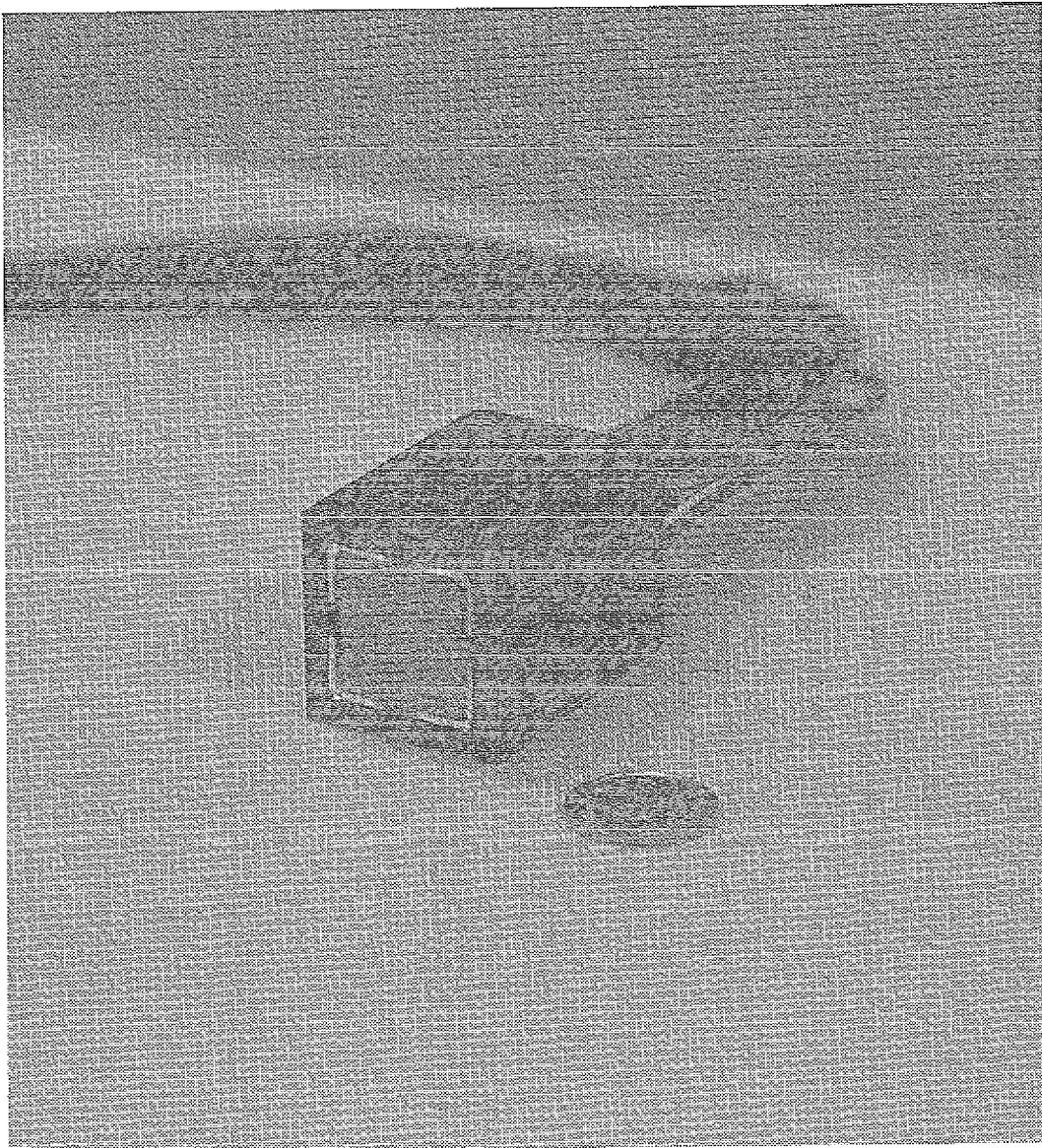


Abbildung 4.16: Photo des PM H6568, zum Vergleich ein 50-Pfennig-Stück.

- $n_F = 3 * 128$ Anzahl der Kanäle insgesamt
- $\mathcal{M} = 6$ Multiplizität der Ereignisse
- $e^- = 1,602 * 10^{-19} C$ die Elementarladung
- $A = .7$ Akzeptanz des Detektors

ist. Es ergibt sich bei einem vom Hersteller angegebenen maximalen Anodenstrom von $10\mu A$ für den gesamten PM eine maximale Rate von 17 GHz bei einer Hochspannung von 1000V.

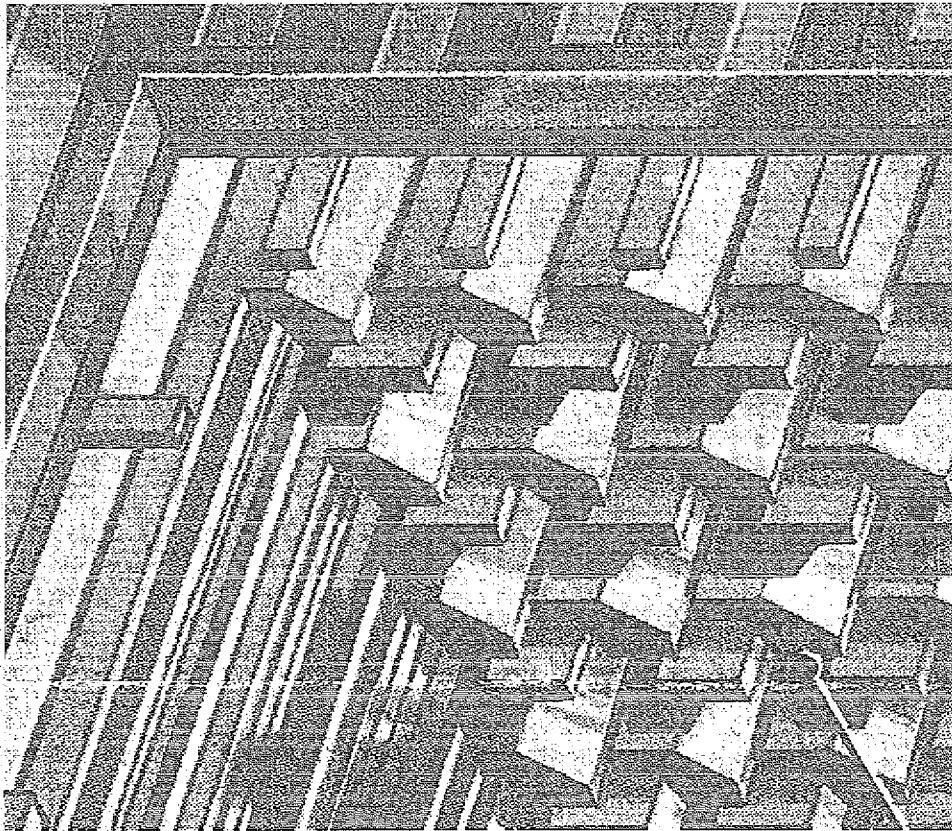


Abbildung 4.17: Metal – Channel – Plate – Struktur des H6568. Am oberen Bildrand ist noch die Photokathode zu sehen.

4.4.2 Ein-Elektronen-Spektrum des 16-Kanalphoto = multipliers H6568

In Kapitel 4.2 wurde schon der Single-Elektron-Peak (SEP) als wichtige Größe zur Eichung der PM-Spektren vorgestellt. Unter Modifikation der oben beschriebenen Anordnung wurde eine grüne LED in einen konisch aufgehenden Lichtleiter, der dann zur besseren Lichtmischung 30cm als gerader Lichtleiter weitergeführt wurde, montiert, um alle 16 Kanäle des PMs gleichzeitig zu beleuchten (Abb.4.18). Der Single-Elektron-Peak (SEP) wurde mit Hilfe eines gut bekannten Thorn EMI 9814B PMs ermittelt, indem das Pulssignal sukzessive abgeschwächt wurde. Abb. [4.19] zeigt einen typischen Single-Elektron-Peak des 16-Kanal-PMs.

Verstärkung der Röhre aus dem Ein-Elektronen-Peak

An den SEP wurde eine Gaußkurve gefittet, so daß Lage und Schwerpunkt des Peaks direkt abzulesen sind. Die Verstärkung läßt sich daraus berechnen:

$$V = \frac{POS_{SEP} \cdot A_{ADC}}{V_N \cdot e^-}. \quad (4.34)$$

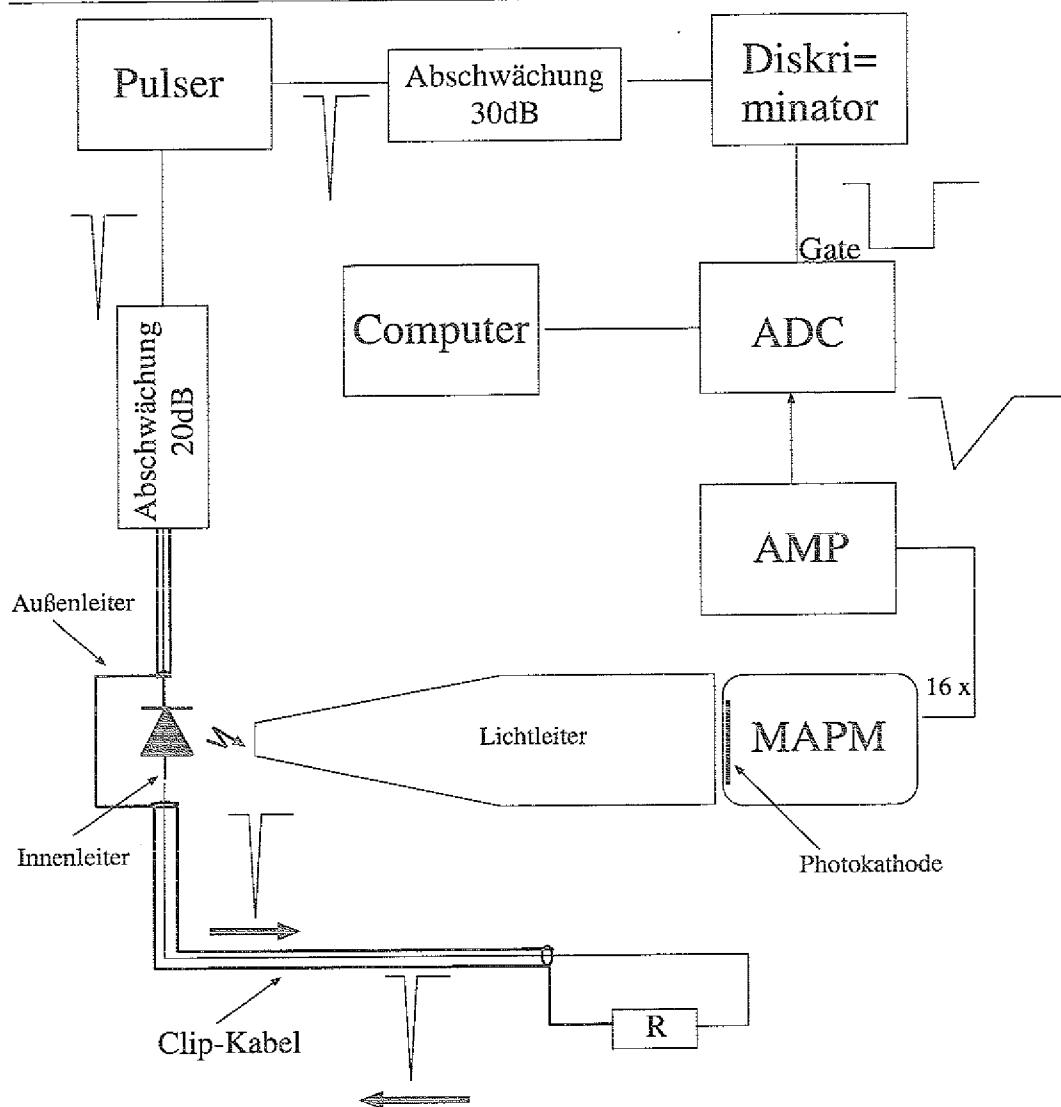


Abbildung 4.18: Die Signale des Pulsers werden abgeschwächt und einmal auf einen Diskriminator gegeben, der ein Gate für den ADC bereitstellt, das Signal des zweiten Pulserausgangs wird zur Lichterzeugung mittels LED benutzt. Das Licht der LED wird über einen Lichtleiter, der gleichzeitig zur Homogenisierung des Lichtkegels dient, auf die Photokathode gelenkt. Das Spektrum wird schließlich von einem Personal Computer aufgenommen. Der Widerstand R liegt in der Größenordnung von $10\text{k}\Omega$.

Mit

- POS_{SEP} : Abstand des SEP zum Nullkanal des ADCs
- $A_{ADC} = 0,25\text{pC/Kanal}$: Auflösung des benutzten ADCs
- $V_N = 10$: Verstärkungsfaktor des zwischen PM und ADC geschalteten Nachverstärkers

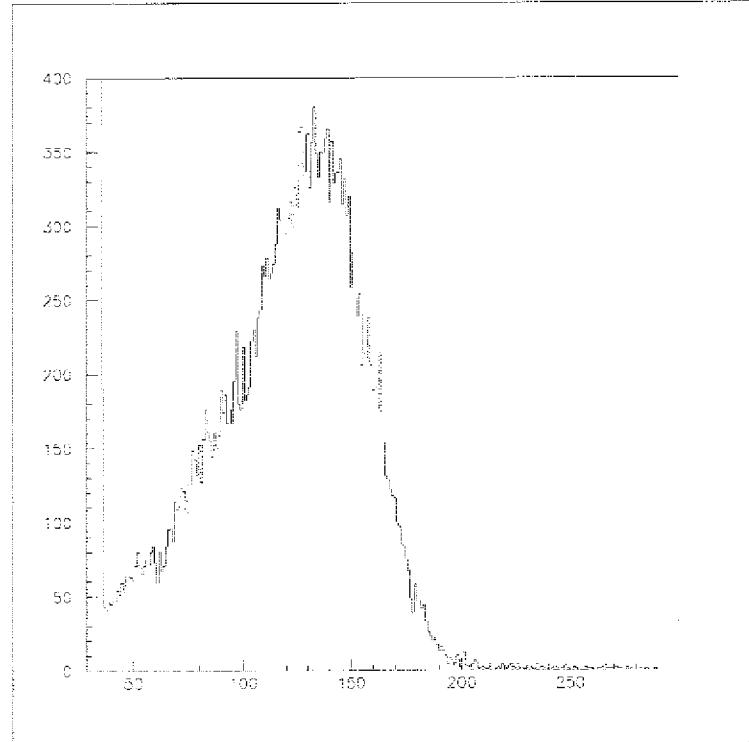


Abbildung 4.19: Einelektronenpeak des MAPM H6568. Der niederenergetische Bauch des Peaks ist wahrscheinlich auf Photoelektronen von der ersten Dynode zurückzuführen.

- $e^- = 1,602 \cdot 10^{-19} C$ die Elementarladung

Die Fehler ergeben sich aus

$$\Delta V = V \sqrt{\left(\frac{\Delta POS_{SEP}}{POS_{SEP}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{ADC}}{A_{ADC}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_N}{V_N}\right)^2} \quad (4.35)$$

mit

- $\Delta POS_{SEP} = 5$ ADC-Kanäle
- $\Delta A_{ADC} = 12,5 fC$ pro ADC-Kanal
- $\Delta V_N = 0,5$

In diesem Bsp. ergibt sich also für die Verstärkung $V = 2,66 \cdot 10^7 \pm .14 \cdot 10^7$ in guter Übereinstimmung mit den Herstellerangaben.

Bestimmung der mittleren Dynodenelektronenzahl

Ist die Verstärkung bekannt, und wird die Spannung gleichmäßig auf die Dynoden verteilt, so lässt sich die mittlere Sekundärelektronenzahl einfach aus

$$\delta = \sqrt[12]{V} = \sqrt[12]{2,66 \cdot 10^7} = 4,2 \quad (4.36)$$

berechnen, wobei n die Dynodenanzahl ist. Die Voraussetzung $\delta \geq 10$ für die Formel aus Kapitel 4.1.7

$$\frac{POS^2}{\sigma^2} + 1 = \delta \quad (4.37)$$

ist nicht erfüllt und ergibt für die mittleren Dynodenelektronenzahl mit $\delta = 25.4$ einen unsinnigen Wert.

4.4.3 Übersprechen („Crosstalk“)

Aufgrund der räumlichen Nähe benachbarter Kanäle von Multianodenmultipliern ist ein Übersprechen (Crosstalk) von Signalen in die Nachbarkanäle nicht auszuschließen. Das Übersprechen kann zwei Ursachen haben:

- optisches Übersprechen: Der eingehende Lichtpuls fällt teilweise durch Streuung im Eintrittsfenster auf den Photokathodenbereich benachbarter Kanäle
- elektronisches Übersprechen: Die von der Photokathode emittierten Photoelektronen oder die von den Dynoden freigesetzten Sekundärelektronen treten teilweise in benachbarte Kanäle über.

Das optische Übersprechen und das Übersprechen der Photoelektronen zu einer der ersten Nachbardynoden ist a priori nicht zu unterscheiden.

Zur Bestimmung des Übersprechens wurden wiederum obige Schaltung benutzt, wobei zwischen Lichtleiter und PM eine Maske angebracht wurde, um jeweils nur einen Kanal zu beleuchten. Die Maske war, im Hinblick auf die später zur Verwendung kommenden Fasern rund mit 1mm Radius ausgeschnitten. Das Übersprechen (CT) wurde folgendermaßen ermittelt:

$$CT = \frac{\text{Integral über das Spektrum eines nichtbeleuchteten Nachbarkanals}}{\text{Integral über das Spektrum des beleuchteten Kanals}} \quad (4.38)$$

Wie Abb.[4.20] zeigt, liegt das Übersprechen für Ein-Elektron-Signale bei unter $1 \pm 0,1\%$ zum direkten Nachbarn und bei $0,25 \pm 0,05\%$ zum Ecknachbarn. Die Schwerpunkte der Nachbarspektren liegen etwa beim SEP, was für optisches Übersprechen oder Übersprechen von der Photokathode zur ersten Nachbardynode spricht.

Die leichte Asymmetrie im Übersprechen ist dadurch zu erklären, daß die Photomultiplierröhren relativ zum Gehäuse nicht exakt ausgerichtet sind [Ham98], die Masken jedoch relativ zum Gehäuse justiert werden müssen. Bei höheren Signalen, d. h. bei im Mittel sechs registrierten Photoelektronen pro Puls, steigt der Prozentsatz des Übersprechens etwa linear an, hier $6,5 \pm 1,5\%$ zum nächsten Nachbarn. Abb. [4.22] zeigt auch, daß keine Peakstruktur mehr im Spektrum des Nachbarkanals zu erkennen ist. Offensichtlich kommt bei höheren Signalen zum optischen Übersprechen das elektronische dazu, welches bei niedrigen Signalen eine untergeordnete Rolle spielt.

Das gemessene Übersprechen übersteigt die Herstellerangaben bei hohen Signalen um einen Faktor fünf [Ham97].

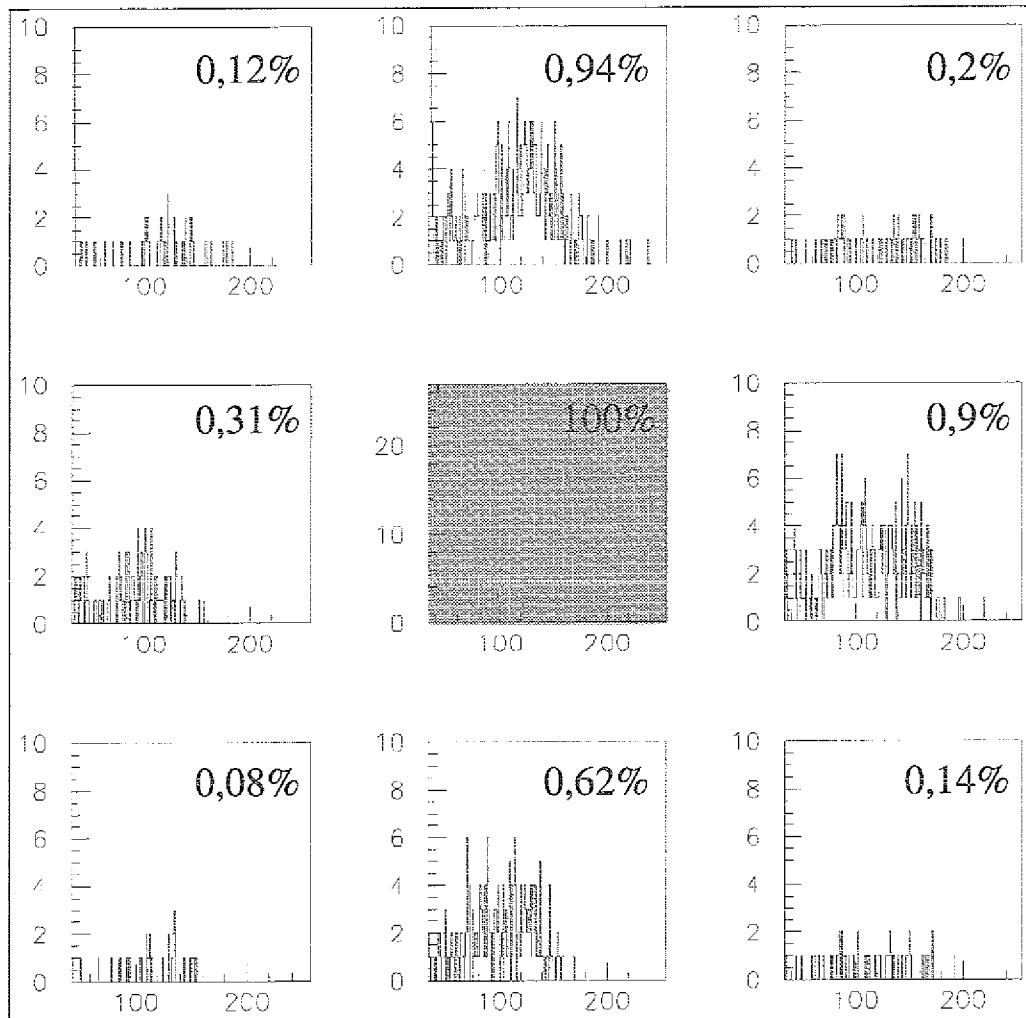


Abbildung 4.20: Übersprechen bei kleiner Lichtintensität (durchschnittlich 1,5 Photoelektronen). Der mittlere Kanal wurde beleuchtet, die Spektren der Nachbarkanäle zeigen eine Häufung um den SEP, was auf einen hohen Anteil optischen Übersprechens schließen lässt.

4.4.4 Rauschen

Der Hauptbeitrag zum Photomultiplierrauschen bzw. zum Dunkelstrom ist das thermische Rauschen der Photokathode. Dieser Anteil des Dunkelstroms ist gleichzeitig der kritischste, da er zu zufälligen Koinzidenzen führen kann, die reale Ereignisse vortäuschen. Nimmt man einen realistischen Rauschpegel von maximal $\nu_{Noise} = 10\text{Hz}$ an und eine realistische Gatebreite von $\tau_{Gate} = 50\text{ns}$, so kommt man bei 384 Kanälen auf

$$p_{coinc} = (384 - 1) \cdot \nu_{Noise} \cdot \tau_{Gate} = 0.1915 \cdot 10^{-3}, \quad (4.39)$$

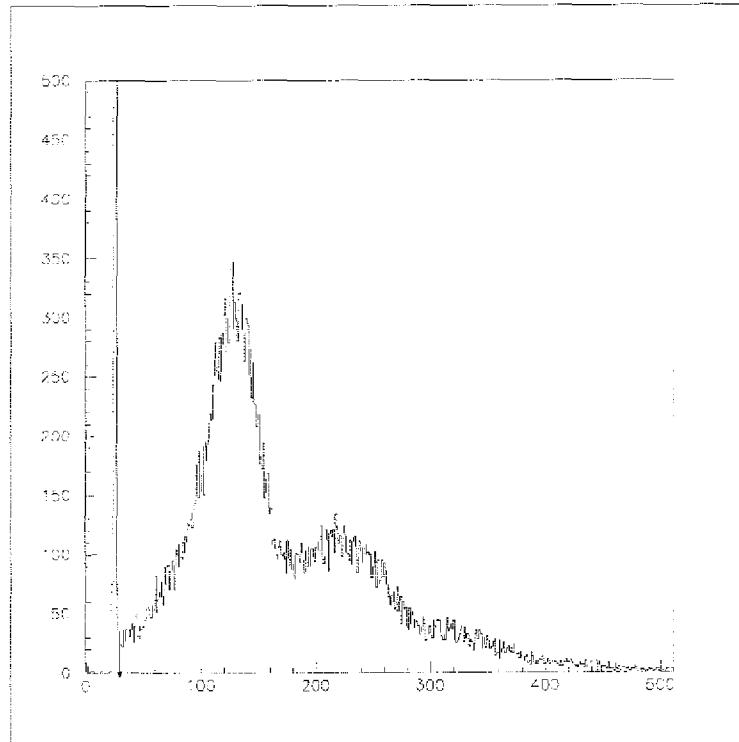


Abbildung 4.21: Spektrum des beleuchteten Kanals

also auf eine Wahrscheinlichkeit von rund 0.02%. Der Dunkelstromanteil des Ein-Elektron-Rauschens (Single-Elektron-Noise, SEN) lässt sich folgendermaßen nach oben abschätzen:

$$\begin{aligned}
 I_{dark,SEN} &\approx \frac{\text{Rate}[Hz] \times \text{Pulshöhe}[mV] \times \text{Pulsdauer}[ns]}{\text{Widerstand}[\Omega]} \quad (4.40) \\
 &= \frac{10\text{Hz} \times 20\text{mV} \times 10\text{ns}}{50\Omega} = 40\text{pA}
 \end{aligned}$$

pro Kanal. Für eine typische Röhre (Serien-Nr.: 7J12L1) betrieben bei einer Hochspannung von 800V, wurde eine Dunkelrate von 4 Hz ermittelt, was einem Dunkelstrom von $1,03\text{nA}$ entspricht. Dieser Wert ist um einen Faktor 2 geringer als vom Hersteller angegeben (vergl. Anhang). Dies liegt einerseits an der Testmethode des Herstellers, es wird einfach über einen bestimmten Zeitraum das Stromsignal integriert, so daß das Dynodenrauschen und andere Dunkelstromquellen wie in Kapitel 4.1.9 dargelegt beitragen, andererseits sind die Testbedingungen nicht direkt vergleichbar.

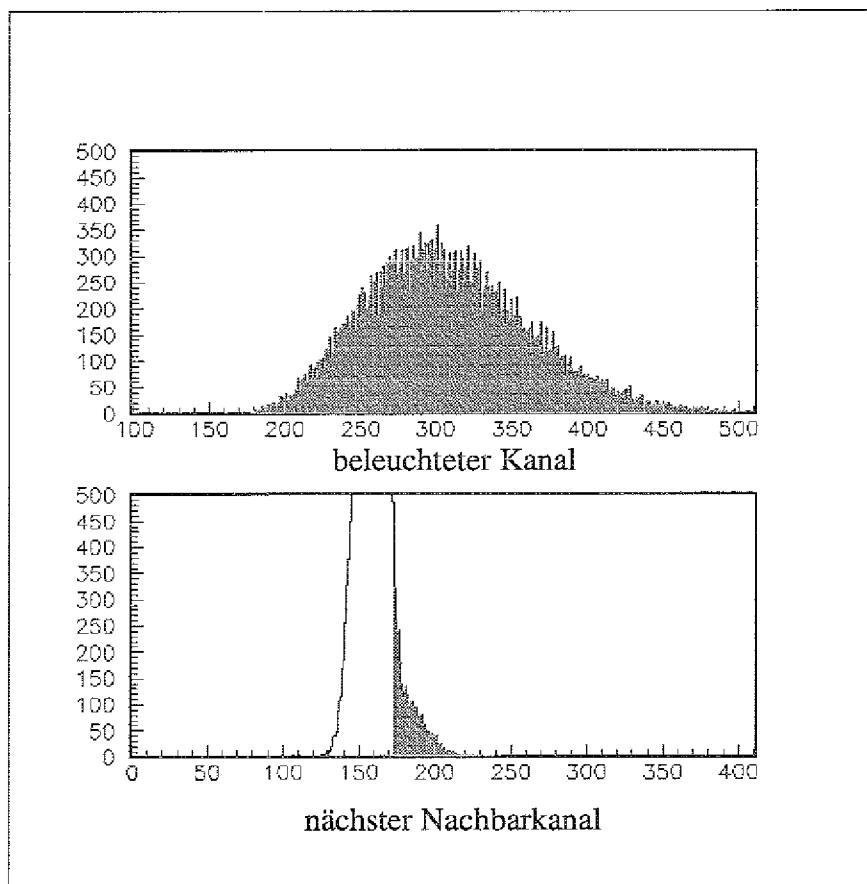


Abbildung 4.22: Das Übersprechen liegt bei stärkerer Beleuchtung deutlich höher als bei Ein-Elektronen-Signalen. Dies ist auf den Beitrag des elektronischen Übersprechens des MAPM zurückzuführen.

4.4.5 Signalformen

Abb.[4.23] zeigt ein Ein-Elektronen-Signal aufgenommen mit einem Speicheroszilloskop der Firma Tektronik bei einer Hochspannung von 800 V, die Triggerschwellen lag bei $-4,6 \text{ mV}$. Das Signal erreicht eine Höhe von 17mV und die Anstiegszeit beträgt weniger als 2ns.

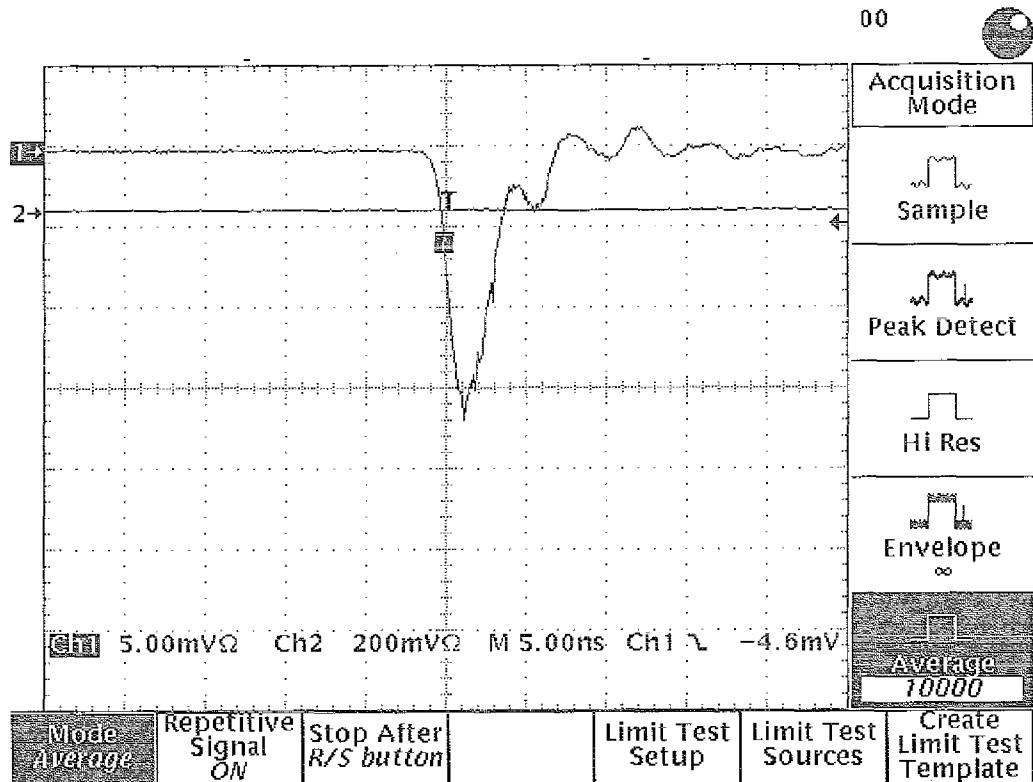


Abbildung 4.23: Ein-Elektronen-Signal des H6568 bei 800V

4.5 Betrieb des Multianoden-Photomultipliers H6568 im Magnetfeld

Die Geometrie des ATRAP-Experiments macht es nötig, daß die PM in einer Umgebung hohen magnetischen Flusses arbeiten müssen.

Wie in Kapitel 4.1.10 dargelegt haben magnetische Felder starken Einfluß auf die Photomultipliersignale bzw. die Elektronenverstärkung.

Der Einfluß des B-Feldes auf die Verstärkung des 16-Kanal-PMs H6568 wurde bei verschiedenen Hochspannungen und Beleuchtungen getestet. Das Feld betrug bis zu 300 Gauß. Die Beleuchtung wurde wieder durch eine grüne LED realisiert, die durch ein der gewünschten Beleuchtung entsprechendes Pulssignal an- und ausgeschaltet wurde [Sef89]. Aufgrund des Platzmangels zwischen den Polschuhen des Magneten wurde das Licht der LED von außerhalb mittels eines Lichtleiters und eines Prismas auf die Photokathode gelenkt. Um gleichzeitig den Einfluß des Magnetfelds auf das Übersprechen zu testen, wurden alle 16 Kanäle ausgelesen, jedoch nur vier Kanäle beleuchtet.

Abb. [4.24] und [4.25] zeigen den Gain der Röhre in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Man sieht deutlich, daß bei höherer Versorgungsspannung der PM resistenter gegen das Magnetfeld ist. Die Asymmetrie der Kurven für x- und y-Richtung (siehe Skizze Abb. 4.26) röhrt von der Dynodenstruktur des PMs her. Das Magnetfeld ist für Photo- und Dynoden-elektronen (wie für alle geladenen Teilchen) ein Impulsanalytator aufgrund der Lorentz-Kraft

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (4.41)$$

Der experimentelle Befund zeigt, beispielhaft in Abb[4.27] dargestellt, daß bei höheren Feldern die Elektronen meist schon auf dem Weg zur ersten Dynode verloren gehen; es sind weniger Mehrelektronenpeaks zu erkennen, die aber nahezu ein Vielfaches des jeweiligen Einelektronenpeaks bleiben.

Zwei Hypothesen sind daher denkbar, die auf einfache Modelle führen:

- Die Photoelektronen „fallen“ unter Einfluß des magnetischen Feldes wieder auf die Kathode zurück: Wir nehmen die Photokathode als unendlich dünn an, so daß der Betrag des Anfangsimpulses aller Photoelektronen gleich ist und sie isotrop in alle Richtungen ausgesandt werden. Im Impulsraum liegen die Photoelektronen also auf einer Halbkugel.

Das Magnetfeld schneidet nun einen Kegel von Elektronenimpulsen aus unserer Impulshalbkugel um die \vec{E} -Feld-Richtung (z-Richtung) heraus, nur diese Elektronen werden zur ersten Dynode geführt und verstärkt, die Verluste auf der darauffolgenden Vervielfacherstrecke sind dann gering. Die anderen Elektronen, deren Emissionswinkel einen gewissen Grenzwinkel relativ zur z-Achse überschreiten, werden so abgelenkt, daß sie die erste Dynode nicht erreichen.

Der Öffnungswinkel des „Verstärkungskegels“ schrumpft linear mit dem Magnetfeld, die Anzahl der nichtverstärkten Photoelektronen wächst daher mit B^2 .

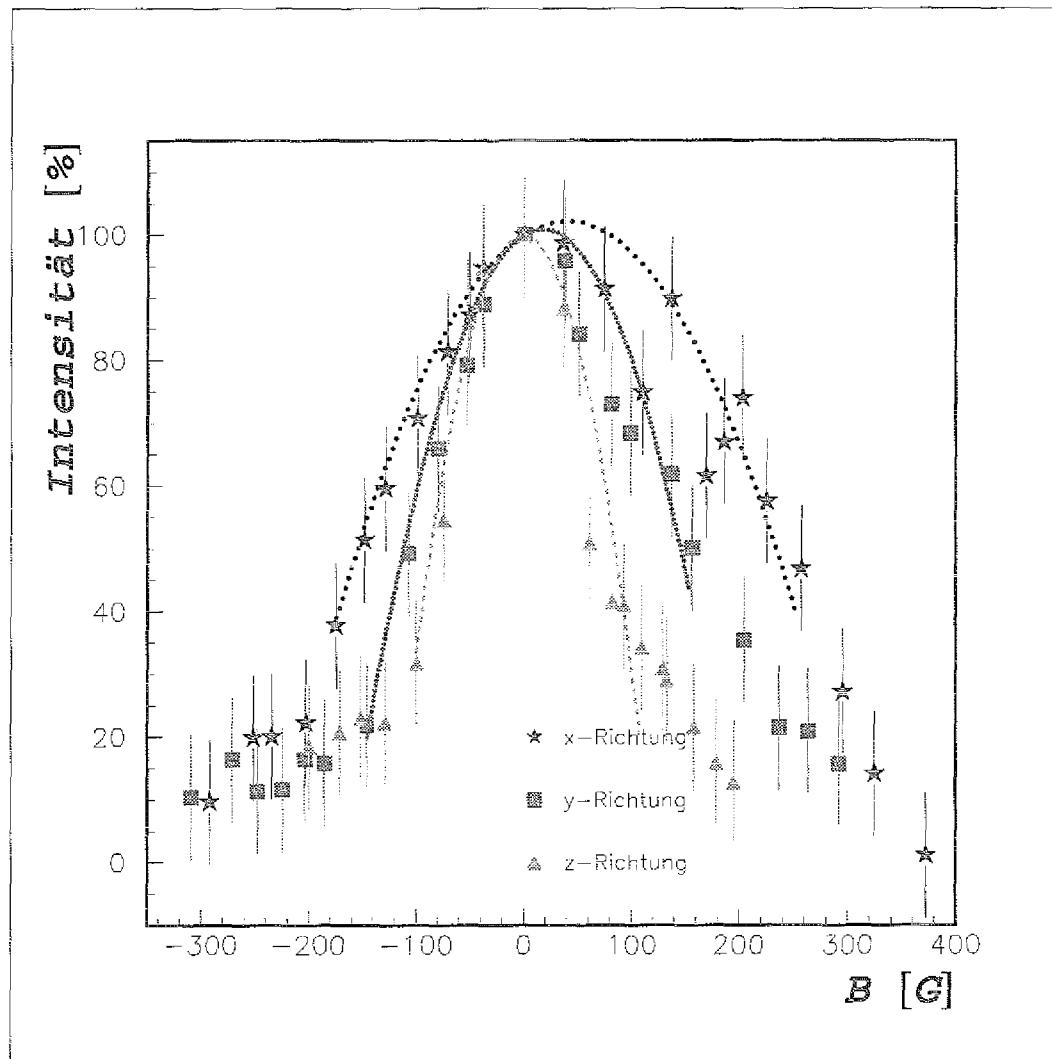


Abbildung 4.24: Gain des PM über dem magnetischen Feld bei 800V. Die Richtungsangaben entsprechen der Richtung des magnetischen Feldes entsprechend Abb. 4.26

- Die Photoelektronen werden auf eine ungünstige Stelle auf der 1.Dynode gelenkt. Die Photoelektronen erreichen zwar die ersten Dynode, treffen dort jedoch mit wachsendem Magnetfeld auf eine immer ungünstigere Stelle auf, so daß sie nicht weiter verstärkt werden. Unter Einfluß des magnetischen Feldes wandert die reale Auf trefffläche der Photoelektronen auf der ersten Dynode von der optimalen immer weiter weg. Die Anzahl der verlorengegangenen PE steigt in diesem Modell ebenfalls mit B^2 .

In beiden Fällen findet man aber einen Zusammenhang

$$N_{1.Dyn} = N_{PE}(1 - \gamma B^2), \quad (4.42)$$

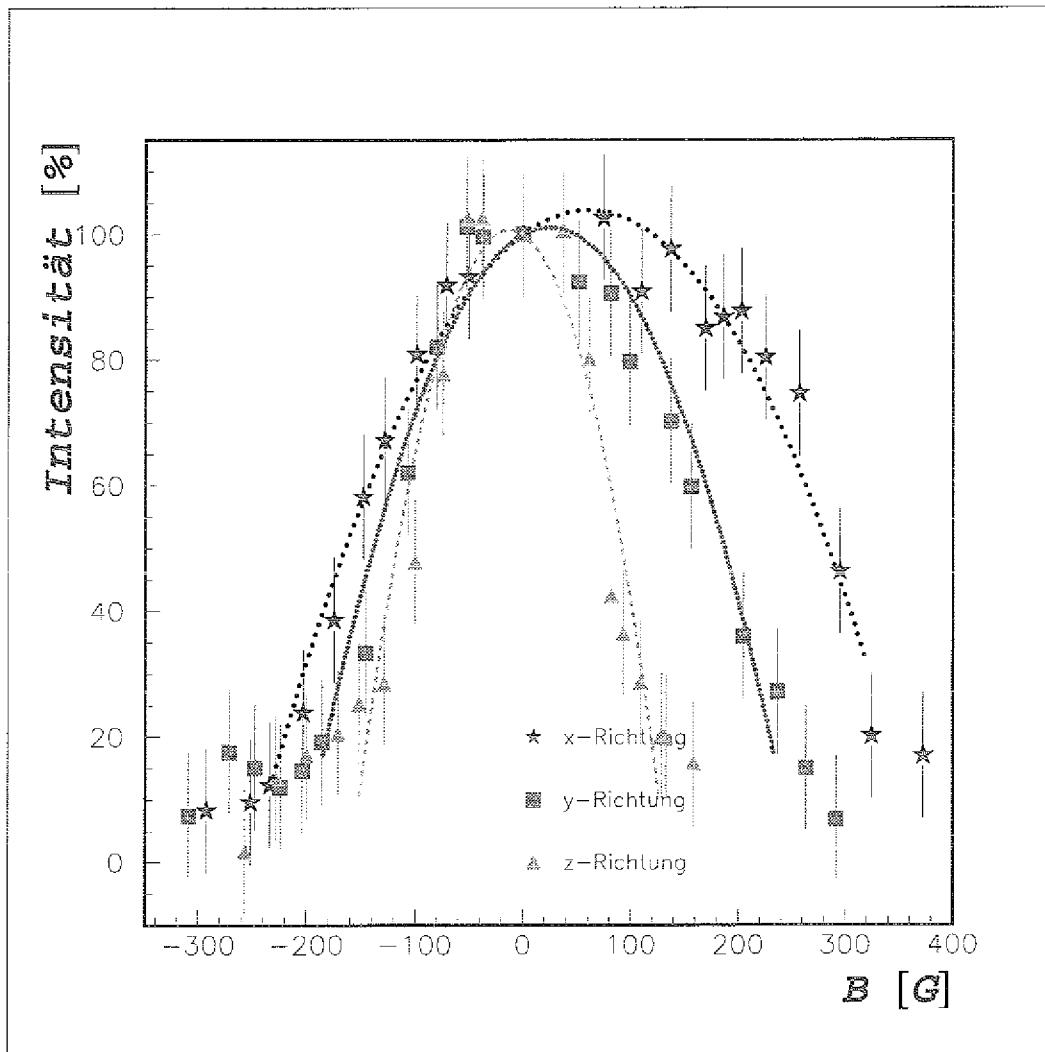


Abbildung 4.25: Gain des PM über dem magnetischen Feld bei 1000V. Die Richtungsangaben entsprechen der Richtung des magnetischen Feldes entsprechend Abb. 4.26

bzw.

$$\mathcal{N}(B) = \mathcal{N}_0 - \gamma B^2, \quad (4.43)$$

wobei \mathcal{N} der Überführungsfaktor und γ eine Konstante ist.

Ausgehend von diesem Modell wurden an die gemessenen Daten Polynome 2. Grades angepaßt,

$$p_0 + p_1 x + p_2 x^2 = \mathcal{G}(B), \quad (4.44)$$

wobei p_0 festgehalten wurde, also kein echter Parameter ist, p_1 ist ein Maß für die Asymmetrie, während p_2 die Empfindlichkeit des PMs gegenüber dem äußeren Magnetfeld angibt,

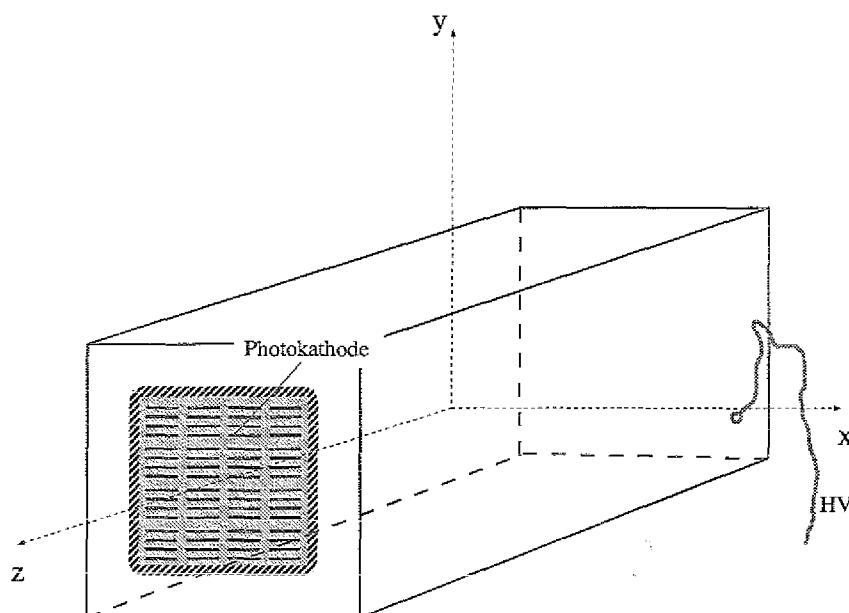


Abbildung 4.26: Aufgrund der erkennbaren Struktur und der Position des HV-Kabels können die Koordinaten eindeutig festgelegt werden.

G ist die Verstärkung. Die Parameter sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

HV=1000V	p_0	p_1	p_2	χ^2
X-Richtung	100	220,96	-0,4996	2,16
Y-Richtung	100	-0,089	-0,001811	0,67
Z-Richtung	100	-0,098	-0,00447	1,59

Tabelle 4.1: Fit-Parameter für den Betrieb bei 1000V

HV=800V	p_0	p_1	p_2	χ^2
X-Richtung	100	0,1116	-0,001324	0,7864
Y-Richtung	100	0,1156	-0,031538	0,9778
Z-Richtung	100	-0,01224	-0,0068244	1,529

Tabelle 4.2: Fit-Parameter für den Betrieb bei 800V

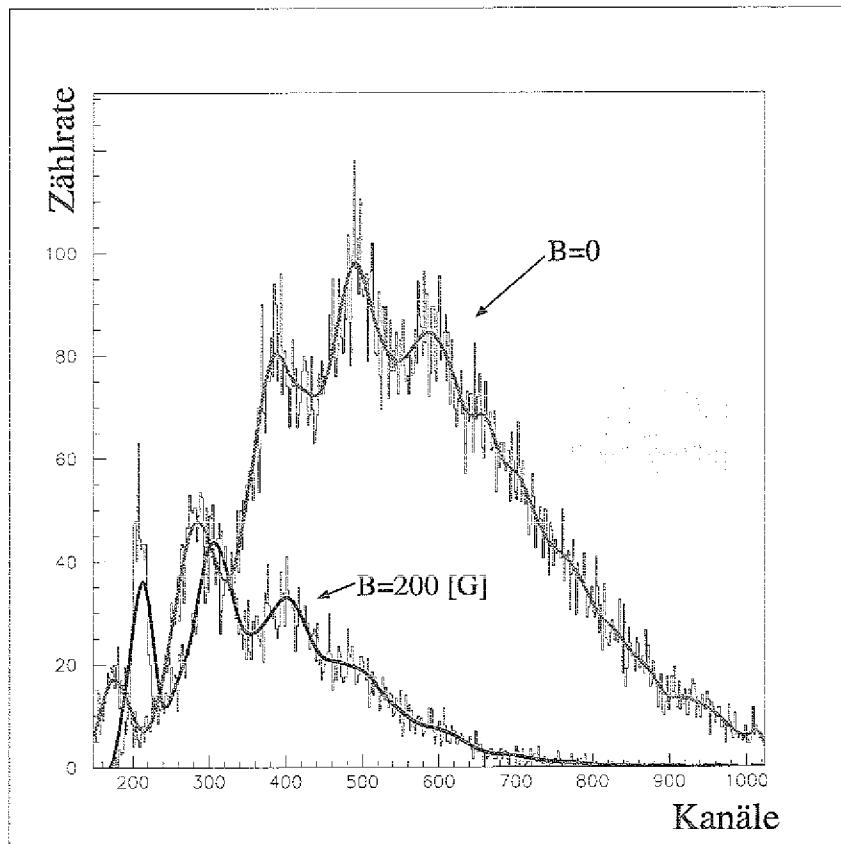


Abbildung 4.27: Bis zu vier Photoelektronen können aufgelöst werden. Während sich die Abstände der Photoelektronenpeaks kaum ändern, nimmt ihre Anzahl aufgrund des Magnetfeldes ab. Die Verschiebung der Spektren gegeneinander ist ein Effekt der Elektronik.

Für große Felder gilt dieses Modell sicher nicht mehr, und die Daten müssen anders beschrieben werden. Unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls folgt als einfaches Modell:

- der Verlust zwischen den Dynoden ist proportional zum Dynodenstrom

$$-\Delta I_{Dyn} \sim I_{Dyn} \Delta x_{Dyn} \quad (4.45)$$

und

- der Verlust ist proportional dem Betrag des magnetischen Feldes

$$-\Delta I_{Dyn} \sim |B| \quad (4.46)$$

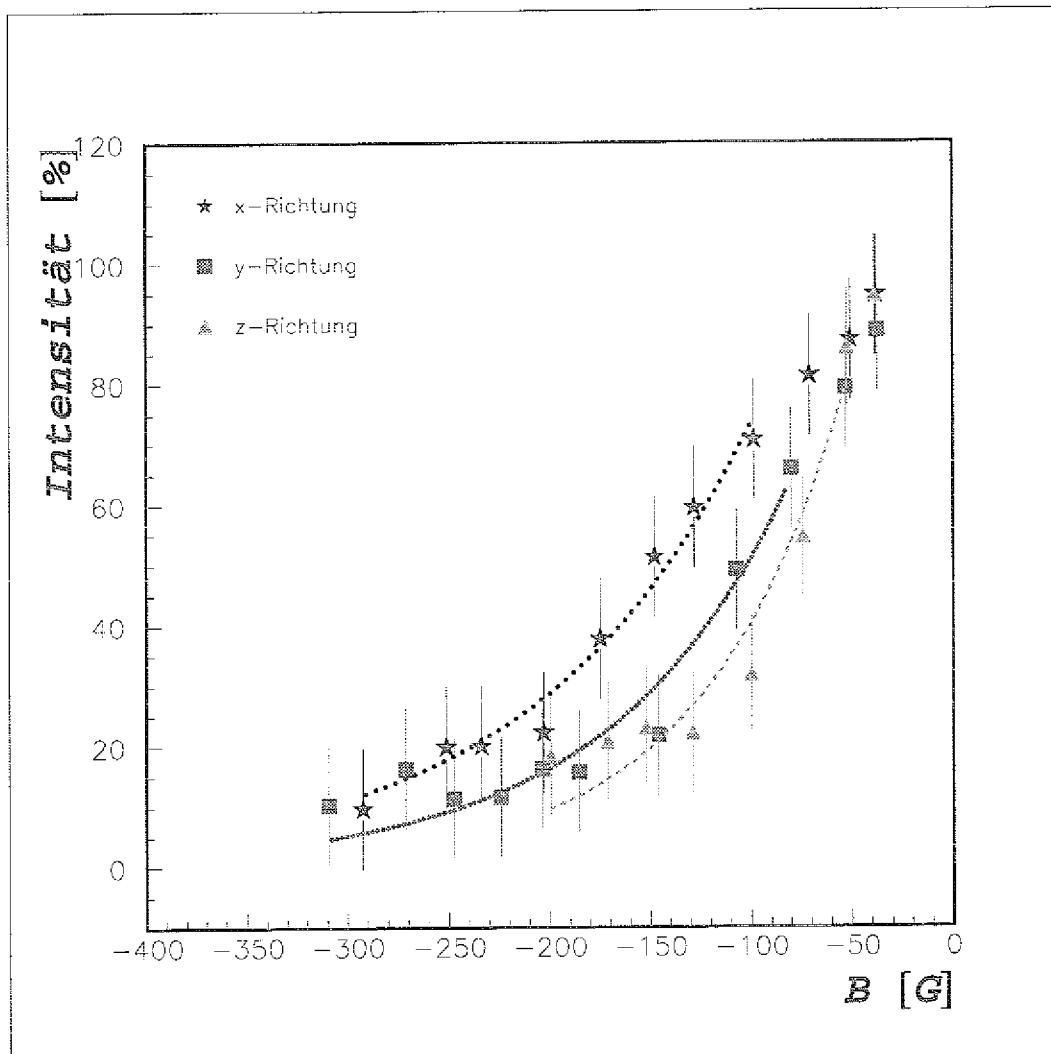


Abbildung 4.28: Der Einfluß hoher Felder auf die Verstärkung des PMs bei einer Hochspannung von 800V wird durch eine Exponentialfunktion sehr gut beschrieben, x_{Dyn} aus Formel 4.45 ist hier die gesamte Vervielfacherstrecke, B wird variiert

HV=800V	I_0	ζ_x	χ^2
X-Richtung	187,62	$0,9362 \cdot 10^{-2}$	0,2
Y-Richtung	158,78	$1,1354 \cdot 10^{-2}$	0,4
Z-Richtung	11,58	$1,4380 \cdot 10^{-2}$	0,7

Tabelle 4.3: Fit-Parameter für den Betrieb bei 1000V und großem Feld

Im Limes $\Delta I_{Dyn} \rightarrow dI_{Dyn}$ und $\Delta x_{Dyn} \rightarrow dx_{Dyn}$ erhält man eine einfache Differenti-

algleichung:

$$\frac{dI}{I} = -\zeta |B| dx \quad (4.47)$$

nach Integration:

$$I_{Dyn}(B) = I_0 \exp(-\zeta |B| x_{Dyn}), \quad (4.48)$$

wobei ζ eine Konstante ist, die die Sensitivität des PMs gegenüber dem Magnetfeld entlang der Vervielfacherstrecke angibt.

Einfluß des Magnetfelds auf das Übersprechen

Absolut gesehen nimmt das Übersprechen mit dem Magnetfeld etwa in gleicher Weise ab wie der Signalstrom, der Anteil des Übersprechens relativ zum Signalstrom des beleuchteten Kanals wächst nicht an, wie auf Abb.[4.29, 4.30] zu sehen ist.

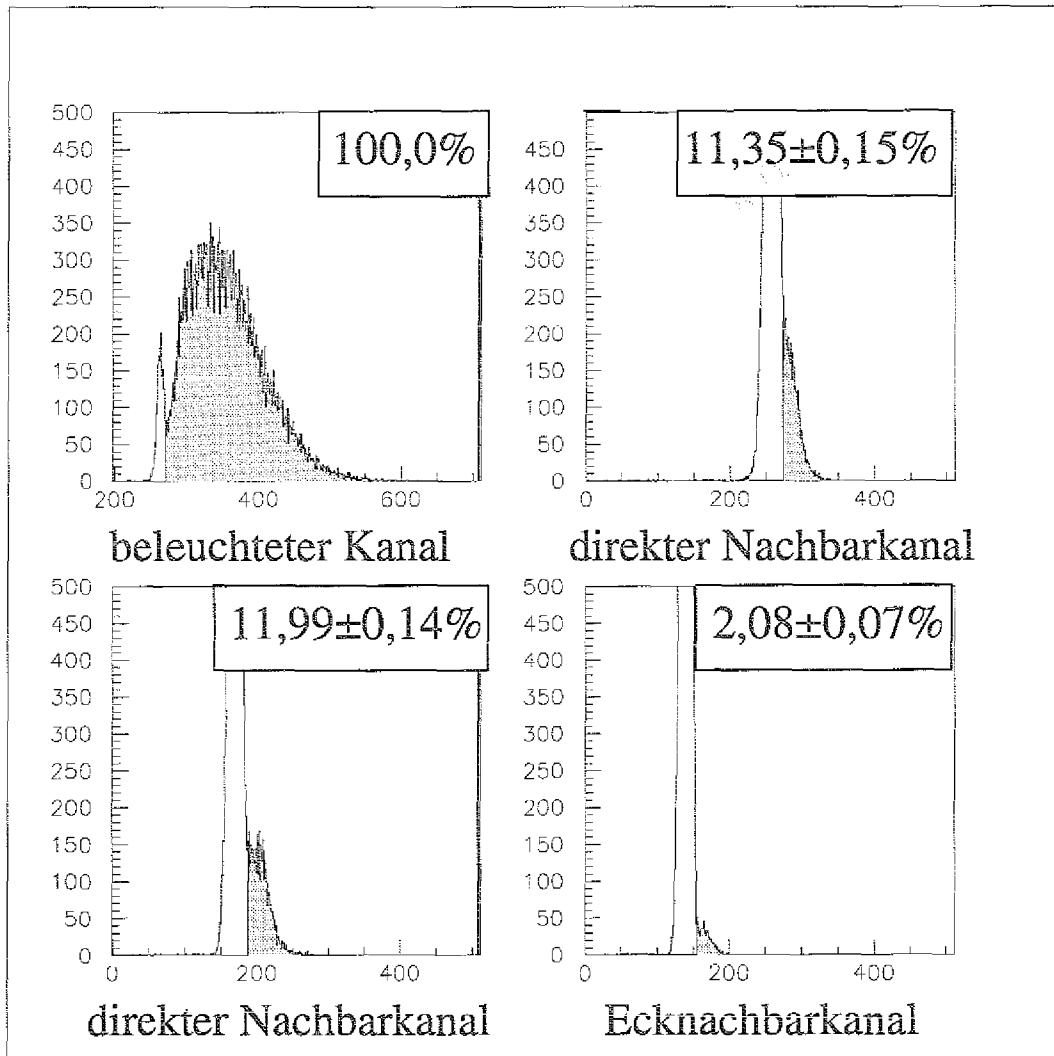


Abbildung 4.29: Übersprechen ohne Magnetfeld. Das Übersprechen ist hier größer, da die Prismen, die zur Beleuchtung der Kanäle benutzt wurden, eine größere Fläche der Photokathode beleuchteten.

Das relative Übersprechen scheint bei einem magnetischen Feld von etwa 200 Gauß kleiner als ohne Feld. Man muß aber bedenken, daß bei diesem Feld der Anodenstrom schon auf etwa 20% des Werts ohne Magnetfeld abgefallen ist und ein bedeutender Anteil des elektronischen Übersprechens entsprechend kleiner wird, außerdem steigt der relative Fehler aufgrund der niedrigeren Statistik an. Dies ist als weiteres Indiz für den großen Anteil des optischen Übersprechens zu werten. Der Vergleich der Messungen an Vielkanal-PMn mit getrennten optischen Fenstern [Zie93] bestätigt dieses Ergebnis.

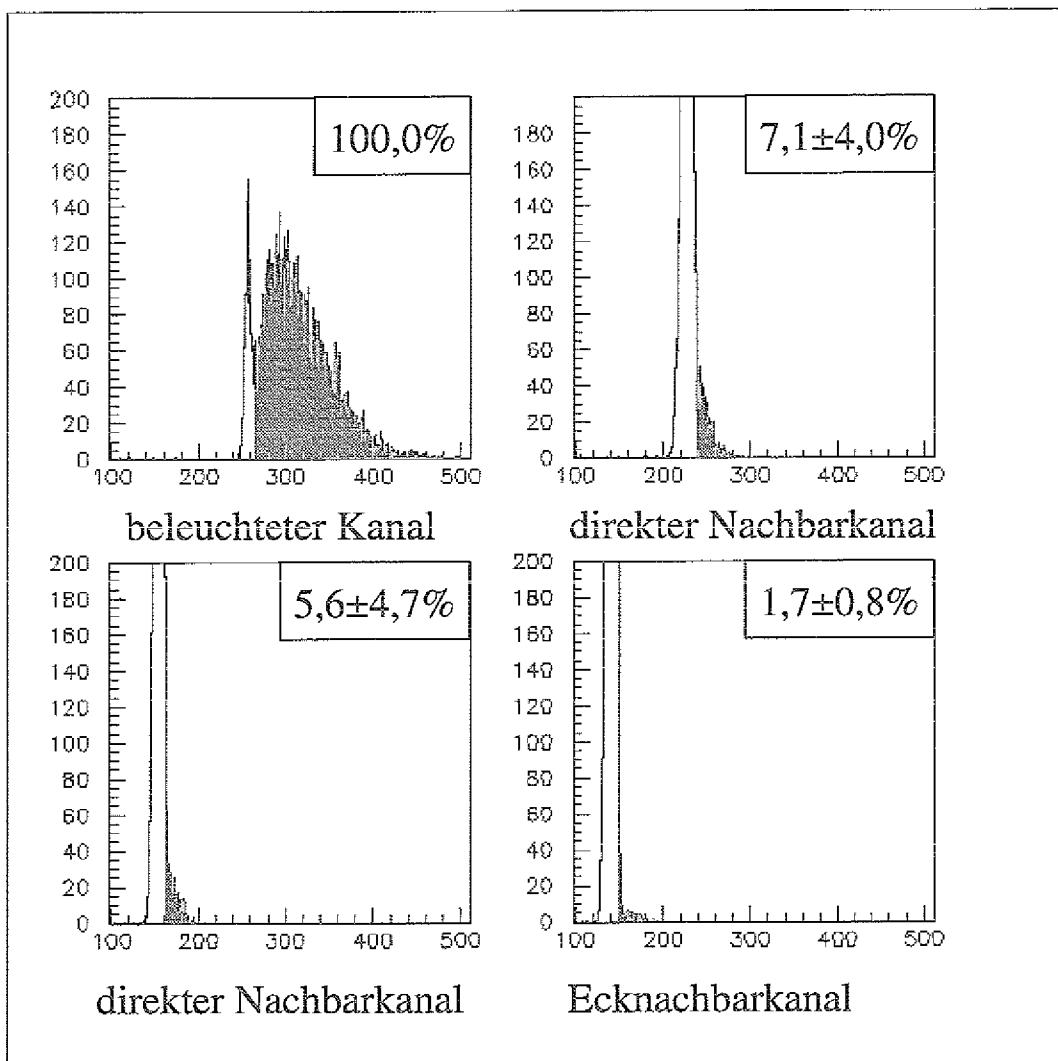


Abbildung 4.30: Übersprechen mit einem Magnetfeld von 200 G. Das Übersprechen scheint hier kleiner als ohne Feld, man muß aber beachten, daß der Anodenstrom schon auf etwa 20% des Werts ohne Magnetfeld abgefallen ist, dadurch steigt der relative Fehler.

Hier sind wahrscheinlich die kleinen Abmessungen des PMs vorteilhaft, die Elektronen können auf den kurzen Strecken von Dynode zu Dynode nur wenig abgelenkt werden.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Monte–Carlo–Simulation

Die Annihilation des Anti–Wasserstoffs an den Fallendämmen wurde unter Variation der Geometrie simuliert. Die Fallendicke wurde bei verschiedenen maximalen Detektorauflösungen ($0,02\text{ mm}$, $0,05\text{ mm}$ und $1,0\text{ mm}$) variiert. Diese Simulationen ergaben, daß ab einer Fallendicke von 3 mm Kupfer die Auflösung des Detektors und damit die Ortsauflösung entscheidend beeinträchtigt wird.

Eine Optimierung der Ortsauflösung bei gleichbleibender Faseranzahl wurde durchgeführt. Das Verhältnis Faserzahl zu Auflösung ist dann am günstigsten, wenn in jeder Lage gleich viele Fasern verwendet werden, so daß jede Faser den gleichen Winkel abdeckt.

Zur Spurrekonstruktion der geladenen Annihilations–Pionen im Magnetfeld sind mindestens drei Punkte nötig, d. h. der ortsauflösende Detektor muß mindestens drei Lagen besitzen. Die besten Ergebnisse in der Ortsrekonstruktion erreicht man durch den Einbau von vier Lagen, wegen drastischer Reduktion der Vieldeutigkeiten in der Zuordnung der Treffer zu den Spuren. Eine fünfte und jede weitere Lage bringt nur noch eine marginale Verbesserung. Durch scharfe Schnitte kann die Auflösung bei drei Lagen, allerdings unter Inkaufnahme gravierender Einbußen bei der Statistik, so weit verbessert werden, daß sie mit der von vier Lagen vergleichbar wird.

5.2 Szintillierende Fasern

Die Abschwächungslängen szintillierender Fasern verschiedener Hersteller wurden gemessen. Die Faser B–12 des Herstellers Bicron mit einer Abschwächungslänge von 285 cm für das Kern–Licht ist geeignet, das durch die minimalionisierenden Annihilations–Pionen entstanden Szintillationslicht über die Strecke zum PM zu transportieren. Lichtverluste durch eine mechanisch kritische Kopplung an einen Lichtleiter können so vermieden werden.

Szintillierende Fasern auf Polystyrolbasis verschiedener Anbieter wurden bei tiefen Temperaturen getestet. Die tiefen Temperaturen bis hinunter zur Flüssig–Helium–Temperatur zerstören den Szintillationsmechanismus und den Lichttransport nicht, ein „Temperaturquenching“ konnte nicht quantifiziert werden. Die Fasern sind also für den Einsatz als Detektorkomponenten im kalten Ambiente beim ATRAP–Experiment im Prinzip geeignet.

5.3 Multianoden–Photomultiplier

Der Multianoden–Photomultiplier H6568 der Firma Hamamatsu wurde extensiv getestet, insbesondere wurden Ein–Elektronen–Signal, Verstärkung, Dunkelrate und Übersprechen untersucht. Die Verstärkung liegt bei 1000 V Hochspannung bei rund $2,7 \times 10^7$. Das Signal hat eine Anstiegszeit von weniger als 2 ns, das Übersprechen zwischen den einzelnen Kanälen beträgt bis zu 6,5%. Die Dunkelrate übersteigt einen Wert von 5 Hz nicht, die maximale Rate bei 1000 V Hochspannung errechnet sich zu 17 GHz.

Der Einfluß eines äußeren magnetischen Feldes auf den PM wurde ermittelt. Schon bei einem Feld von 50 G ergibt sich ein Rückgang der Verstärkung um bis zu 25%. Daher sollten Feldstärken über 10 G vermieden werden. Die Gainverminderung ist abhängig von der Richtung des Feldes und der Hochspannung. Das Übersprechen wird durch das Magnetfeld nicht signifikant beeinflußt.

Kapitel 6

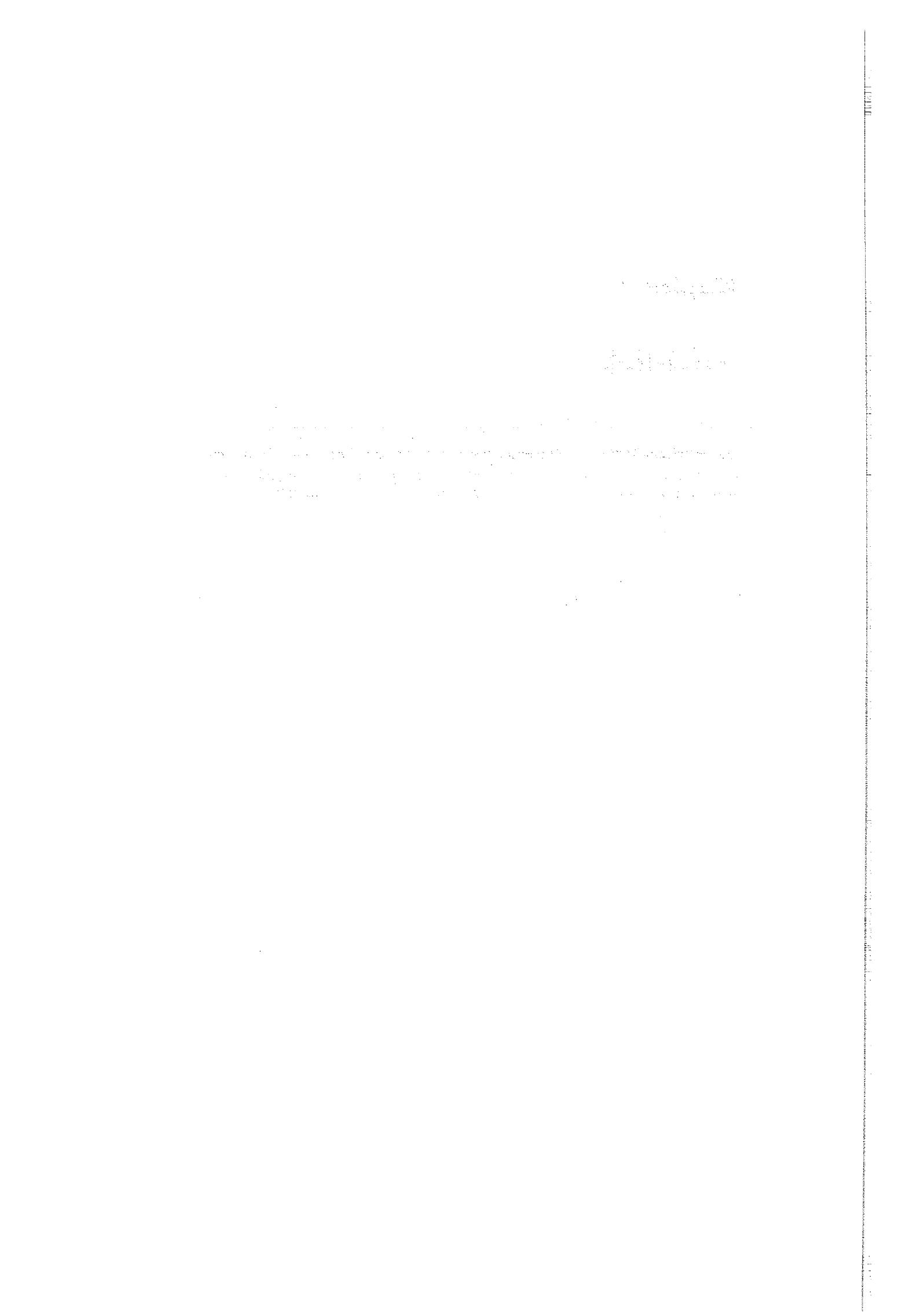
Ausblick

Die Silizium–Mikrostreifenzähler müssen in die Simulation eingebaut werden, es wird erwartet, daß dies zu einer weiteren Verbesserung der Ortsauflösung führen wird.

Weitere Untersuchungen zur Optimierung der Lichtausbeute der Szintillierenden Fasern, wie Verspiegelung der nicht ausgelesenen Enden, sind geplant. Ein Test des Übersprechens zwischen den Fasern und ein Langzeittest bei Flüssig–Helium–Temperatur werden derzeit durchgeführt bzw. vorbereitet. Eine ganze Faserlage des *ASPIRIN* –Detektors wird in einer Cosy–Strahlzeit kalibriert werden.

Der MAPM H6568 wird ein dünneres Eintrittsfenster erhalten, um das optische Übersprechen zu vermindern. Zur Abschirmung des Magnetfeldes wird er mit einer Haube aus Trafo–Blech versehen werden.

Jeder PM wird eine eigene Platine erhalten, die 16 logische Signale für die einzelnen Kanäle, ein Multiplizitäts– und ein Analog–Summen–Signal generiert.



Anhang A

Meßdaten und Herstellerangaben zu den untersuchten Photomultipliern

A.1 Das Datenblatt zum H6568

MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY H6568 H6568-10

FEATURES

- 4 × 4 multianode
- Newly developed "metal channel dynode"
- High speed response
- Low cross-talk

GENERAL

Parameter		Description / Value	Unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Salkali	-
	Minimum Effective Area	17.5 × 17.5	mm ²
Window Material		Borosilicate glass	-
Dynode	Structure	Metal channel dynode	-
	Number of Stages	12	-
Anode Size		4 × 4	mm ²
Weight (including Cable)		Approx. 130	g

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1000	Vdc
Average Anode Current		0.01	mA

CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	-	70	-	μA/lm
	Blue (CS 5-58 filter)	-	8	-	μA/lm · b
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	-	230 (50)	-	A/lm
	Gain	-	3.3×10^8 (0.7×10^8)	-	-
Anode Dark Current per Channel (after 30min. storage in darkness)		-	1 (0.5)	-	nA
Time Response (per Channel)	Anode Pulse Rise Time	-	0.83	-	ns
	Transit Time Spread (FWHM)	-	0.3	-	ns
Pulse Linearity per Channel ($\pm 2\%$ deviation)		-	0.5 (5)	-	mA
Cross-talk (4 × 4 mm ² Aperture)		-	1	-	%
Uniformity Between Each Anode		-	1:3	-	-

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.

() : Measured with the special voltage distribution ratio (Tapered-Bleeder) shown below.

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	...	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
H6568	1	1	1	1	1	1	...	1	1	1	1	1
H6568-10(Tapered Bleeder)	1.5	1.5	1.5	1	1	1	...	1	1	2	3.6	

Supply Voltage : 800 Vdc, K : Cathode, Dy : Dynode, P : Anode

Abbildung A.1: Allgemeine Daten und Arbeitsparameter

Figure 1: Typical Spectral Response

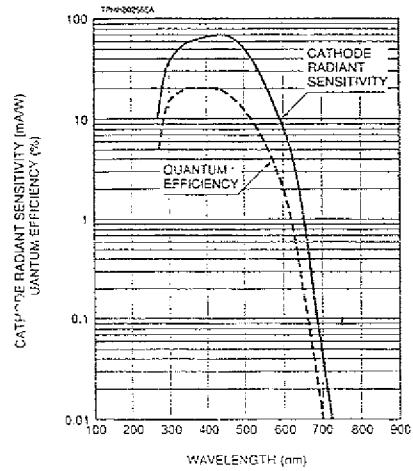


Figure 2: Typical Gain and Anode Dark Current

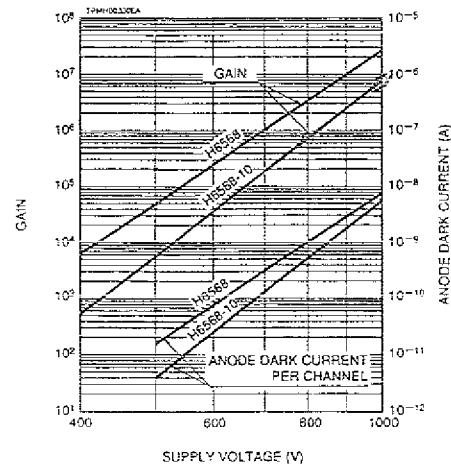


Figure 3: Typical Time Response

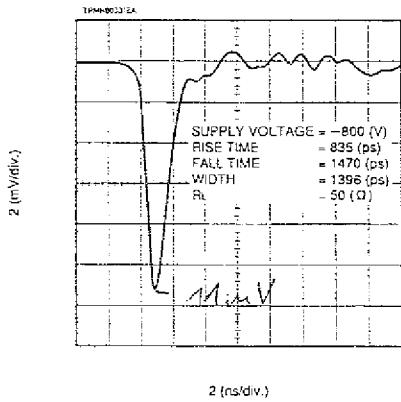


Figure 4: Typical T.T.S. Characteristic

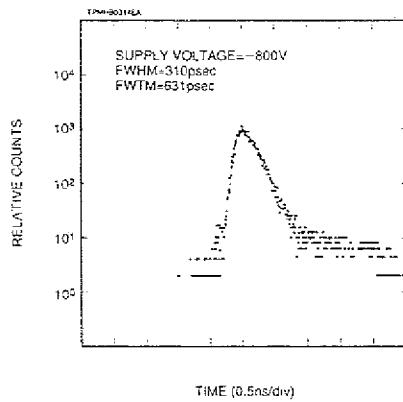


Abbildung A.2: (1) Kathodenempfindlichkeit, (2) Verstärkung und Dunkelstrom, (3) Ein-Elektron-Signal bei einer Hochspannung von 800V, (4) Signalzeitverteilung

Figure 5: Pulse Linearity per Channel

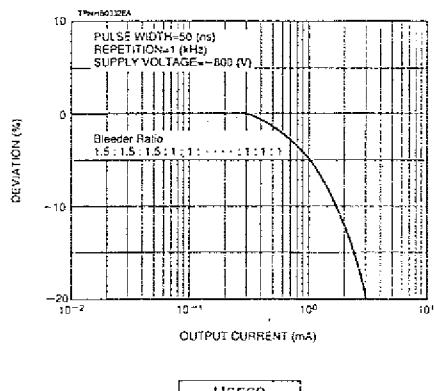


Figure 6: Anode Uniformity (Example)

100	97	97	92
89	82	66	70
66	72	66	76
70	68	69	96

Supply Voltage : 800 V
Light Source : W Lamp(uniform DC light)
Full Illumination

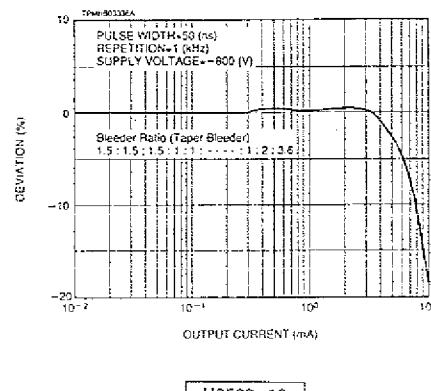


Figure 7: Anode Cross Talk (Example)

0.1	0.8	0.1	*
0.5	100	0.3	*
0.1	0.3	0.1	*
*	*	*	*

Supply Voltage : 800V
Light Source : W Lamp(uniform DC light)
Spot illumination : 4 × 4 mm²

Abbildung A.3: (5) Signallinearität, (6) Anodenhomogenität, (7) Übersprechen

Figure 8: Dimensional Outline and Circuit Diagram (Unit:mm)

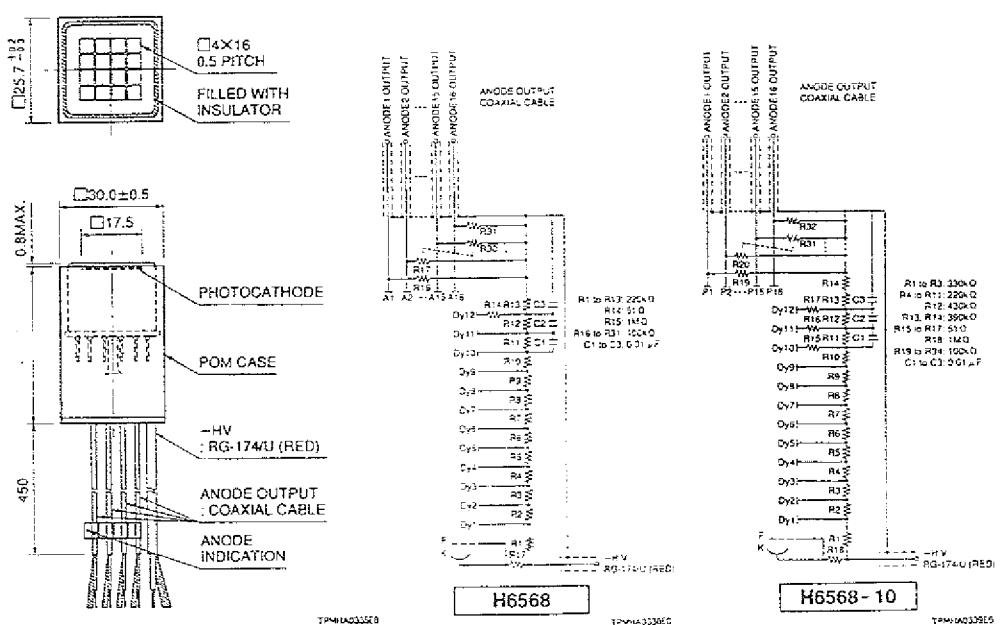


Abbildung A.4: (8) Skizze und Spannungsteiler

Anhang B

Statistik

B.1 Verteilungen

Binomial-Verteilung Die Photoelektronenerzeugung in der Kathode eines Photomultipliers gehorcht den Gesetzen der Statistik. Ein Lichtblitz i erzeugt mit einer Wahrscheinlichkeit p_i eine bestimmte Anzahl von Photoelektronen n_i . Nach mehrmaligem Ablauf dieses Vorgangs ergibt sich der Mittelwert \bar{n} der Photoelektronen pro Lichtblitz aus

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i n_i. \quad (\text{B.1})$$

Für die Verteilung der einzelnen n_i um \bar{n} gilt, da es sich bei den Elementarprozessen — z. B. Photoelektron erzeugt (Wahrscheinlichkeit p) oder nicht erzeugt (Wahrscheinlichkeit $(1 - p)$) — um Ja-Nein-Entscheidungen handelt, die Binomialverteilung

$$P_B(x, N, p) = \frac{N!}{x!(N-x)!} \cdot p^x \cdot (1-p)^{N-x}, \quad (\text{B.2})$$

Diese gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit von N möglichen Ereignissen x bestimmte beobachtet werden, von denen jedes mit der Wahrscheinlichkeit p behaftet ist.

Poisson-Verteilung Im Fall der PM-Kathode sind N und p nicht exakt bekannt, es gilt aber $N \gg \bar{n}$. Aus $\sum p = 1$ folgt damit $p \ll 1$, und damit ergibt sich $\bar{n} = Np = \text{const.}$ Mittels dieser Bedingungen lässt sich die Binomialverteilung zu

$$P_B(x, N, p) = \frac{1}{x!} \frac{N!}{(N-x)!} \cdot p^x \cdot (1-p)^{-x} \cdot (1-p)^N \quad (\text{B.3})$$

umformen. Der zweite Term wird entwickelt zu:

$$\frac{N!}{(N-x)!} = N \cdot (N-1) \cdot (N-2) \dots (N-x-2) \cdot (N-x-1). \quad (\text{B.4})$$

Unter der zusätzlichen Annahme $N \gg x$ sind diese Produktterme weitgehend gleich, so daß

$$\frac{N!}{(N-x)!} \underset{N \gg x}{\rightarrow} N^x. \quad (\text{B.5})$$

Das Produkt aus zweitem und drittem Term von B.3 wird damit zu

$$\frac{N!}{(N-x)!} \cdot p^x \xrightarrow{N \gg x} (Np)^x = \bar{n}^x. \quad (\text{B.6})$$

Der vierte Term von B.3 reduziert sich wegen $p \ll 1$ zu

$$\lim_{p \rightarrow 0} (1-p)^{-x} = \lim_{p \rightarrow 0} (1+px) = 1$$

der fünfte Term lässt sich unter Ausnutzung der Identität $N = \frac{\bar{n}}{p}$ auf folgende Form bringen:

$$\lim_{p \rightarrow 0} (1-p)^N = \lim_{p \rightarrow 0} (1-p)^{\frac{1}{p}\bar{n}} = e^{-\bar{n}}. \quad (\text{B.7})$$

Die Kombination von B.5 bis B.7 lässt im asymptotischen Fall aus B.3 die Poisson-Verteilung $P_P(x, \bar{n})$ werden:

$$P_P(x, \bar{n}) = \lim_{p \rightarrow 0} P_B(x, N, p) = \frac{\bar{n}^x}{x!} e^{-\bar{n}} \quad (\text{B.8})$$

Der Erwartungswert $\langle x \rangle$ lautet:

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \sum_{x=1}^{\infty} (x \frac{\bar{n}}{x!} \cdot e^{-\bar{n}}) \\ &= \bar{n} e^{-\bar{n}} \sum_{x=1}^{\infty} \frac{\bar{n}^{(x-1)}}{(x-1)!} \\ &= \bar{n} \cdot e^{-\bar{n}} \sum_{y=1}^{\infty} \frac{\bar{n}^y}{y} \\ &= \bar{n} \cdot e^{-\bar{n}} e^{\bar{n}} \\ &= \bar{n} \end{aligned}$$

Die Standardabweichung der Poisson-Verteilung σ_P folgt aus dem Grenzwert der Binomial-Verteilung σ_B :

$$\begin{aligned} \sigma_B^2 &= \sum_{x=0}^N ((x - \bar{n})^2 P_B(x, N, p)) \\ &= \sum_{x=0}^N \left(x^2 \frac{N!}{x!(N-x)!} p^x (1-p)^{(N-x)} \right) \bar{n}^2 \\ &= N \cdot p \cdot (1-p) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_P^2 &= \lim_{p \rightarrow 0} \sigma_B^2 \\ &= \lim_{p \rightarrow 0} (Np(1-p)) \\ &= Np \\ &= \bar{n}\end{aligned}$$

Daraus ergibt sich:

$$\sigma_P = \sqrt{\bar{n}} \quad (\text{B.9})$$

Bei der Poisson-Verteilung ist zu beachten, daß

- $P_P(x, \bar{n})$ für $x = 0$ nicht Null wird und für $x < 0$ nicht definiert ist.
- die Normierung von P_P durch den ersten Term von B.8 gewährleistet ist:

$$\sum_{x=0}^{\infty} \frac{\bar{n}^x}{x!} = e^{\bar{n}}$$

- Ihr Schwerpunkt nicht mit ihrem Maximum übereinstimmt,
- sie nicht um \bar{n} symmetrisch ist und
- nur einen freien Parameter besitzt, durch den auch die Varianz σ_P^2 und die jeweilige Wahrscheinlichkeit eines x -Wertes bestimmt sind.

Gauß-Verteilung Zu hohen Anzahlen ausgelöster Photoelektronen hin wird aus der Poisson-Verteilung die symmetrische Normal- oder Gauß-Verteilung $P_G(x, \bar{n}, \sigma)$. Diese ergibt sich aus der Binomialverteilung unter den Voraussetzungen $N \rightarrow \infty$ und $Np \gg 1$:

$$P_G(x, \bar{n}, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-\bar{n})^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{B.10})$$

Hier sind Schwerpunkt und Maximum identisch. Die Standardabweichung lautet daher

$$\sigma^2 = \bar{n}, \quad (\text{B.11})$$

woraus sich die Halbwertsbreite $FWHM$ ergibt:

$$FWHM = 2,354\sigma = 2,354 \cdot \sqrt{\bar{n}}. \quad (\text{B.12})$$

B.2 Geschachtelte Verteilung und Erzeugendenfunktion

Die Wahrscheinlichkeitverteilung der an der Photomultiplieranode ankommenden Elektronenlawinen ist eine mehrfach gefaltete Poisson-Verteilung, denn nicht nur der Photoeffekt an der Kathode, sondern jede Elektronenvervielfachung an den Dynoden gehorcht einer Poisson-Verteilung. Für solche erweist sich das Konzept der Erzeugendenfunktion [Hym64, Lom61, Fel50] als hilfreich. Für unsere Zwecke kann die Erzeugendenfunktion folgendermaßen definiert werden:

Definition 1 Eine Funktion $G(s)$ heißt Erzeugendenfunktion einer Verteilung, wenn die Summanden ihrer Taylorreihe

$$G(s) = \frac{1}{i!} \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{d}{ds} \right)^i G(s)|_{s=0} \cdot s^i$$

die Wahrscheinlichkeit für i Ereignisse ergeben.

Für die Poisson-Verteilung ist die Erzeugendenfunktion

$$G_P(s) = e^{-\bar{n} + \bar{n}s} = e^{-\bar{n}} \left(1 + \bar{n}s + \frac{\bar{n}^2 s^2}{2!} + \dots + \frac{\bar{n}^i s^i}{i!} + \dots \right) \quad (\text{B.13})$$

Finden mehrere statistische Prozesse hintereinander statt, so ist die Gesamterzeugendenfunktion

$$\mathcal{G}(s)_k = \underbrace{G_I(G_{II}[G_{III}\{\dots(s)\}])}_{k \text{ mal}} \quad (\text{B.14})$$

$$\begin{aligned} P = P_{\text{Poisson}} &= \exp(-\bar{n}_1 + \bar{n}_1 \\ &\times \exp[-\bar{n}_2 + \bar{n}_2 \times \exp\{-\bar{n}_3 + \bar{n}_3 \times \dots \times \exp\{-\bar{n}_k + \bar{n}_k s\}\}]) \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

mit der man sich nun die Wahrscheinlichkeitsverteilung wie oben beschaffen kann. Die mittlere (Elektronen-)Anzahl \bar{N} ist dann

$$\frac{d\mathcal{G}_k}{ds}|_{s=1}.$$

Die Dispersion D ist definiert als:

$$\begin{aligned} D &= \frac{\text{Varianz}}{\text{Mittel}^2} \\ &= \frac{\sigma^2}{\bar{N}^2} \\ &= \frac{[(d^2\mathcal{G}/ds^2) + (d\mathcal{G}/ds) - (d\mathcal{G}/ds)^2]_{s=1}}{(d\mathcal{G}/ds)_{s=1}^2} \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

In den meisten Anwendungsfällen ist $\bar{n}_2 = \bar{n}_3 = \dots = \bar{n}_k = \bar{n}$ und nur der erste Mittelwert (die Verstärkung an der ersten Dynode) \bar{n}_1 ist verschieden. Die Dispersion wird dann zu

$$\mathcal{D} = \frac{\bar{n}}{\bar{n}(\bar{n}_1 - 1)} \quad (\text{B.17})$$

die mittlere Elektronenverstärkung ist also am Single-Elektron-Peak über die Relation

$$\frac{\text{Varianz}}{\text{Mittel}^2} = \frac{\sigma^2}{\bar{N}^2} = \frac{\bar{n}}{\bar{n}_1(\bar{n} - 1)} \quad (\text{B.18})$$

abzulesen.

B.3 Der χ^2 -Test

Mit dem χ^2 -Test kann die Abweichung der Meßdaten von einer theoretischen Kurve beschrieben werden. Mathematisch ist das χ^2 folgendermaßen definiert:

Definition 2 Sei n eine Menge unabhängiger Zufallszahlen x_i , die um ein theoretisches Mittel μ_i mit der Standardabweichung σ_i gaußverteilt sind. Die Summe

$$u = \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (\text{B.19})$$

heißt dann χ^2 .

Da x_i eine Zufallszahl ist, ist auch u eine Zufallszahl und man kann zeigen, daß sie der Verteilung

$$P(u)du = \frac{(u/2)^{(\nu/2)-1} \cdot \exp(-u/2)}{2 \cdot \Gamma(\nu/2)} du \quad (\text{B.20})$$

gehört, wobei ν gleich dr Zahl der Freiheitsgrade und $\Gamma(\nu/2)$ die Gamma - Funktion ist.

Die Zahl ν ist der einzige Parameter der Verteilung und bestimmt ihre Form. Die Zahl der Freiheitsgrade kann mit der Zahl der unabhängigen Variablen in der Summe B.13 identifiziert werden. In der Praxis sind das die Meßdaten.

Wie man leicht zeigen kann, ist das Mittel der Verteilung B.20 $\mu = \nu$ und ihre Varianz $\sigma^2 = 2\nu$.

Das χ^2 charakterisiert die Fluktuation der Daten x_i . Sind die Daten tatsächlich um das theoretische Mittel μ_i gaußverteilt, so sollte ihr Verhältnis nahe 1 und $u = \nu$ sein. Für reale Daten x_i gibt es eine Fluktuation von u um dieses Mittel, deren Wahrscheinlichkeit durch B.20 beschrieben wird.

Durch die Anwendung des χ^2 -Tests auf die gemessenen Daten wird ein Maß für die Zuverlässigkeit der theoretischen Annahmen gewonnen, ergibt sich ein unwahrscheinlicher χ^2 -Wert, so muß die zugrundegelegte Hypothese überprüft werden.

Literaturverzeichnis

- [And33] C. D. Anderson, Physical Review, 43(1933) 491; C. D. Anderson, Science 76(1932)
- [Bau96] G. Baur et al., „Producton of Antihydrogen“, Physics Letters B 368(1996) 251-258
- [Bea97] B. de Beauvoir et al., Phys. Rev. Lett. 78(1997) 440
- [Bet30] H. Bethe, Annalen der Physik, [5] 5(1930) 325; H. Bethe, Zeitschrift für Physik, 76(1932) 293; F. Bloch, Annalen der Physik, 5. Folge, Bd. 16 (1933) 285
- [Bir64] J. B. Birks, „The Theorie and Practice of Scintillation Counting“, Oxford, 1964
- [Cha55] O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand, T. Ypsilantis, „Observation of Antiprotons“, Physical Review 100(1955) 947
- [Cho52] C. N. Chou, „The Nature of the Saturation Effect of Fluorescent Scintillators“, Physical Review 87(1952) 904
- [Cra70] R. L. Craun und D. L. Smith, „Analysis of Response Data for several Organic scintillators“, Nuclear Instruments and Methods 80(1970) 239
- [Dir28] P. M. A. Dirac, „The Quantum Theory of the Electron“, Proceedings of the Royal Society A, 117 (1928) 610
- [Dir31] P. M. A. Dirac, „Quantised Singularties in the Electromagnetic Field“, Proceedings of the Royal Society A, 133 (1931) 60
- [Dum82] G. Dumont und P. Duteil, „Specification for a Photomultiplier Base - Type 4244“, EP-Elektronics, Testbericht der Test and Instrumentation Group, CERN, (1982)
- [Fel50] W. Feller, „An Introduction to Probability Theory and Its Applications“, Vol.1, Wiley 1950 (3. Auflage, 1967, Wiley S. 265ff)
- [Gab88] G. Gabrielse et al., Physical Letters A129, (1988) 38
- [Gab97] G. Gabrielse et al., „The Production and Study of Cold Antihydrogen“, Proposal Presented to the CERN SPSLC on 25 March 1997 (SPSC 97-8/P306)
- [Gab98] G. Gabrielse, private Mitteilungen
- [Hak80] H. Haken und H. C. Wolf, „Atomphysik und Quantenmechanik“, Springer 1980 (2. Auflage 1983 Springer)
- [Ham94] Hamamatsu, „Photomultiplier Tube“, 1994
- [Ham97] Hamamatsu Datenblatt zur „Multianode Photomultiplier Tube Assembly H6568“ (1997)
- [Ham98] Dr. H. Reiner, Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, private Mitteilung, (1998)
- [Has95] A. Hassan, K. Kilian et al., „Development in Connection with the Hydrogen/Deuterium Target“, Annual Report IKP 1995

- [Haw90] C. M. Hawkes et al., „Decay Time and Light Yield Measurements for Plastic Scintillating Fibres“, Nuclear Instruments and Methods, A292(1990)329
- [Hym64] L. G. Hyman, R. M. Schwarz und R. A. Schluter, „Study of High Speed Photomultiplier System“, The Review of Scientific Instruments, Vol. 35, No. 3, S. 393ff, 1964
- [Kal97] H. Kalinowski, private Mitteilungen
- [Kno79] G. F. Knoll, „Radiation Detection and Measurement“, 1979, (2. Auflage, 1989 Wiley)
- [Leo87] W. R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics“, 1987, (2. Auflage 1993 Springer)
- [Les77] B. Leskovar und C. C. Lo, „Transit time spread measurement of microchannel-plate photomultipliers“, in „European Conference on Precise Electrical Measurements“, Brighton, Sussex, England; 5.-9. Sept. 1977 (London, IEEE (1977), S. 41 ff)
- [Lom61] F. J. Lombard und F. Martin, „Statistics of Electron Multiplication“, The Review of Scientific Instruments, 32/2, (1961)
- [Oel98] W. Oelert, private Mitteilungen
- [Sef89] T. Sefzick, K. Kilian, W. Oelert und G. Wienands, „A System for Simulation of Scintillator Light Signals“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A288(1990) 571-573
- [Tho86] Thorn EMI „Photomultipliers“, Katalog 1986, THORN EMI Electron Tubes Ltd.
- [Ude97] Th. Udem, T. W. Hänsch et al., „Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain“ Physical Review Letters, 79(1997) 2646-2649
- [Whi88] T. O. White, „Scintillating Fibres“, Nuclear Instruments and Methods, A273(1988)820
- [Zie93] R. Ziegler, „Szintillierende Fasern und Photomultiplier für den EDDA-Detektor“, Diplomarbeit, ISKP der Universität Bonn, April 1993

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein spezieller Dank gilt

Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Vergabe dieser interessanten Arbeit

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff für die Übernahme des Korreferats

Herrn Prof. Dr. W. Oelert für die intensive Betreuung und ständige Hilfs- und Diskussionsbereitschaft, sowie für die kritische Durchsicht dieser Arbeit

der Cosy-11-Kollaboration, insbesondere Herrn Dr. T. Sefzick für zahlreiche wertvolle Tips und Anregungen und Herrn S. Sewerin für die Einführung in die Software

der Elektronikwerkstatt des IKP, insbesondere Herrn Dr. J. Bojowald und Herrn R. Nellen für die Unterstützung und gute Zusammenarbeit

der Mechanikwerkstatt des IKP für die prompte Erledigung der Aufträge

der EDDA-Kollaboration, insbesondere Herrn Dr. R. Ziegler und Herrn Dr. H.-P. Engelhardt für den Know-how-Transfer

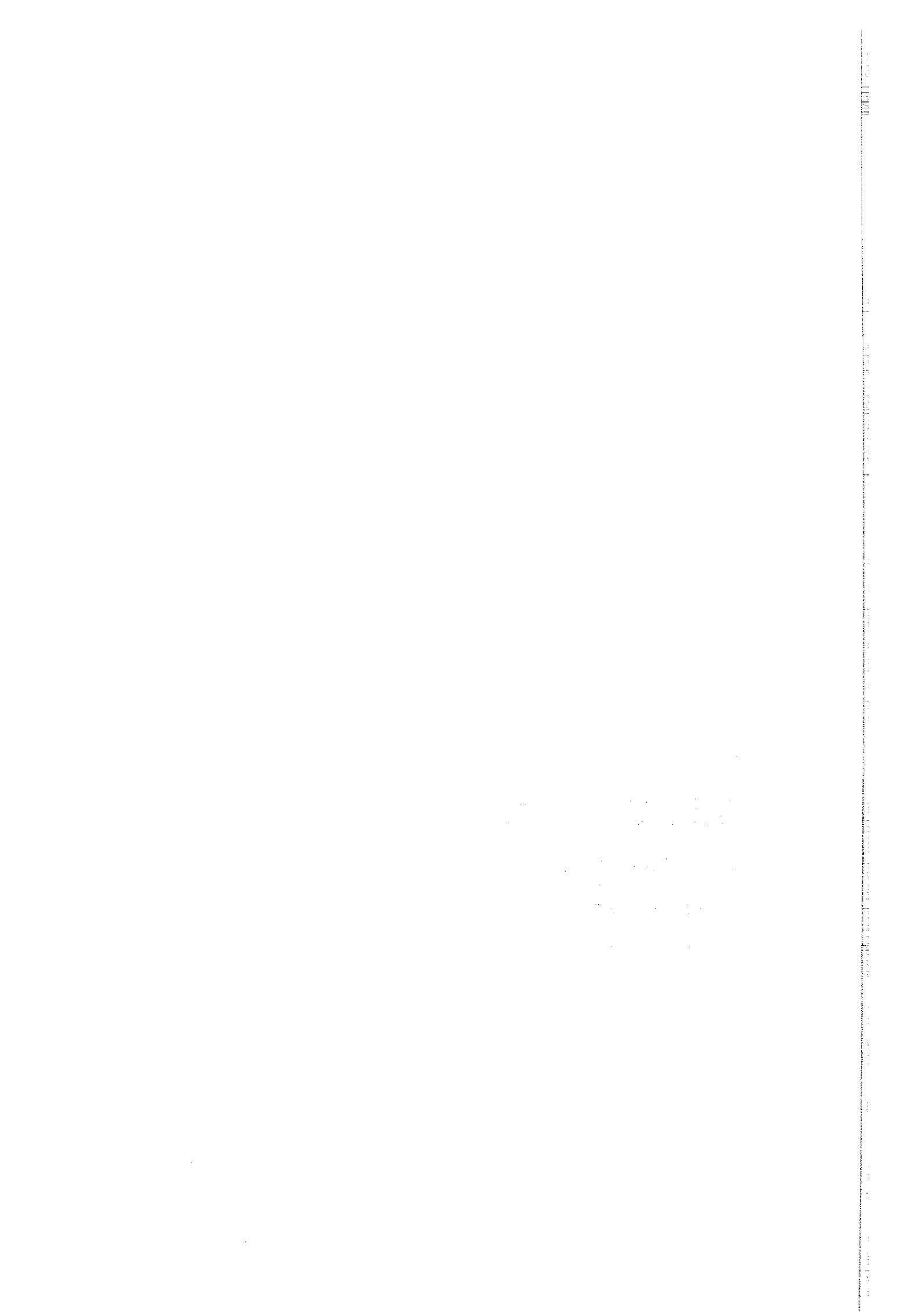
Herrn Dr. Th. Sagefka für die Bereitstellung des Magneten

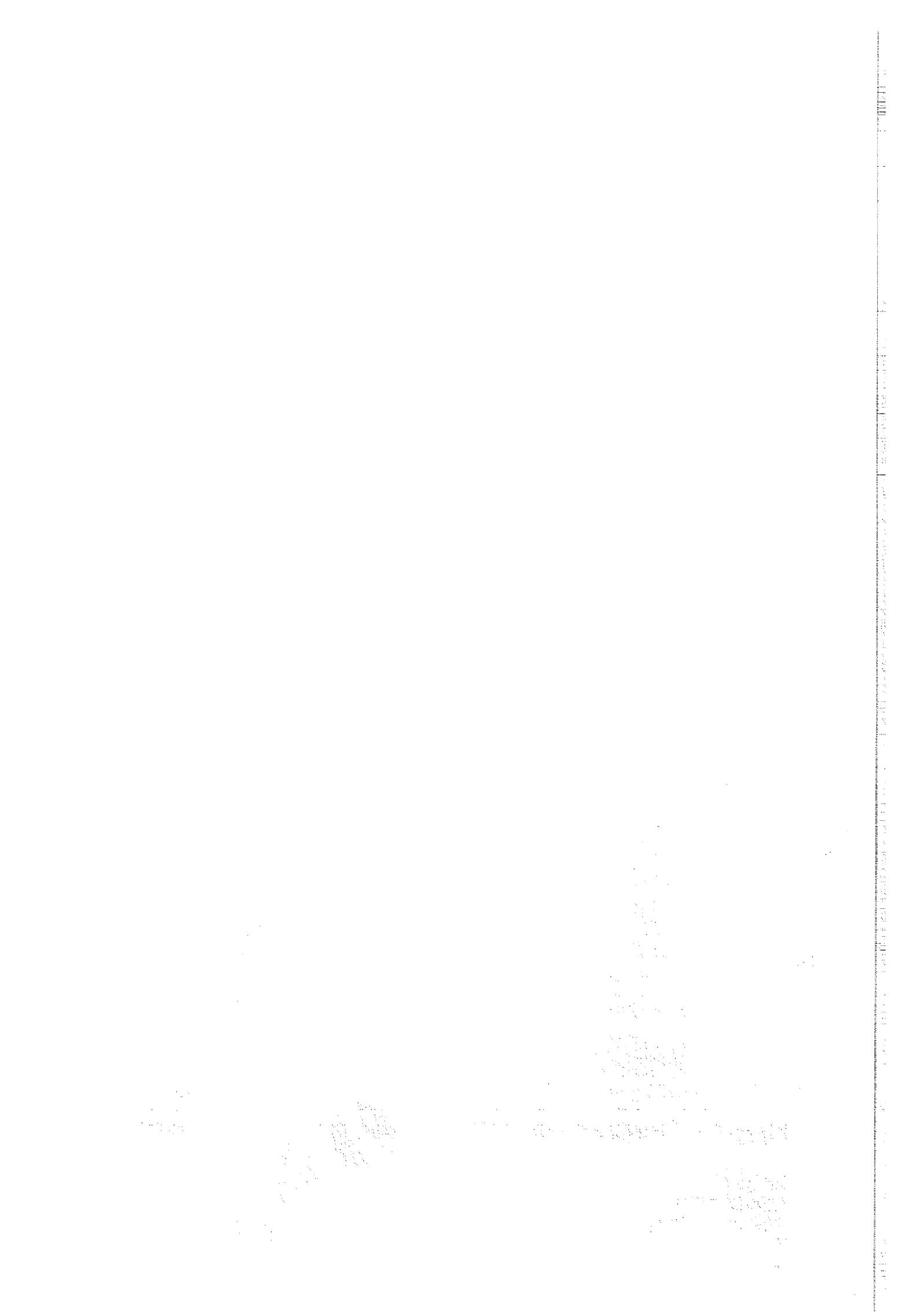
Herrn B. Breustedt für die gute Zusammenarbeit

Herrn Wüst vom ASS für die Bereitstellung der Radioisotope

den „TOFern“ für die gute und produktive Atmosphäre in Büro und Labor

Besonderer Dank gilt meinen Eltern.





Forschungszentrum Jülich



JüL-3572
August 1998
ISSN 0944-2952