

Interner Bericht  
DESY F15-92-03  
August 1992

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property		library
Zugang	21. SEP. 1992	
Accession		
Leihfrist	7	days
Loan period:		

## Entwicklung einer Vieldraht - Proportionalkammer für den Cherenkov - Licht - Nachweis in einem RICH - Zähler

### Vergleich verschiedener, reflektierender Photokathoden

von

H. Ehrlichmann

Hamburg DESY

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

**Entwicklung einer  
Vieldraht – Proportionalkammer  
für den Cherenkov – Licht – Nachweis  
in einem RICH – Zähler**

**Vergleich verschiedener, reflektierender  
Photokathoden**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von ✓  
Heiko Ehrlichmann  
aus Kiel

Hamburg  
1992

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. W. Schmidt - Parzefall  
Prof. Dr. V. Soergel

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. W. Schmidt - Parzefall  
Prof. Dr. F. W. Büsser

Datum der Disputation: 26. 8. 1992

Sprecher des Fachbereichs

Physik und Vorsitzender

des Promotionsausschusses: Prof. Dr. G. Mack



## Kurzfassung

Im Rahmen der Studien zu einer B-Fabrik am DESY wurden im direkten Vergleich die Einzelphoton-Nachweiseffizienzen verschiedener Photokathoden als Teil einer Methan-gefüllten Vieldraht-Proportionalkammer mit Tetrakis-(dimethylamino)-ethylen (TMAE) im spektralen Bereich zwischen 140 nm und 240 nm untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß für einen schnellen Ring-Imaging-Cherenkov-Zähler, wie er in einer B-Fabrik als Teilchenidentifikations-Komponente zum Einsatz käme, eine Kammer mit Gold-Photokathode und TMAE im Gas eine ausreichend gute Effizienz besitzt. Sie ist im Vergleich zu einer Kammer mit CsI-Photokathode ähnlich effizient, aber bedeutend unempfindlicher gegenüber Feuchtigkeit, wodurch die Verwendung einer solchen Konfiguration auch auf großen, im Betrieb unzugänglichen Flächen möglich ist.

## Abstract

During the B factory studies at DESY the single photon detection efficiencies of different reflective photocathodes as a part of a methane-filled multiwire proportional chamber with Tetrakis-(dimethylamino)-ethylene (TMAE) has been investigated in direct comparison in the spectral range between 140 nm and 240 nm. It was shown that for a Fast Ring Imaging Cherenkov Detector, which is proposed to use for particle identification in a B factory, a chamber with gold photocathode and TMAE in the gas is sufficient enough. The efficiency of such a chamber is nearly as high as the efficiency of one with a CsI photocathode but in contrast the lower sensitivity to humidity allows the application of a gold photocathode on large inaccessible areas.



# Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	3
2.	<i>HELENA</i> , eine B - Fabrik am DESY	5
2.1.	Wahl der Ausgangsparameter	5
2.2.	Der Beschleuniger	6
2.3.	Der Detektor	7
3.	Teilchenidentifikation mit einem RICH - System	14
3.1.	Der Cherenkov - Effekt	14
3.2.	Geschwindigkeitsmessung	16
3.3.	Auflösung und Fehlerquellen eines RICH - Systems	17
3.4.	Der Einzelphoton - Nachweis	25
3.5.	Ein "schöner RICH" für <i>HELENA</i>	27
4.	Vieldraht - Proportionalkammern zur Lichtdetektion	30
4.1.	Die Gasverstärkung	30
4.2.	Ortsauflösende Signalauslese	33
4.3.	Einzelphoton - Nachweis mit einer Drahtkammer	34

5. Der Photokathoden - Teststand	37
5.1. Wahl der Meßtechnik	37
5.2. Experimenteller Aufbau	38
5.3. Die Drahtkammer und ihre Auslese	41
5.4. Bestimmung der Einzelphoton - Nachweiseffizienzen	43
5.5. Weitere Meßmöglichkeiten	46
6. Experimente und Messungen	48
6.1. Qualität der Meßergebnisse	48
6.2. Photokathodenvergleiche	56
6.3. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	70
7. Ausblick	75
8. Anhang	81
8.1. Zur Lichtbrechung im Radiator	81
8.2. Zur Statistik der Elektronenlawinen - Bildung	82
8.3. Zur Signalentstehung in Drahtkammern	85
8.4. Zur Effizienz des Photomultipliers	88
8.5. Fehlerrechnung	89
8.6. Literaturverzeichnis	90

# 1. Einleitung

Die Untersuchung von  $b$ -Quarks sowie deren Zerfällen eröffnet die Möglichkeit, grundlegende Parameter des Standardmodells, der gegenwärtig besten Theorie der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung, zu bestimmen. Dieses geschieht seit mehreren Jahren erfolgreich an den Elektron-Positron-Speicherringen DORIS am Deutschen Elektronensynchrotron DESY und CESR an der Cornell-Universität, wo nahezu ruhende  $B$ -Mesonen aus dem Zerfall der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entstehen, die in  $e^+e^-$ -Annihilationen bei 10.58 GeV Schwerpunktsenergie erzeugt werden ( $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^- / B^0\bar{B}^0$ ). Der Nachweis der aus den  $B$ -Meson-Zerfällen entstehenden Teilchen erfolgt mit den Detektorsystemen ARGUS und CLEO, wobei jeweils die Daten von etwa  $10^5$  Zerfällen pro Jahr aufgezeichnet werden können.

Für die Untersuchung sehr seltener Ereignisse und die damit verbundene Bestimmung einiger noch unbekannter fundamentaler Parameter reicht diese Datenmenge allerdings nicht aus. Im Zentrum des Interesses steht hier die direkte Beobachtung der CP-Verletzung z.B. im Zerfall  $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ , der mit einer Datenmenge von etwa  $10^8$   $B$ -Zerfällen pro Jahr untersuchbar wäre.

An allen namhaften Teilchenbeschleuniger-Zentren der Welt (CERN, SLAC, KEK, Nowosibirsk, Cornell, DESY usw.) werden daher Studien zum Bau einer "B-Fabrik", also einer neuen Speicherring-Detektor-Kombination zur Erzeugung und Untersuchung einer großen Anzahl an  $B$ -Mesonen, betrieben, die sowohl die Beobachtung der CP-Verletzung wie auch noch unentdeckter gebundener  $b$ -Zustände (z.B. Grundzustand des  $b\bar{b}$ -Systems) erlauben würde. Weiterhin könnten damit ideale Bedingungen zur besseren Untersuchung des schweren  $\tau$ -Leptons samt zugehörigem Neutrino  $\nu_\tau$  sowie der mit dem charm-Quark verbundenen Physik geschaffen werden.

Die Erzeugung von  $B$ -Meson-Paaren über die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist wegen eines hohen Wirkungsquerschnittes der Produktion und sehr guten Voraussetzungen für die Ereignisrekonstruktion sehr vorteilhaft. Um CP-Verletzung beobachten zu können, muß aber der zeitliche Verlauf der Zerfallsreaktion bestimmt werden. Dies ist möglich, indem die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in asymmetrischen  $e^+e^-$ -Kollisionen erzeugt wird, so daß die Zerfallspunkte der beiden entstehenden  $B$ -Mesonen meßbar räumlich getrennt sind.

Mit einem daher asymmetrisch aufgebauten Detektorsystem werden die stabilen bzw. ausreichend stabilen geladenen Zerfallsprodukte Elektronen, Myonen, Protonen, Pionen und Kaonen sowie energiereiche Photonen beobachtet. Hierbei ist gerade zur Unterscheidung von Pionen und Kaonen bis zu Teilchenimpulsen von 5 GeV/c eine spezielle Teilchenidentifikationskomponente nötig.



Zur Erfüllung dieser Aufgabe ist in den meisten der vorliegenden B-Fabrik-Entwürfen ein Ring-Imaging-Cherenkov (RICH)-Zähler vorgesehen, bei dem die Teilchengeschwindigkeitsabhängigkeit des Winkels, unter dem Cherenkov-Strahlung emittiert wird, ausgenutzt wird. Zusammen mit der Teilchenimpulsinformation, geliefert von einer zentralen Spurkammer, kann die Teilchenmasse ermittelt und so die Identifikation durchgeführt werden.

Die Messung der ringförmigen Lichtprojektionen, die pro Teilchen aus einzelnen Photonen besteht, kann unter Verwendung einer Vieldraht-Proportionalkammer mit fester, reflektierender Photokathode erfolgen, wobei die Effizienz des Lichtnachweises über die generelle Verwendbarkeit des gesamten RICH-Zählers entscheidet.

Im Rahmen der hier beschriebenen Untersuchungen wurde eine bezüglich räumlicher Auflösung, Langzeitstabilität und Einzelphoton-Nachweiseffizienz gute Vieldraht-Proportionalkammer entwickelt, die neben vielfältigen Verwendungsmöglichkeiten (immer, wenn ortsaufgelöster Lichtnachweis gefordert ist) auch unmittelbare Anwendung in der RICH-Detektorkomponente einer B-Fabrik finden kann.

Für diese spezielle Anwendung, die das Ziel der vorliegenden Arbeit darstellte, sind einige Randbedingungen zu erfüllen. Daher wird zunächst die am DESY vorgeschlagene asymmetrische  $e^+e^-$ -B-Fabrik "HELENA" vorgestellt, um die von der RICH-Komponente zu erfüllenden Aufgaben sowie die technischen Randbedingungen festzulegen. Anschließend erfolgt eine Einführung in die Funktionsweise eines RICH-Zählers samt Betrachtungen zur Auflösung in der Teilchenidentifikation, wodurch die Anforderungen an den Einzelphoton-Nachweis definiert werden. Eine kurze, zum Verständnis des verwendeten Drahtkammeraufbaus und Meßprinzips nötige Diskussion der Kammer-Arbeitsweise schließt den eher theoretischen Teil ab.

Bevor die durchgeführten Experimente und Messungen dargestellt und diskutiert werden, wird der für diese Untersuchungen speziell konstruierte und aufgebaute Meßstand beschrieben.

## 2. HELENA, eine B - Fabrik am DESY

Am Deutschen Elektronensynchrotron DESY wurden und werden, wie auch an vielen der anderen, mit experimentellen hochenergiephysikalischen Untersuchungen beschäftigten Labors, Studien zum Bau einer B-Fabrik betrieben. Um die Randbedingungen für den vorgesehenen RICH-Zähler einer B-Fabrik festlegen zu können, soll hier eine kurze Beschreibung des am DESY entworfenen HELENA-Detektors erfolgen.

### 2.1. Wahl der Ausgangsparameter

Die direkte Beobachtung der CP-Verletzung im B-System stellt das wichtigste Ziel der Experimente mit einer B-Fabrik dar. Mehrere Zerfallsmoden können hierfür untersucht werden, wobei der Zerfall  $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$  wegen eines relativ hohen Verzweigungsverhältnisses und guter Rekonstruktionswahrscheinlichkeit am vielversprechendsten und damit für die Planungen zu einer B-Fabrik parameterbestimmend ist. Er wurde in den bestehenden Experimenten mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa  $4 \cdot 10^{-4}$  gemessen. Um die erwartete Asymmetrie zwischen  $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$  und  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$  mit einer Genauigkeit von besser als drei Standardabweichungen bestimmen zu können, müssen etwa  $10^8$  B-Meson-Zerfälle untersucht werden. Dies entspricht der Messung über ein Jahr<sup>1</sup> mit einer Luminosität von  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , definiert durch

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \quad . \quad (1)$$

$dN/dt$  steht für die Rate, mit der Teilchen in einer gegebenen Reaktion produziert werden und  $\sigma$  für den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion (hier:  $\sigma(e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0) \approx 1 \text{ nbarn} = 10^{-33} \text{ cm}^2$ ). Der Speicherring muß also eine Luminosität von mehr als  $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  liefern<sup>2</sup>, damit in einem angemessenen Zeitraum von einigen Jahren Ergebnisse erwartet werden können.

Voraussetzung für die Untersuchung der CP-Verletzung im Zerfall  $B^0\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$  ist die Unterscheidung zwischen  $B^0$  und  $\bar{B}^0$  als Ausgangszustand und die Kenntnis des zeitlichen Ablaufs der Reaktion. Dies ist möglich, indem durch asymmetrische  $e^+e^-$ -Kollision die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (mit der Masse  $M_{\Upsilon(4S)} = 10.58 \text{ GeV}/c^2$ ) nicht in

1. mit einer Effizienz  $\epsilon \approx 1/\pi$

2. im Vergleich dazu : DORIS III  $\rightarrow L = 3 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  , LEP  $\rightarrow L = 1.5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Ruhe sondern mit einem Lorentz-Boost gemäß

$$\beta \gamma = \frac{E_1 - E_2}{2\sqrt{E_1 E_2}} \quad (2)$$

mit den Strahlenergien  $E_1$  und  $E_2$  sowie der relativistischen Geschwindigkeit  $\beta = v/c$  und Dilatation  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ , erzeugt wird. Der  $B^0$ - und  $\bar{B}^0$ -Zerfall finden dann räumlich getrennt voneinander statt; eine Zeitdifferenz im Zerfall der beiden B-Mesonen führt zu einem meßbaren Zerfallsortunterschied. Die Strecke zwischen beiden Zerfallspunkten (Vertices) muß dabei größer als die räumliche Auflösung des Detektors sein. Durch eine zu starke Asymmetrie reduziert sich jedoch die gesamte Detektorakzeptanz und die erreichbare Luminosität, so daß ein Lorentz-Boost von  $\beta \gamma = 0.6$  als der beste Kompromiß erscheint.

Da in einigen Zerfällen eine eindeutige Korrelation zwischen der Ladung des zerfallenden B-Mesons und einem der Endprodukte besteht, kann das Flavour dieses B-Mesons bestimmt werden. Damit ist auch das Flavour des zweiten, möglicherweise in  $J/\Psi K_s^0$  zerfallenden eindeutig bestimmt (Flavour-Tagging). Sollen hierfür nicht nur Leptonen aus den semileptonischen Zerfällen  $B^0 \rightarrow X l^+ \nu$  bzw.  $\bar{B}^0 \rightarrow X l^- \nu$  sondern auch die Kaonen aus  $B^0 \rightarrow K^+ X$  und  $\bar{B}^0 \rightarrow K^- X$  benutzt werden, ist eine effiziente Pion-Kaon-Trennung sehr wichtig.

Für die Untersuchung von  $B_s - \bar{B}_s$ -Oszillationen wäre der Betrieb etwas oberhalb der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz mit noch höherer Asymmetrie nötig und sollte als Option in die Planungen eingehen.

## 2.2. Der Beschleuniger

Gemäß Gl.2 und der Bedingung  $4 E_1 E_2 = M_{\Upsilon(4S)}^2$  folgen aus der gewählten Asymmetrie die Strahlenergien  $E_1 = 9.33 \text{ GeV}$  und  $E_2 = 3.0 \text{ GeV}$ .

Anhand der Gleichung

$$L = \frac{N^+ N^- n_b f}{4 \pi \sigma_x \sigma_y} \quad (3)$$

mit den Teilchenzahlen pro Teilchenpaket ("Bunch")  $N^+$  und  $N^-$ , der effektiven Querschnittsfläche der kollidierenden Teilchenpakete  $4 \pi \sigma_x \sigma_y$  sowie der Anzahl  $n_b$  und der Umlauffrequenz  $f$  der Bunche, ist zu erkennen, daß eine im Vergleich zu DORIS um einen Faktor 100 größere Luminosität der B-Fabrik nur durch eine entsprechend große Anzahl gespeicherter Teilchenpakete mit jeweils möglichst vielen Teilchen bei am

Wechselwirkungspunkt sehr guter Fokussierung erreichbar ist.

Die maximale Teilchenzahl pro Bunch ist durch Raumladungseffekte begrenzt. Daher kann eine drastische Erhöhung der Luminosität nur durch Vergrößerung der Bunch-Kollisionsfrequenz, also durch die Erhöhung der Teilchenpaketanzahl innerhalb der Maschinen erfolgen, obwohl dies mit großen Problemen verbunden ist.

Um parasitäre Bunch-Kollisionen aufgrund der schnell aufeinander folgenden Bunche zu vermeiden, müssen die Teilchenstrahlen so dicht wie möglich nach dem Wechselwirkungspunkt effizient separiert werden. Diese Bedingung sowie die geforderte starke Strahlfokussierung bestimmen die kompakte Gestaltung der Wechselwirkungszone. Die Belastung des Detektorsystems mit hier erzeugter Synchrotronstrahlung muß dabei möglichst gering gehalten werden.

Von den weltweit an der Planung einer B-Fabrik arbeitenden Gruppen wurden und werden verschiedenste Beschleunigerkonfigurationen wie Linearbeschleuniger, Speicherringkombinationen mit zwei Ringen verschiedenen oder gleichen Umfangs sowie die Kombination von Speicherring mit Linearbeschleuniger diskutiert. Eine Version mit zwei gleichgroßen Speicherringen relativ großen Umfangs wird als die beste Lösung angesehen<sup>3</sup>.

Dem Proposal zu *HELENA* [1] können neben der angestrebten Bunch-Kollisionsfrequenz von 83 MHz die anderen genauen Beschleunigerdaten und Design-Kriterien entnommen werden.

## 2.3. Der Detektor

Das vorgesehene experimentelle Programm erfordert ein Detektorsystem, welches neben den Anforderungen, gegeben durch den Energiebereich und die Asymmetrie der Wechselwirkung, auch der einer außerordentlich hohen Datenaufnahme- und -verarbeitungsgeschwindigkeit genügen muß. Das Ziel ist es ferner, die B-Meson-Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von jetzt ( ARGUS ) etwa  $10^{-3}$  auf  $10^{-2}$  zu verbessern. Dieses erfordert eine effiziente Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen mit hoher Impulsauflösung, Zerfallspunktbestimmung mit einer Ortsauflösung von möglichst 10  $\mu\text{m}$ , ortsauflösende Energiemessung der Teilchen und der Photonen mit hoher Genauigkeit auch bei niedrigen Energien sowie eine sichere Identifikation der Teilchenart bis zu den höchsten möglichen Impulsen.

3. Am DESY könnte der existierende PETRA-Tunnel benutzt werden.

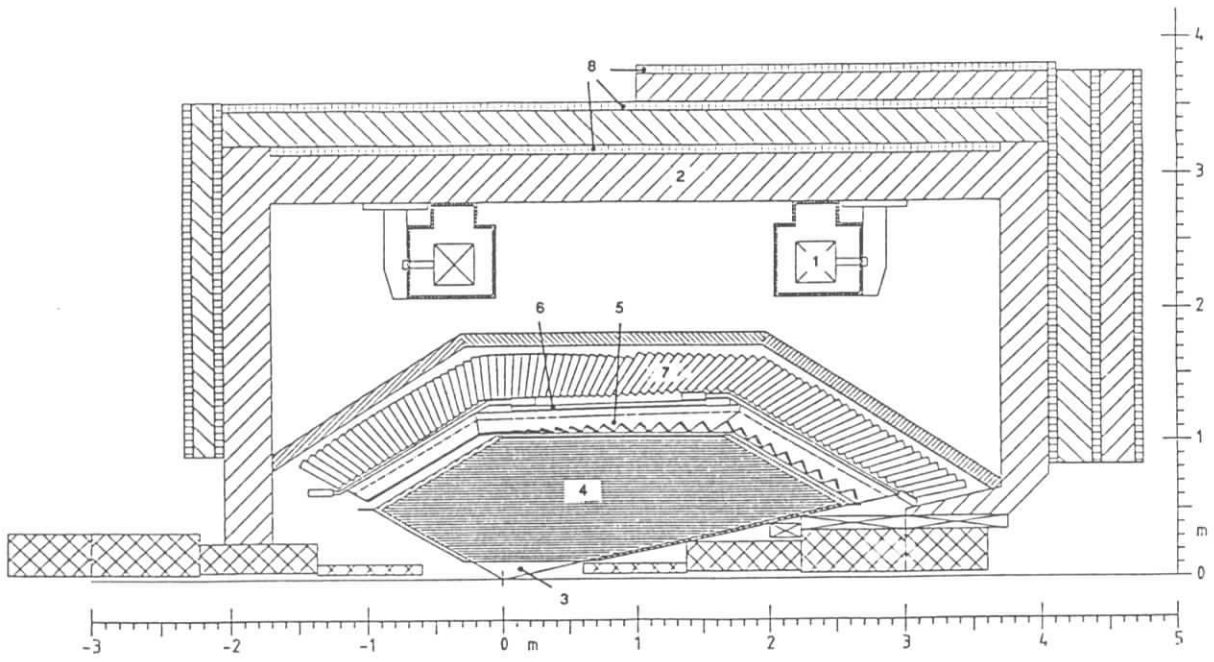


Abbildung 2.1 : HELENA-Detektor in Seitenansicht (r-φ-Schnitt)

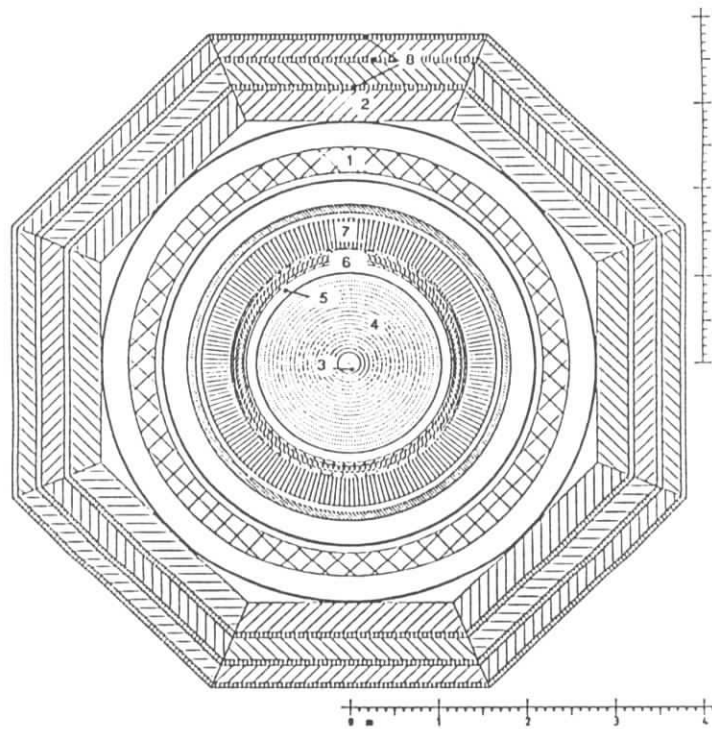


Abbildung 2.2 : HELENA-Detektor in Richtung der Strahlachse (r-φ-Schnitt)



In Abb. 2.1 und Abb. 2.2 ist dargestellt, wie diese Anforderungen mit einem universellen, zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordneten Teilchennachweissystem zu erfüllen sind. Im wesentlichen hat der Detektor für ein asymmetrische B-Fabrik den gleichen Aufbau wie der eines herkömmlichen symmetrischen Speicherringexperiments, er ist nur in Richtung des Lorentz-Boost gestreckt.

Im folgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten kurz beschrieben; eine ausführliche Beschreibung liefert das Proposal [2].

### Der Magnet {1,2}

Der Impuls der aus der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung entstehenden Teilchen wird durch Messung der Teilchenspurkrümmung in einem Magnetfeld in Richtung der Strahlachse bestimmt. Die magnetische Feldstärke  $B$  ergibt sich als Kompromiß zwischen möglichst guter Impulsauflösung auch für sehr große Impulse und Akzeptanz für Teilchen mit geringem Impuls<sup>4</sup>; hier wurde  $B = 1\text{T}$  gewählt. Üblicherweise wird das möglichst homogene Feld mit einer zylindrischen, normal- oder supraleitenden Spule erzeugt. Um aber besseren Zugang zu den Detektorkomponenten innerhalb des Magnets zu haben, wurde für *HELENA* eine supraleitende Helmholtz-Spulenkonfiguration {1} gewählt, deren Feldverteilung im Raum der Spurkammern {3,4} ausreichend homogen ist. Zur Flußrückführung und zur Hadronabsorption dient ein achteckiges Eisenjoch {2} mit flachen Endplatten.

### Der Vertexdetektor {3}

Die Bestimmung der B-Meson-Vertices sowie weiterer sekundärer Zerfallspunkte erfolgt mit einer hoch ortsauflösenden Detektorkomponente. Sie bestehend aus mehreren Schichten von Silizium-Streifendetektoren. Aufgrund der hohen Teilchenspurdichte und großen Untergrundbelastung durch Strahl-Gas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen sowie Synchrotronstrahlung können solche Detektoren bzw. deren Ausleseelektronik leicht zerstört werden. Daher ist an dieser Stelle noch Entwicklungsarbeit zu leisten.

4. diese würden bei zu großer Feldstärke eine spiralförmige Bahn beschreiben und abgebremst werden

## Die zentrale Driftkammer {4}

Mit der zentralen Driftkammer werden die durch Gasionisation entstehenden Spuren geladener Teilchen vermessen. Auf diese Weise können die Teilchenimpulse sowie sekundäre Vertices außerhalb des Vertexdetektors bestimmt werden.

Wegen der teilchenspezifischen Ionisation tragen die Driftkammermessungen auch zur Teilchenidentifikation speziell im niedrigen Impulsbereich bei.

Die Form der Driftkammer ergibt sich aus der Forderung nach im Schwerpunktsystem möglichst winkelunabhängiger Impulsauflösung, die etwa proportional zum Quadrat des Außenradius ist.

Es ist vorgesehen, die Driftkammer aus etwa 3000 Anoden- und 30000 Kathoden-  
drähten, alle relativ zur Strahlachse in einem kleinen "Stereo"-Winkel gespannt, aufzubauen, die dann im inneren Kammerteil kleine rechteckige ( $\approx 1.3 \times 2.0 \text{ cm}^2$ ) und im äußeren große quadratische ( $\approx 3.0 \times 3.0 \text{ cm}^2$ ) Driftzellen bilden.

Die Auslese der Anoden- (bzw. Signal-)drähten erfolgt nach analoger Pulsverstärkung mit TDC's<sup>5</sup> zur Ladungs-Driftzeitmessung und damit zur genauen Ionisationsortbestimmung, sowie mit ADC's<sup>5</sup> zur Messung der spezifischen Ionisation.

Für 80% der möglichen Spurwinkel wird eine Impulsauflösung von besser als  $17 \text{ MeV}/c$  bei  $2.5 \text{ GeV}/c$  erreicht.

## Der Ring-Imaging-Cherenkov (RICH) - Zähler {5}

Eine grundlegende Eigenschaft eines jeden B-Fabrik-Detektors muß die gute Identifikation der Teilchen über den gesamten, durch die Strahlenergien und die auftretenden Zerfallsprozesse bestimmten Impulsbereich, also bis zu einem Impuls von  $p = 5 \text{ GeV}/c$ , sein.

Die Messung der spezifischen Ionisation in der Driftkammer erlaubt eine gute Teilchenidentifikation bis  $p \approx 1 \text{ GeV}/c$  bzw. die Separation von Kaonen und Pionen bis  $p \approx 0.75 \text{ GeV}/c$ . Mit Hilfe des noch vorzustellenden elektromagnetischen Kalorimeters {7} wird für  $p > 0.4 \text{ GeV}/c$  eine Elektronen-Hadronen-Trennung erreicht, während die Myonen-Identifikation für  $p > 1 \text{ GeV}/c$  durch spezielle Myonenkammern {8} geschieht. Für die verbleibende Unterscheidung von Kaonen, Pionen und Protonen zwischen  $p = 1 \text{ GeV}/c$  und  $p = 5 \text{ GeV}/c$ <sup>6</sup> wird, da keine der genannten Detektorkomponenten dazu fähig ist, ein eigenes System benötigt, welches die Geschwindigkeit des passierenden Teilchens erfaßt.

5. TDC = Time to Digital Converter, ADC = Analog to Digital Converter

6. Hier ist ein Zerfall der Art  $B \rightarrow K \pi$  parameterbestimmend.

Ein RICH-Zähler zur Messung des geschwindigkeitsabhängigen Emissionswinkel von Cherenkov-Licht erfüllt diese Spezifikationen. Da Untersuchungen zur Entwicklung dieser Detektorkomponente das Thema der vorliegenden Arbeit sind und daher eine eingehende Beschreibung noch folgt (Kap.3), soll hier nur der Vollständigkeit halber der für *HELENA* vorgesehene geometrische Aufbau als Ausschnitt in Abb.2.3 dargestellt werden.

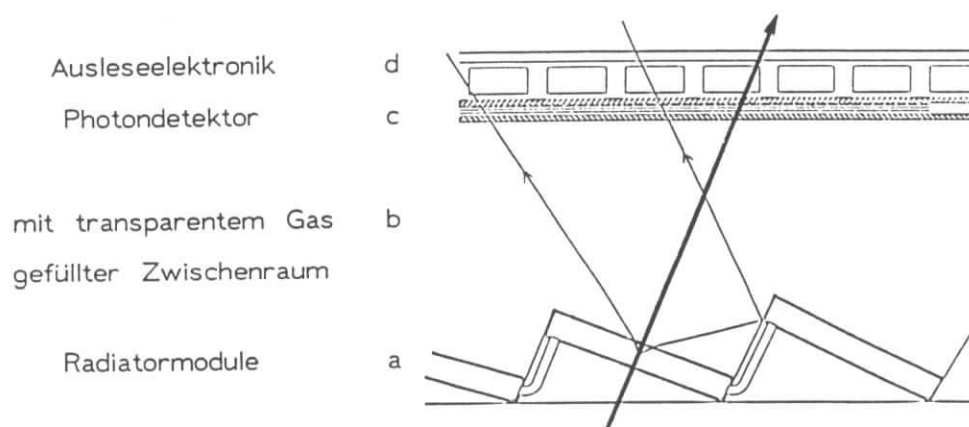


Abbildung 2.3 : RICH-Geometrie für *HELENA* im "vorwärts"-Bereich

Der RICH-Zähler besteht aus einem Radiator {a}, in dem das Cherenkov-Licht erzeugt wird, einem für das Licht transparenten Zwischenraum {b}, in dem es sich kegelförmig ausbreitet und einem ortsauflösenden Photodetektor {c} samt Ausleseelektronik {d}.

In Abb.2.4 ist die Qualität der Kaon-Pion-Unterscheidung für die Messung der spezifischen Ionisation  $dE/dx$ , eine potentielle Flugzeitmessung und den vorgesehenen RICH-Zähler in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls dargestellt.

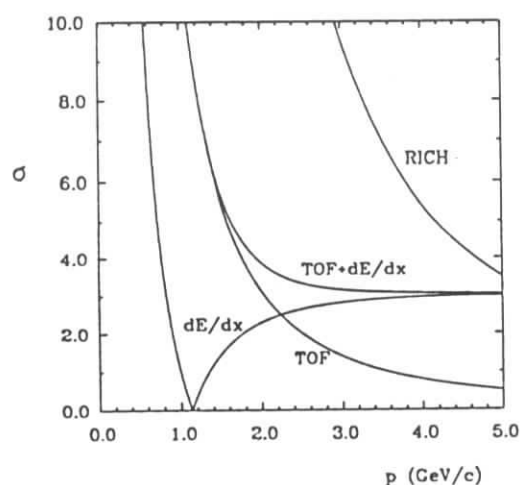


Abbildung 2.4 : Teilchenimpulsabhängigkeit der Kaon-Pion-Trennung in Vielfachen der Standardabweichung<sup>7</sup> [2]

7. siehe Kap. 3.3.

## Der Trigger - Szintillations - Zähler { 6 }

Für die Driftzeitmessungen in der Driftkammer, die Energiemessungen im Kalorimeter und zur Synchronisation aller Detektorkomponenten wird eine präzise Referenzzeit, gekoppelt an den Zeitpunkt der alle 12 ns stattfindenden Bunch-Kollision, benötigt. Diese liefert ein aus  $3 \times 64$  Modulen zusammengesetztes Szintillationszählersystem zwischen RICH-System und Kalorimeter.

## Das elektromagnetische Kalorimeter { 7 }

Die Bestimmung der Elektronen- und Photonenenergien erfolgt in den 11000 als Schauerzähler arbeitenden CsI-Kristallen (TI-dotiert) des gemäß Abb.2.3 elliptisch geformten Kalorimeters.

Im Gegensatz zu Hadronen deponieren Elektronen und Photonen ihre gesamte Energie im Kalorimeter<sup>8</sup>, die durch Messung des dabei erzeugten Szintillationslichts bestimmbar ist. Die vollständige Absorption hadronischer Schauer erfolgt erst in der Stahlaufhängung des Kalorimeters und im Eisenjoch außerhalb der Helmholtz-Spulen.

Um eine ausreichend gute Orts- und Energieauflösung zu erzielen sowie auch Teilchen sehr geringer Energie ( $E_{\min} = 30 \text{ MeV}$ ) detektieren zu können, ist eine möglichst geringe Materialmenge zwischen Wechselwirkungspunkt und Kalorimeter wichtig. Diese Randbedingung beeinflusst entscheidend die Planung der innenliegenden Detektorkomponenten.

Mit Photodiodenauslese<sup>9</sup> der einzelnen Kristalle wird eine Energieauflösung von 1.3% bei einer Teilchenenergie  $E = 1 \text{ GeV}$  und 2.6% bei  $E = 50 \text{ MeV}$  erreicht.

8. Es entstehen durch Zusammenwirkung von Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozessen kaskadenartige Teilchenschauer mit typischer geringer longitudinaler und seitlicher Ausdehnung.
9. Auch eine Auslese mit Photomultipliern wäre möglich, ist wegen des starken Magnetfeldes am Ort des Kalorimeters allerdings nur schwer zu realisieren.

## Die Myonenkammern {8}

Der eindeutige Nachweis von Myonen geschieht aufgrund ihrer im Vergleich zu den anderen Teilchen hohen Massendurchdringungsfähigkeit mit einfachen Proportionalzählrohr-Schichten in mehreren Lagen im bzw. außerhalb des Eisenjochs. Nur sehr energiereiche Hadronenschauer können hier stören, werden aber mit Hilfe der Informationen aus den anderen Komponenten zuverlässig abgetrennt.

## Das Trigger- und Datennahmesystem

Die Verarbeitung der wegen einer angestrebten Bunch-Kollisionsrate von 83 MHz<sup>10</sup> extrem großen Datenmenge in kurzer Zeit stellt eines der Hauptprobleme einer B-Fabrik dar. Nur mit einem sehr effektiven on-line Filtersystem, realisiert in einem mehrstufigen Triggerschema, können die gesuchten Annihilationsereignisse ohne oder mit wenig Totzeit<sup>11</sup> (<1%) von Untergrundereignissen, also Wechselwirkungen der im Speicherring umlaufenden Teilchen mit Restgasatomen bzw. -molekülen und der Strahlrohrwand, abgetrennt werden.

Hierbei ist eine kontinuierliche Datenzwischenspeicherung ("Pipeline") bis zur Entscheidung der ersten Triggerstufe (nach  $\approx 2 \mu\text{s}$ ) nötig. In dieser ersten Stufe werden in Parallelverarbeitung die schnell verfügbaren Informationen der Szintillationszähler, des Kalorimeters und von Teilen der Driftkammer benutzt, um erste Anzeichen von Spuren geladener Teilchen und in typischer Weise deponierte Energie zu erkennen. Möglicherweise kann bei geeigneter Auslese des Photodetektors der RICH-Zähler zur schnellen Triggerstufe beitragen, in der die Datenrate von maximal 83 MHz auf 10 kHz reduziert wird.

Im zweiten Schritt erfolgt in serieller Datenbearbeitung unter Verwendung der Daten des Vertexdetektors eine weitere Reduktion der Rate auf 1 kHz.

Eine die dritte Stufe bildende Prozessorfarm gibt die verbleibenden Daten mit 100-200 Hz an einen Großrechner zur permanenten Speicherung weiter. Dort wird die Ereignisrekonstruktion und Auswertung vorgenommen.

10. im Vergleich: DORIS III  $\rightarrow$  1 MHz, HERA  $\rightarrow$  10 MHz

11. Zeit, in der der Detektor kein Ereignisse detektieren und aufzeichnen kann



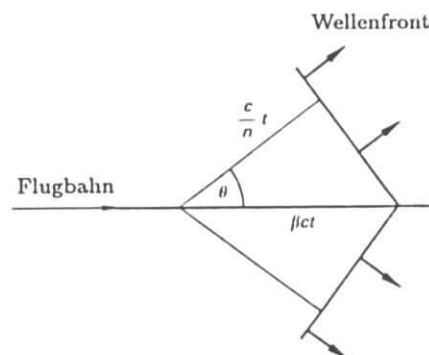
### 3. Teilchenidentifikation mit einem RICH – System

Im Anschluß an eine Einführung zum Cherenkov-Effekt folgt jetzt die Vorstellung der RICH-Funktionsweise. Dabei wird auf alle Faktoren eingegangen, die die Auflösung des Zählers bestimmen und bei der Planung einer RICH-Detektorkomponente berücksichtigt werden müssen.

#### 3.1. Der Cherenkov – Effekt

Das sich mit Medium-Lichtgeschwindigkeit ausbreitende, elektromagnetische Feld eines Materie durchquerenden, elektrisch geladenen Teilchens verursacht im Medium eine lokale Polarisation, die aber wegen der vollständigen Kugelsymmetrie nach außen keinen Effekt hervorruft<sup>12</sup>. Übersteigt jedoch die Teilchengeschwindigkeit  $v$  die Lichtgeschwindigkeit innerhalb der Materie  $c' = c/n$  (mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  und dem Brechungsindex  $n$ ), so ist die Polarisation nicht mehr kugelsymmetrisch und es resultiert ein sich zeitlich veränderndes Dipolfeld in Richtung der Teilchenbewegung, folglich also Lichtabstrahlung.

Abbildung 3.1 :  
Cherenkovlicht -  
Entstehung und  
Ausbreitung



Gemäß Abb. 3.1 breitet sich das Licht in der Zeit  $t$  um  $t c' = t c/n$  aus, während das Teilchen die Strecke  $t v = t \beta c$  zurücklegt. Für den Winkel  $\Theta$  zwischen Teilchen- und Wellenfrontausbreitungsrichtung folgt also

$$\cos \Theta = \frac{t c}{n t c \beta} = 1/\beta n \quad . \quad (4)$$

oder die Bedingung

$$\beta n > 1 \quad (5)$$

12. Kohärente Überlagerung der von den einzelnen, das Teilchen umgebenden Dipolen erzeugten Strahlungsamplituden ergibt eine verschwindende Gesamtamplitude

für die Abstrahlung von Cherenkov-Licht. Bei konstantem Brechungsindex bestimmt demnach die Teilchengeschwindigkeit den Öffnungswinkel der kegelförmig um die Teilchenbahn emittierten Strahlung.

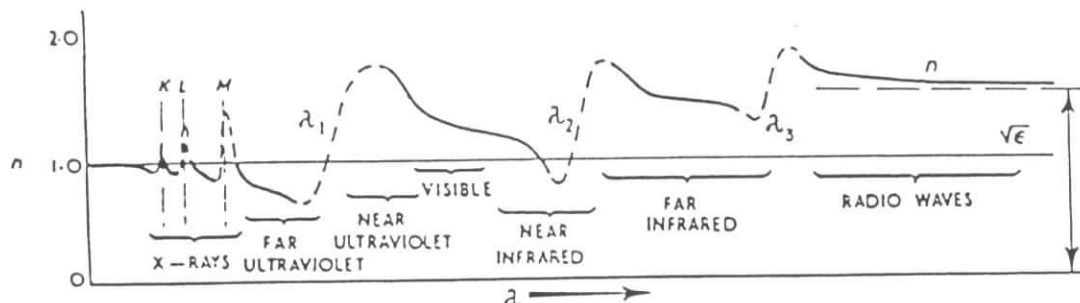


Abbildung 3.2 : Typisches Brechungsindex - Spektrum [ 3 ]

In Abb.3.2 ist für ein transparentes Material der typische spektrale Verlauf des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  dargestellt. Da nur für  $n > 1$  Lichtemission möglich ist, sind die für die Erzeugung von Cherenkov-Strahlung möglichen Spektralbereiche und dadurch auch die maximal abstrahlbare Energie begrenzt.

Ausgehend von der Gleichung für den durch Cherenkov-Effekt verursachten Energieverlust pro Teilchenwegstrecke  $dx$  und Frequenzintervall  $d\omega$  [ nach 4 ]

$$\frac{dE^2}{dx d\omega} = \frac{z^2 e^2 \omega}{c^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) = \frac{z^2 e^2 \omega}{c^2} \sin^2 \Theta(\omega) , \quad (6)$$

mit der Elementarladung  $e$  und der Teilchenladung  $z$  in Vielfachen von  $e$ , folgt für Teilchen mit  $z = 1$  nach der zurückgelegten Wegstrecke  $L$

$$\frac{dE}{d\omega} = e^2 \omega c^{-2} L \sin^2 \Theta(\omega) . \quad (7)$$

Wird der Energieverlust gemäß

$$dE = E_\gamma dN_\gamma = \hbar \omega dN_\gamma \quad (8)$$

in Vielfachen der Photon-Energie  $E_\gamma$  ausgedrückt ( $\hbar$  = Plancksches Wirkungsquantum), folgt für die Anzahl  $N_\gamma$  der abgestrahlten Photonen pro Frequenzintervall

$$\frac{dN_\gamma}{d\omega} = e^2 \hbar^{-1} c^{-2} L \sin^2 \Theta(\omega) = \alpha c^{-1} L \sin^2 \Theta(\omega) , \quad (9)$$

wobei  $\alpha = e^2 \hbar^{-1} c^{-1} = 1/137$  die Feinstrukturkonstante bezeichnet, oder mit  $\omega = 2\pi c'/\lambda = 2\pi c/n\lambda$  pro Wellenlängenintervall

$$\frac{dN_\gamma}{d\lambda} = -\frac{2\pi\alpha L}{n^2 \lambda^2} \sin^2 \Theta(\lambda) \left( \lambda \frac{dn}{d\lambda} + n \right) . \quad (10)$$

Für einen in kleinen Wellenlängenbereichen konstanten Brechungsindex ist die Anzahl der emittierten Photonen also proportional zu  $1/\lambda^2$  gemäß

$$\frac{dN_\gamma}{d\lambda} = - \frac{2 \pi \alpha L}{n \lambda^2} \sin^2 \Theta \quad , \quad (11)$$

steigt also mit kleiner werdender Wellenlänge stark an. Aus Gl.9 folgt mit  $dE_\gamma = \hbar d\omega$  die Photonenzahl pro Photonenergieintervall

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{\alpha}{\hbar c} L \sin^2 \Theta (E_\gamma) \quad . \quad (12)$$

Der nach Integration zu erhaltende Ausdruck für  $N_\gamma$  beschreibt den Mittelwert der in der Realität beobachtbaren Poisson - Verteilung der Photonenzahl.

Im gesamten Spektralbereich des sichtbaren Lichts werden etwa  $500 \cdot \sin^2 \Theta$  einzelne Photonen pro cm Weglänge emittiert.

### 3.2. Geschwindigkeitsmessung

Die einfachste Nutzung des Cherenkov - Effekts zur Teilchenidentifikation wird in einem Schwellenzähler realisiert. Hierbei handelt es sich um eine mit geeigneten Lichtdetektoren wie Photomultipliern ausgelesene Materieschicht (= "Radiator"), in der nur Teilchen oberhalb der Grenzggeschwindigkeit  $\beta > 1/n$  Cherenkov - Licht erzeugen. Durch Kombination mehrerer solcher Zähler mit verschiedenen Brechungsindices kann über einen weiten Impulsbereich eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden<sup>13</sup>. Solche Systeme wurden und werden in der Teilchenphysik erfolgreich eingesetzt.

In "differentiellen Cherenkov - Zählern" wird der Licht - Emissionswinkel mit einem ortsfesten Lichtdetektor nach variabler Fokussierung und Ausblendung ermittelt und damit eine kontinuierliche Geschwindigkeitsmessung mit einer Auflösung von  $\Delta\beta/\beta \approx 10^{-7}$  erreicht. Ein solcher Detektor erfordert aber neben viel Raum insbesondere parrallel zur optischen Achse einfallende Teilchen. Damit ist er als Teil eines Speicherringdetektors nicht brauchbar.

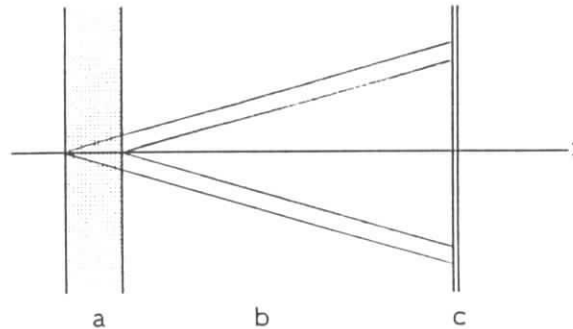
Im Gegensatz zu diesem älteren, optisch aufwendigen Verfahren ist die Cherenkovwinkelbestimmung mit einem RICH - Zähler<sup>14</sup> nicht auf eine ausgezeichnete Teilchenrichtung

13. In jüngster Zeit wurden Schwellenzähler mit verschiedenen Aerogelen als Radiator entwickelt, die auch in einer B - Fabrik einsetzbar wären. [ z.B. 5 ]

14. 1977 von J. Seguinot und T. Ypsilantis vorgeschlagen [ 6 ]

beschränkt. Abb. 3.3 zeigt die Seitenansicht eines RICH-Zählers mit flüssigem oder festem Radiator <sup>15</sup> (a), in dem durchgehende Teilchen Cherenkov-Strahlung erzeugen. Diese breitet sich im folgenden, mit einem transparenten Gas gefüllten Zwischenraum (b) gemäß Gl.4 kegelförmig aus und wird in Form von Ringen bzw. Ellipsen mit einem ortsauflösenden Lichtdetektor (c) nachgewiesen.

Abbildung 3.3 :  
Prinzipieller Aufbau eines  
RICH - Detektors



Die kompakte Bauweise erlaubt die Verwendung einer solchen Zählerstruktur in einem Speicherringexperiment. Im Vergleich zu einer Kombination einiger Schwellenzähler erfolgt hier weiterhin die "kontinuierliche" Geschwindigkeitsbestimmung über einen großen Impulsbereich.

Gegenwärtig sind erst wenige RICH - Detektoren bzw. - Detektorkomponenten erfolgreich im Einsatz. Hier sollen repräsentativ das CERES - Experiment [7] am CERN - SPS mit ruhendem Target sowie das DELPHI - Experiment [8] am Speicherring LEP, ebenfalls in Genf, erwähnt werden.

### 3.3 Auflösung und Fehlerquellen eines RICH - Systems

Eine quantitative, analytische Behandlung der Teilchenidentifikation mit einem RICH-Zähler unter Berücksichtigung aller denkbaren Fehlerquellen ist selbst bei festgelegter Zählgeometrie nicht möglich. In der Literatur finden sich einige spezielle Betrachtungen wie z.B. zur RICH-Komponente des DELPHI-Detektors [9] oder zu RICH-Zählern mit Gas-Radiator [10] sowie eher allgemeine Darstellungen [z.B. 11].

Statt die Ergebnisse dieser Rechnungen hier wiederzugeben soll im Folgenden für die bei HELENA geltenden äußeren Bedingungen durch analytische Behandlung der die Zähler-

15. RICH-Zähler mit gasförmigen Radiatoren unterscheiden sich, wie hier nicht gesondert beschrieben werden soll, in der Geometrie und den Abmessungen; das Prinzip sowie die Anforderungen an den Photonnachweis sind aber gleich.

auflösung bestimmenden Einzelphänomene auf noch anschauliche Weise eine Fehlerbeurteilung durchgeführt werden. Die Kenntnis der Abhängigkeit der Auflösung von den einzelnen, bei der Detektorplanung frei wählbaren Parametern erlaubt dann die Optimierung der Geometrie.

Die Genauigkeit der Unterscheidung zweier Teilchen der Massen  $m_1$  und  $m_2$  aufgrund der Messung des Cherenkovlicht-Emissionswinkels kann in Vielfachen  $n_\sigma$  des mittleren Fehlers, also der Standardabweichung  $\sigma$  der  $N$  "Einzelmessungen" angegeben werden. Für die Meßgröße  $\cos^2 \Theta$  kann die Forderung

$$\cos^2 \Theta_2 - \cos^2 \Theta_1 = n_\sigma \sigma_{\cos^2 \Theta} / \sqrt{N} \quad (13)$$

unter Annahme eines von  $\cos^2 \Theta$  unabhängigen Fehlers  $\sigma_{\cos^2 \Theta}$  aufgestellt werden. Mit Gl. 4 und  $\beta^2 = p^2 / (p^2 + m^2)$  folgt

$$\cos^2 \Theta_i = 1/n^2 + m_i^2 / p_i^2 n^2 \quad i = 1,2 \quad (14)$$

und damit für die Teilchenunterscheidung bei gleichem Impuls  $p$  aus Gl.13

$$n_\sigma = \frac{(m_2^2 - m_1^2) \sqrt{N}}{p^2 n^2 \sigma_{\cos^2 \Theta}} \quad (15)$$

Wegen

$$\sigma_{\cos^2 \Theta} = \frac{\partial \cos^2 \Theta}{\partial \Theta} \cdot \sigma_\Theta = -2 \sin \Theta \cos \Theta \sigma_\Theta \quad (16)$$

folgt weiter

$$n_\sigma = \frac{(m_1^2 - m_2^2) \sqrt{N} \beta}{p^2 n 2 \sin \Theta \sigma_\Theta} \quad (17)$$

Die Anzahl der Meßwerte  $N$  setzt sich multiplikativ aus der Zahl der im Radiator ( $a$ ) der Dicke  $L$  erzeugten Photonen  $N_\gamma$  und der Effizienz "QE", diese mit dem Photondetektor  $c$  nachzuweisen, zusammen. Nach Integration von Gl.12 unter Vernachlässigung der Dispersion, also der Photonenergieabhängigkeit des Brechungsindex  $n$ , folgt

$$n_\sigma = \frac{(m_1^2 - m_2^2) \beta}{p^2 n 2 \sigma_\Theta} \sqrt{\alpha \hbar^{-1} c^{-1} L \int QE dE_\gamma} \quad (18)$$

oder

$$n_\sigma = \frac{(m_1^2 - m_2^2) \beta}{p^2 n 2 \sigma_\Theta} \sqrt{N_0 L} \quad (19)$$

mit der Photondetektor - spezifischen Größe

$$N_0 = \alpha \hbar^{-1} c^{-1} \int QE dE_\gamma \quad (20)$$



Für den bei einer festgelegten Teilchenidentifikationsqualität maximalen Impuls folgt aus Gl. 19

$$p = \sqrt{\frac{(m_1^2 - m_2^2) \beta}{2 n_d n \sigma_\Theta}} \sqrt{N_0 L} \quad (21)$$

In dieser Gleichung bzw. in Gl. 19 ist die "Statistik", also die Abhängigkeit des Fehlers von der Anzahl an Messpunkten enthalten. Sie stellt den Ausgangspunkt für weitere Betrachtungen dar, in denen der Fehler  $\sigma_\Theta$  weiter aufgelöst wird, und ist allgemein, d.h. auch für Zähler mit gasförmigem Radiator, gültig.

An dieser Stelle zeigt sich, daß bei konstantem Fehler  $\sigma_\Theta$  die Radiatorlänge  $L$  wie die Photonnachweeffizienz über einen großen Photonenergiebereich möglichst groß und der Brechungsindex so klein wie möglich sein sollte. Letzterer muß natürlich, damit Cherenkov-Strahlung emittiert und Teilchenidentifikation durch Winkelmessung möglich wird, gemäß Gl. 5 eine Mindestgröße haben.

Je größer der gewählte, maximale Impuls ist, desto kleiner kann demnach der Brechungsindex sein. Aus diesem Grunde finden in RICH-Zählern für Teilchenidentifikation bei hohen Impulsen Gase Anwendung als Radiator, während im Impulsbereich unterhalb von 10 GeV/c transparente Flüssigkeiten oder Feststoffe verwendet werden.

Da der Fehler in der Winkelbestimmung nicht konstant ist, sondern von vielen, bei der Detektorplanung zu berücksichtigenden Größen abhängt, müssen seine Ursachen genauer betrachtet werden. Folgende Fehlerquellen sind hierbei zu untersuchen :

- 1) begrenzte Ortsauflösung des Photondetektors,
- 2) Unbestimmtheit des Ortes der Photonabstrahlung innerhalb des Radiators  
= "Parallaxe",
- 3) Untergrundbelastung des Photondetektors,
- 4) Energieverlust und damit Geschwindigkeitsänderung des Teilchens beim Durchqueren des Radiators,
- 5) Teilchenbahnänderung im Radiator, verursacht durch Vielfachstreuung und Ablenkung im äußeren Magnetfeld und
- 6) Dispersion des Radiatormaterials.

Ferner muß die Brechung der Cherenkov-Strahlung beim Austritt aus dem Radiator, die bei großen Winkeln zu Totalreflektion und damit zu Lichtverlust führen kann, berücksichtigt werden.

Besonders bei nichtsenkrechtem Teilcheneinfall ist dies entscheidend. Wegen der Bedingung für die Totalreflektion

$$1/n = \sin \Theta_{\text{grenz}} = \sin(\Theta + \vartheta_{\text{grenz}}) \quad , \quad (22)$$

mit dem Cherenkov-Winkel  $\Theta$  und  $\vartheta_{\text{grenz}}$  als dem bei konstantem  $\Theta$  maximalen Winkel zwischen Teilchenbahn und Radiatornormalen, folgt wegen Gl. 4

$$\vartheta_{\text{grenz}} = \arcsin(1/n) - \arccos(1/\beta n) \quad . \quad (23)$$

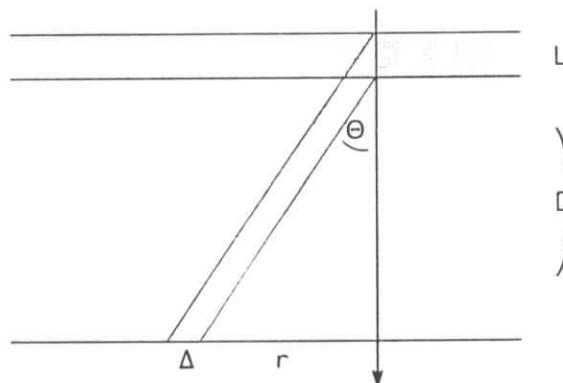
Damit selbst bei den höchsten, zu erwartenden Teilchengeschwindigkeiten keine Totalreflektion in einem festen oder flüssigen Radiator ( $\Rightarrow n > 1.2$ ) auftritt, sollte die Teilchenrichtung um nicht mehr als etwa  $10^\circ$  vom senkrechten Einfall abweichen. Weiterhin führt nichtsenkrechter Teilcheneinfall wegen der Lichtbrechung, beschrieben durch

$$\Theta_{\text{eff}} = \arcsin \left[ n \sin(\Theta + \vartheta(\varphi)) \right] \quad , \quad (24)$$

mit dem Lichtaustrittswinkel  $\Theta_{\text{eff}}$ , zu vom Polarwinkel der Teilchenbahn  $\varphi$  abhängigen Winkelfehlern<sup>16</sup>.

Die Ortsauflösung des Photodetektors braucht in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt zu werden, solange sie besser ist als der durch die Summe aller anderen Einzelfehler gegebene Fehler im Photodetektionsort.

Abbildung 3.4 :  
Fehler durch  
Parallaxe



Entscheidend hierfür ist der bei senkrechter, geradliniger Teilchenbahn durch

$$\Delta = L \tan \Theta \quad (25)$$

gegebene Parallaxen-Fehler. Für den Fehler im Winkel  $\Theta$  folgt mit der Distanz zwischen Radiator und Photodetektor  $D$  und dem Abstand zwischen Photodetektions-

16. siehe Anhang 8.1.

ort und Kreismittelpunkt gemäß Abb.3.4

$$\sigma_{\Theta} = \frac{\partial \Theta}{\partial D} L = \frac{\partial}{\partial D} \left[ \arctan (r/D) \right] L = L/D \cdot \sin \Theta \cos \Theta \quad (26)$$

und mit Gl.4

$$\sigma_{\Theta} = - \frac{L \sqrt{\beta^2 n^2 - 1}}{D \beta^2 n^2} \quad (27)$$

Ein möglichst kleiner, durch Parallaxe verursachter Winkelfehler erfordert demnach einen großen Abstand zwischen Radiator und Photodetektor bei kleiner Radiatordicke. Auch nach Einsetzen von Gl.27 in Gl.19 zeigt sich, daß für eine gute Teilchenidentifikation die Radiatordicke eher klein sein sollte, da  $n_{\sigma}$  von  $1/\sqrt{L}$  abhängt. Natürlich ist eine Mindestdicke zur Erzeugung einer für die Messung ausreichend großen Cherenkovphoton - Menge nötig.

Eine bezüglich des Radiators nichtsenkrechte Teilchenbahn ändert hier nur die effektive Radiatorlänge  $L' = L / \cos \vartheta$ , während bei einem Winkel zwischen Photodetektor - Normalen und Teilchenrichtung, dargestellt in Abb.3.5, für den Abstand zwischen dem Punkt, an dem das Teilchen den Photodetektor durchquert, und dem Photodetektionsort

$$r = D \cdot \frac{\cos(\vartheta' - \vartheta) \sin \Theta_{\text{eff}}}{\cos \vartheta \cos(\Theta_{\text{eff}} + \vartheta')} \quad (28)$$

gilt. Hier bezeichnet  $\vartheta$  den Winkel zwischen Teilchenbahn und Radiatornormale,  $\vartheta'$  den zwischen Bahn und Photodetektor - Normale sowie  $D$  den Abstand des Detektors vom Radiator gemäß Abb.3.5 (ortsabhängig!). Wegen der Polarwinkelabhängigkeit von  $\vartheta$ ,  $\vartheta'$  und  $\Theta_{\text{eff}}$  ist  $r$ , und mit Gl.26 auch der Winkelfehler durch Parallaxe, ebenfalls polarwinkelabhängig.

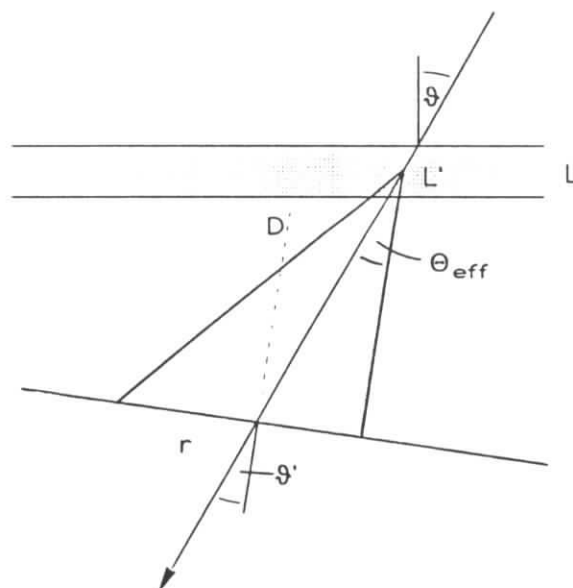


Abbildung 3.5 :  
allgemeine RICH -  
Geometrie

Wie schon erwähnt, ist die Emission einzelner Photonen ein diskontinuierlicher, statistisch zu behandelnder Effekt. Weiterhin wurde in Gl. 18 beim Einsetzen für die Anzahl der Messpunkte  $N_\gamma$  die Untergrundbelastung im Photonnachweis, hauptsächlich verursacht durch überlagerte Strahl-Gas- oder Strahl-Strahlrohr-Ereignisse, durch rückgestreute Teilchen aus dem Kalorimeter und durch Elektronikrauschen, nicht berücksichtigt. Signale, die nicht von Cherenkov-Photonen stammen, erschweren das Finden und genaue Vermessen der Ringe bzw. Ellipsen. Die Optimierung der Radiatorstärke kann also im Einzelnen nur durch Simulationsrechnungen unter Beachtung aller Einflüsse, die auch die Anzahl der nicht von Cherenkov-Photonen des zu identifizierenden Teilchens stammenden Signale verändern, erfolgen. Der Forderung nach einem kleinen Parallaxen-Fehler steht die nach einem möglichst guten Signal-Untergrund-Verhältnis gegenüber.

Im Gegensatz zu den bisher diskutierten Fehlerquellen führen Energieverlust und Streuung des Teilchens im Radiator sowie ein mit der Photonenergie variierender Brechungsindex zu einer Divergenz in der Lichtabstrahlung. Mit

$$\sigma_\Theta = \frac{\partial \Theta}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial E} \sigma_E \quad (29)$$

und

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \beta} = 1 / \beta \tan \Theta = \frac{1}{\beta \sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \quad (30)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial E} = \frac{\partial}{\partial E} \sqrt{1 - m^2/E^2} = \frac{1 - \beta^2}{\beta E} \quad (31)$$

folgt für den Winkelfehler durch Energieverlust  $\Delta E$

$$\sigma_\Theta = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2 \sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \frac{\Delta E}{E} \quad (32)$$

Der bei schweren Teilchen dominierende Energieverlust durch Ionisation wird mit der "Bethe - Bloch - Gleichung" [ 12 ] beschrieben, und hängt nur von der Geschwindigkeit des Teilchens, nicht jedoch von dessen Masse ab<sup>17</sup>:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{2 \pi N_A z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 E_M}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2 \beta^2 \right] \quad (33)$$

17. Daher ist durch Messung der Ionisation ( $\rightarrow$  Ladung) eine Teilchenidentifikation im unteren Impulsbereich bis  $1 \text{ GeV}/c$  möglich.

- mit  $N_A$  = Avogadrozahl,  
 $m_e$  = Elektronenmasse,  
 $Z$  = Kernladungszahl des Mediums,  
 $A$  = Atommasse des Mediums,  
 $\rho$  = Dichte des Mediums,  
 $l$  = effektives Ionisationspotential und  
 $E_M$  = maximal erlaubter Energietransfer pro Wechselwirkung  
 $= 2 m_e c^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$  .

Er ist, da das Verhältnis  $Z/A$  für viele Materialien etwa gleich ist, nahezu proportional zur Dichte und für Impulse oberhalb von  $1 \text{ GeV}/c$  fast unabhängig von der Teilchengeschwindigkeit. Für  $C_6F_{14}$  (flüssig)<sup>18</sup> folgt beispielsweise ein Energieverlust von etwa  $1 \text{ MeV}/\text{cm}$ . Mit Gl.32 zeigt sich, daß für zur Cherenkovlicht-Erzeugung genügend große Teilchenimpulse (Gl.5) der Winkelfehler durch Energieverlust im Radiator vernachlässigbar klein ist.

Die Wurzel der mittleren quadratischen, durch Vielfachstreuung verursachten Ablenkung  $\bar{\Phi}$  in einer Schicht der Dicke  $L$  kann durch

$$\bar{\Phi} = \sqrt{\Phi^2} = \frac{z \cdot 21 \text{ MeV}}{c \cdot p \cdot \beta} \sqrt{L/X_0} \quad (34)$$

ausgedrückt werden [13], wobei  $X_0$  für die materialspezifische Strahlungslänge, definiert durch

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 Z (Z + 1) e^4 N_A}{137 A m_e^2 c^4} \ln(183 \sqrt{Z^3}) \quad , \quad (35)$$

steht. Bei einem nur durch Teilchenstreuung verursachten Fehler im Winkel wäre also gemäß Gl.19 die Qualität der Teilchenunterscheidung unabhängig von der Radiatordicke und umgekehrt proportional zum Impuls.

Hinzu kommt allerdings die durch ein äußeres Magnetfeld verursachte Winkeländerung in der Teilchenbahn. Mit

$$\Delta \theta \approx L e B / p \quad \cdot 360^\circ / 2 \pi \quad (36)$$

(  $B$  = Feldstärke des Magnetfeldes senkrecht zur Teilchenbahn ) und den Annahmen  $X_0 \approx 20 \text{ cm}$ ,  $B \approx 1 \text{ T}$ ,  $\beta \approx 1$  folgt der Winkelfehler ( in Grad ) zu

$$\Delta \theta \approx 1/p \left( 0.27 \frac{\text{GeV}}{\sqrt{\text{cm}}} \sqrt{L} + 0.17 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}} L \right) \quad . \quad (37)$$

Wegen der starken Begrenzung der Radiatordicke durch die Parallaxe ist die Teilchen-

18.  $Z = 162$ ,  $A = 338 \text{ g/mol}$ ,  $\rho \approx 1 \text{ g/cm}^3$ ,  $l \approx 10 \text{ eV} \cdot Z$

richtungsänderung im Radiator für den Entwurf einer geeigneten RICH-Geometrie von geringem Interesse<sup>19</sup>, muß aber im Betrieb bei der Datenauswertung berücksichtigt werden.

Die Hauptfehlerquelle bei einem RICH-Zähler mit festem oder flüssigen Radiator ist die Dispersion des Radiatormaterials, die, wie in Abb.3.2 gezeigt, stark vom Wellenlängenbereich abhängt. Mit

$$\sigma_{\Theta} = \frac{\partial \Theta}{\partial n} \sigma_n = \frac{\partial \Theta}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial E_{\gamma}} \sigma_{E_{\gamma}} \quad (38)$$

und

$$\frac{\partial \Theta}{\partial n} = 1/n \tan \Theta = 1/n \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \quad (39)$$

für senkrechten Teilcheneinfall sowie der grob vereinfachenden Annahme eines linear von der Photonenergie abhängigen Brechungsindex<sup>20</sup>

$$\frac{\partial n}{\partial E_{\gamma}} = \frac{\partial}{\partial E_{\gamma}} (n_0 + a E_{\gamma}) = a = \text{const.} \quad (40)$$

folgt aus Gl.18 für die Genauigkeit der Teilchenunterscheidung

$$n_{\sigma} = \frac{(m_1^2 - m_2^2)}{2 a p^2 \sigma_{E_{\gamma}}} \beta \sqrt{(\beta^2 n^2 - 1) \alpha \hbar^{-1} c^{-1} L \int QE dE_{\gamma}} \quad (41)$$

wiederum unter der Voraussetzung eines nur von der Radiatordispersion abhängigen Fehlers im Cherenkov-Winkel. Die Größe  $\sigma_{E_{\gamma}}$  beschreibt hier die spektrale Bandbreite des Lichtnachweises.

Hier zeigt sich nun, daß bei Benutzung eines dispersiven Radiatormaterials der Energiebereich für die Photondetektion nicht zu groß sein sollte. Der Fehler durch Dispersion überwiegt die Statistik. Daher ist eine in einem schmalen Spektralbereich sehr effektive Photondetektion bei gleichzeitiger Wahl eines in diesem Bereich transparenten und möglichst wenig dispersiven Radiatormaterials entscheidend für die Teil-

19. Nicht zu vernachlässigen ist allerdings die durch den gesamten RICH-Detektor verursachte Vielfachstreuung und speziell die Konversion von niederenergetischen Photonen, da hierdurch die Auflösung und Empfindlichkeit des folgenden Kalorimeters beeinträchtigt wird.

20. Oft wird zur Beschreibung der Energieabhängigkeit des Brechungsindex eine "Sellmeier -

Resonanz - Formel" gemäß 
$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{F_1}{E_1^2 - E_{\gamma}^2} + \frac{F_2}{E_2^2 - E_{\gamma}^2}$$

mit empirisch zu bestimmenden Konstanten  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $E_1$  und  $E_2$  benutzt.

chenidentifikation. Simulationsrechnungen zu Folge ist für den Betrieb der schon in Kapitel 2.3. vorgestellten RICH-Komponente des *HELENA*-Detektors der Nachweis von mindestens zehn Cherenkov-Photonen pro zu identifizierendem Teilchen nötig. Dieses Resultat ist entscheidend für die Entwicklung eines geeigneten Einzelphotonendetektors.

Der Gesamtfehler in der Winkelmessung setzt sich additiv aus den Quadraten der behandelten Einzelfehler, also Parallaxe, Energieverlust oder Richtungsänderung des Teilchens im Radiator, Untergrundbelastung und Dispersion, zusammen. Da hier aber nur ein Teil dieser Fehler quantitativ behandelt wurde, soll an dieser Stelle keine Zusammenfassung der Gleichungen erfolgen; sie wäre unvollständig.

Da die Teilchenidentifikation auf Geschwindigkeitsmessung bei bekanntem Teilchenimpuls beruht, bestimmt auch die Genauigkeit der Impuls- (und Teilchenbahn-) messung durch die Spurkammern des Gesamtdetektorsystems die Auflösung der RICH-Komponente.

### 3.4. Der Einzelphoton - Nachweis

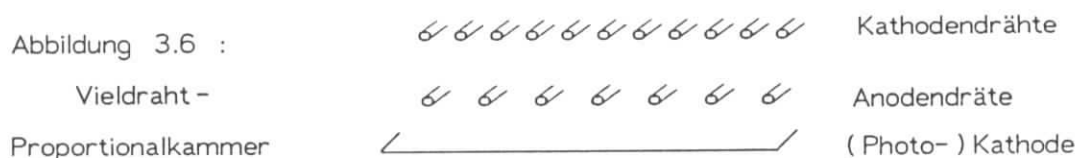
Voraussetzung für die Wahl und Optimierung der freien Parameter wie Radiatordicke und -material ist die Kenntnis der Lichtnachweisqualität. Eine zu geringe Effizienz kann nur durch Erhöhung der Radiatordicke, des Brechungsindex oder der spektralen Bandbreite des Lichtnachweises kompensiert werden. Bei jeder dieser Möglichkeiten sinkt jedoch die Genauigkeit der Teilchenunterscheidung.

Entscheidend für die Verwendbarkeit eines RICH-Zählers ist also ein effektiver Nachweis der einzelnen Cherenkov-Photonen. Dies ist mittels Photoeffekt, also Konversion von Photonen in Photoelektronen, möglich. Damit ist der Spektralbereich auf sichtbares oder höherfrequentes Licht festgelegt. Die besten Photoeffekt-Quanteneffizienzen werden dabei bei hohen Photonenergien, d.h. im UV-Bereich oder bei noch kleineren Wellenlängen, erreicht. Daneben bietet hier die geringe Störlichtintensität ( durch Sonnenlicht ) einen Vorteil. Die Transparenz und der Brechungsindex ( siehe Abb. 3.2 ) des Radiatormaterials stellt allerdings eine Begrenzung zu niedrigen Wellenlängen dar.

Eine Möglichkeit zur ortsauflösenden Lichtdetektion in einem RICH-Zähler ist die Benutzung sehr vieler, für den gewählten Spektralbereich geeigneter Photomultiplier, also einzelner Photokathoden, die im Vakuum mit Sekundärelektronen-Vervielfachern ausgelesen werden. Einige Photomultipliertypen erreichen Photon-Nachweisschancen von bis zu 30 %.

Neben der Empfindlichkeit gegenüber äußeren elektrischen oder magnetischen Feldern und den sehr hohen Kosten sprechen vor allem der unvermeidlich hohe Anteil an unausgelesener Detektorfläche sowie die begrenzte Ortsauflösung gegen die Verwendung von Photomultipliern<sup>21</sup>.

Für den sinnvollen Betrieb einer Verstärkerelektronik müssen die Eingangssignale mindestens die Größe des Verstärkerrauschens, bei Halbleiterverstärkern etwa 1000 Elektronen entsprechend, haben. Zur Erkennung eines einzelnen Elektrons ist daher eine erste, lawinenartige Verstärkung wie die Sekundärelektronenvervielfachung (im Vakuum) nötig. Eine zweite Möglichkeit stellt die "Gasverstärkung" in einem gasgefüllten Volumen dar. Hier erzeugen die in einem starken elektrischen Feld beschleunigten freien Elektronen durch inelastischen Stoß mit Gasmolekülen oder -atomen lawinenartig weitere freie Elektronen, wobei vornehmlich dünne, direkt auslesbare Drähte als Anoden benutzt werden.



Eine mit einem photosensitiven Gas gefüllte oder mit einer festen Photokathode gekoppelte Vieldraht-Proportional-kammer ("MWPC"<sup>22</sup>), schematisch in Abb.3.6 gezeigt, stellt einen einfachen, zweidimensional ortsauflösenden Einzelphotonendetektor dar. Sie ist wegen wenig toter Fläche, guter Ortsauflösung und Unempfindlichkeit gegenüber äußeren Feldern einem Detektor aus Photomultipliern überlegen. Nachteilig ist allerdings die geringere Lichtnachweisqualität.

21. In Japan wird in Zusammenarbeit mit der Industrie die Entwicklung spezieller ortsauflösender Photomultiplier für den Einsatz in einem RICH-System diskutiert [14].

22. multiwire proportional chamber MWPC



Bei Photon-Konversion im Gasraum ist es ferner möglich, die erzeugten Photoelektronen erst nach Drift über sehr lange Strecken (bis zu einigen Metern) z.B. senkrecht zur Teilchenflugrichtung zu detektieren. Aus der zu bestimmenden Driftzeit folgt dann der Konversionsort ( $\Rightarrow$  "Zeitprojektionskammer").

Eine neue Variante stellt die optische Auslese einer Proportionalkammer dar [15]. Hierbei wird das in einer Elektronlawine innerhalb einer MWPC zwangsläufig durch Anregung der Gasmoleküle bzw. -atome entstehende Licht nach optischer Fokussierung mittels auf dem Prinzip der Sekundärelektronen-Vervielfachung basierenden Bildverstärkern (und -detektoren) oder CCD-Kameras nachgewiesen. Der hohe Raumbedarf schließt aber die Anwendung eines solchen Aufbaus als Teil eines Speicherring-Detektorsystems aus.

Gelingt es, eine auch über lange Zeiträume stabil und zuverlässig arbeitende MWPC mit hoher Einzelphoton-Nachweeffizienz im ultravioletten Spektralbereich ( $> 10\%$ ) zu bauen, würde sie den idealen Lichtdetektor eines RICH-Zählers darstellen.

### 3.5. Ein "schöner RICH" für *HELENA*

Nach grober Darstellung der zur Planung eines RICH-Detektors zu beachtenden Phänomene kann nun die schon in Abb.2.1 und Abb.2.3 gezeigte Geometrie sowie die Wahl der einzelnen Parameter der RICH-Komponente des *HELENA*-Detektors kurz erklärt werden.

Ausgehend von den für die Trennung von Pionen ( $m_{\pi} = 0.139 \text{ GeV}/c^2$ ), Kaonen ( $m_K = 0.493 \text{ GeV}/c^2$ ) und Protonen ( $m_P = 0.938 \text{ GeV}/c^2$ ) abzudeckenden Impulsbereich von  $1 \text{ GeV}/c$  bis  $5 \text{ GeV}/c$  folgt mit Gl.5 ein minimaler Brechungsindex von  $n = 1.12$ , da zur Trennung von Kaonen und Protonen Erstere im gesamten Bereich ein Signal geben müssen. Dies ist nur mit festen oder flüssigen Materialien zu erreichen. Damit ist der prinzipielle Aufbau mit Radiatorschicht, lichtdurchlässigem Zwischenraum und Kammerstruktur, wie er in Abb.3.3 vorgestellt wurde, festgelegt. Wegen seiner relativ geringen Dispersion ist der Einsatz des flüssigen Freons  $C_6F_{14}$  (mit einem Brechungsindex von  $n = 1.21 + 0.009 \text{ eV}^{-1} \cdot E_{\gamma}$ ) vorgesehen.

Zur Vermeidung von Totalreflektion im Radiator sind die einzelnen Radiatormodule ( mit 3mm dicken Quarzfenstern ) im "vorwärts"-Bereich des Detektors treppenförmig angeordnet ( $\Rightarrow \vartheta < 10^\circ$  ). Das Cherenkov-Licht gelangt direkt oder über die verspiegelten Treppenseiten zum Lichtdetektor und ergibt dort im allgemeinen ellipsenförmige Projektionen.

Eine Radiatordicke von 1cm ist aufgrund des zu erwartenden Untergrunds zur Erzeugung einer ausreichend großen Lichtmenge nötig; sie muß möglicherweise je nach Photondetektionsqualität noch auf 1.5cm unter Inkaufnahme eines größeren durch Parallaxe verursachten Fehlers erhöht werden. Damit folgt für den Photonnachweis gemäß Gl.25 eine Ortsauflösung von etwa  $6\text{mm}^{23}$ .

Der mit trockenem Stickstoff gefüllte Abstand zwischen Radiator und Lichtdetektor sollte zwar möglichst groß sein, ist aber aus technischen und finanziellen Gründen auf etwa 10 cm begrenzt. Ein größerer Abstand würde bei konstanter Ortsauflösung des Photondetektors, ohne die eine Erhöhung sinnlos wäre, zu einer starken Vergrößerung der Anzahl an auszulesenden Kanälen und zu einem größervolumigen und damit teureren Kalorimeter führen.

Um die Kalorimeterauflösung nicht zu stark zu reduzieren, sollte die gesamte Materialmenge der RICH-Komponente etwa 20% einer Strahlungslänge ( siehe Gl. 35 ) nicht übersteigen. Diese Forderung wird hier mit 16% erfüllt.

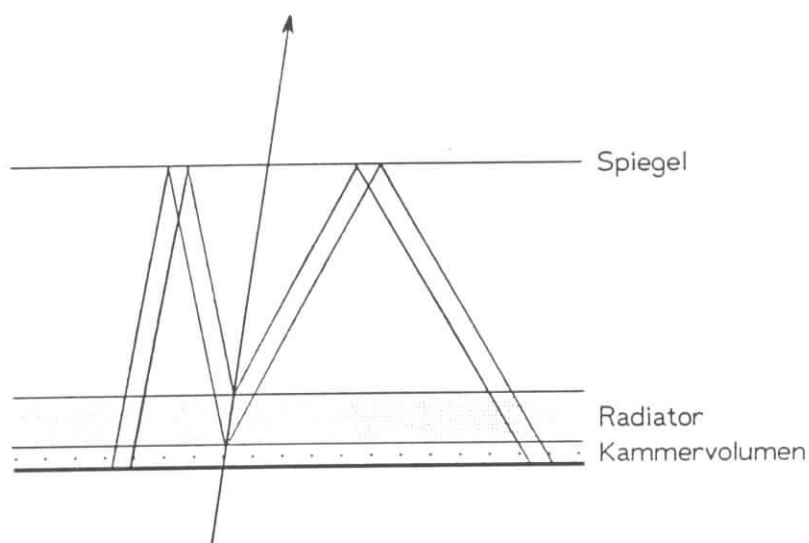
Wegen der sehr hohen, geplanten Bunch-Kollisionsfrequenz muß die Lichtdetektion nicht nur effizient sondern auch zeitlich definiert und schnell erfolgen. Damit scheidet der Einsatz einer Zeitprojektionskammer aus.

Geplant ist der Bau von dünnen MWPC's mit einer festen, reflektierenden Photokathode und einem photosensitiven Kammergas-Zusatz sowie eine direkt auf der Kammerrückseite montierte, hochintegrierte Verstärkerelektronik.

Diese Komponente, deren Entwicklung bis zu einer einsatzreifen Form Thema der vorliegenden Arbeit ist, wird in den folgenden Kapiteln ausführlich vorgestellt.

23. Natürlich erfolgt die genaue Festlegung der Ortsauflösung unter Berücksichtigung aller aufgezeigter Fehlerquellen.

Abbildung 3.7 :  
kompakte RICH-  
Geometrie



Eine andere mögliche Variante der RICH-Geometrie ist in Abb. 3.7 dargestellt. Hier fungiert der Radiator direkt als Fenster der Drahtkammer. Ein zu identifizierendes Teilchen erzeugt, nachdem es die Kammer durchquert hat, im Radiator Cherenkov-Strahlung, die über Spiegel wieder durch den Radiator hindurch zur Photokathode gelangt.

Neben einer kompakteren Bauweise spricht bei der Benutzung eines festen Radiators auch die mechanische Kammerstabilität und Gasdichtheit für eine solche Geometrie, die auch den Kammerbetrieb bei einem kleinen Gasdruck erlaubt. Eine treppenförmige Anordnung wäre allerdings, ohne zusätzliche tote Fläche zu erhalten, schwieriger zu realisieren.

## 4. Violdraht – Proportionalkammern zur Lichtdetektion

Die Betrachtungen zur Genauigkeit der Teilchenunterscheidung im vorangegangenen Kapitel haben gezeigt, daß der erreichbare Wirkungsgrad des Lichtnachweises über die Verwendbarkeit eines RICH-Zählers entscheidet. Bevor die experimentelle Untersuchungsmethode sowie die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente vorgestellt werden, soll an dieser Stelle eine kurze Einführung in die Funktionsweise einer Drahtkammer und die Lichtnachweismöglichkeiten mit einer solchen erfolgen.

### 4.1 Die Gasverstärkung

Freie, in einem Gasvolumen z.B. durch Photoeffekt oder Stoßionisation erzeugte Elektronen werden in einem elektrischen Feld auf die Anode hin beschleunigt und stoßen dabei mit Gasmolekülen bzw. -atomen. Bei genügend hoher Feldstärke reicht die zwischen zwei Stößen aufgenommene Energie aus, um durch Stoßionisation weitere freie Ladungsträger zu erzeugen, die dann ihrerseits lawinenartig weiter ionisieren. Unter Vernachlässigung von Raumladungseffekten und der Annahme einer Gasionisation durch Elektronen unabhängig von deren davor zurückgelegtem Weg ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron auf dem Wegabschnitt  $dx$  ein weiteres Elektron freisetzt, proportional zu  $dx$ . Für die Änderung der Anzahl an Elektronen  $N$  folgt

$$dN = N \alpha dx \quad , \quad (42)$$

mit dem "1. Townsend-Koeffizient"  $\alpha$ , so daß für die Gesamtzahl der in einer mit  $N_0$  Elektronen startenden Lawine enthaltenen Elektronen

$$N = N_0 e^{\int \alpha dx} \quad (43)$$

gilt. Die Gasverstärkung  $G$  ist damit gegeben durch

$$G = N / N_0 = e^{\int \alpha dx} \quad . \quad (44)$$

Für die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelnes Elektron eine Lawine mit  $N$  Elektronen auslöst, gilt<sup>24</sup>

$$P_1(N) = 1 / \bar{N}_1 \quad (1 - 1 / \bar{N}_1)^N \quad , \quad (45)$$

24. siehe Anhang 8.2.

oder für eine mittlere Lawinengröße ausgehend von einem einzelnen Elektron  $N_1 \gg 1$

$$P_1(N) \approx 1 / \bar{N}_1 \cdot e^{-N/\bar{N}_1} \quad (46)$$

Demnach folgt die Wahrscheinlichkeit, daß  $N_0$  Ausgangselektronen eine Lawine von  $N$  Elektronen liefern, zu

$$P_{N_0}(N) = N^{N_0-1} \bar{N}_1^{-N_0} e^{-N/\bar{N}_1} / (N_0 - 1)! \quad (47)$$

Mit der Annahme einer zum Lawinenladungsinhalt proportionalen, zu messenden Signalhöhe ist also für einzelne Primärelektronen ein exponentiell abfallendes Pulshöhenspektrum zu erwarten. Die Kenntnis dieses Verlaufs ist wichtig, sobald eine Digitalisierung der Kammer Signale durch Forderung einer Mindesthöhe erfolgen soll<sup>25</sup>.

Die in einer Anordnung von parallelen Flächenelektroden erreichbaren Feldstärken reichen für hohe Gasverstärkungen bei stabilem Betrieb nicht aus, während mit dünnen Drähten als Elektrodenlagen ( ==> "Vieldraht-Proportionalkammer" = MWPC ) eine in Drahtnähe zylindersymmetrische Feldverteilung mit der vom Abstand zur Zylinderachse abhängigen Feldstärke gemäß<sup>26</sup>

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (48)$$

mit  $V$  = Potentialdifferenz zwischen Draht und ( eigentlich zylinderförmiger ) Gegenelektrode,

$b$  = Radius des Drahtes und

$a$  = Radius der "Gegenelektrode"  $\approx$  Abstand zwischen Anoden- und Kathodenlage,

auch sehr hohe Gasverstärkungen erreichbar macht. Diese setzt hierbei erst sehr nahe am Draht im Abstand von einigen Drahtdurchmessern ein.

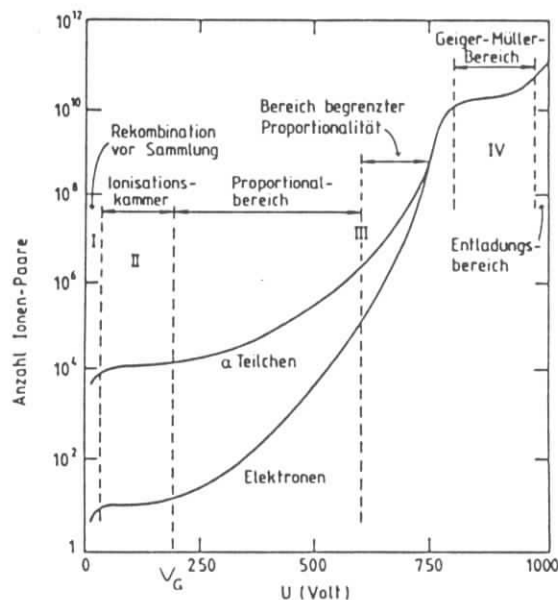
In Abb. 4.1 ist die Anzahl an Elektron-Ion-Paaren über der an einen dünnen Anodendraht angelegten Spannung aufgetragen.

25. In Kapitel 6.1. wird die experimentelle Bestätigung dieser Rechnung sowie hierauf basierend eine Betrachtung zur Digitalisierungseffizienz erfolgen.

26. näherungsweise gültig in der Nähe eines Drahtes

Abbildung 4.1 :

Durch Gasionisation erzeugte Elektron - Ion - Paare in Abhängigkeit von der angelegten Spannung ( nach [ 16 ] )



Oberhalb einer Grenzspannung  $V_G$  setzt die Gasverstärkung mit anfänglich zur Anzahl an primär vorhandener, freier Ladung proportionaler Lawinengröße ein, bis Raumladungseffekte den Proportionalbereich begrenzen und zu einer von der Hochspannung unabhängigen Gasverstärkung führen. Bei sehr hohen Feldstärken können zeit- und ortsbegrenzte aber auch lang anhaltende Gasentladungen über weite Raumbereiche entstehen. Ursache hierfür sind von in der Ladungslawine angeregten Gasatomen bzw. -molekülen emittierte Photonen, die durch Photoeffekt im Gas oder an den Elektroden weitere Lawinen auslösen ( "Photon-Feedback" ).

Hohe Gasverstärkungen, wie sie zum Nachweis von Einzelelektronen nötig sind, werden unter Verwendung geeigneter "Zählgase" bzw. -gasmischungen, die ihre durch Stoß aufgenommene Anregungsenergie möglichst strahlungslos wieder abgeben, erreicht. Oft wird auch ein spezieller "Quenchgas-Zusatz"<sup>27</sup> eingesetzt, der die nach Anregung des eigentlichen Zählgases emittierte Strahlung absorbiert. Als gute Kammergase für den zuverlässigen Betrieb einer MWPC bei hohen Gasverstärkungen haben sich die niederen Alkane wie Methan und Ethan erwiesen, nötigenfalls mit geringen Beimischungen von höheren Alkanen wie Hexan.

Um Ladungs- und damit Signalverlust durch Elektroneneinfang im Gas gering zu halten, sollten die Konzentrationen elektronegativer Restgase wie Sauerstoff oder Wasserdampf möglichst klein sein. Daher ist meist eine Gasreinigung und permanente Gasqualitäts-Überwachung notwendig.

27. z.B.  $C_2H_5Br$ ,  $CF_3Br$

Neben der akuten Gefahr einer Kammerschädigung durch Funkenbildung stellt gerade im Bereich hoher Verstärkungen die Kammeralterung, d.h. vermutlich durch Polymerisation von Gasbestandteilen entstehende Ablagerungen speziell an den Kathoden, ein großes Problem für den Dauerbetrieb dar [z.B. 17].

Auf die Gasdruckabhängigkeit der Gasverstärkung soll hier nicht im einzelnen eingegangen werden; die Verstärkung steigt mit fallendem Druck. Niederdruck-Kammern sind aber nicht nur wegen der hohen, erreichbaren Verstärkung sondern auch wegen geringerem Photon-Feedback sehr attraktiv. Für große Kammersysteme wird aber zur Vermeidung aufwendiger mechanischer Konstruktionen ein gegenüber dem Atmosphärendruck leicht erhöhter Gasdruck bevorzugt, der ferner das Eindringen von Luft verhindert<sup>28</sup>.

Die höchsten Gasverstärkungen in stabil arbeitenden MWPC's werden mit mehrstufiger Gasverstärkung, bei der ein Teil der in einer ersten Lawine entstandenen freien Elektronen die Ausgangsladung für sekundäre Lawinen in einer weiteren Drahtanordnung bilden, erreicht.

## 4.2. Ortsauflösende Signalauslese

In einer MWPC können sowohl die Anoden- als auch die Kathodendrähte bzw. Segmente einer Elektrodenfläche ausgelesen werden. Üblicherweise geschieht dies mit Signalauskopplung über ein RC-Glied und anschließende Pulsverstärkung mit hochempfindlichen Verstärkern.

Die im Verlauf der Gasverstärkung entstehenden, sich in der Kammer bewegenden Ladungsträger stellen lokale Kammerströme dar<sup>29</sup>. In Abhängigkeit von der Kammergeometrie und den damit verbundenen örtlichen Kapazitäten verursachen diese an den Drähten bzw. den Segmenten einer Elektrodenfläche nachweisbare Signale. Während man bei Auslese des Anodendrahtes, an dem die Gasverstärkung stattfindet, die gesamte Signalamplitude erhält, ist der Signalteil auf den benachbarten Kathodenkanälen der Geometrie entsprechend reduziert.

28. Hochortsauflösende Driftkammern werden mit mehreren atm. Überdruck betrieben.

29. siehe dazu Anhang B.3.

Für den Einsatz einer MWPC als ortsempfindlichen Detektor für einzelne Photonen gibt es verschiedene Auslesetechniken.

Zum einen können die Signale der Anodendrähte und die nichtparallel ( z.B. senkrecht ) dazu angeordneter Drähte oder Streifen einer der Kathodenebenen nach einfacher Diskrimination auf Koinzidenzen untersucht werden, was aber bei mehreren, im Rahmen der Auslesezeit gleichzeitigen Ereignissen zu Vieldeutigkeiten in der Ortsbestimmung führt.

Eine Alternative bietet die an beiden Enden eines hochohmigen Kammerdrahtes auszuführende Partiaalladungsmessung, aus deren Verhältnis der Ort entlang des Drahtes ermittelbar ist. Gerade bei langen Drähten ist die Auflösung in Drahtrichtung stark begrenzt. Weiterhin sind bei der Auslese sehr vieler Drähte die Kosten für die notwendigen ADC's sehr hoch.

Wird eine in kleine Flächen ( Pad's ) segmentierte Flächenelektrode verwendet, folgen nach einfacher Diskrimination der verstärkten Signale direkt zu einer Ortskoordinate gehörende Digitalsignale. Für großflächige Zähler ist diese Methode sinnvoll.

### 4.3. Einzelphoton – Nachweis mit einer Drahtkammer

Der spektrale Bereich für den Lichtnachweis mit einer MWPC als Teil eines RICH-Detektors ist durch die Lichtabsorption des Radiatormaterials und der Gase zwischen Radiator und Kammer sowie in der Kammer selbst zu niedrigen Wellenlängen hin begrenzt ( Abb. 4.2 ).

Die einfachste Methode des Photonnachweises ist die Verwendung von Kammergaszusätzen mit niedrigem Ionisationspotential, wie den bei Raumtemperatur ( RT ) flüssigen Stoffen Triethylamin TEA (  $E_i = 7.2 \text{ eV}$  ) und Tetrakis-(dimethylamino)-ethylen TMAE (  $E_i = 5.36 \text{ eV}$  ). TMAE's niedriger Dampfdruck von  $p = 0.5 \text{ torr}$  bei RT sowie seine chemische Aggressivität<sup>30</sup> erfordern aber eine erhöhte Temperatur ( etwa  $70^\circ \text{C}$  ) und chemische Resistenz des Kammer- und Gassystems.

30. Es reagiert als starkes Reduktionsmittel mit Sauerstoff unter Emission grünen Lichts ( " Chemilumineszenz " ) und greift nahezu alle Kunststoffe und Dichtungsmaterialien an.



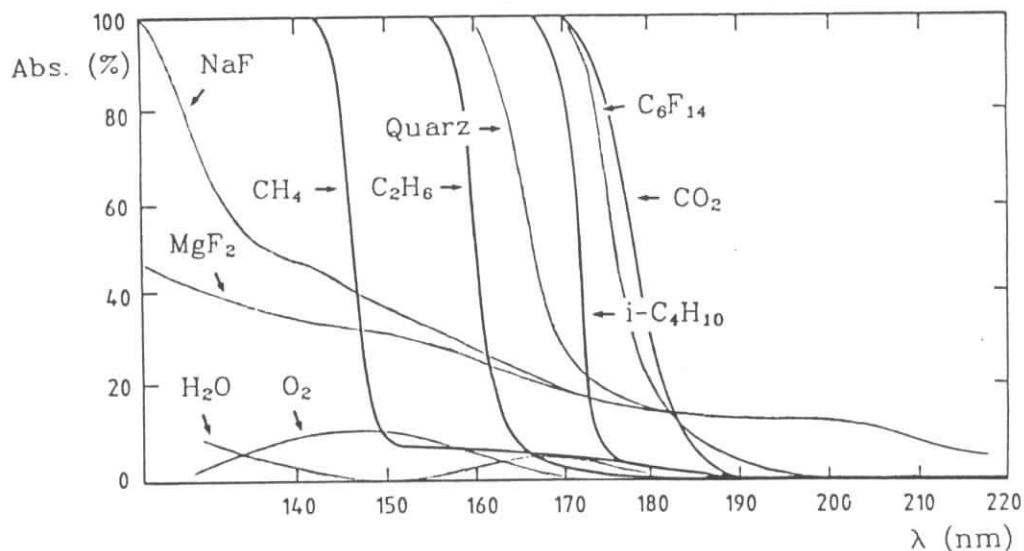


Abbildung 4.2 : Absorption einiger Gase ( 10 cm dicke Schicht bei 1 atm bzw. für  $O_2$  und  $H_2O$  bei einer Konzentration von 500 ppm ) und Radiatormaterialien (1cm) in Abhängigkeit von der Wellenlänge [nach 18,19]

In Abb.4.3 sind die Quanteneffizienz- und Absorptionsspektren (bei RT gesättigtes Gas, 1mm Schichtdicke) beider Stoffe gezeigt.

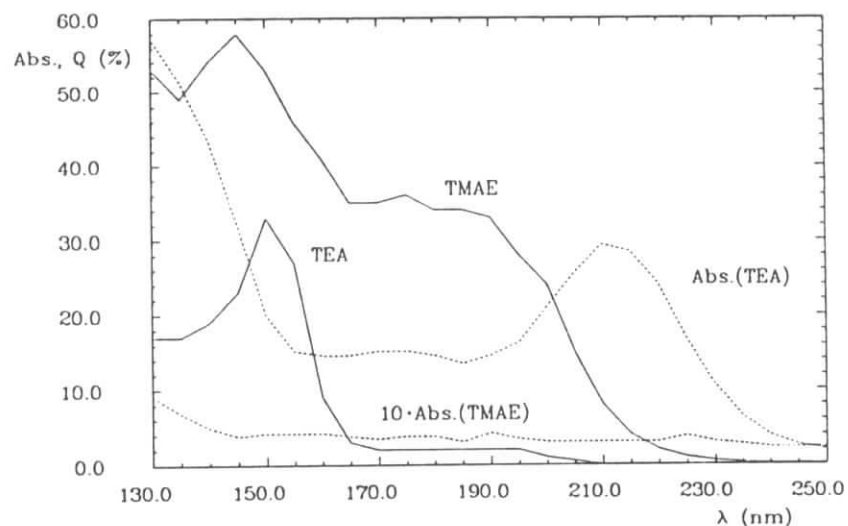


Abbildung 4.3 : TEA - und TMAE - Quanteneffizienz sowie die jeweilige Absorption einer 1mm dicken, bei RT gesättigten Gasschicht [nach 20]

In den meisten, existierenden RICH - Detektoren wird bei erhöhter Temperatur mit TMAE gesättigtes Zählgas verwendet.

Um die Ortsunsicherheit in der Photon-Photoelektron-Konversion und die damit verbundenen Zeitschwankungen zu vermeiden, wurden und werden reflektierende oder semitransparente Photokathoden mit Drahtkammern kombiniert, so daß der Photoeffekt nur auf der Elektrodenoberfläche stattfindet.

Im Gegensatz zu geschlossenen Photomultiplerröhren können in einer gasgefüllten MWPC nur unter großem Aufwand extrem reaktive Materialien wie Caesium oder dessen Legierungen, die wegen ihres niedrigen Ionisationspotentials ( $E_i \approx 2 \text{ eV}$ ) Lichtdetektion bis in den sichtbaren Spektralbereich erlauben, eingesetzt werden<sup>31</sup>. Eine attraktive, chemisch stabile Substanz mit niedrigem Ionisationspotential ist Caesiumiodid. Als dünne, auf eine Metalloberfläche aufgedampfte Schicht bildet es eine effiziente Photokathode. Da CsI aber stark hygroskopisch ist, kann gerade eine solche dünne Schicht durch Kontakt mit feuchter Luft zerstört werden.

Im Hinblick auf die Verwendung in einem RICH-Detektor wurden in den letzten Jahren CsI und verschiedene Metalle wie Kupfer und Zinn sowie auf Metalloberflächen kondensierte Schichten von TEA, TMAE, Ethylferrocen (EF) und anderen photosensitiven Substanzen als Photokathoden untersucht [z.B. 21]. Die unerwartet hohen, von J. Seguinot et al. [22] veröffentlichten Quanteneffizienzwerte einer mit TMAE-Gas kurzzeitig behandelten CsI-Photokathode haben weltweit in mehreren Labors neue Untersuchungen ausgelöst [z.B. 23,24] und konnten in der angegebenen Höhe nicht reproduziert werden. Auch die vorliegende Untersuchung sollte hier zur Klärung beitragen und in direkten Materialvergleichen die für einen RICH-Zähler bestmögliche Konfiguration finden.

31. Im Labormaßstab lassen sich auch selbstentzündliche Stoffe benutzen, auf einer wie für HELENA nötigen Photokathodenfläche von  $30 \text{ m}^2$  !! wäre dies sehr riskant.

## 5. Der Photokathoden – Teststand

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung war die Entwicklung einer zuverlässig arbeitenden Drahtkammerkonfiguration sowie die Prüfung der zum Teil schon bekannten Eigenschaften verschiedener Photokathoden im direkten Vergleich. Dieses sollte im Gegensatz zu den vorgehenden Untersuchungen unter realistischen Bedingungen, wie sie beim Betrieb der RICH-Komponente *HELENA*'s zu erwarten sind, erfolgen. Hierzu wurde eine geeigneter Teststand konstruiert und aufgebaut.

### 5.1. Wahl der Meßtechnik

Die Quanteneffizienz, also das Verhältnis der Anzahl freigesetzter Photoelektronen zur Anzahl an absorbierten Photonen, wird oft durch Messung der Absorption und des Photostromes einer mit der zu untersuchenden Substanz gefüllten Ionisationskammer (ohne Gasverstärkung) entweder bei bekannter Lichtintensität, d.h. bei Beleuchtung mit einer geeichten Lichtquelle, oder im Vergleich zu einem kalibrierten Lichtdetektor, bestimmt. Hierzu sind hohe Lichtintensitäten nötig. Das Hauptproblem stellt aber die Kalibration der Strahlungsquelle bzw. des Referenzdetektors dar. Zeitliche Schwankungen tragen bei ständiger Intensitätskontrolle (Zweistrahilverfahren) nicht zum Meßfehler bei.

Bei der Untersuchung von Photokathoden kann eine Quanteneffizienz gemäß obiger Definition nur schwer gemessen werden, da die Absorption wegen Lichtreflektion an der Oberfläche nicht direkt bestimmt werden kann. Daher wird hier die Photokathoden-Quanteneffizienz als das Verhältnis der Anzahl an Photoelektronen zur Anzahl an einfallenden Photonen definiert.

Für die Verwendung einer Photokathode als Teil einer MWPC innerhalb eines RICH-Zählers ist weniger die Quanteneffizienz alleine sondern vielmehr die Einzelphotonen-Nachweiseffizienz "QE", also das Produkt aus Quanteneffizienz  $Q$  und Kammer-abhängiger sowie Ausleseelektronik-abhängiger Photoelektron-Nachweiswahrscheinlichkeit  $E$  wichtig. Daher wurde ein Teststand entworfen und gebaut, mit dem im Gegensatz zu den bisher durchgeführten Untersuchungen direkt die QE-Spektren beliebiger, realistischer Kammerkonstruktionen einschließlich Photokathode gemessen werden können.

Auch hierzu wird entweder eine geeichte Einzelphotonquelle oder ein geeichter Einzelphotonendetektor als Referenz benötigt.

Ersteres ließe sich mittels radioaktivem Präparat bekannter Aktivität und Szintillator-

oder Cherenkov - Radiator - Material realisieren, allerdings ohne monochromatische Strahlung zu erhalten. Die Kopplung mit einem Monochromator würde wiederum die Kalibration beeinflussen.

Die Verwendung eines durchstimmbaren Lasers scheidet wegen des im VUV - Bereich hohen Aufwandes (z.B. Eximerlaser mit Ramanzelle) aus.

Für den zweiten, hier gewählten Weg kann eine möglichst gepulste Lichtquelle geringster Intensität mit anschließendem Monochromator die monochromatische Strahlungsquelle bilden. Der dann nötige Referenzdetektor stellt damit, gerade für die Bestimmung absoluter QE's, den kritischen Teil des Aufbaus dar. Er sollte im hier geforderten Spektralbereich kalibriert und zum Nachweis einzelner Photonen mit einer im Vergleich zur zu untersuchenden MWPC ähnlichen Effizienz in der Lage sein. Einige kommerzielle Photomultiplier erfüllen näherungsweise diese Forderung.

Auf die Realisierung eines, wie in der optischen Atom- und Molekül - Spektroskopie üblichen, Zweistrahlensystems wurde wegen des hohen Aufwandes für die dazu notwendige Optik im VUV - Bereich verzichtet.

## 5.2. Experimenteller Aufbau

In Abb.5.1 ist die für die meisten der durchgeführten Messungen verwendete Version des Teststandes dargestellt.

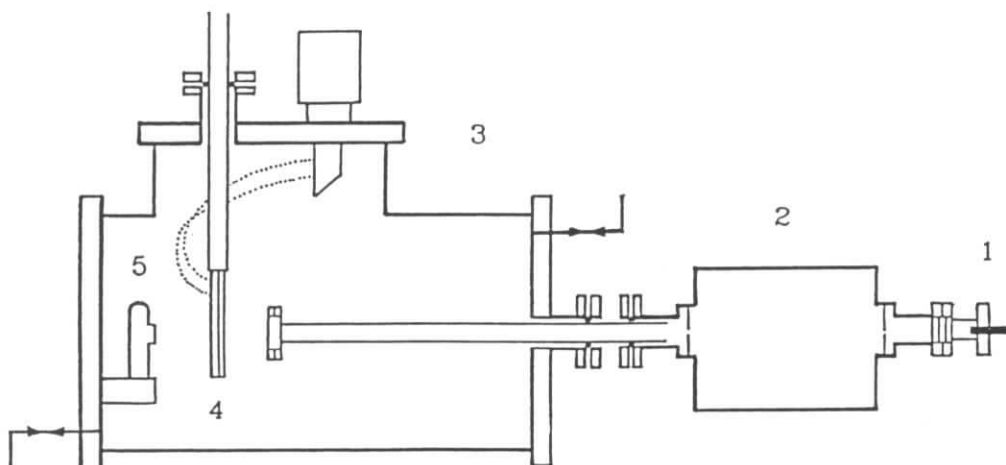
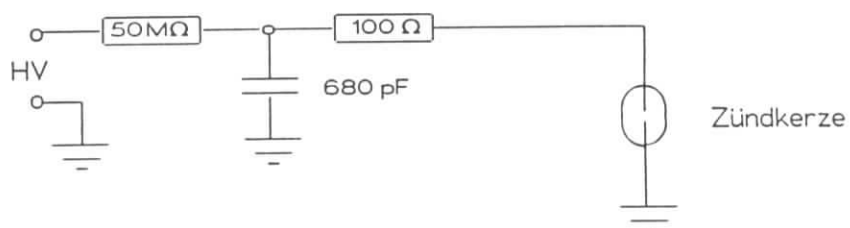


Abbildung 5.1 : Aufbau des Photokathoden - Teststandes aus Lichtquelle 1, Monochromator 2, Edelstahlkammer 3, Drahtkammer 4 und Photomultiplier 5

## Die Lichtquelle {1}

Im UV- und VUV-Bereich werden häufig mit Deuterium oder Xenon gefüllte Gasentladungs- oder Hohlkathodenlampen als Lichtquelle eingesetzt. Diese können aber meist nicht gepulst betrieben werden, was aber zur Unterdrückung von Untergrundsignalen sinnvoll ist. Daher wurde eine kleine, zuverlässig arbeitende Funkenlampe entworfen und hergestellt. Sie besteht aus einem Edelstahlgehäuse (Gasvolumen  $\approx 1\text{cm}^3$ ) mit Gasein- und -auslaß, einem  $\text{MgF}_2$ -Fenster und einer elektrodenmodifizierten Autozündkerze<sup>32</sup>.

Abbildung 5.2 :  
Elektrische  
Ansteuerung der  
Zündkerzenlampe



Die Ansteuerung erfolgt entsprechend Abb.5.2, wobei hauptsächlich Wasserstoff bei einem Druck von  $p = 1.5\text{atm}$  als Gasfüllung und eine Hochspannung von  $6\text{kV}$  benutzt wurde. Diese Bedingungen führen zu einer Frequenz von etwa  $10\text{Hz}$  der einige  $100\text{ns}$  langen Lichtpulse. Ein Triggersignal kann nach Diskrimination (mittels Gate-Generator) eines einfach am Lampengehäuse abgegriffenen Signals auf Masse erhalten werden.

## Der Monochromator {2}

Ein ständig gepumpter Vakuum-Monochromator (ARC VM-502-X) mit einer Fokusslänge von  $20\text{cm}$ , justierbaren Spalten und manueller Wellenlängenwahl bildet die optische und mechanische Verbindung zwischen Lampe und Detektortank {3}. Über die Eingangsspaltbreite kann die Lichtintensität und mit dem Ausgangsspalt die Wellenlängenauflösung geregelt werden. Letztere ist aber für die hier durchgeführten Experimente keine entscheidende Größe.

32. NGK B-8ES, zuvor im eigenen Auto (Honda N600) benutzt; wohl aber für die Funktion der Lampe nicht zwingend nötig.

## Der Detektortank {3}

Das monochromatische Licht gelangt durch ein in der Position veränderliches, evakuiertes Stahlrohr mit am Ende befindlichem Kollimator und  $\text{MgF}_2$ -Fenster in einen Edeltank (Länge  $\approx 40$  cm, Höhe  $\approx 30$  cm, Durchmesser  $\approx 20$  cm, Flanschgröße: CF 200) mit zwei Pump- und zwei Gasanschlüssen sowie mehreren elektrischen Durchführungen. Eine zweite, verschieb- und drehbare Stange dient als Halterung der zu untersuchenden, offenen MWPC {4}, wobei die Gasfüllung des Tanks als Zählgas fungiert. Durch äußere Heizwicklungen können Temperaturen bis  $150^\circ\text{C}$  erreicht werden. Diese Begrenzung ist eine Folge der an einigen Stellen unvermeidbaren Verwendung von Viton-Dichtungen.

## Die Drahtkammer {4}

Eine Beschreibung der untersuchten Drahtkammerstrukturen sowie der Auslesemethode erfolgt im nächsten Abschnitt dieses Kapitels.

## Der Photomultiplier {5}

Dem Eingangsfenster gegenüber ist im Tank ein side-on-Photomultiplier (PM) (Hamamatsu R 1220 mit CsTe-Photokathode und neunstufiger Dynodenstruktur) montiert. Da dieser mit einer werkseitig nach der Produktion gemessenen Effizienzkurve geliefert wird und als einziger kommerzieller PM im Spektralbereich von 140 nm bis 240 nm ausreichend effizient ist, kann er als Referenzdetektor verwendet werden.

Die zum Betrieb des PM nötige Hochspannung wird von einem regelbaren Netzgerät (LTRONIX LS 529 R) bereitgestellt. Im Allgemeinen wurde die für den PM maximale Spannung von 1250 V und damit die höchst mögliche Sekundärelektronenverstärkung benutzt.

## Das Gas- und Vakuumsystem

In Abb. 5.1 nicht dargestellt sind das Gasversorgungs- und -analysesystem sowie der Hochvakuumpumpstand.

Um auch die Verwendung von korrosiven Gasen oder Flüssigkeiten zu ermöglichen,

wurde das gesamte Gasversorgungssystem aus 6 mm Edelstahlrohren und Edelstahl-Gyrolok-Verbindungen und -Ventilen (allerdings Viton-gedichtet) aufgebaut. Neben der Benutzung verschiedener Gase wie Argon, Helium, Stickstoff, Methan, Isobutan, Dimethylether, Kohlendioxid usw. und deren Gemischen bei einem Gasdruck zwischen Vakuum und einigen Atmosphären Überdruck ist hiermit die gezielte Zuführung von Dampfszusätzen möglich. Die Gaszusammensetzung und -qualität wird, während das Gas bei Normal- oder Überdruckbetrieb auf der einen Tankseite ein- und auf der anderen ausströmt, im Gasausgang mit einem Quadrupol-Massenspektrometer (Spectramass Dataquad DXM 100), einem Sauerstoff-Spurenanalysator (Teledyne)<sup>33</sup> und einem Wasserdetektor (PANAMETRICS Mod. 700) überwacht.

Ein Turbomolekularpumpstand mit einer zusätzlichen, leistungsfähigen Drehschieberpumpe dient zur Evakuierung des Monochromators und zum Betrieb des Massenspektrometers samt entmischungsfrei arbeitendem Gaseinlaßsystem. Weiterhin kann die gesamte Anlage aus Gassystem, Detektortank und ebenfalls korrosionsfest und temperaturbeständig ausgelegtem Vakuumteil durch Ausheizen bei gleichzeitigem Pumpen gereinigt werden. Dies ist speziell nach der Verwendung von Aminen wegen deren starker Absorptionsfähigkeit zwingend nötig.

Die beschriebene Anlage ermöglicht schnellen Gas- und somit auch MWPC-Wechsel sowie Untersuchungen unter verschiedensten äußeren Bedingungen wie Druck und Temperatur.

### 5.3. Die Drahtkammer und ihre Auslese

Für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden aus Einzel-Drahtlagen aufgebaute, im Lagenabstand variable Vieldraht-Proportionalkammern mit einer effektiven Fläche von 8 cm × 8 cm verwendet, wobei hauptsächlich symmetrische Strukturen mit einem Anoden-Kathoden-Abstand von jeweils 3 mm gewählt wurden. Als Grundmaterial der mechanischen Konstruktion diente hier gewöhnliches Leiterplattenmaterial. Die Anodenlagen wurden aus 10 µm- oder 25 µm-Wolframdrähten (goldbeschichtet) und die Kathodenlagen aus 75 µm-Kupferberylliumdrähten gefertigt. Die Drahtabstände konnten in 1,25 mm-Schritten variiert werden. Photokathoden wurden aus entweder in 5 mm × 5 mm Pad's oder 5 mm breite Streifen segmentierten Kupferplatinen

33. → elektrochemisches Meßverfahren; die Meßzelle ist aber durch CO<sub>2</sub> und auch TMAE leicht irreversibel zu zerstören.

hergestellt. Für einige Messungen war die Photokathodenebene in einen aus Drähten und einen aus Streifen bestehenden Bereich unterteilt.

Materialvergleichende Untersuchungen konnten durchgeführt werden, indem Photokathodenflächen mit drei (nach Montage im Tank waagerechten) Bereichen unterschiedlich präparierter Oberfläche verwendet wurden.

Die Hochspannungsversorgung und Signalauskopplung erfolgte gemäß Abb. 5.3, wobei für die meisten Experimente die Drähte in 5 mm breiten Teilbereichen oder in wenigen Fällen auch über große Flächen als ein Kanal zusammenschaltet wurden.

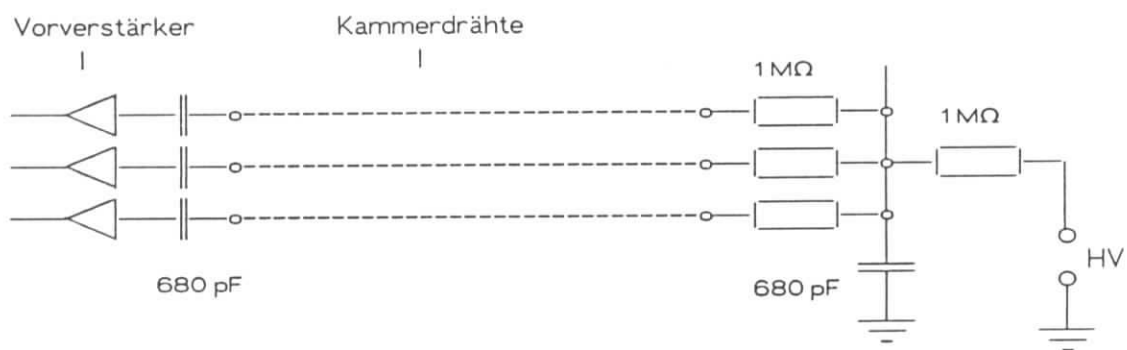


Abbildung 5.3 : Hochspannungsversorgung und Signalauslese der MWPC

Prinzipiell konnten alle Kathoden-, Photokathoden- und Anoden-Kanäle ausgelesen werden, wodurch bei gekreuzter Orientierung der Kanäle eine Ortsbestimmung möglich war. Die Bestimmung der Einzelphoton-Nachweiseffizienzen erfolgten aber hauptsächlich mit den Signalen der Anodendrähte.

Das Hochspannungs-Versorgungssystem wurde aus gängigen NIM-Bauteilen aufgebaut, während zur Signalauslese 112 Kanäle der ARGUS- $\mu$ -Vertexkammer-Verstärkerelektronik [25] Verwendung fanden. Nach einer Vorverstärkung der ausgekoppelten Drahtsignale in direkt auf dem Tank unter einer Aluminiumabschirmung montierten Vorverstärkern folgt eine weitere Verstärkung und Diskrimination mit variabler Schwelle, so daß sowohl Analogsignale für weitere Analysen als auch Digitalsignale zur Pulszählung in Koinzidenz mit dem Lampentriggersignal gemäß Abb. 5.4 zur Verfügung stehen. Die Signale des Photomultipliers wurden in gleicher Weise, natürlich aber mit einer anderen Diskriminations-Schwelle, behandelt. Wegen der etwa 100 ns langen Lichtpulse wurde eine entsprechend große Gatelänge benutzt.

Störsignale auch durch Teilchen der kosmischen Strahlung wurden auf diese Weise wirkungsvoll unterdrückt.



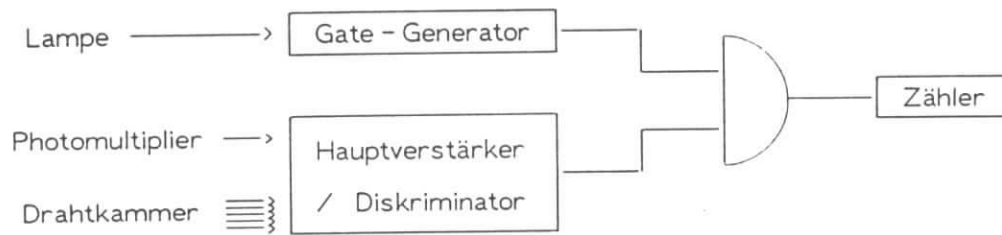


Abbildung 5.4 : Schema der Einzelphoton-signal-Zählung in Koinkidenz

Neben der ständigen Signalkontrolle über ein Oszilloskop wurden für den PM wie für die Kammer vor und während der Messungen Pulshöhen- bzw. Ladungsspektren mit einem Vielkanalanalysator aufgezeichnet.

## 5.4. Bestimmung der Einzelphoton - Nachweis-effizienzen

Nach Wellenlängenselektion und Kollimation können je nach von außen mittels verschiebbarer Kammerhalterung justierbarer Kammerposition im Tank verschiedene kleine Kammerbereiche unterschiedlicher Oberfläche oder der Photomultiplier beleuchtet werden. Mit sehr geringer Lichtintensität werden, durch Pulshöhenanalyse nachweisbar, Einzelphoton-signale erzeugt, die dann entsprechend obigem Schema gezählt werden, wobei abwechselnd mit der MWPC und dem PM gemessen wird.

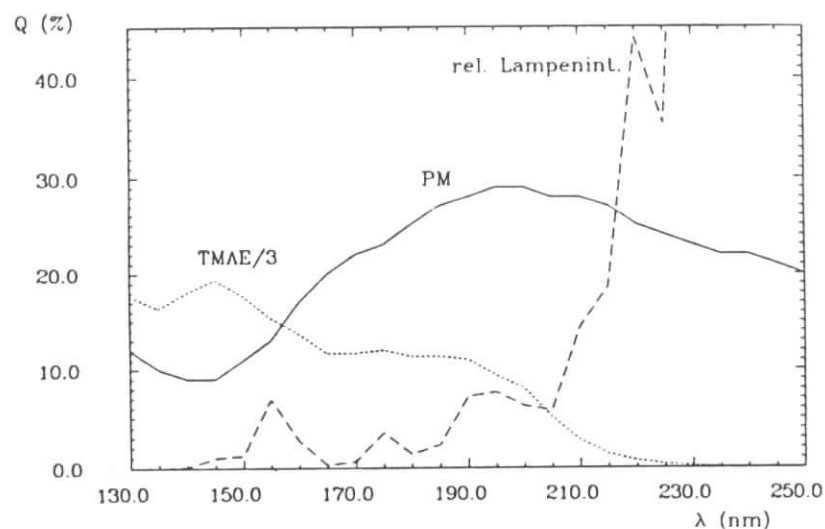


Abbildung 5.5 : Quanteneffizienz - Spektren des PM und TMAE's, Lampenspektrum

In Abb. 5.5 ist neben dem Quanteneffizienz - Spektrum des verwendeten Photomultipliers und dem TMAE's auch der grobe, mit dem PM gemessene, relative Lichtintensitätsverlauf der Zündkerzenlampe dargestellt. Wegen des näherungsweise inversen spektralen Verhaltens einer mit TMAE behandelten MWPC (oder einer Kammer mit CsI-Photokathode, deren Spektrum ähnlich ist) und der Lampenintensität, also hoher Intensität bei niedriger Quanteneffizienz und umgekehrt, sind bei konstanter Einstellung der Monochromatorspalte sinnvolle Messungen, d.h. Zählung von Einzelphotonsignalen mit ausreichend hoher Rate, über den gesamten zu untersuchenden Spektralbereich möglich. Die Lichtintensität wird dabei so justiert, daß etwa jeder zehnte Lichtpuls zu einem Kammersignal führt<sup>34</sup>.

Im Gegensatz zur MWPC liefert jedoch der PM bei transparentem Gas im Tank oberhalb einer Wellenlänge von  $\lambda = 180 \text{ nm}$  Multiphotonsignale, deren mit einem Vielkanalanalysator meßbarer Ladungsinhalt allerdings proportional zur Photonanzahl ist. Während der Verwendung von photosensitiven, und damit absorptiven Gaszusätzen werden wegen des längeren Lichtweges zum PM beide Zählraten besser vergleichbar.

Die im Vergleich zur MWPC große Bandbreite der PM-Quanteneffizienz führt zu einer hohen Empfindlichkeit gegenüber vom Monochromatorgitter stammenden, nichtmonochromatischem Streulicht. Der hieraus resultierende jeweilige Signalanteil kann durch Messung im Bereich totaler Lichtabsorption durch das Füllgas (bei  $\text{CH}_4$  unterhalb  $140 \text{ nm}$ ) ermittelt und, unter der Voraussetzung einer von der Wellenlängeneinstellung unabhängigen Streulichtintensität, subtrahiert werden.

Bei jeder Wellenlängeneinstellung wurde mit der Kammer und dem Photomultiplier jeweils über 1000 Lampenpulse gezählt. Eine längere Meßzeit würde zwar den statistischen Fehler verringern, aber mögliche, zeitliche Schwankungen in äußeren Bedingungen, die im Rahmen der Fehlerbetrachtung (Kap. 6.1.) genauer dargestellt werden, können den Meßfehler erhöhen und die Vergleichbarkeit der Messungen stören.

Durch Vergleich der Kammerzählrate mit der des PM kann die Einzelphoton-Nachweiseffizienz der Kammer erhalten werden.

Die Zählrate der MWPC ist proportional zur Eingangslichtintensität am Tankeingangs-

34. Nach der Poisson - Statistik gemäß  $P(x) = e^{-a} a^x / x!$  folgt dann  $a = -\ln(0.9) \approx 0.1$  und damit für die Wahrscheinlichkeit, mehr als ein Photon zu erhalten :

$$P(x > 1) = 1 - e^{-a}(1+a) \approx 0.5\%$$

fenster  $I_0$ , bei der Verwendung absorptiver Gase oder Gaszusätze zur Transparenz des Gases zwischen Fenster und Kammer  $e^{-FK/abl}$  (mit  $FK$  = Abstand zwischen Fenster und Kammer und  $abl$  = Absorptionslänge des Gases), zur Quanteneffizienz der Kammer  $Q_K$  sowie zur Effizienz  $E_K$ , ein einzelnes Photoelektron mit der Kammer nachzuweisen und mit der Kammerelektronik zu zählen. Letztere ist im wesentlichen von der Gasverstärkung der MWPC, also von Gasart, Druck, Hochspannung usw., sowie von der Elektronikverstärkung und Diskrimination abhängig.

$$\text{sig}_K = a I_0 e^{-FK/abl} Q_K E_K \quad (49)$$

In gleicher Weise folgt für das Signal des Photomultipliers

$$\text{sig}_{PM} = a I_0 e^{-FPM/abl} Q_{PM} E_{PM} \quad (50)$$

$FPM$  beschreibt den Abstand zwischen Fenster und PM,  $Q_{PM}$  die Quanteneffizienz des PM und  $E_{PM}$  die Einzelphotoelektron-Nachweiseffizienz der PM-Messung. Diese wird durch die Effizienz, daß ein auf der Photokathode des PM erzeugtes Elektron an der ersten Dynode Sekundärelektronen freisetzt, durch die Verstärkung des SEV und der folgenden Elektronik sowie durch die Diskrimination, bestimmt. Nach Kombination dieser Gleichungen folgt

$$Q_K \frac{E_K}{E_{PM}} = \frac{\text{sig}_K}{\text{sig}_{PM}} Q_{PM} e^{-KPM/abl} \quad (51)$$

mit dem Abstand  $KPM$  zwischen Kammer und PM. Die Gas-Absorptionslänge ist gemäß

$$abl = -FPM / \ln \frac{\text{sig}_{PM}}{\text{sig}_{PM}^{ref}} \quad (52)$$

durch Bestimmung der PM-Zählraten mit absorbierenden Gaszusätzen  $\text{sig}_{PM}$  und bei transparentem Gas  $\text{sig}_{PM}^{ref}$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu ermitteln. Da  $Q_{PM}$  bekannt ist (Eichkurve des PM) ergibt sich mit der Annahme  $E_{PM} = 1$ <sup>35</sup> die messbare Einzelphoton-Nachweiseffizienz der zu untersuchenden Kammer inklusive der vorgestellten Ausleseelektronik als

$$QE = Q_K E_K = \frac{\text{sig}_K}{\text{sig}_{PM}} Q_{PM} e^{-KPM/abl} = \frac{\text{sig}_K}{\text{sig}_{PM}} Q_{PM} \left( \frac{\text{sig}_{PM}}{\text{sig}_{PM}^{ref}} \right)^{\frac{KPM}{FPM}} \quad (53)$$

Die ARGUS- $\mu$ -Vertexkammerelektronik ist für sehr schnelle Verstärkung aber nicht ausdrücklich rauscharm ausgelegt und kann daher nicht als zur Einzelphotonerkennung optimiert angesehen werden. Bei der Diskrimination bleibt daher ein nicht unbeträchtlicher Teil der einer exponentiellen Pulshöhenverteilung folgenden Kammersignale (siehe Gl. 46) undigitalisiert, so daß die QE der MWPC samt Elektronik bedeutend kleiner ist als die auf diese Weise also nicht direkt meßbare Quanteneffizienz.

35. Eine eingehendere Betrachtung hierzu folgt in Kap. 6.1. .

Die so berechneten Kammer- und Elektronik-abhängigen Einzelphoton-Nachweis-effizienzen beruhen auf der Kenntnis der Quanteneffizienz des Photomultipliers. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich die der Eichkurve zu entnehmenden Werte im Verlauf der Experimente nicht ändern. Für Materialvergleiche, also relative Untersuchungen, ist die Kenntnis der absoluten Quanteneffizienz nicht nötig.

Um eine unabhängige, zweite Referenzmöglichkeit zu schaffen, wurden, wie schon erwähnt, geteilte Photokathoden verwendet. Ein Kammerbereich mit fester, reflektierender Photokathode konnte so direkt mit einer reinen Drahtkammer verglichen werden. In Anwesenheit eines Gaszusatzes wie TMAE, dessen Quanteneffizienz  $Q_{TMAE}$  bekannt ist, folgt für die Zählrate des Drahtteils

$$\text{sig}_D = a I_0 e^{-FK/abl} (1 - e^{-CPC/abl}) Q_{TMAE} E_D \quad (54)$$

Vorausgesetzt wurde hier, daß nur von TMAE absorbierte Photonen (Absorption zwischen den beiden Kathodenlagen C und PC gleich  $1 - e^{-CPC/abl}$ ) Photoelektronen erzeugen. Wegen der geometrisch verschiedenen "Photokathodenlagen" und den damit verbundenen verschiedenen Feldstärken in beiden Kammerteilen ist die elektronische Effizienz des Drahtteils  $E_D$  trotz gleicheffizienter Ausleseelektronik inklusive Diskrimination nicht gleich der des Teils mit Flächenelektrode. Dieses muß bei der Kombination von Gl. 54 mit Gl. 49 berücksichtigt werden.

$$\begin{aligned} \text{"QED"} &= Q_K \frac{E_K}{E_D} = \frac{\text{sig}_K}{\text{sig}_D} Q_{TMAE} (1 - e^{-CPC/abl}) \\ &= \frac{\text{sig}_K}{\text{sig}_D} Q_{TMAE} \left(1 - \left(\frac{\text{sig}_{PM}}{\text{sig}_{PM}^{ref}}\right)^{\frac{CPC}{FPM}}\right) \end{aligned} \quad (55)$$

Durch Wahl von verschiedenen Abständen zwischen Anoden- und Photokathodenlage in beiden Kammerteilen können  $E_K$  und  $E_D$  näherungsweise angeglichen werden, so daß die Größe QED dann nicht die Einzelphoton-Nachweis-effizienz sondern die Quanteneffizienz der Kammer bzw. der Photokathode beschreibt.

## 5.5. Weitere Meßmöglichkeiten

Im Gegensatz zu den ausschließlich durchgeführten Untersuchungen bei leichtem Überdruck können mit dem vorgestellten Meßaufbau nahezu beliebige Kammergeometrien, auch Multistep-Kammern, in einem großen Zählgasdruckbereich nicht nur auf Einzelphoton-Nachweisqualität untersucht und studiert werden.

Speziell für die RICH-Photodetektor-Entwicklung ist dieser Aufbau, bei dem das Tankeingangsfenster auch als Cherenkov-Radiator genutzt werden kann, wegen den vielfältigen Geometrie-Variationsmöglichkeiten gut geeignet. So kann z.B. der Abstand zwischen Radiator und MWPC wie auch der Winkel des Lichteinfalls verändert werden.

Eine geringfügige Modifikation des Gassystems erlaubt die Benutzung geschlossener, gasdichter Kammern mit eigenen Lichteingangsfenstern. Gerade für Zählgase mit hoher Absorption (z.B. bei der Verwendung von TEA) ist dies nötig, da anderenfalls die Lichtintensität für eine Messung mit dem PM nicht ausreicht. Zur Untersuchung von Kammern in Kombination mit TEA-Gasmischungen wurde entweder eine solche, geschlossene Struktur und/oder ein direkt an der Kammerrückseite montierter Photomultiplier als Referenz verwendet.

## 6. Experimente und Messungen

Bevor die wichtigsten der durchgeführten Messungen vorgestellt werden, sollen zunächst die Unzulänglichkeiten und Fehlerquellen der Untersuchungsmethode und somit die Zuverlässigkeit der Ergebnisse diskutiert werden.

### 6.1. Qualität der Meßergebnisse

#### Photomultiplier - Zählraten

Wie Gl.68 zeigt, ist bei der Verwendung des PM als Referenz die Kenntnis seiner Quanteneffizienz Voraussetzung für die Bestimmung absoluter Einzelphoton - Nachweiseffizienzen. Da die Angaben der Herstellerfirma nicht experimentell überprüft werden können und Photomultiplier keine über lange Zeiträume stabil arbeitende Geräte sind, besteht hier eine prinzipielle Unsicherheit.

Im Gegensatz zur nahezu zeitkonstanten Quanteneffizienz der PM - Photokathode führen mögliche Schwankungen in der Hochspannungsversorgung über eine Änderung der Verstärkung des SEV und der "Transfer" - Wahrscheinlichkeit  $E_{PC-Dy}$ , daß ein von der Photokathode stammendes Photoelektron an der ersten Dynode Sekundärelektronen produziert, zu einer zeitlich nicht konstanten elektronischen Effizienz  $E_{PM} = E_{PC-Dy} \cdot E_{GD}(PM)$ . Weiterhin kann auch die Verstärker- und Digitalisierungselektronik über die Zeit instabil arbeiten.

Die in Abb. 6.1 dargestellten Einzelphoton - Pulshöhenspektren des verstärkten PM - Signals wurden mit einem Vielkanal - Analysator bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 210 \text{ nm}$  in Abhängigkeit von der äußeren Diskriminator - Schwellenspannung aufgezeichnet. Eine Abschätzung der Flächen unterhalb der Kurven unter Berücksichtigung der logarithmischen Darstellung zeigt, daß bei einer vor jeder Meßreihe auf etwa 1.5 V optimierten Schwellenspannung (auch unabhängig von in zur Einzelmeßzeit vergleichbaren Zeiten<sup>36</sup> auftretenden Schwankungen) nur das Elektronikrauschen unterdrückt wird, während mit einer Digitalisierungseffizienz  $E_{GD}(PM)$  von nahezu 100% die Photon - verursachten Signale gezählt werden. Unbekannt und nicht bestimmbar bleibt allerdings  $E_{PC-Dy}$ , kann aber bei der immer benutzten, maximal möglichen Hochspannung von 1250 V unabhängig von

36. Eine Einzelmessung dauert etwa 1min, die Aufzeichnung eines Einzelphoton - Pulshöhenspektrums ungefähr 10 min, da auch hierbei die Lichtintensität so justiert wird, daß nur etwa jeder zehnte Lichtpuls ein PM - Signal ergibt.

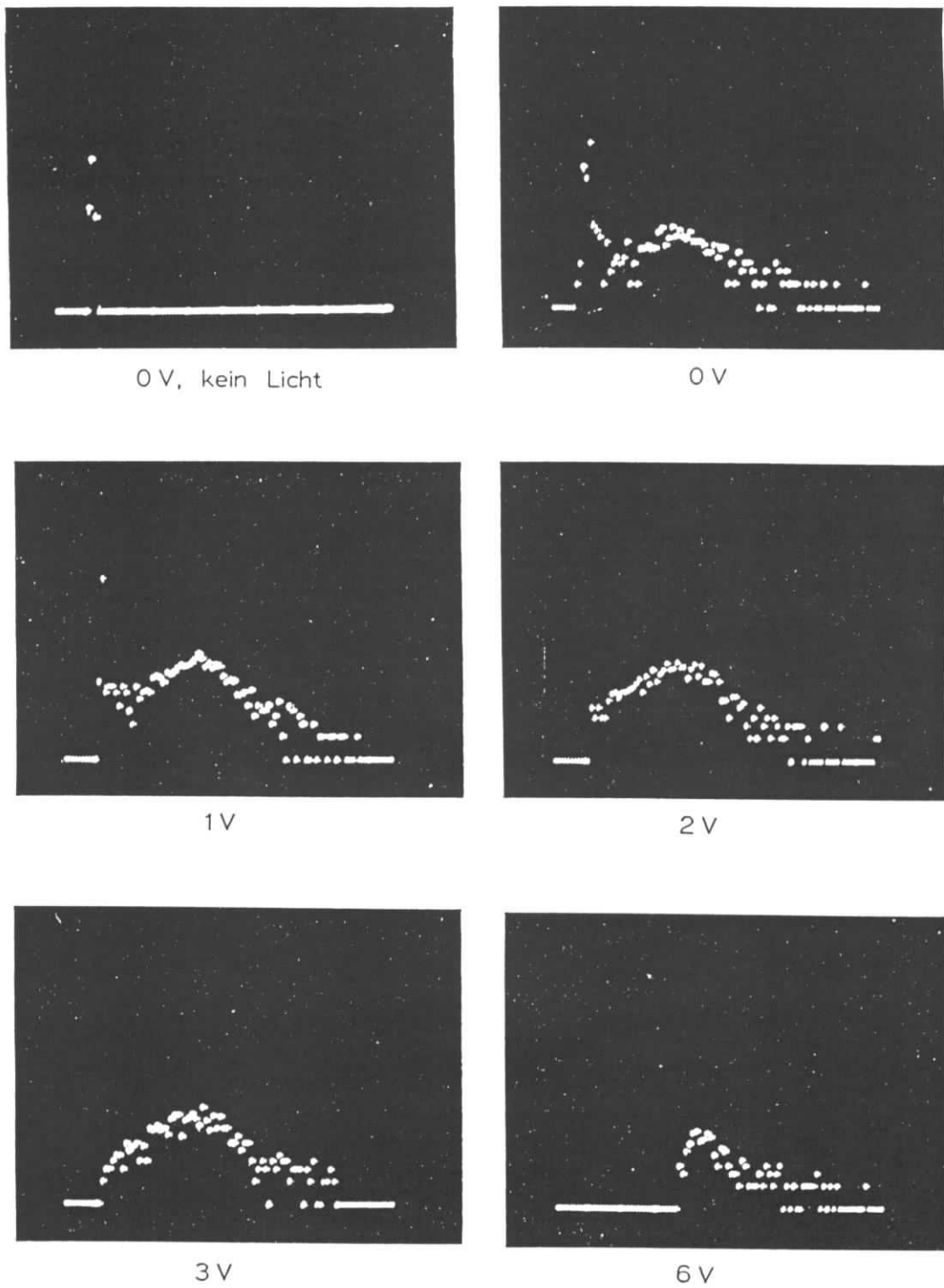


Abbildung 6.1 : Logarithmisch dargestellte Einzelphoton - Pulshöhenspektren des PM in Abhängigkeit von der Diskriminator - Schwellenspannung bei konstanter Lichtintensität bzw. ohne Licht

der Wellenlänge mit 100% angenommen werden<sup>37</sup>. Durch Zählung des PM-Signals in Koinzidenz mit dem Lampentrigger, aber ohne Lichteinfall, wurde vor jeder Meßreihe sichergestellt, daß keine Dunkelstrom-Pulse gezählt werden.

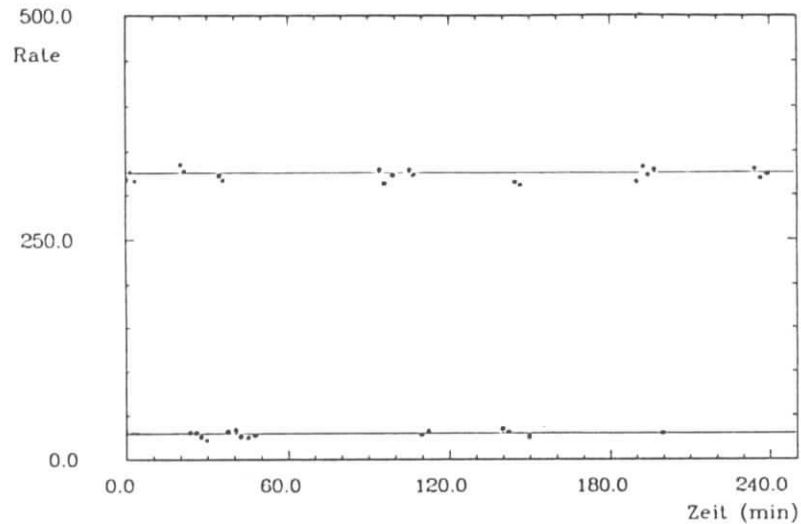


Abbildung 6.2 : Variation der PM-Zählrate bei konstanten Bedingungen mit der Zeit (für zwei verschiedene Lichtintensitäten)

In Abb.6.2 ist dargestellt, wie bei konstanter Einstellung der Meßparameter (Spaltbreiten, Hochspannungen usw.,  $\lambda = 150 \text{ nm}$ ) die PM-Zählrate mit der Zeit schwankt. Hier wird die Stabilität und der Fehler in der PM-Signalzählung erkennbar, wobei auch Schwankungen in der Lichtintensität, verursacht durch Änderungen in der Funkenform und -position innerhalb der Lampe und im Lampen-Fülldruck sowie durch Änderungen in der Transparenz des gesamten Lichtweges, eingehen. Letztere kann besonders bei Adsorption von Wasser am  $\text{MgF}_2$ -beschichteten Monochromatorgitter und dem  $\text{MgF}_2$ -Fenster unterhalb einer Wellenlänge von  $\lambda = 180 \text{ nm}$  stark verringert werden. Bei Verwendung von photosensitiven Gaszusätzen führen weiterhin Gassystem- und Tanktemperaturschwankungen zu Partialdruck- und so zu Lichtabsorptionsänderungen, die die PM-Zählrate beeinflussen.

Wird der statistische Fehler in dieser Größe gemäß Poisson-Statistik als gleich der Wurzel der Zählrate angesetzt, kann der Abb.6.2 entnommen werden, daß im Vergleich zu diesem der aus zeitlichen Schwankungen resultierende systematische Fehler vernachlässigbar ist.

Eine Variation der PM-Hochspannung bei konstanter Lichteinstrahlung und Diskriminator-Schwelle zwischen 1100 V und 1300 V führt im Rahmen dieser Fehlerabschätzung nicht

37. siehe Anhang B.4.



zu einer Änderung der Zählrate.

Die in Abb. 6.1 gezeigten Einzelphoton-Pulshöhenspektren lassen trotz logarithmischer (y-Achsen-) Darstellung die typische Poisson-ähnliche Verteilungsform<sup>38</sup> erkennen. Um die Photonzahl im Falle von Multiphotonsignalen zu ermitteln, sind Pulshöhenspektren aber weniger geeignet. Dieses kann wegen der langen Lichtpulsdauer aus nacheinander folgenden Einzelphotonsignalen bestehen (direkt mit einem Analog-Speicheroszilloskop zu beobachten), so daß die maximale Pulshöhe der eines Einzelphotonsignals entspricht. Wird jedoch der Ladungsinhalt der Multiphotonsignale gemessen, der naiv betrachtet gleich dem Produkt aus Photonzahl, bekannter SEV-Verstärkung und Elementarladung ist, kann die Photonzahl bestimmt werden. Abb. 6.3 zeigt in logarithmischer Darstellung ein aufgenommenes Einzelphoton- und ein Multiphoton-Ladungsspektrum. Das zu beobachtende Einzelphoton-Maximum entspricht einer Ladung von 7 pC, was mit dem zu erwartenden Wert bei einer SEV-Verstärkung von etwa  $4 \cdot 10^7$  übereinstimmt. Im Multiphotonenspektrum sind alle 7 pC kleine Maxima zu erkennen, die der entsprechenden Photonenzahl zuzuordnen sind.

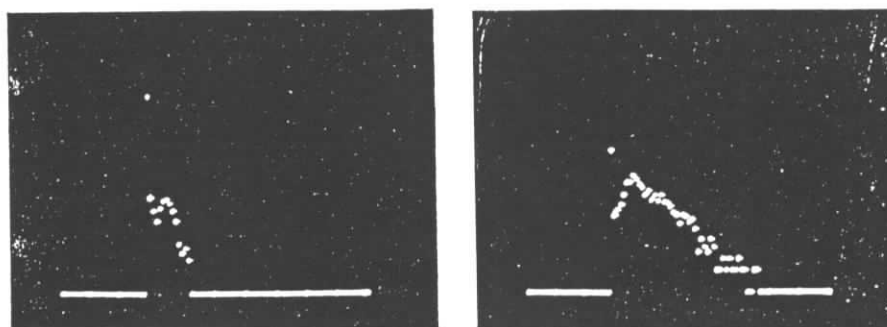


Abbildung 6.3 : Einzelphoton- und Multiphoton-Ladungsspektrum des PM in logarithmischer Darstellung

War eine solche Messung der Photonenzahl nötig, wurde der Meßfehler als gleich der Wurzel dieser Anzahl angesetzt.

Um die Qualität des Photomultipliers als Referenzdetektor zu überprüfen, wurde kurz vor Abschluß der durchgeführten Untersuchung ein zweiter, unbenutzter Photomultiplier des selben Typs im Vergleich verwendet. Es konnte kein Unterschied festgestellt werden, so daß der ältere PM offensichtlich nicht gealtert ist.

38. eigentlich "negativ - Binominalverteilung"

## MWPC - Zählrate

Wie auch beim Photomultiplier kann bei den zu untersuchenden Kammern die Photokathoden-Quanteneffizienz als zeitlich konstant angesehen werden. Während der Verwendung von Gaszusätzen schwankt jedoch die Gesamtquanteneffizienz der Kammer mit dessen Partialdruck. Auch die in eine Einzelphoton-Nachweiseffizienz eingehende Photoelektron-Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammer, deren Größe für rein materialvergleichende Untersuchungen unwichtig ist, kann sich, verursacht durch Hochspannungs- oder Gasdruckschwankungen, zeitlich verändern.

Wiederum wurden bei konstanter Einstellung der Meßparameter die Zählraten über einen langen Zeitraum aufgenommen (Abb.6.4). Im Gegensatz zu einer Zweistrahlordnung, d.h. der ständigen Lichtintensitätsüberwachung und Referenzmessung möglichst nahe an der MWPC, führen zeitliche Schwankungen bei dem hier angewandten Meßverfahren zu Fehlern, sofern sie innerhalb einer kurzen, mit der Einzelmeßzeit vergleichbaren Zeit auftreten. Langfristige Schwankungen werden wegen der alternierenden Meßweise mit MWPC und PM im selben Lichtweg unterdrückt.

Wie für die PM-Zählrate wird der auch die Schwankungen berücksichtigende Fehler in der MWPC-Zählrate gleich der Wurzel aus dieser angesetzt.

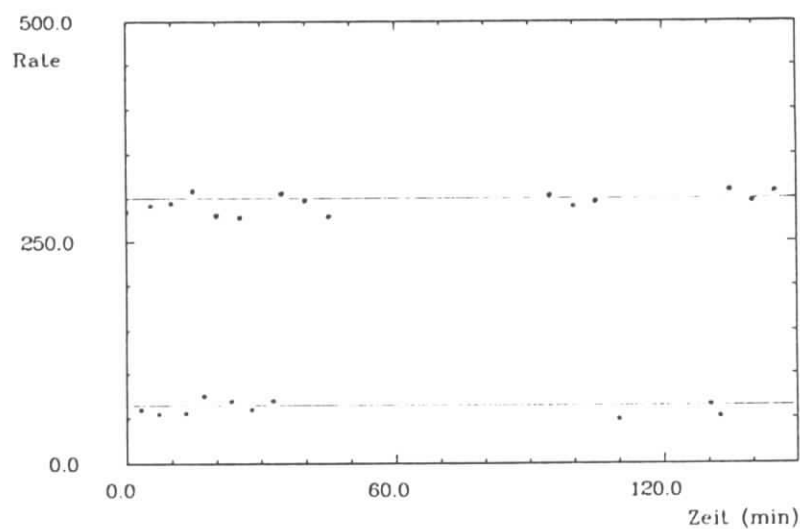
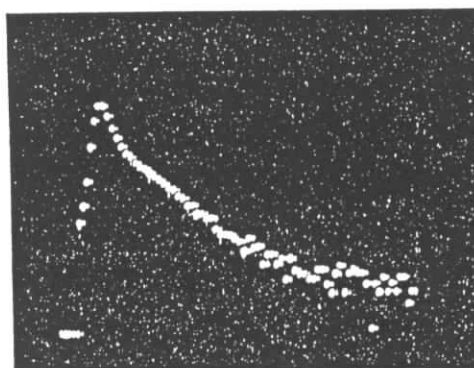


Abbildung 6.4 : Variation der MWPC-Zählrate bei konstanten Bedingungen mit der Zeit (für zwei verschiedene Lichtintensitäten)

Um sicherzustellen, daß keine Multiphotonereignisse gezählt werden, wurden Pulshöhenspektren aufgenommen. In Abb.6.5 ist ein logarithmisch dargestelltes Spektrum einer Kammer mit CsI-Photokathode und reinem Methan, aufgenommen bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 190 \text{ nm}$  und einer Diskriminator-Schwellenspannung von  $0 \text{ V}$ , zu sehen. Unter der Voraussetzung einer durch die Ladungslawinengröße bestimmten Pulshöhe folgt der

Spektrumteil oberhalb des eindeutig zu identifizierenden Elektronikrauschen der Erwartung gemäß Gl. 46<sup>39</sup>.

Abbildung 6.5 :  
Einzelphoton - Pulshöhenspektrum  
einer MWPC  
in logarithmischer Darstellung



## Kammereffizienz

Obwohl verschiedene MWPC-Konfigurationen bezüglich ihrer Einzelphoton-Nachweiseffizienz (Gl. 53) und nicht auf die Quanteneffizienz der Photokathode hin untersucht wurden, wird vor der Präsentation der Ergebnisse dennoch die Größe der Effizienz  $E_K$  diskutiert. Wie beim Photomultiplier kann hier  $E_K$  in einen Transferteil und einen Digitalisierungsteil getrennt werden. Letzterer ist allerdings nicht in analoger Weise durch Aufnahme von Pulshöhenspektren in Abhängigkeit von der Schwellenspannung abzuschätzen, da ein nicht zu vernachlässigender Teil der Signale im Verstärkerrauschen liegt. Mit den einfachen, hier zur Verfügung stehenden Mitteln ist eine quantitativ ausreichend genaue Bestimmung des Verhältnisses von digitalisierten Einzelphotonsignalen zum Rauschen bzw. zur Gesamtsignanzahl nicht möglich. Ferner kann die Spektrform bei Kammerbetrieb dicht unterhalb der durch Photon-Feedback bestimmten Grenze der elektrostatischen Stabilität stark von der exponentiell abfallenden Form abweichen.

Eine Abschätzung der Kammereffizienz kann aber, wie jetzt gezeigt werden soll, erfolgen, indem die Hochspannungsabhängigkeit der Gasverstärkung gemessen wird.

Erreicht die Gasverstärkung ein Plateau (siehe Abb. 4.1), kann die Kammereffizienz als maximal angesehen werden. Üblicherweise werden die 5.89 keV- bzw. 6.49 keV-Photonen eines  $^{55}\text{Fe}$ -Präparats<sup>40</sup> zur Bestimmung der Gasverstärkung verwendet. Diese geben über Gasionisation ihre gesamte Energie ab und erzeugen dabei je nach

39. Eine Peak-Struktur gemäß Anhang 8.2., Gl. 12 ist nicht erkennbar, so daß die Beschreibung mit Gl. 46 gerechtfertigt ist.

40.  $^{55}\text{Fe} \rightarrow ^{55}\text{Mn}^m (+ \bar{\nu}) \rightarrow ^{55}\text{Mn} + \gamma$

Gasart etwa 200 freie Elektronen. Wegen der zur Einzelelektronendetektion nötigen, sehr hohen Kammerverstärkung ist dies hier nicht möglich, da die zu erwartenden Fe-Signalamplituden den dynamischen Bereich der Verstärkerelektronik weit übersteigen und die Betriebsbedingungen nicht vergleichbar sind. Aus den nach Digitalisierung der Einzelphotonensignale erhaltenen Zählraten kann aber nicht direkt auf die Gasverstärkung geschlossen werden.

Wird die in Gl.49 eingeführte Einzelphotoelektron-Nachweiswahrscheinlichkeit  $E_K$  als das Produkt aus der Effizienz  $E_{PC-Dr}$ , daß ein freigesetztes Photoelektron vom Ort der Erzeugung (z.B. Photokathode) zum Zähldraht gelangt und dort eine Lawine auslöst, und einer die Gasverstärkung und Diskrimination beschreibenden Effizienz  $E_{GD}(K)$  angesehen, kann letztere aus Gl.46 gemäß

$$E_{GD}(K) = \int_s^{\infty} P_1(N) = \int_s^{\infty} \bar{N}^{-1} e^{-N/\bar{N}} dN = e^{-S/G} \quad (56)$$

erhalten werden.  $S$  steht für die Diskriminationsgrenze, ausgedrückt in Elektronenzahl-äquivalent. Für  $N$  wurde die Gasverstärkung  $G$  gemäß Gl.44 eingesetzt. Ist die Kammerverstärkung viel größer als die Schwelle, die näherungsweise als das drei- bis fünffache des Elektronikrauschens (im Falle der ARGUS- $\mu$ -Vertexkammerelektronik etwa  $1 \cdot 10^4$ ) angesetzt werden kann, folgt eine Effizienz  $E_{GD}(K)$  von nahezu 100%.

Durch Bestimmung der Gasverstärkung einer zur Einzelphotondetektion verwendeten Kammer mit einem  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat bei viel geringeren als den zum Photonnachweis nötigen Hochspannungen konnte gezeigt werden, daß die Kammern ohne Gaszusätze bei einer Verstärkung viel größer als  $5 \cdot 10^4$  betrieben wurden. Bei gleichen Bedingungen bezüglich Kammer und Elektronik ist zur Digitalisierung eines Fe-Pulses im Vergleich zu der eines Lichtsignals eine um etwa einen Faktor 200 geringere Gasverstärkung notwendig. Mit  $G = 2 \cdot 10^3$  war eine sichere Fe-Pulserkennung möglich. Dies konnte wieder durch Aufzeichnung von Pulshöhenspektren in Abhängigkeit von der Schwellenspannung nachgewiesen werden. Daher folgt für Gasverstärkungen oberhalb  $G = 4 \cdot 10^5$  eine maximale Effizienz von mindestens  $E_{GD}(K) > 90\%$ .

In Abb.6.6 sind repräsentativ bei konstanten Bedingungen aufgenommene MWPC-Zählraten in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung dargestellt. Im Gegensatz zur Messung mit reinem Methan als Zählgas erreicht die Rate und damit auch die Gasverstärkung einer mit TMAE-gesättigtem Gas gefüllten MWPC vor der durch Photon-Feedback bestimmten Stabilitätsgrenze (Überstromabschaltung) kein Plateau. In diesen Fällen war die Effizienz  $E_{GD}(K)$  offensichtlich kleiner als 100%.

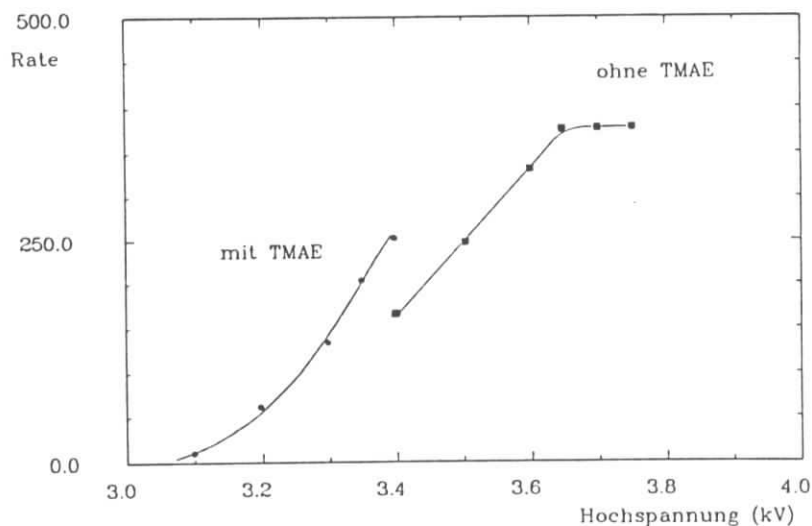


Abbildung 6.6 : Hochspannungsabhängigkeit der Zählraten einer mit reinem und einer mit TMAE-gesättigtem Methan betriebenen Drahtkammer

Mit einer im Proportionalbereich (siehe Abb. 4.1) gültigen Näherung für die Spannungsabhängigkeit der Gasverstärkung [26]

$$G(V) = K e^{CV} \quad , \quad (57)$$

mit den kammerspezifischen Konstanten  $K$  und  $C$ , folgt aus Gl.56

$$E_{GD}(K) = \exp(-S K^{-1} e^{-CV}) \quad (58)$$

und damit aus Gl.49

$$\text{sig}_K(V) = a I_0 e^{-FK/abs} Q_K E_{PC-Dr} \exp(-S K^{-1} e^{-CV}) \quad , \quad (59)$$

wobei  $E_{PC-Dr}$  näherungsweise als von der Spannung unabhängig angesehen wurde. Durch Abschätzung des Wendepunktes bei

$$V_W = C^{-1} \ln(S/K) \quad (60)$$

und  $E_{GD}(K) = 1/e$  für die TMAE-Kurve in Abb.6.6 folgt als grobe Näherung bei einer Spannung von 3.4 kV eine Effizienz von etwa 40%. Natürlich ist  $E_{PC-Dr}$  auch von der Hochspannung abhängig, allerdings in schwer abschätzbarer Weise. Unabhängig von der Spannung wird  $E_{PC-Dr}$  aber wegen der im SEV-Vakuum bedeutend größeren mittleren freien Weglänge für Elektronen kleiner als die vergleichbare Größe bei der PM-Messung,  $E_{PC-Dy}$ , sein.

## Berechnung der Meßfehler

Für jeden Meßpunkt im Spektrum kann nach Abschätzung der Einzelfehler ein Meßfehler angegeben werden, wobei in Wellenlängenbereichen mit sehr geringer Eingangslichtintensität das vom Monochromatorgitter stammende Streulicht, wie schon erwähnt, wegen des im Vergleich zur Kammer bedeutend weiteren Empfindlichkeitsbereichs des Photomultipliers trotz Kompensationsmessungen zu geringe QE - Werte verursacht. Da jedoch dieser möglicherweise auch Gittereinstellung - abhängige Effekt nicht quantitativ erfaßt werden kann, wird er in der Fehlerrechnung (gemäß Anhang 8.5.) nicht berücksichtigt.

Da sich alle Absolutwerte auf den PM als Referenz beziehen und die Fehler der mitgelieferten Daten unbekannt sind, werden mögliche Fehler in der Quanteneffizienz des PM vernachlässigt. Für die genau meßbaren Strecken FPM und KPM werden die Fehler auf  $\Delta FPM = \Delta KPM = 0.1\text{mm}$  abgeschätzt, während die Zählratenfehler für Drahtkammer und Photomultiplier, wie schon erläutert, gleich der Quadratwurzel aus der Zählrate gesetzt werden.

Für die gemäß Gl.55 durchgeführte, alternative Eichung mit einer bekannten Gaszusatz - Quanteneffizienz gelten in gleicher Weise die ausgeführten Fehlerbetrachtungen, wobei die unbekannt Fehler in der Gasquanteneffizienz und der Kammereffizienz des Drahtteils vernachlässigt werden. Da aber die Kammereffizienzen beider Kammerteile nicht bekannt sind, liefert auch diese Methode keine absoluten Einzelphoton - Nachweis - oder Quanteneffizienzen. Der Vergleich von mit verschiedenen Referenzen erhaltenen Spektren kann aber als Zuverlässigkeitstest dienen.

## 6.2. Photokathodenvergleiche

Für alle der in dieser Arbeit präsentierten Meßreihen wurden Kammern mit einem Streifenphotokathoden - Anoden - Abstand gleich dem Anoden - Gegenkathoden - Abstand von 3mm benutzt. Die Anodenlagen waren immer aus 2.5mm entfernten 25µm - Drähten und die Kathodenlagen entweder aus 1.25mm oder 2.5mm entfernten 75µm - Drähten<sup>41</sup>

41. kein das Kammerverhalten entscheidend beeinflussender Unterschied

aufgebaut, so daß die Transparenz der gesamten Drahtstruktur immer größer als 94% war.

Jeweils vor dem Zusammensetzen der Kammer erfolgte eine Reinigung aller Kammer- teile außer der Photokathode mit destilliertem Wasser und Isopropanol. Nach zügiger Montage der zu untersuchenden PC wurde die vollständige Kammer sofort in den mit trockenem Argon gefüllten Tank eingesetzt. (Der oben nur mit Alufolie abgedeckte Tank wurde während der Montage-Vorbereitungszeit mit trockenem Argon gespült, so daß die MWPC in einen "See" aus Argon eingetaucht wurde.) Die nach der Vor- bereitung, also Entfernung einer möglichen Oxidschicht durch Polieren, Reinigung mit Wasser und Alkohol sowie gegebenenfalls Aufdampfung, in Exsikkatoren gelagerten Photokathoden waren vor ihrer Verwendung maximal zehn Minuten der Luft ausgesetzt. Nach Einbau der Kammer wurde der Teststand etwa zwei Stunden lang evakuiert und ausgeheizt, dann mit dem hier ausschließlich benutzten Zählgas Methan auf einen auch während der Messungen verwendeten Druck von 1.1bar gefüllt und mindestens über Nacht bei geringer Durchflußmenge gespült. Der Sauerstoffgehalt konnte so kleiner als 10 ppm und der Wassergehalt kleiner als 50 ppm gehalten werden.

Nachdem durch langsame Steigerung des positiven Anodenpotentials bei konstanter Kathodenspannung (= -50 V) die gasart- und druckabhängige Grenze des stabilen Kammerbetriebs (→ Anstieg des Kammerstroms auf einige  $\mu\text{A}$ ) ermittelt wurde, erfolgten die Einzelmessungen bei einer im Vergleich zu dieser um 50 - 100 V niedrigeren Hochspannung.

## Kupfer, Gold, Cäsiumiodid

In Abb.6.7 (a - f) sind die im direkten Vergleich von Kupfer , Gold und einer 500  $\mu\text{m}$  dicken, auf Kupfer frisch aufgedampften Schicht Cäsiumiodid<sup>42</sup> als Photokathodenmaterial aufgenommenen Einzelphoton-Nachweiseffizienz-Spektren dargestellt, wobei in einer Graphik jeweils die unter gleichen Bedingungen aus Messung an immer dem selben Anodendraht erhaltenen Spektren zusammengefaßt sind.

Zunächst wurden die QE-Spektren der Kammer mit reinem Methan als Zählgas bei einer Hochspannung (HV) von 3500 V aufgenommen. Wie Abb.6.7 a zeigt, ist eine MWPC mit CsI-Photokathode wegen des niedrigen Ionisationspotentials erwartungsgemäß bedeutend effizienter als eine mit purer Metalloberfläche als PC.

42. Nach Entnahme der Photokathode aus der Aufdampfanlage war immer ein kurzer Luftkontakt unvermeidbar.

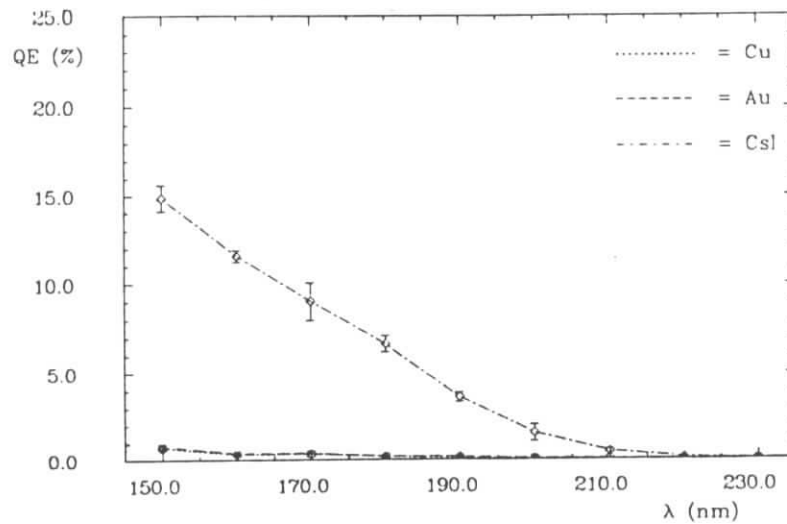


Abbildung 6.7 a : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren einer MWPC mit Kupfer -, Gold - und CsI - Photokathode in reinem Methan

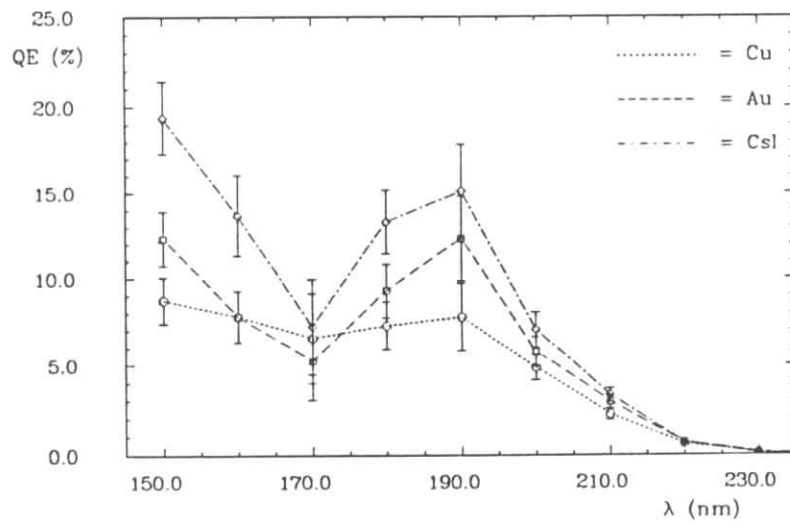


Abbildung 6.7 b : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren der Kammerteile mit TMAE - gesättigtem Methan als Zählgas

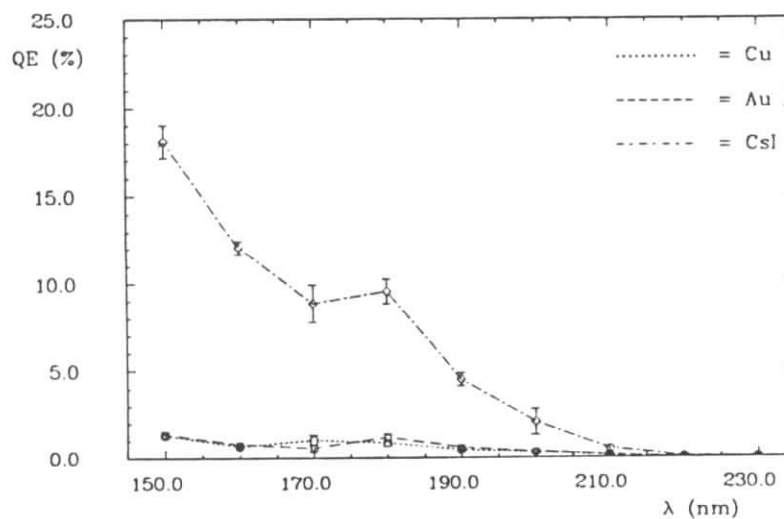


Abbildung 6.7 c : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren, nach Spülen mit reinem Methan



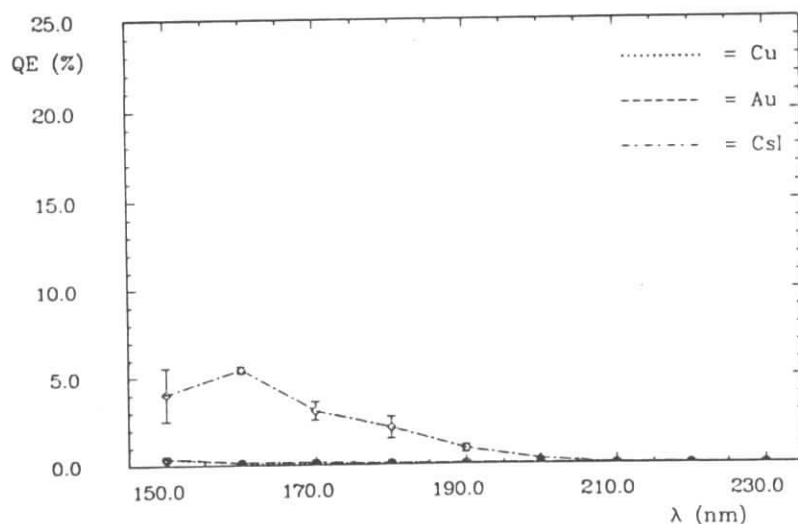


Abbildung 6.7 d : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren der Teilbereiche nach einstündigem Belüften des Tanks

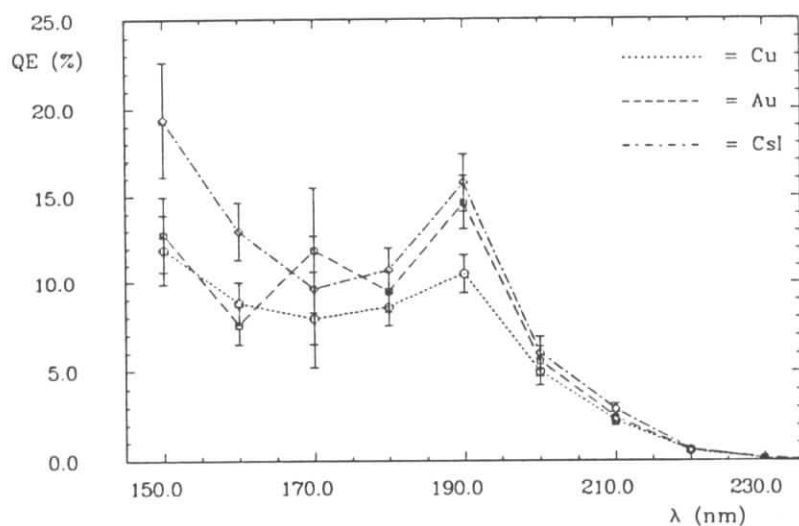


Abbildung 6.7 e : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren, wieder mit TMAE-gesättigtem Methan als Zählgas

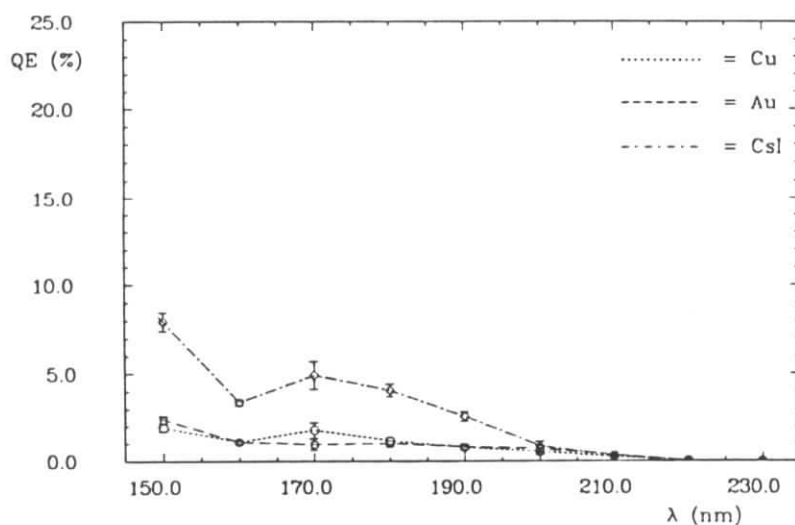


Abbildung 6.7 f : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren der Kammerteile nach mehrtägigem Methanfluß

Ein Vergleich mit dem in Abb.6.8 dargestellten, im Vakuum gemessenen CsI - Quanteneffizienzspektrum [27] ergibt eine sehr gute Übereinstimmung im spektralen Verlauf.

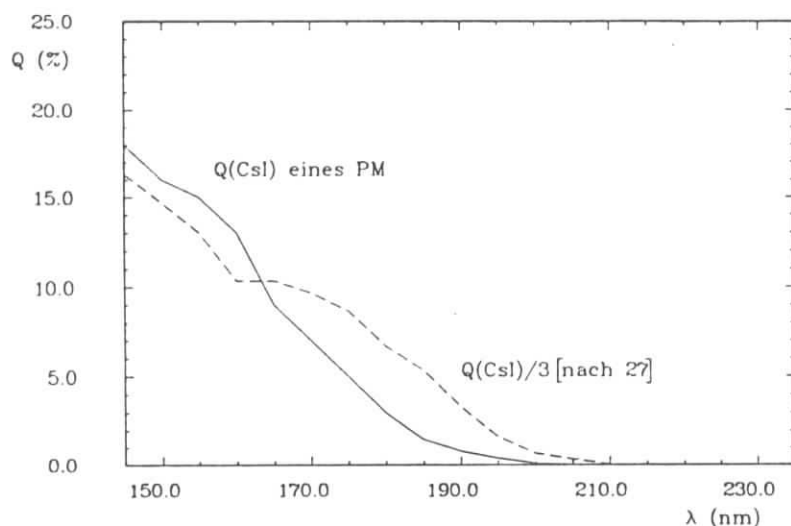


Abbildung 6.8 : CsI - Vakuumquanteneffizienz und Quanteneffizienz eines CsI - Photomultipliers

Das hier gemessene Produkt aus Quanten- und Kammer- sowie Digitalisierungseffizienz ist aber unabhängig von der Wellenlänge um einen Faktor drei geringer. Es stimmt jedoch mit der ebenfalls in Abb.6.8 gezeigten Quanteneffizienz<sup>43</sup> eines Photomultipliers mit fester, reflektierender CsI-PC (Hamamatsu R1259, baugleich mit dem Modell R1220, nur mit anderem PC-Material) auch absolut überein.

Dieses Verhalten wäre zum einen mit einer im Vergleich zur Vakuummessung geringeren Photokathoden-Quanteneffizienz sowohl beim CsI-PM wie bei der verwendeten Kammer zu erklären. Ursache hierfür könnte ein Unterschied in der PC-Qualität, bestimmt durch Schichtdicke, Reinheit des CsI und Aufdampfqualität sein. Eine bessere Erklärung wäre aber eine in beiden Fällen geringeren Photoelektron-Nachweiswahrscheinlichkeit. Da gezeigt werden konnte, daß die Effizienz  $E_{GD}$  der Kammer und eines Photomultipliers größer 90% ist, müßte dann die Diskrepanz auf eine geringe Wahrscheinlichkeit, daß ein an der PC freigesetztes Elektron den Gasverstärkungsprozeß bzw. die Sekundärelektronenvervielfachung auslöst, zurückgeführt werden. Diese ist von der elektrischen Feldstärke am Ort des Photoeffekts abhängig [siehe auch 27]. Wegen der mit dem Abstand vom Zählrohr stark abnehmenden Feldstärke im Falle der MWPC (Gl. 48) und der durch den SEV elektrostatisch begrenzten Feldstärke im Falle eines PM kann jeweils an der Photokathode keine sehr hohe Feldstärke, wie etwa in

43. siehe dazu auch Anhang 8.4.

einem Plattenkondensator, erreicht werden<sup>44</sup>. Dies kann also eine Ursache der verschiedenen Absolutwerte sein.

Die nach zweistündigem Spülen des Tanks mit TMAE-gesättigtem Methan bei einer HV von 3200 V (300 V geringer als zuvor !) erhaltenen Spektren sind in Abb.6.7 b dargestellt. Alle drei Kammerteile, besonders aber die mit Metall-PC, sind im Photonnachweis effizienter geworden. Trotz der durch eine geringere Gastransparenz im Lichtweg zum PM verursachten großen Meßfehler wird deutlich, daß alle Kammerteile nicht nur eine ähnlich hohe QE, sondern auch einen ähnlichen spektralen Verlauf der QE zeigen.

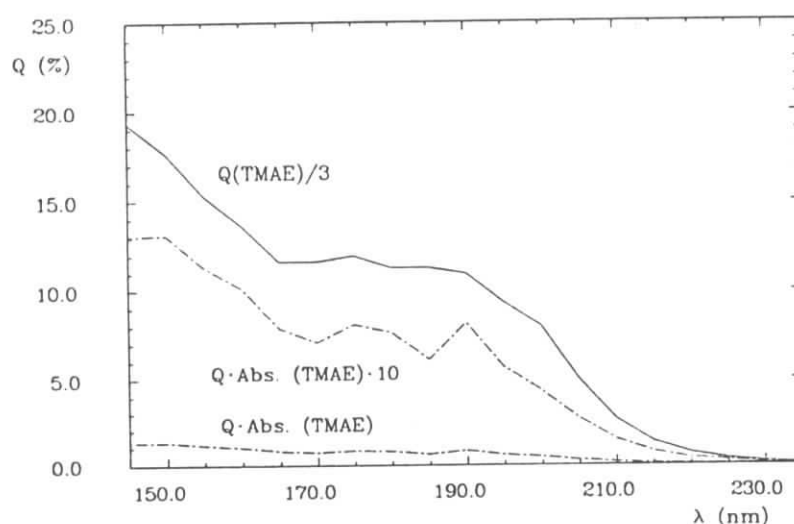


Abbildung 6.9 : TMAE - Quanteneffizienz mit und ohne Berücksichtigung der Lichtabsorption

In Abb.6.9 sind zum Vergleich erneut die Gas-Quanteneffizienz TMAE's sowie das Produkt aus Quanteneffizienz und Lichtabsorption in einer 6 mm dicken, bei RT mit TMAE gesättigten Schicht, gezeigt. Die gemessenen Photonnachweiswahrscheinlichkeiten der Kammerteile können also nicht auf nur im Gasraum stattfindenden Photoeffekt zurückgeführt werden. Besonders der spektrale Verlauf des Kammerteils mit Cu-Photokathode stimmt mit dem der TMAE-Quanteneffizienz gut überein.

Die hohe Adsorptivität aller Amine legt nahe, eine quanteneffiziente adsorbierte TMAE-Schicht auf den PC-Oberflächen als Erklärung für die gesteigerten Lichtnachweisqualitäten anzunehmen.

In Abb.6.7 c sind die nach etwa 15-stündigem Spülen mit reinem Methan bei einer

44. MWPC → E(r = "PC") ≈ 250 V/mm, PM → E(PC) ≈ 100 V/mm.

HV von wieder 3500 V aufgenommenen Spektren dargestellt, die denen in Abb. a gleichen. Es ist nur ein geringer Langzeiteffekt der TMAE-Behandlung zu erkennen.

Um die Luftkontakt-Empfindlichkeit der Photokathoden zu untersuchen, wurde der Tank für eine Stunde geöffnet und die Kammer belüftet. Nach anschließendem Spülen mit Methan über drei Tage konnten die in Abb. 6.7 d dargestellten QE-Spektren aufgezeichnet werden, die im Vergleich zu den entsprechenden der Abb. c oder a wesentlich schlechtere Kammerqualitäten beschreiben. Offensichtlich hat entweder eine Belegung der Oberflächen mit elektronegativen Molekülen wie Sauerstoff, Wasser und den TMAE-Oxidationsprodukten Tetramethylurethan und Tetramethyloxamid oder im Falle des CsI eine partielle Schädigung der effizienten PC-Schicht stattgefunden.

Wiederum wurde der Tank mit TMAE-gesättigtem Zählgas gespült (vier Stunden), wobei die gemessenen QE-Spektren der Abb. 6.7 e denen mit TMAE im Gas, aber vor dem Belüften aufgenommenen Spektren, sehr gleichen.

Oberhalb der Quarz-Lichtabsorptionsgrenze bei  $\lambda \approx 170$  nm ergeben die Kammerteile mit Au- und CsI-Photokathode fast gleichgute Einzelphoton-Nachweiseffizienzen, während die Cu-Kurve wie auch in Bild b zwischen 150 nm und 190 nm einen eher flachen Verlauf zeigt. Das Belüften hat aber den Unterschied zwischen Cäsiumiodid und den Metallen reduziert.

Nach zwei Tagen Methanfluß sind die ermittelten Kammerqualitäten (Abb. 6.7 f) wieder mit den vor der TMAE-Behandlung aufgezeichneten vergleichbar. Es war kein deutlicher Langzeiteffekt oder eine Wiederherstellung der CsI-Qualität, entsprechend der vor dem Belüften beobachteten, nachzuweisen. Die CsI-Schicht ist demnach durch den Luftkontakt irreversibel geschädigt worden.

Im weiteren Verlauf dieser Meßreihe wurde die MWPC samt Photokathode über längere Zeit der Luft ausgesetzt. Die hier nicht präsentierten Messungen zeigten eine totale Schädigung der CsI-Schicht (Verhalten wie eine Cu-PC), während der Kammerteil mit Gold-PC unter allen Bedingungen etwas besser als der mit Kupfer-PC war.

## Kupfer, Silber, Graphit, Ruß, Zinn

Um weitere Informationen über die Ursachen der hohen Einzelphoton-Nachweiseffizienzen während der Verwendung von TMAE zu erhalten, wurden weitere PC-Materialien, wieder mit in drei Bereiche unterschiedlicher Oberfläche geteilten Photokathoden, im direkten Vergleich untersucht.

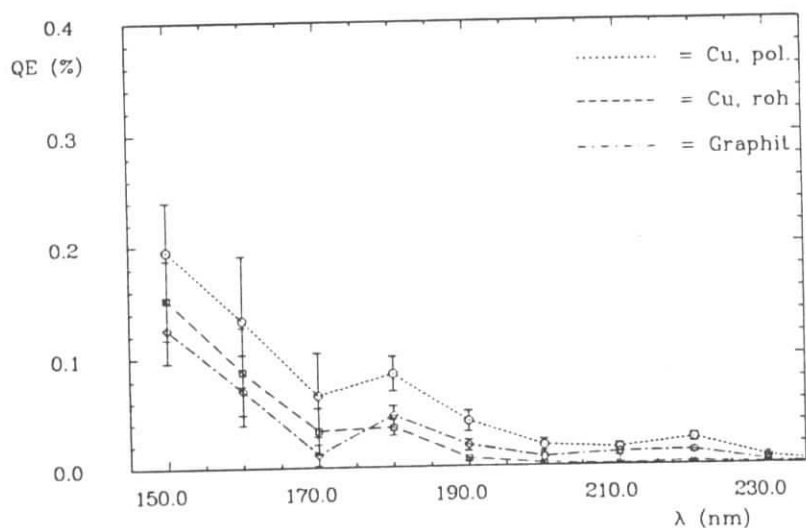


Abbildung 6.10 a : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren in reinem Methan

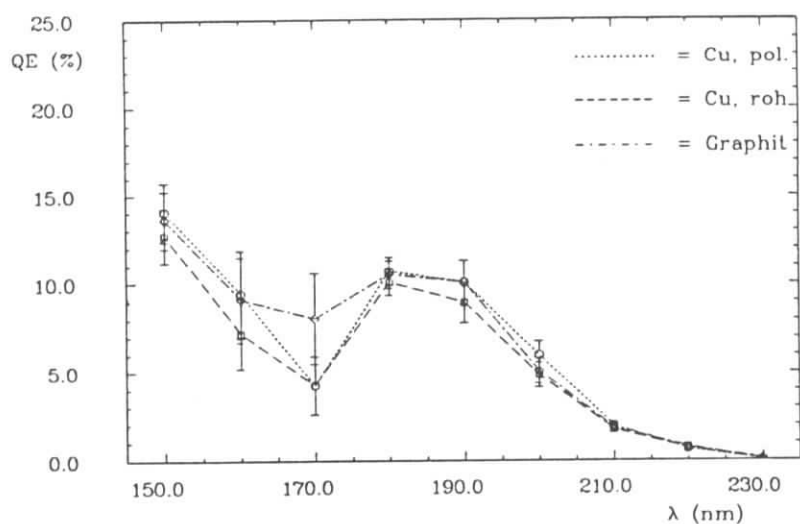


Abbildung 6.10 b : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren in TMAE - gesättigtem Methan

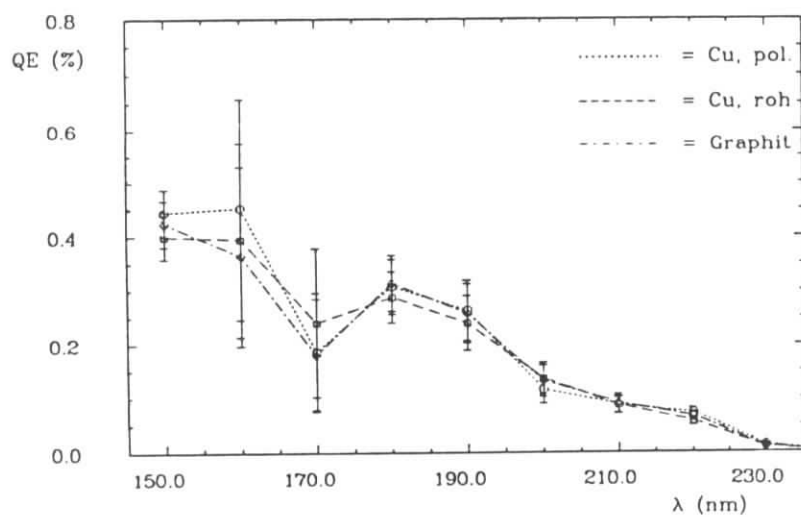


Abbildung 6.10 c : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren in reinem Methan

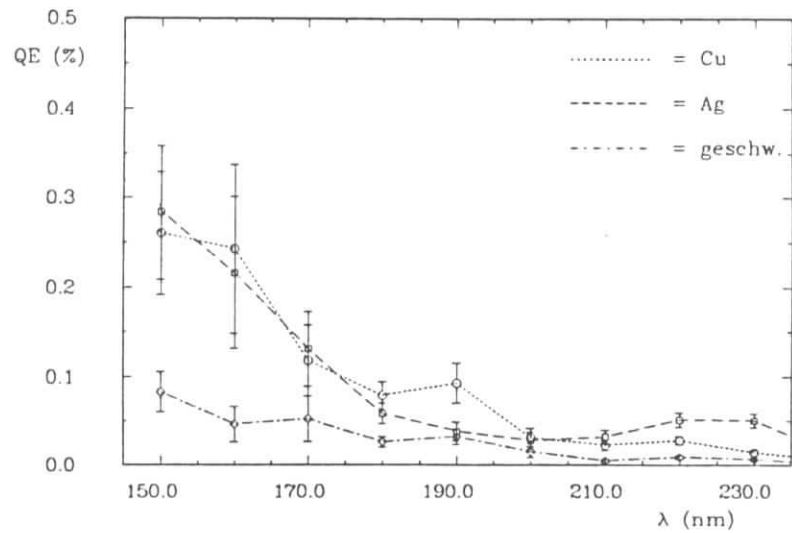


Abbildung 6.11 a : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren in reinem Methan

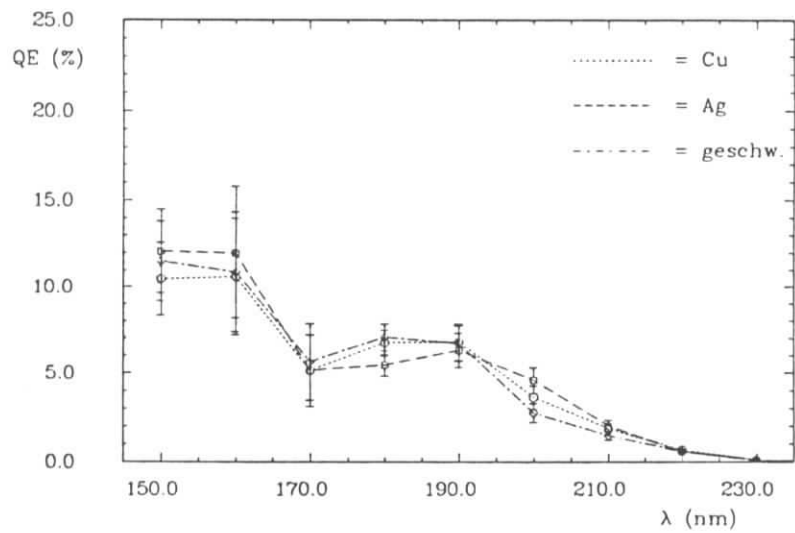


Abbildung 6.11 b : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren in TMAE - gesättigtem Methan

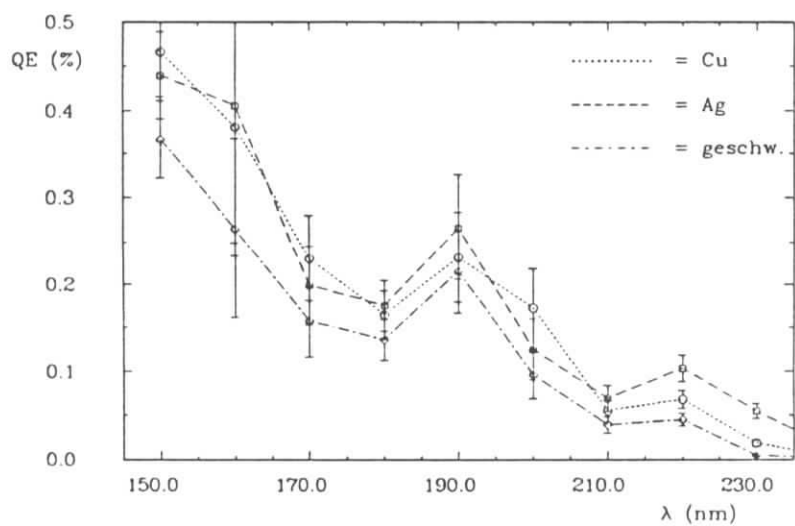


Abbildung 6.11 c : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren in reinem Methan

Für die in Abb. 6.10 (a - c) gezeigten Spektren wurde eine polierte, glänzende Kupferoberfläche wie im zuvor beschriebenen Experiment mit einer "rohen", also stumpfen, oxidierten und einer mit Bleistift leicht geschwärzten Kupferschicht in reinem Methan bei einer HV von 3700 V, mit TMAE-gesättigtem Zählgas (Fluß über zwei Stunden, HV = 3400 V) und anschließend nach eintägigem Methanfluß (HV = 3700 V) verglichen.

Erattungsgemäß zeigten alle Materialien in reinem Methan nur äußerst geringe Qualitäten. Erstaunlicherweise traten aber auch mit TMAE im Gas kaum Unterschiede auf.

Ein ähnliches Ergebnis liefert der in Abb. 6.11 (a - c) zusammengefaßte Vergleich einer polierten Cu-Oberfläche mit einer aufgedampften Silberschicht und einem mit Filzstift (!) geschwärzten PC-Teil, wobei allerdings Hochspannungen von 3600 V bzw. 3300 V benutzt wurden, so daß eine geringere Kammereffizienz  $E_K$  die kleineren QE-Werte der Abb. 6.11 b erklärt<sup>45</sup>.

Selbst die mutwillig mit einem Filzstift "verschmutzte" Oberfläche, die vor TMAE-Kontakt eine schlechtere QE liefert, unterscheidet sich mit und nach TMAE, welches scheinbar aufgrund seiner reduzierenden Wirkung die Oberflächen "reinigt", nicht mehr von den "sauberen" Photokathodenteilen.

Auch eine im Vergleich zu poliertem Kupfer untersuchte Schicht aus Ruß (!! ) auf Kupfer verhält sich in gleicher Weise (ohne Abb.). Weder eine in höherer QE sichtbare erhöhte Adsorption noch eine durch Instabilitäten verursachte, verschlechterte Kammereffizienz konnte nachgewiesen werden.

Ebenfalls nicht dargestellt sind die Ergebnisse der mit einer Zinn-PC durchgeführten Messung, da auch sie im Rahmen der Fehler kein anderes Verhalten zeigt.

## Weitere Spektren

Zur Illustration der Reproduzierbarkeit speziell der Messungen mit Gold- und Cäsiumiodid-Photokathode sollen hier noch in Einzelexperimenten, d.h. mit ungeteilten Photokathoden erhaltene QE-Spektren präsentiert werden.

Abb. 6.12 a zeigt die Ergebnisse der Untersuchung einer Kupfer-PC, Abb. 6.12 b die mit einer Gold- und Abb. 6.12 c die mit einer CsI-Photokathode erhaltenen. Hierbei wurde jeweils ohne TMAE im Gas eine Hochspannung von 3800 V und mit TMAE 3400 V

45. Eine Änderung in der HV führt, wie aus Gl. 58 hervorgeht, in der Nähe des Wendepunkts bei  $V_w$  zu einer starken Änderung in der Effizienz  $E_{60}(K)$ .

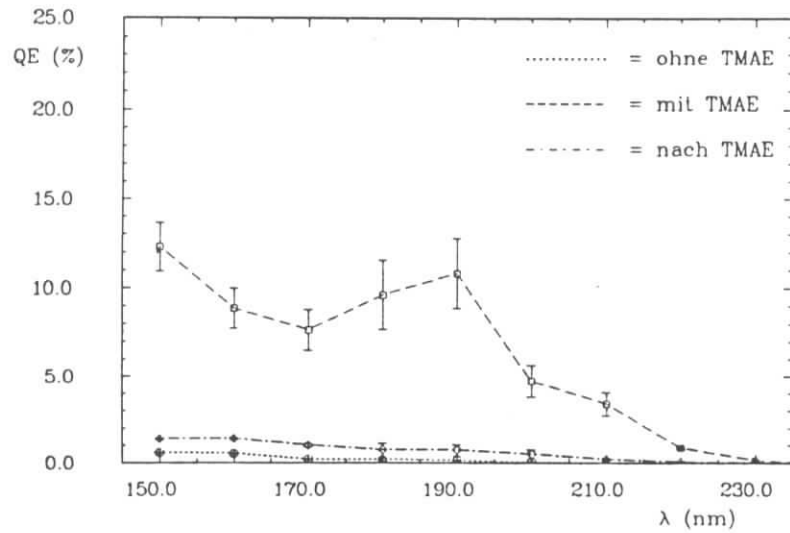


Abbildung 6.12 a : QE-Spektren einer Drahtkammer mit Kupfer - Photokathode; in reinem Methan, mit TMAE im Gas und nach längerem Methanfluß

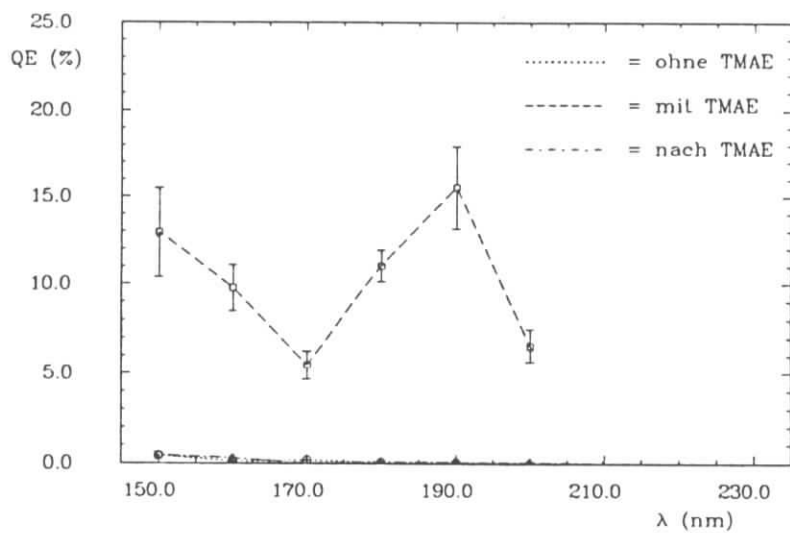


Abbildung 6.12 b : QE - Spektren einer MWPC mit Gold - Photokathode; in reinem Methan, mit TMAE im Gas und nach längerem Methanfluß

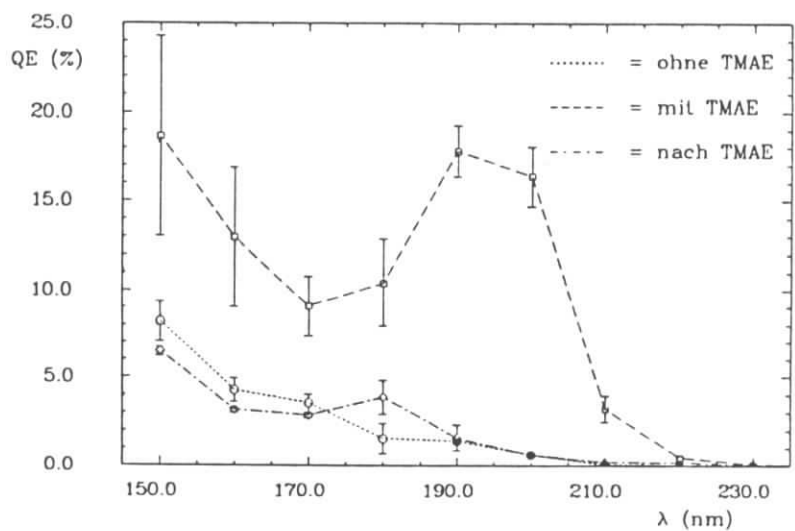


Abbildung 6.12 c : QE - Spektren einer MWPC mit Cäsiumiodid - Photokathode; in Methan, mit TMAE als Gaszusatz und nach Spülen mit Methan



an die Anodendrähte angelegt.

Alle drei Meßreihen bekräftigen die schon im Abb.6.7 dargestellten Experiment erhaltenen Ergebnisse. Nur die CsI-Photokathode (hier eine auf Gold aufgedampfte Schicht) zeigt vor der TMAE-Behandlung eine im Vergleich zu Abb.6.7 a zu geringe QE, die auch nach TMAE-Kontakt nicht verbessert erscheint. Dieses Verhalten ist mit einem längeren Luftkontakt während der Kammermontage zu erklären.

### Messungen mit der TMAE-Gasquanteneffizienz als Referenz

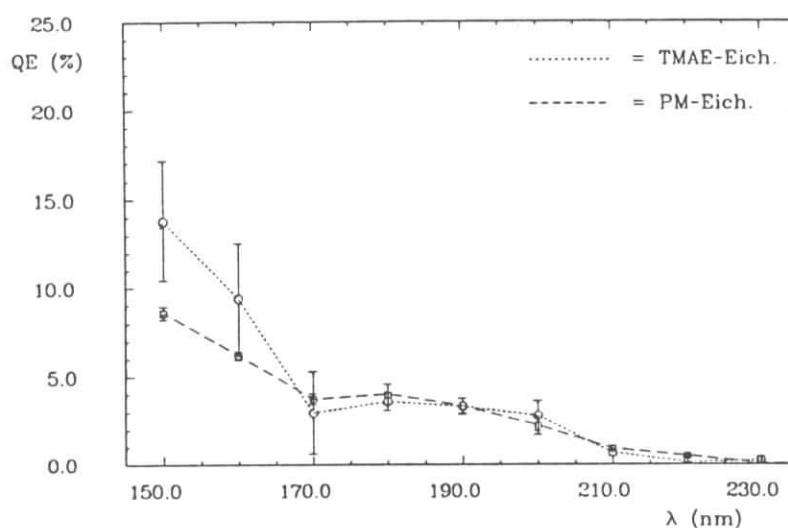


Abbildung 6.13 a : QE- und QED-Spektrum einer MWPC mit Au-Photokathode

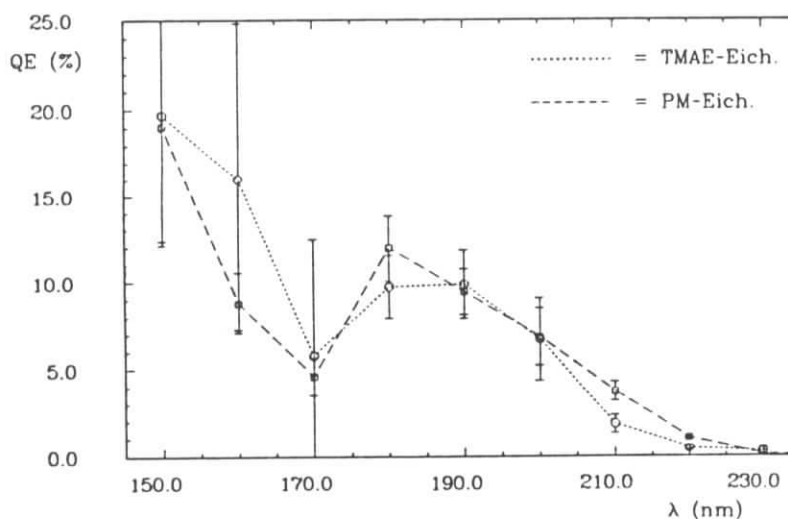


Abbildung 6.13 b : QE- und QED-Spektrum einer MWPC mit Au-Photokathode

In einigen der durchgeführten Experimente wurden "Photokathoden" mit einem Streifen- teil und einem aus 1.25 mm entfernten  $75 \mu\text{m}$ -Drähten gefertigten Teil benutzt, um eine Bestimmung der PC-Quanteneffizienz (nicht QE) in Eichung auf die bekannte Gas- quanteneffizienz TMAE's zu ermöglichen. Wegen der im Drahtteil möglicherweise ge- ringeren Kammereffizienz  $E_D$  können aber zu hohe Werte erhalten werden, ohne daß eine Skalierung auf richtige Werte möglich ist. Daher soll in Abb. 6.13 a und b nur die Übereinstimmung des spektralen Verlaufs der aus Eichung auf den PM und auf TMAE erhaltenen Spektren gezeigt werden.

Bild a stellt die Messung mit einer Au-Photokathode in nicht vollständig mit TMAE gesättigtem Methan dar. Die mit "TMAE-Eichung" gekennzeichnete Kurve wurde mit einem Faktor 0.3 multipliziert.

In Abb. 6.13 b ist das Spektrum der selben Au-Photokathode mit der Sättigung entsprechender TMAE-Konzentration im Zählgas dargestellt, wobei wieder ein Skalierungs- faktor von 0.3 einging.

Auch wenn der obige Faktor willkürlich gewählt wurde, stimmt er doch mit dem Ergebnis der Betrachtung zur Kammereffizienz grob überein. Dort wurde für eine Kammer mit TMAE im Zählgas die Digitalisierungseffizienz zu etwa 40% abgeschätzt, die hier für den Vergleich beider Kurven eines Bildes zu berücksichtigen ist.

### Triethylamin (TEA)

Für die Messung der in Abb. 6.14 a und b dargestellten Spektren wurde eine modifi- zierte Meßgeometrie verwendet. Der Referenz-PM war direkt hinter dem mindestens 90% transparenten Drahtteil einer wie auch für die zuvor präsentierten Experimente benutzten, geteilten Photokathode mit einem Abstand zwischen PM-Eingangsfenster und den Drähten von 0.5 mm montiert. Durch einen um 0.5 mm auf 3.5 mm erhöhten Ab- stand zwischen Streifen-PC und Anodenlage bei unverändertem "Draht-PC"-Anoden- Abstand von 3 mm wurden die Kammerteileffizienzen  $E_K$  und  $E_D$  angeglichen.

Abb. 6.14 a zeigt die QE-Spektren der beiden Kammerteile bei mit TMAE gesättigtem Methan als Zählgas und einer Hochspannung von 3400 V. Eine adsorbierte TMAE-Schicht auf dem, im Vergleich zur Streifenkathode von der Anodenlage gleich weit entfernten PM-Eingangsfenster scheint in Verbindung mit der Drahtkathode als Photokathode zu fungieren, so daß auch die auf der  $\text{MgF}_2$ -Oberfläche erzeugten Photoelektronen effizient verstärkt und gezählt werden. Ist diese Erklärung für die Übereinstimmung der beiden Kurven richtig, wäre ein Beweis für die Adsorptions-Hypothese gefunden, denn auch der spektrale Verlauf stimmt sehr gut überein. Geringfügige Unterschiede in der Gasver-

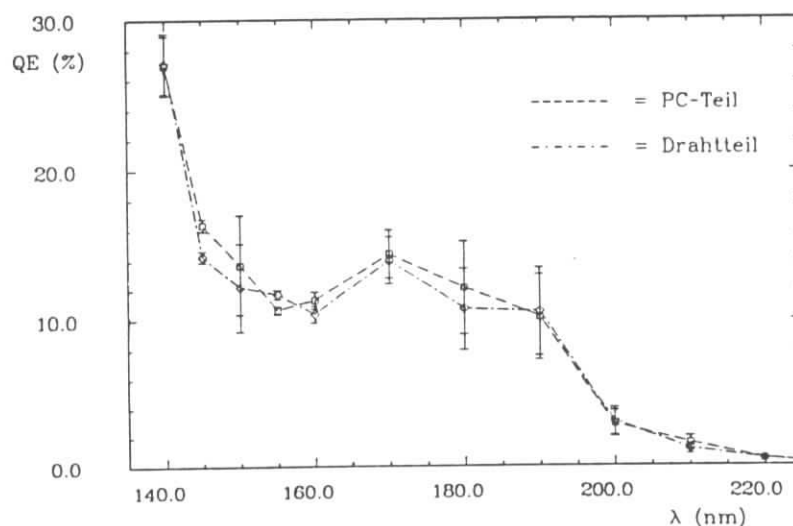


Abbildung 6.14 a : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren einer Kammer mit Kupfer - PC in TMAE - gesättigtem Methan

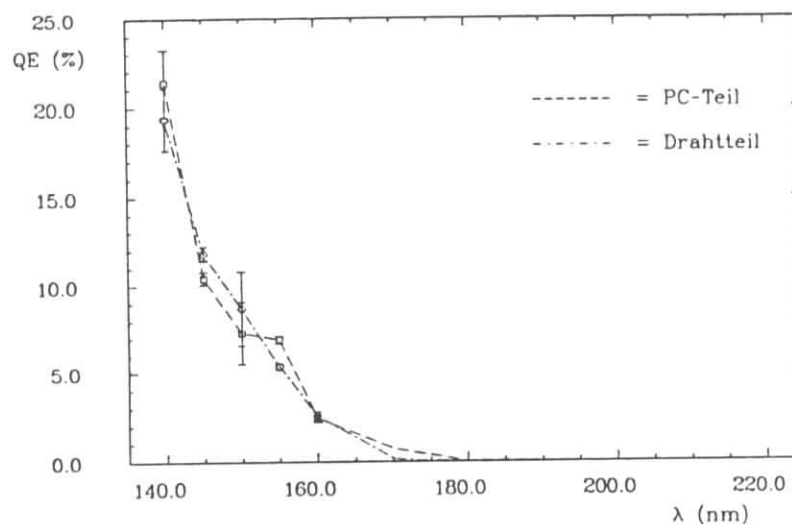


Abbildung 6.14 b : Einzelphoton - Nachweiseffizienz - Spektren der selben Kammer in Methan mit geringem TEA - Zusatz

stärkung können aber zu sehr verschiedenen Effizienzen  $E_{GD}(PC)$  und  $E_{GD}(D)$  mit dann nur zufälliger Übereinstimmung der Spektren führen.

Bei diesen Bedingungen ist eine Eichung auf die bekannte TMAE - Quanteneffizienz durch Vergleich der Zählraten beider Kammerteile wenig sinnvoll.

Trotz Lichtabsorption des Methan unterhalb einer Wellenlänge von 150 nm war wegen eines sehr kleinen Abstandes zwischen Tankeingangsfenster und PM die Messung bis  $\lambda = 140$  nm möglich.

Die Abb. 6.14 b stellt die mit TEA als Zählgaszusatz aufgenommenen Spektren dar. Der im Vergleich zu TMAE extrem hohe Dampfdruck TEA's bei RT führt schon nach

kurzem Gasfluß mit TEA-gesättigtem Methan zu relativ hohen TEA-Konzentrationen im Tank.

Nach zweiminütigem Gasfluß wurden ohne weiteren Gasaustausch die zu Bild b führenden Messungen mit geringem TEA-Gassättigungsgrad bei einer Hochspannung von 3600 V vorgenommen. Die dennoch hohe Lichtabsorption im Gas<sup>46</sup> führt unterhalb von  $\lambda = 160$  nm zu vergleichbar hohen Einzelphoton-Nachweiseffizienzen beider Kammerteile, wobei wieder eine adsorbierte TEA-Schicht auf dem  $\text{MgF}_2$ -Fenster des Photomultipliers die QE des Drahtteils erhöhen kann.

Wegen des schmalen quanteneffizienten Spektralbereichs und der damit verbundenen geringeren Empfindlichkeit gegenüber Photon-Feedback kann eine MWPC mit TEA im Zählgas bei höherer Gasverstärkung und damit höherer Effizienz  $E_{GD}$  als eine mit TMAE im Gas betrieben werden.

Die Untersuchung der MWPC mit TEA-gesättigtem Zählgas<sup>47</sup> ergab sehr hohe Lichtnachweiseffizienzen im Kammerteil mit fester Photokathode wie im Drahtteil. Die aus sehr geringen PM-Zählraten (fast vollständige Lichtabsorption im Zählgas) resultierenden großen Fehler lassen aber keine genauen Aussagen zu.

Wie auch nach der Verwendung von TMAE konnte nach einer TEA-Behandlung der Kammer nur eine geringe, über lange Zeit anhaltende Steigerung der QE im Vergleich zur Ausgangsqualität nachgewiesen werden.

## 6.3. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

### MWPC mit reinem Methan als Zählgas

Eine MWPC mit CsI-beschichteter Photokathode und reinem Methan als Zählgas besitzt im Vergleich zu Kammern mit Metall-Photokathode erwartungsgemäß eine bedeutend höhere Einzelphoton-Nachweiseffizienz und bildet im Gegensatz zu diesen einen einsetzbaren, ortsauflösenden VUV-Photodetektor, der aber schon durch kurzzeitigen Luftkontakt in seiner Qualität irreversibel geschädigt werden kann. Der

46. Die Messung ergibt eine Absorptionslänge von 14.5 mm bei  $\lambda = 150$  nm bzw. von 3.0 mm bei  $\lambda = 140$  nm. Siehe dazu auch Abb.4.4.

47. Absorptionslänge bei  $\lambda = 150$  nm jetzt 1.6 mm und bei  $\lambda = 140$  nm 1.5 mm.

Schadigungsgrad ist dabei von der Dauer des Luftkontaktes und der Luftfeuchtigkeit abhängig [28]. Der Betrieb einer solchen Kammer als Teil eines Großen RICH-Systems ist daher schon bei der Montage mit dem Risiko einer nur zeit- und kostenaufwendig zu behebenden Reduktion der Auflösung verbunden.

Die gezeigte Übereinstimmung des hier gemessenen QE-Spektrums einer CsI-Photokathode mit dem eines CsI-Photomultipliers beweist die Zuverlässigkeit der absoluten Eichung dieser Messungen.

Der von V. Dangendorf et al. angegebenen Quanteneffizienzwert von 9% bei  $\lambda = 170 \text{ nm}$  [29]<sup>48</sup> konnte bestätigt werden.

Aus der Diskrepanz zur von G. R. Carruthers veröffentlichten CsI-Vakuumquanteneffizienz [27] (nicht Einzelphoton-Nachweiseffizienz!) kann unter der Annahme einer vergleichbaren Photokathoden-Fertigungsqualität auf eine Einzelphotoelektron-Nachweiseffizienz  $E_K = E_{PC-Dr} \cdot E_{GD}(K)$  von etwa 30% bis 40% geschlossen werden. Da gezeigt werden konnte, daß der Gasverstärkungs- und Digitalisierungs-bestimmte Anteil  $E_{GD}(K)$  größer als 90% war, folgt eine im Vergleich zur Vakuummessung sehr geringe Photoelektron-Transferwahrscheinlichkeit  $E_{PC-Dr}$ . Wegen einer für Elektronen in Gasen bei Atmosphärendruck viel kleineren mittleren, freien Weglänge ist dies verständlich.

Eine unter erhöhtem Aufwand mögliche Steigerung der Gasverstärkung bis  $G = 1 \cdot 10^7$  [23] ist demnach, speziell bei der Verwendung einer rauscharmen Ausleseelektronik, nicht nötig, da hierdurch nur  $E_{GD}(K)$  vergrößert wird. Die Erhöhung der elektrischen Feldstärke am Ort der Photoelektron-Entstehung, z.B. durch Reduktion des Abstandes zwischen Anodendrähten und PC, kann aber zur einer Steigerung der Wahrscheinlichkeit  $E_{PC-Dr}$  führen und ist daher sinnvoller.

Die von J. Seguinot et al. [22] veröffentlichte, mit der Vakuumquanteneffizienz vergleichbare Quanteneffizienz einer CsI-Photokathode, gemessen in einer methangefüllten Ionisationskammer, konnte hier nicht erreicht werden. Das dort geschilderten PC-Fertigungsverfahren (Beschichtung mit CsI erst nach Aufdampfen einer dünnen Metallschicht ohne Brechung des Vakuums  $\rightarrow$  Verbesserung der Oberflächenbeschaffenheit, Beseitigung der Wasserbelegung der Oberfläche = "Ausheizen" der Oberfläche), dessen Anwendung im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war, und eine möglicherweise höhere Transfer- und damit Kammereffizienz kann zur Erklärung der Diskrepanz dienen.

48. Erste Präsentation einer CsI-PC als Teil einer (low-pressure) MWPC

## MWPC mit TMAE im Zählgas Methan

Wird dem Zählgas einer MWPC mit fester, reflektierender Photokathode TMAE zugesetzt, bildet auch sie nahezu unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit einen wirkungsvollen VUV-Lichtdetektor. Verursacht durch Photonfeedback und eine nicht optimierte Ausleseelektronik wurde allerdings nur eine Digitalisierungseffizienz  $E_{GD}(K)$  von kleiner als 50% erreicht. Die Auslese mit einer rauscharmen Verstärkerelektronik erlaubt aber eine Steigerung auf fast 100%.

Wegen einer hohen Eigenquanteneffizienz besitzt eine frische Cäsiumiodid-Photokathode auch im Kontakt mit TMAE über den gesamten, untersuchten Spektralbereich die beste Quanteneffizienz. Oberhalb einer Wellenlänge von 170 nm folgt in der Lichtnachweisqualität eine goldbedampfte Photokathode mit adsorbierter TMAE-Schicht. Sie hat eine nahezu gleichhohe Quanteneffizienz.

In allen mit TMAE im Gas aufgezeichneten QE-Spektren ist bei  $\lambda \approx 190$  nm ein typisches Maximum zu erkennen. Besonders ausgeprägt tritt es in den mit Gold- oder CsI-Photokathode aufgenommenen Spektren auf, während mit einer Kupfer-PC ein eher flaches Plateau bis  $\lambda \approx 150$  nm sichtbar wird. Der spektrale Verlauf ähnelt in allen Fällen grob dem Drittel der Quanteneffizienz TMAE's bzw. dem fünfzehnfachen des Produkts aus Quanteneffizienz und Lichtabsorption in einer 6 mm dicken Schicht aus TMAE-gesättigtem Methan.

Photoeffekt nur im Gasraum ist demnach ausgeschlossen. Vielmehr können alle Beobachtungen mit der Hypothese einer stark lichtabsorbierenden, adsorbierten Schicht aus TMAE auf der PC-Oberfläche erklärt werden. Die Photon-Photoelektron-Konversion findet dann zu einem geringen Teil im Kammergas und zu einem Großteil in der adsorbierten Schicht statt. Photonen, die ohne Absorption zur eigentlichen PC-Oberfläche gelangen, erzeugen dort mit der entsprechenden PC-Quanteneffizienz Photoelektronen, so daß sich die Quanteneffizienzen unter Berücksichtigung der jeweiligen Lichtabsorption addieren.

Im Vergleich der hier gemessenen Einzelphoton-Nachweiswahrscheinlichkeiten zur TMAE-Quanteneffizienz tritt ein Faktor drei auf, der mit Annahme einer nahezu vollständigen Lichtabsorption und einer die Gesamtquanteneffizienz bestimmenden, adsorbierten TMAE-Schicht wieder zu einer Kammereffizienz  $E_K$  von 30% bis 40% führt. Aus einer Digitalisierungswahrscheinlichkeit  $E_{GD}(K)$  kleiner als 50% (ohne TMAE fast 100%) folgt dann eine jetzt höhere Transfereffizienz  $E_{PC-Dr}$  größer als 60%. Dieses Resultat ist unter Berücksichtigung der für eine adsorbierte Schicht und einen Festkörper verschiedenen Photoelektron-Austrittsarbeit verständlich. Weiterhin werden mit dem Zusatz

von TMAE zum Kammergas elektronegative Gas- und Oberflächenverunreinigungen sehr effektiv durch chemische Reaktion beseitigt.

Ein Vergleich mit den von J. Seguinot erhaltenen Ergebnissen [22] für verschiedene Metall-Photokathoden mit TMAE im Zählgas ergibt ohne Berücksichtigung der unterschiedlichen Kammereffizienzen bei beiden Messungen für Kupfer eine sehr gute Übereinstimmung. Möglicherweise entscheidet aber die zufällige, von der Präparation abhängige Reinheit (Oxidation, Belegung mit Sauerstoff und Wasser) der PC-Oberfläche über die genaue Photokathoden-Qualität.

Auch die dort veröffentlichte Quanteneffizienz einer CsI-Photokathode in Kontakt mit TMAE von 38% bei  $\lambda = 190\text{ nm}$  konnte nicht erreicht werden, wobei wieder ein herstellungsbedingter Unterschied in der PC-Qualität sowie verschiedene, die Kammereffizienz bestimmende, äußere Bedingungen eingehen.

Eine von S. Kwan und D. F. Anderson [30] beobachtete Steigerung der Quanteneffizienz einer CsI-Photokathode in verschiedenen Zählgasen mit TMAE-Zusatz in Abhängigkeit vom, z.B. durch gasverstärkte Photoelektronen verursachten Kammerstrom bis maximal 40% konnte mit dem hier beschriebenen Testaufbau ebenfalls nicht reproduziert werden.

Da Gold in Kontakt mit TMAE bisher noch nicht untersucht wurde, kann kein Vergleich angeführt werden.

## MWPC nach TMAE - Behandlung

Die mit reinem Methan nach TMAE-Kontakt durchgeführten Untersuchungen ergaben im Gegensatz zu [22] nur geringfügige, langanhaltende QE-Steigerungen. Der Adsorptionshypothese folgend ist eine dünne Schicht mit nur geringer Lichtabsorption sowie die Beseitigung möglicher Oberflächenverunreinigungen durch Reduktion für einen kleinen Effekt verantwortlich. Diese Schicht verliert, wie auch eine feste CsI-Bedampfung, durch Kontakt mit Luft in hohem Maße ihre Quanteneffizienz.

Es konnte weiterhin im Verlauf dieser Untersuchungen nicht reproduziert werden, daß der Kontakt mit TMAE die Stabilität einer dünnen CsI-Schicht in Luft signifikant verbessert.

Diese Diskussion abschließend soll noch einmal ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß in allen im Rahmen der vorliegenden Arbeit dargestellten Meßergebnissen die Effizienz der gerade verwendeten Kammer und der Ausleseelektronik zu berücksichtigen ist. Eine solche Aussage gilt auch für alle vorgehenden Untersuchungen, die hier als Vergleich herangezogen wurden. Geringe Unterschiede im Versuchsaufbau können sich in großen Differenzen der gemessenen "Quanteneffizienz" äußern.

## Konsequenzen

Eine MWPC mit CsI-Photokathode in reinem Methan kann im kleinen (Labor-) Maßstab für den ortsauflösenden VUV-Photonnachweis verwendet werden, wobei eine im Vergleich zu Photomultipliern ähnliche Lichtnachweisqualität erreicht werden kann. Auch eine Behandlung der Photokathode mit TMAE, die die Quanteneffizienz noch steigert, kann die Empfindlichkeit gegenüber Feuchtigkeit nicht mindern, so daß bei großflächigen Kammersystemen ein hoher Aufwand (z.B. auch häufiger Photokathodentausch) nötig wird. Daher ist in solchen Fällen die Verwendung goldbeschichteter Photokathoden in TMAE-gesättigtem Zählgas bedeutend sinnvoller. Bei im Vergleich zu CsI in TMAE-Kontakt nur geringfügig kleinerer Lichtnachweisqualität ist eine Konfiguration mit Gold-Photokathode auch für große und im Betrieb unzugängliche Detektoren geeignet.

Der Einsatz einer Vieldraht-Proportionalkammer mit fester, reflektierender Photokathode als Teil eines RICH-Zählers scheint nach der vorliegenden Arbeit unter Verwendung von Gold-Photokathoden in TMAE-gesättigtem Zählgas möglich zu sein.



## 7. Ausblick

Für die Planung und Realisierung eines RICH-Zählers als Bestandteil des Detektorsystems einer B-Fabrik wie *HELENA* ist die Verfügbarkeit eines über lange Zeiträume zuverlässig arbeitenden, zweidimensional ortsauflösenden Detektors für aus Gründen der Zählergeometrie und -anforderungen in ihrer Anzahl begrenzten Cherenkov-Photonen mit ausreichend hoher Effizienz nötig. Eine Vieldraht-Proportionalkammer mit goldbeschichteter, reflektierender Photokathode und TMAE-gesättigtem Methan als Zählgas kann nach der vorliegenden Arbeit als solcher betrachtet werden.

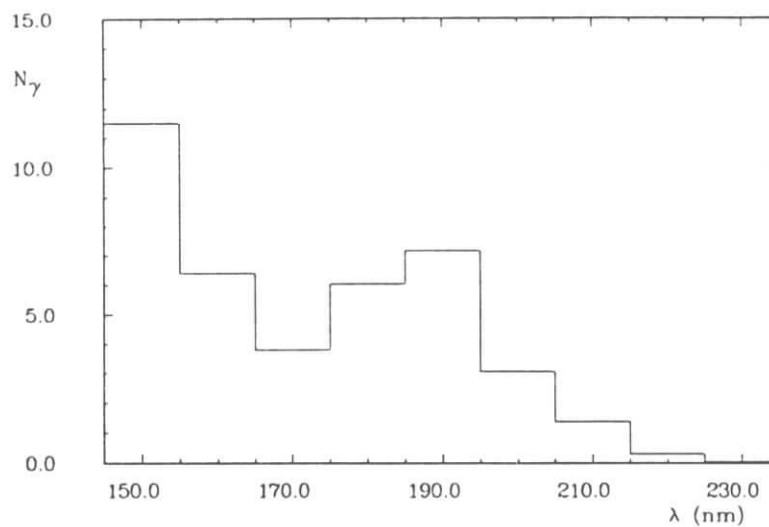


Abbildung 7.1 : Mittlere Anzahl an detektierten Cherenkov-Photonen pro Teilchen

In Abb.7.1 ist die mittlere Anzahl an Photonsignalen pro zu identifizierendem Teilchen über der Wellenlänge aufgetragen. Dabei wurden ein 1.5 cm dicker Radiator mit einem Brechungsindex von  $n = 1.2$ , eine Teilchengeschwindigkeit von  $\beta = 1$  und eine Einzelphoton-Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammer mit Gold-PC gemäß Abb.6.7 e angenommen. Oberhalb der Quarz- bzw.  $C_6F_{14}$ -Absorptionsgrenze könnten demnach unter Verwendung der ARGUS- $\mu$ -Vertexkammerelektronik etwa 18 Photonen und mit einer rauscharmen Elektronik bis zu 40 Photonen detektiert werden.

Es ist nicht nötig, extrem hohe Gasverstärkungen zu benutzen, um eine maximale Kammereffizienz zu erhalten. Mit einer rauscharmen Verstärkerelektronik (Elektronen-äquivalent von etwa  $1 \cdot 10^3$ ) sind, auch bei Auslese der Photokathodensegmente und dem damit verbundenen Signalamplitudenverlust, die Probleme durch elektrostatische Instabilitäten und starker Kammeralterung, besonders bei der hohen, zu erwartenden Untergrundbelastung, leicht zu vermeiden.

Ein Kammer-System mit Gold-Photokathoden kann im Gegensatz zu einem mit Cäsium-iodid-Photokathoden problemlos an der Luft montiert werden. Luftverunreinigungen des Zählgases oder Lecks im Gasversorgungs- und Kammer-System können nicht zu einer irreversiblen Effizienz-minderung führen, da durch Gasaustausch die Oxidationsprodukte abgeführt und frisches TMAE zugeführt werden kann.

Gegenwärtig wird am DESY eine Alternative zur B-Fabrik *HELENA* diskutiert und entworfen. Wieder soll die Physik der b-Quarks durch Beobachtung der Zerfälle einer großen Anzahl an B-Mesonen untersucht werden. Diese werden aber im Gegensatz zu *HELENA* nicht in asymmetrischer  $e^+ e^-$  - Kollision über den Zerfall der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, sondern durch Beschuß eines dünnen Kohlefadens mit hochenergetischen Protonen, wie sie der bei DESY kurz vor der Inbetriebnahme stehende Beschleuniger HERA zur Verfügung stellen kann ( $E_p \approx 800 \text{ GeV}$ ), erzeugt. Dabei reicht die Protonendichte im Randbereich der umlaufenden Teilchenpakete aus, so daß der Meßbetrieb gleichzeitig zum  $e p$  - Kollisionsbetrieb, für den HERA gebaut wurde, möglich sein sollte.

Der, einer ersten Studie entstammende, Entwurf des zum Nachweis der Zerfallsprodukte nötigen Detektorsystems ist in Abb.7.2 dargestellt. Wie in jedem Experiment mit im Laborsystem unbewegtem Target bei sehr hohen Strahlenergien ist wegen der geringen Winkel zwischen den Bahnen der entstehenden Teilchen und der Strahlachse ein in Strahlrichtung lang ausgedehntes Detektorsystem unumgänglich. Es besteht wieder neben den zur Teilchenablenkung nötigen Magneten aus einem Vertexdetektor, einer Spurkammerkonstruktion, einem RICH-Zähler, einem Übergangsstrahlungsdetektor und einem Kalorimeter sowie Myonenkammern. Hier soll aber nicht auf das Design und die Funktion aller einzelnen Komponenten eingegangen werden.

Der RICH-Zähler ist, speziell wegen eines extrem hohen Anteils an Ereignissen ohne B-Mesonen, die wirkungsvoll abgetrennt werden müssen, wieder zur Unterscheidung von Kaonen und Pionen nötig. Im Vergleich zu dem in Kap.3.5. vorgestellten RICH-Detektor *HELENA*'s liegt der Arbeitsbereich dieser Komponente jetzt in einem viel höheren Impulsbereich. Nach den Betrachtungen gemäß Kap.3. ist dabei die Verwendung eines gasförmigen Radiators möglichst geringer Dispersion nötig. Um eine ausreichend hohe Anzahl an Cherenkov-Photonen zu erhalten, muß dieser etwa zwei bis drei Meter lang sein, je nach Effizienz des Lichtnachweises. Auch bei dieser Geometrie kann nach Reflektion der Ring- bzw. Ellipsenbilder schräg nach außen der zweidimensional ortsauflösende Einzelphotonachweis mit einer Vieldraht-Proportionalkammer

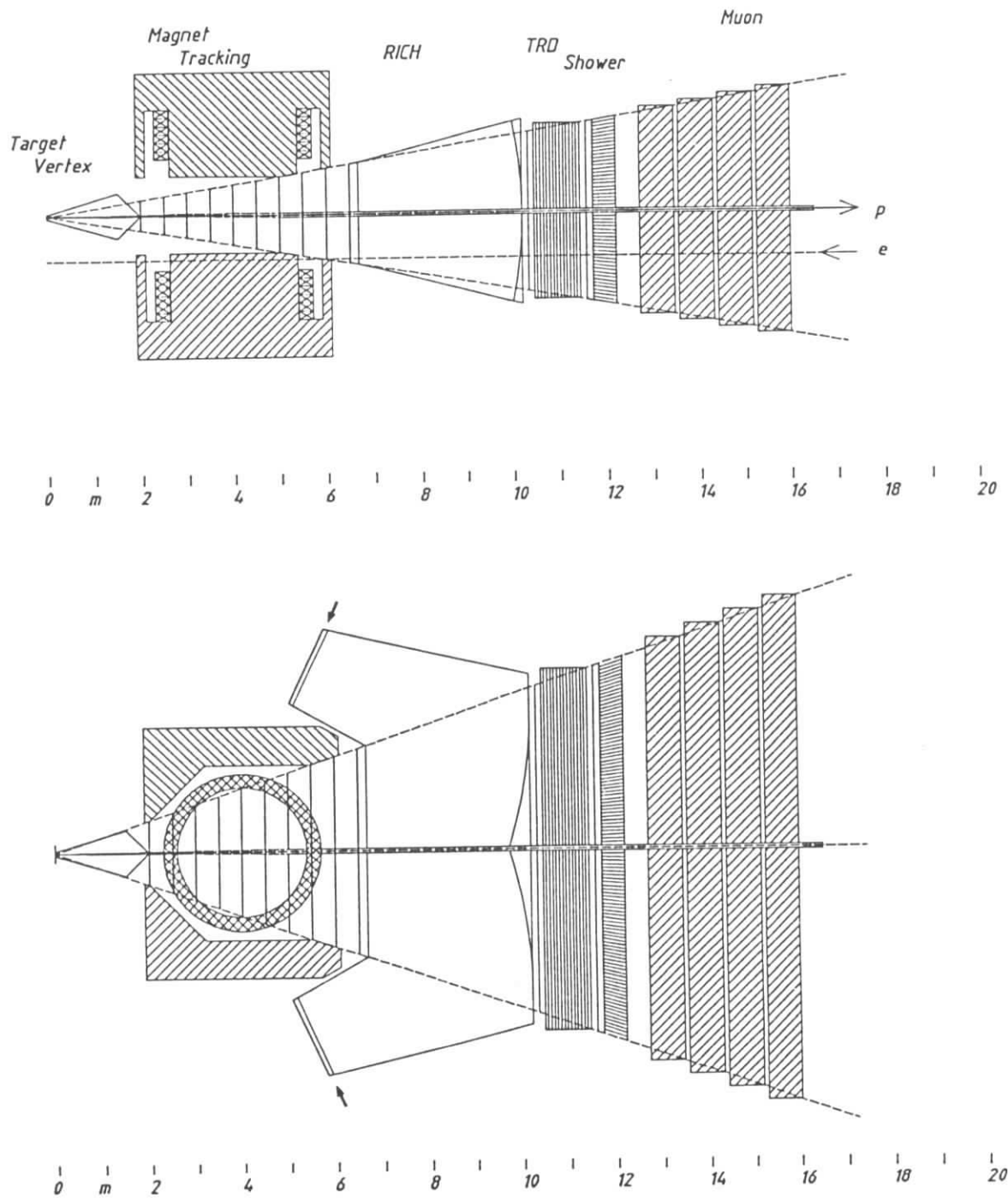


Abbildung 7.2 : Entwurf eines Detektors zur Untersuchung von B-Meson-Zerfällen am Speicherring HERA, bestehend aus Vertexdetektor, Spurkammern, RICH-Zähler, Übergangsstrahlungsdetektor, Kalorimeter und Myonenkammern

inklusive reflektierender Gold-Photokathode und TMAE-gesättigtem Zählgas erfolgen. Der erleichterte Zugang zur MWPC-Struktur nach Fertigstellung des Gesamtdetektors vereinfacht die Planung und würde z.B. auch den Betrieb der Kammern bei geringem Zählgasdruck oder erhöhter Temperatur ermöglichen. Weiterhin entschärfen die im Vergleich zu *HELENA* etwa um einen Faktor zehn kleinere Bunch-Kollisionsfrequenz sowie die bedeutend geringere Untergrundbelastung des Photondetektors durch ionisierende Teilchen (direkt vom Wechselwirkungspunkt oder nach Streuung) die harten Anforderungen an die Einzelphoton-Nachweisqualität.

Die Erfahrungen mit schon existierenden RICH-Detektoren in Experimenten mit ruhendem Target (z.B. CERES [7]) sind hier sehr nützlich.

Im Rahmen der weiteren Entwicklung eines geeigneten, optimierten Kammer-Systems zur Cherenkov-Photondetektion sollten noch einige Testexperimente durchgeführt werden.

Zunächst liegt natürlich nahe, die Adsorptionshypothese durch Messungen bei verschiedenen Kammer- und Photokathodentemperaturen zu überprüfen<sup>49</sup> und dabei die optimalen Bedingungen zu ermitteln. Weiterhin sollte auch der Betrieb bei geringem Zählgasdruck auf mögliche Vorteile experimentell untersucht werden.

Um sicherzustellen, daß eine Vieldraht-Proportionalkammer mit Photokathode unter Verwendung von TMAE als photosensitivem Gaszusatz auch über sehr lange Zeiträume mit Untergrundbelastung arbeiten kann, ist ein Langzeittest über mindestens einige Wochen bei realistischen Betriebsbedingungen und hohem Kammerstrom (große Lichtintensität bzw. <sup>55</sup>Fe-Präparat) nötig. Dabei können Ablagerungen an den Kammerdrähten die Stabilität des Betriebs und durch auftreffende Ionen verursachte, möglicherweise irreversible Veränderungen der Photokathode die Quanteneffizienz der MWPC beeinträchtigen.

Wie die Ausführungen zur Kammereffizienz sowie die präsentierten Meßergebnisse zeigen, ist neben der Quanteneffizienz auch die Qualität der Kammer und der Ausleseelektronik wichtig. Daher sollten bei weitergehenden Untersuchungen rauscharme Vorverstärker verwendet werden.

Eine Möglichkeit zur experimentellen Optimierung der Kammergeometrie, mit dem Ziel, eine höhere elektrische Feldstärke am Ort der Photokathode bei unverändert stabilem

49. Eine quantitative Klärung kann natürlich nur in geeigneten, spektroskopischen Untersuchungen der Photokathodenoberfläche samt adsorbierter Schicht erfolgen.

Betrieb zu erreichen, ist die Reduktion des Abstandes zwischen Photokathode und Anodenlage. Dieses würde zudem die auch unterhalb der Stabilitätsgrenze durch Photon-feedback an der PC verursachten Signale wegen des geringen Zeitversatzes zum Primärsignal als nur kleine Störung wirken lassen.

Die Gasverstärkung in mehreren Stufen, wieder mit obigem Ziel, ist möglicherweise auch hilfreich; eine Auslese der segmentierten Photokathode wird dabei allerdings unmöglich.

Vielversprechend erscheint die Idee, das bei der Verwendung von TMAE ohnehin nötige (z.B. Quarz-) Eingangsfenster der Kammer nach Aufdampfen dünner, elektrisch leitender Metallstreifen (ohne die Transparenz stark zu vermindern), zusätzlich zur reflektierenden PC als zweite, semitransparente Photokathode zu benutzen. Bei einer symmetrischen Kammergeometrie wird die Zeitauflösung nicht beeinträchtigt.

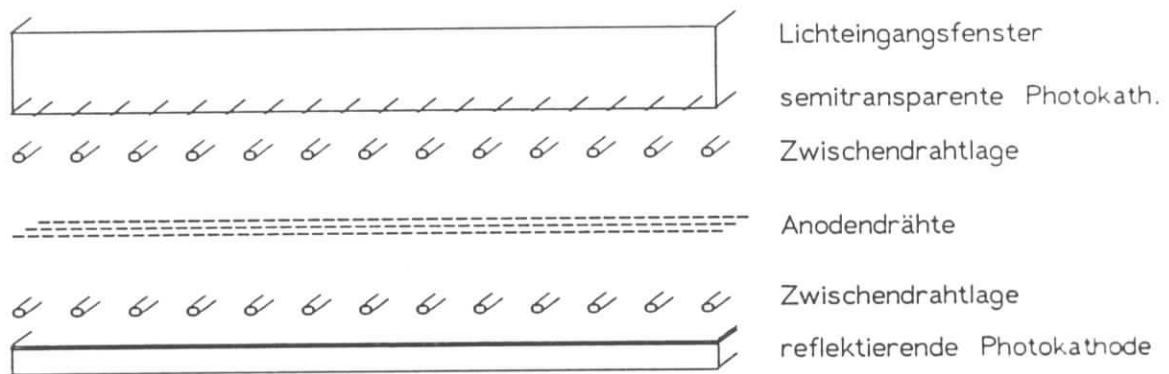


Abbildung 7.3 : Entwurf einer "Doppel-multistep"-Kammer mit einer semitransparenten und einer reflektierenden Photokathode

In Abb.7.3 ist eine solche MWPC mit jeweils einer zweiten Gasverstärkungsstufe dargestellt. Bei senkrechter Anordnung der auszulesenden Drahtlagen zueinander oder Ladungstrennung und kleinen Modulen ist die zweidimensionale Ortsauflösung möglich.

Gelingt es, eine MWPC (bzw. eine Einzeldraht-Kammer) für die Lichtdetektion auch bei geringeren Photonenergien zu entwickeln, kann sie bei vielen Anwendungen Photomultiplier ersetzen. Als besonders attraktiv erscheint dabei die Verwendung von Cäsiumtellurid  $\text{Cs}_2\text{Te}$  als Photokathodenmaterial. Wegen dessen Fähigkeit zur Selbstentzündung ist zu untersuchen, ob und wie lange der Betrieb in einem kleinen, abgeschlossenen Gasvolumen ohne Gasaustausch möglich ist.





## 8.2. Zur Statistik der Elektronenlawinen - Bildung [ 31 ]

Wird die Wahrscheinlichkeit, das *ein* Elektron nach zurücklegen der Wegstrecke  $x$  eine Lawine von  $N$  Elektronen erzeugt, mit  $P(N,x)$  bezeichnet, folgt wegen der Annahme einer zur Strecke proportionalen Ionisationswahrscheinlichkeit

$$P(1,x) = e^{-y(x)} \quad , \quad (1)$$

mit

$$y(x) = \int_0^x \alpha(x') dx' \quad . \quad (2)$$

Ausgehend von einer am Ort  $x''$   $N - 1$  Elektronen enthaltenden Lawine, gilt für die Wahrscheinlichkeit, daß zwischen  $x''$  und  $x'' + dx''$  genau eine weitere Ionisation stattfindet

$$P' = (N - 1) \alpha(x'') dx'' (1 - \alpha(x'') dx'')^{N-2} \xrightarrow{dx'' \rightarrow 0} (N - 1) \alpha(x'') dx'' \quad (3)$$

und für die Wahrscheinlichkeit, daß zwischen  $x'' + dx''$  und  $x$  von diesen  $N$  Elektronen keines weiter zur Ladungsvervielfachung führt

$$P'' = (e^{-(y(x) - y(x''))})^N = e^{-N(y(x) - y(x''))} \quad . \quad (4)$$

Die gesuchte Wahrscheinlichkeit  $P(N,x)$  folgt nach Integration des Produktes aus der Wahrscheinlichkeit  $P(N-1,x'')$ , am Ort  $x''$  eine Lawine von  $N - 1$  Elektronen zu haben und den Wahrscheinlichkeiten nach Gl. 3 und Gl. 4 über  $dx''$

$$P(N,x) = \int_0^x P(N-1,x'') e^{-N(y(x) - y(x''))} (N - 1) \alpha(x'') dx'' \quad (5)$$

$$= (N - 1) e^{-Ny(x)} \int_0^{y(x)} P(N-1,x'') e^{Ny(x'')} dy(x'') \quad (6)$$

$$= (N - 1) z^{-N} \int_1^z P(N-1,x'') z''^{N-1} dz'' \quad , \quad (7)$$

mit  $z = e^{y(x)}$ . Der Lösungsansatz für große  $N$

$$P(N,x) = z^{-N} (z - 1)^{N-1} \quad (8)$$

führt zu der gesuchten Wahrscheinlichkeit

$$P(N,x) = e^{-Ny(x)} (e^{y(x)} - 1)^{N-1} \quad , \quad (9)$$

oder mit dem aus Gl. 9 folgenden Wert für die mittlere Elektronenanzahl in einer Lawine am Ort  $x$  (siehe auch Gl. 4.3)  $\bar{N} = e^{y(x)}$

$$P(N,x) = (\bar{N} - 1)^{N-1} / \bar{N}^N = \bar{N}^{-1} (1 - 1/\bar{N})^{N-1} \quad . \quad (10)$$



Für große  $N$  kann die einfachere Form

$$P(N,x) = \bar{N}^{-1} e^{-N/\bar{N}} \quad (11)$$

benutzt werden.

Diese Betrachtung ist jedoch nur für kleine Gasverstärkungen gültig. Bei sehr hohen Verstärkungen zeigen Experimente, daß sich eine Peakstruktur mit  $\bar{N}$  als Maximalwert ausbildet. Dieser Fall kann mit

$$P(N,x) = b^b (\bar{N} \Gamma(b))^{-1} (N/\bar{N})^{b-1} e^{-bN/\bar{N}} \quad (12)$$

beschrieben werden [32], wobei  $b$  einen freien Parameter darstellt, der für kleine Gasverstärkungen gleich eins ist und für hohe zwischen 1.5 und 2 variiert, und  $\Gamma$  die Gamma-Funktion bezeichnet. Im Rahmen dieser Arbeit soll aber die Form gemäß Gl.11 weiter verwendet werden.

Für zwei Startelektronen folgt mit

$$P_2(N,x) = \sum_{k=0}^N P(k,x) P(N-k,x) \quad (13)$$

nach Einsetzen der obigen Wahrscheinlichkeiten für ein Elektron

$$P_2(N,x) = N \bar{N}^{-2} e^{-N/\bar{N}} \quad (14)$$

als die Wahrscheinlichkeit, nach der Wegstrecke  $x$  eine Lawine mit  $N$  Elektronen zu erhalten.

Allgemein, ausgehend von  $n$  Primärelektronen, folgt

$$P_n(N,x) = N^{n-1} \bar{N}_1^{-n} e^{-N/\bar{N}_1} / (n-1)! \quad (15)$$

wobei hier  $\bar{N}_1$  die mittlere Elektronenzahl einer durch ein einzelnes Elektron ausgelösten Lawine bedeutet. Der Mittelwert dieser Verteilung ist gegeben durch  $\bar{N}_n = n \bar{N}_1$ . Sie hat ein Maximum bei  $N_{\max} = \bar{N}_1 (n-1) = \bar{N}_n - \bar{N}_1$ , also für  $n \gg 1$  bei  $N_{\max} \approx \bar{N}_n$  und geht dann in eine Gauß-Verteilung über.

In Abb.8.3 sind vier bei gleichen Bedingungen, aber verschiedenen Hochspannungen bzw. anderer Lichtintensität aufgenommene MWPC-Pulshöhenspektren logarithmisch dargestellt. Der mit der Annahme einer zum Ladungsinhalt eines Kammersignals proportionalen Pulshöhe zu erwartende exponentielle (wegen der Darstellungsweise also lineare) Abfall ist bei einer Hochspannung von 2600 V und geringer Lichtintensität erkennbar (oben links). Schon mit einer HV von 2800 V bei gleicher Intensität (darunter) ist eine leichte Abweichung von der Geraden zu sehen, die bei noch

höheren Spannungen (unten links: 3000 V ) zu einem Maximum wird. Ebenso führt eine Erhöhung der Lichtintensität schon bei einer HV von 2600 V zu einer Abweichung vom exponentiellen Verlauf, also zu Multiphotonspektren (rechts oben).

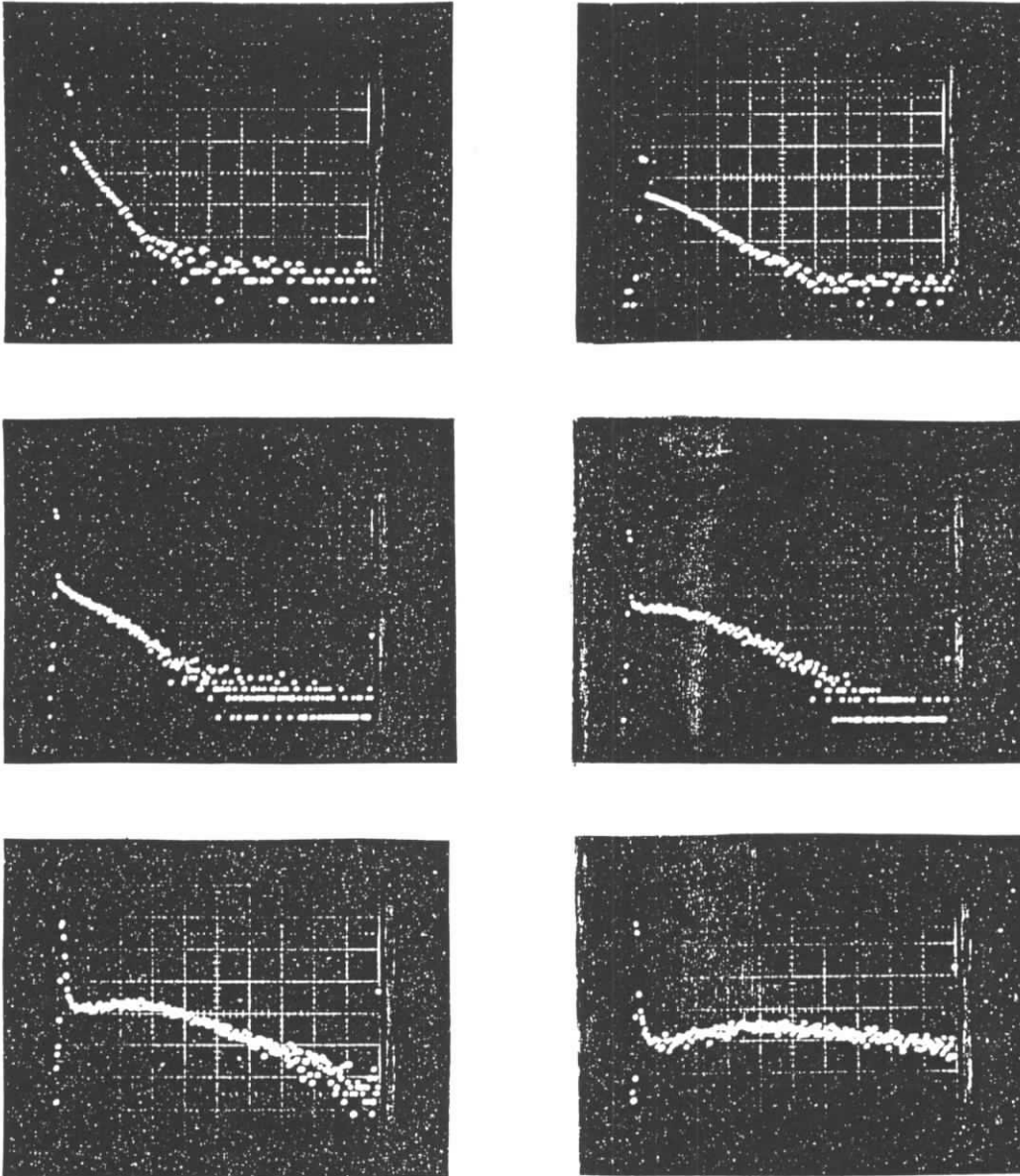


Abbildung 8.3 : Pulshöhenspektren einer Kammer in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung ( oben : 2600 V, mitte : 2800 V, unten : 3000 V ) und von der einfallenden Lichtintensität ( links : niedrig, rechts : hoch ), aufgenommen mit einem rauscharmen Vorverstärker [ 33 ] bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 190 \text{ nm}$

### 8.3. Zur Signalentstehung in Drahtkammern

Eine auf Gasverstärkung basierende Kammer kann als Kondensator mit äußerer, das angelegte Potential  $V$  konstant haltender Spannungsquelle aufgefaßt werden.  $N$  freie Ladungsträger zwischen den Elektroden eines Zylinderkondensators verursachen einen Stromfluß gemäß

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dx} \frac{dx}{dt} = N e v_D E / V \approx N e \mu E^2 / V, \quad (16)$$

wobei  $Q$  die Ladung,  $t$  die Zeit,  $x = a - r$  (siehe Gl.48) eine Ortskoordinate,  $E$  die elektrische Feldstärke und  $V$  die äußere Potentialdifferenz bezeichnen. Die Konstante  $\mu$  wird Ionen- bzw. Elektronenbeweglichkeit genannt und beschreibt den Zusammenhang zwischen Ionen- bzw. Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_D$  und der Feldstärke als

$$v_D = \frac{dx}{dt} = \mu E \quad (17)$$

(gilt für Elektronen nur näherungsweise). Mit Gl.43 für die mittlere Anzahl an Elektronen und Gl.48 für die Feldstärke folgt der Elektronenanteil des Stromes

$$I_{el}(r) = \frac{N_0 e V \mu_{el}}{r^2 (\ln \frac{b}{a})^2} e^{-\int_0^r \alpha(r) dr} \quad (18)$$

Wird die Feldstärkenabhängigkeit des 1. Townsend-Koeffizienten gemäß

$$\alpha(r) = A e^{-B/E(r)} \quad (19)$$

mit den gasspezifischen Konstanten  $A$  und  $B$  ausgedrückt, folgt

$$I_{el}(r) = \frac{N_0 e V \mu_{el}}{r^2 (\ln \frac{b}{a})^2} \exp \left[ \frac{A V}{B \ln \frac{b}{a}} \left( e^{-\frac{B}{V} a \ln \frac{b}{a}} - e^{-\frac{B}{V} r \ln \frac{b}{a}} \right) \right] \quad (20)$$

Die Integration von  $dr/dt = -v_D$  bzw. von

$$\int_0^r r dr = -\int_0^t \frac{V \mu_{el}}{\ln \frac{b}{a}} dt \quad (21)$$

liefert

$$r^2 = a^2 - \frac{2 V \mu_{el}}{\ln \frac{b}{a}} t, \quad (22)$$

so daß für die Zeitabhängigkeit des Elektronenstromes

$$I_{el}(t) = \frac{N_0 e V \mu_{el}}{\ln \frac{b}{a} (a^2 \ln \frac{b}{a} - 2 \mu_{el} V t)} \exp \left[ \frac{A V}{B \ln \frac{b}{a}} \left( e^{-\frac{B}{V} a \ln \frac{b}{a}} - e^{-\frac{B}{V} \ln \frac{b}{a} \sqrt{a^2 - 2 \mu_{el} V t / \ln \frac{b}{a}}} \right) \right] \quad (23)$$

gilt. Am Ort  $r = b$  bzw. zur Zeit

$$t_{\max} = \ln \frac{b}{a} (a^2 - b^2) / 2 \mu_{el} V \quad (24)$$

erfolgt die Entladung der "Elektronenfront"; der Elektronenstrom verschwindet.

Der gleichzeitig durch die Ionendrift verursachte Stromanteil folgt unter Vernachlässigung von Diffusion und Ionenentladung in Abhängigkeit vom Abstand der Elektronenlawine zur Drahtmitte zu

$$I_{el}(r) = \frac{N_0 e V \mu_J}{r^2 \left(\ln \frac{b}{a}\right)^2} \exp\left[\frac{A V}{B \ln \frac{b}{a}} \left(e^{-\frac{B}{V} a \ln \frac{b}{a}} - e^{-\frac{B}{V} r \ln \frac{b}{a}}\right)\right]. \quad (25)$$

Die Zeitabhängigkeit des Gesamtstrom ergibt sich nach Addition der beiden Anteile gemäß

$$I(t) = \frac{N_0 e V (\mu_{el} + \mu_J)}{\ln \frac{b}{a} \left(a^2 \ln \frac{b}{a} - 2 \mu_{el} V t\right)} \exp\left[\frac{A V}{B \ln \frac{b}{a}} \left(e^{-\frac{B}{V} a \ln \frac{b}{a}} - e^{-\frac{B}{V} \ln \frac{b}{a} \sqrt{a^2 - 2 \mu_{el} V t / \ln \frac{b}{a}}}\right)\right] \quad (26)$$

Da die Ionenbeweglichkeit um etwa drei Größenordnungen kleiner ist als die der Elektronen, überwiegt bis zur Zeit  $t_{\max}$  eindeutig der Elektronenanteil.

Für den Ionenstrom danach folgt, wieder unter Vernachlässigung der Diffusion und Entladung

$$I_J(r) = \frac{N(t_{\max}) e V \mu_J}{r^2(t) \left(\ln \frac{b}{a}\right)^2}. \quad (27)$$

Hierbei steht  $r(t)$  für die Entfernung der hinteren (anodenzugewandten) Ionenfront von der Anode. Nach Einsetzen von

$$r^2 = b^2 - \frac{2 V \mu_J}{\ln \frac{b}{a}} (t - t_{\max}) \quad (28)$$

(entsprechend zu Gl. 22) und der der Elektronenzahl gleichen Anzahl an Ionen zum Zeitpunkt  $t_{\max}$  folgt

$$I_J(t) = \frac{N_0 e V \mu_J}{\ln \frac{b}{a} \left(b^2 \ln \frac{b}{a} - 2 \mu_{el} V (t - t_{\max})\right)} \exp\left[\frac{A V}{B \ln \frac{b}{a}} \left(e^{-\frac{B}{V} a \ln \frac{b}{a}} - e^{-\frac{B}{V} b \ln \frac{b}{a}}\right)\right] \quad (29)$$

Zur Zeit

$$t_{\text{end}} = \left(\ln \frac{b}{a} (a^2 - b^2) / 2 \mu_J V\right) + t_{\max} \quad (30)$$

sind alle Ionen an der Gegenelektrode entladen worden.

In Abb. 8.4 ist die Zeitabhängigkeit des durch eine Elektronen- und damit auch Ionenlawine verursachten Stromes gemäß Gl. 26 bzw. Gl. 29 dargestellt, wobei bis auf eine viel zu große Ionenmobilität nahezu reale Werte für die eingehenden Konstanten verwendet wurden<sup>50</sup>.

50.  $V = 3000 \text{ V}$ ,  $\mu_{el} = 1000 \mu\text{m}^2/\text{Vns}$ ,  $\mu_J = 22 \mu\text{m}^2/\text{Vns}$ ,  $a = 3 \text{ mm}$ ,  $b = 25 \mu\text{m}$ ,  
 $A = 2 \text{ mm}^{-1}$ ,  $B = 50 \text{ V/mm}$

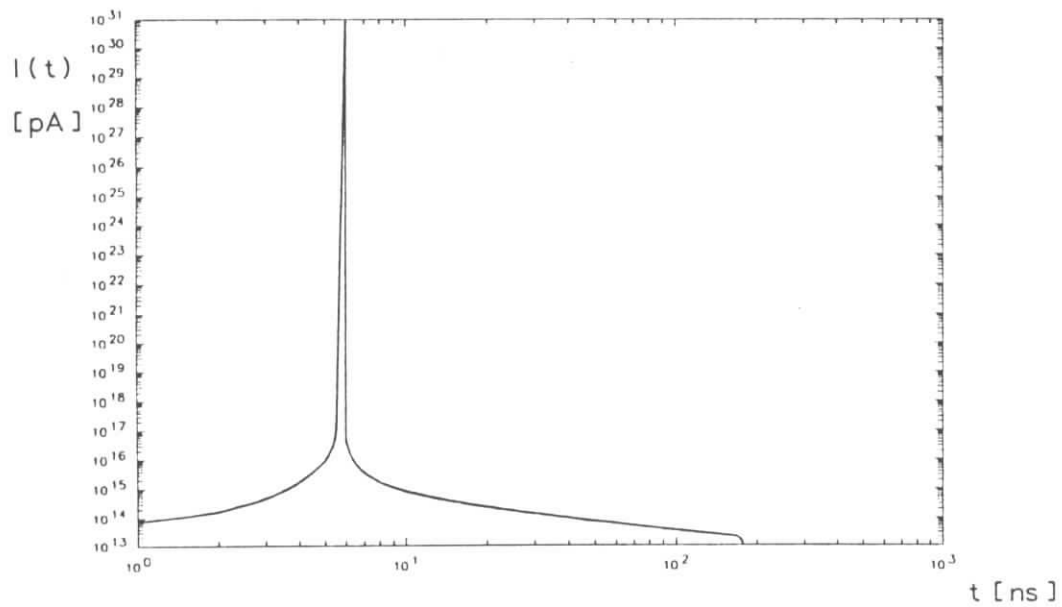


Abbildung 8.4 : Zeitabhängigkeit eines Einzelelektron - Signals

Während der exponentielle Teil nur eine Stromänderung um wenige Größenordnungen hervorruft, wird die Kurvenform inklusive Peak - Struktur hauptsächlich durch den ersten, zur Zeit umgekehrt proportionalen Term bestimmt.

## 8.4. Zur Effizienz des Photomultipliers

Hamamatsu liefert zusammen mit dem PM eine "Photokathoden-Quanteneffizienz"-Eichkurve und eine "Anoden-Strahlungsensitivitäts"-Eichkurve, aufgenommen bei konstanter HV, also definierter SEV-Verstärkung  $G(\text{PM})$ . Die Anoden-Sensitivität  $s$ , d. h. das Verhältnis von Photostrom  $I$  an der Anode zur eingestrahlten Lichtleistung  $P$ , kann auch gemäß

$$s = I/P = e N_{\text{pe}} G(\text{PM}) E_{\text{PC-Dy}} \lambda / (N_{\gamma\text{in}} h c) \quad , \quad (31)$$

mit  $N_{\text{pe}}$  als der Anzahl an auf der Photokathode freigesetzten Photoelektronen und der Anzahl an einfallenden Photonen  $N_{\gamma\text{in}}$ , ausgedrückt werden. Da die Photokathoden-Quanteneffizienz  $Q$  gerade als das Verhältnis von  $N_{\text{pe}}$  zu  $N_{\gamma\text{in}}$  definiert ist, folgt damit

$$s = Q G E_{\text{PC-Dy}} \lambda / 1240 \quad , \quad (32)$$

für  $s$  in A/W und  $\lambda$  in nm.

Durch Vergleich der beiden Eichkurven folgt, daß (entweder  $E_{\text{PC-Dy}}$  unabhängig von der Wellenlänge genau gleich eins ist, oder daß) in der von Hamamatsu gegebenen "Quanteneffizienz" auch  $E_{\text{PC-Dy}}$  berücksichtigt ist.

## 8.5. Fehlerrechnung

Aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\Delta F^2(x_i) = \sum_i \left( \frac{\partial F}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2 \quad (33)$$

für den Zusammenhang zwischen den Einzelfehlern  $\Delta x_i$  und dem Gesamtfehler  $\Delta F(x_i)$  in dem von den Größen  $x_i$  abhängigen Meßwert  $F$  folgt hier

$$\frac{\Delta QE}{QE} = \sqrt{\left( \frac{\Delta \text{sig}_K}{\text{sig}_K} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \text{sig}_{PM}}{\text{sig}_{PM}} (1 - KPM / FPM) \right)^2 + \left( \frac{\Delta \text{sig}_{PM}^*}{\text{sig}_{PM}^*} KPM / FPM \right)^2 + \left( \ln \frac{\text{sig}_{PM}}{\text{sig}_{PM}^*} \right)^2 \left[ \left( \frac{\Delta KPM}{FPM} \right)^2 + \left( \frac{\Delta FPM}{FPM^2} KPM \right)^2 \right]} \quad (34)$$

Diese Gleichung gilt für die Messungen mit dem Photomultiplier als Referenz bei lichtabsorbierendem Gas im Tank. Im Falle von transparentem Gas gilt

$$\frac{\Delta QE}{QE} = \sqrt{\left( \frac{\Delta \text{sig}_K}{\text{sig}_K} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \text{sig}_{PM}}{\text{sig}_{PM}} \right)^2} \quad (35)$$

## 8.6. Literaturverzeichnis

- 1) H. Albrecht et al., A Beauty Factory at Hamburg, S. 147 ff, DESY 92-041 (März 1992)
- 2) loc. cit. 1, S 223 ff
- 3) J. V. Jelley, Cerenkov Radiation and its application, S.20, Pergamonn Press, New York, London, Paris, Los Angeles (1958)
- 4) loc. cit. 3, S. 19
- 5) P. Coyle et al., Particle Identification at an Asymmetric B Factory, SLAC-Pub-5594 (Sept. 1991)
- 6) J. Seguinot and T. Ypsilantis, Nucl. Instr. and Meth. **161**, 233 (1977)
- 7) U. Faschingbauer et al., Proposal SPSC/P237, CERN/SPSC 88-25
- 8) R. Arnold et al., Nucl. Instr. and Meth. **A270**, 255 (1988)
- 9) R. Arnold et al., Nucl. Instr. and Meth. **A270**, 289 (1988)
- 10) T. Ypsilantis, Particle Identification at Hadron Colliders, CERN-EP/89-150 (Nov. 1989)
- 11) J. Seguinot, Les Compteurs Cherenkov, CERN-EP/89-92 (Juli 1989)
- 12) F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, S. 2, CERN 77-09 (1977)
- 13) D. Perkins, Hochenergiephysik, S. 43, Addison-Wesley (1990)
- 14) K. Abe et al., Physics and Detector of Asymmetric B Factory at KEK, S 155 ff, KEK Report 90-23 (März 1991)
- 15) R. S. Gilmore et al., Nucl. Instr. and Meth. **206**, 189 (1983)
- 16) loc. cit. 9, S. 41
- 17) J. Wise, Plasma Chemistry in Wire Chambers, M.S. Thesis, LBL-29033, Berkeley (1990)
- 18) P. Fonte, V. Peskov and F. Sauli, VUV Emission and Breakdown in Parallel Plate Chambers, CERN-PPE/91-17 (Jan. 1991)
- 19) loc.cit. 8, S. 47
- 20) R. Holroyd et al., Nucl. Instr. and Meth. **A261**, 440 (1987)
- 21) G. Charpak, D. Lemenowski, V. Peskov and D. Scigocki, New Photocathodes for Fast Gaseous Detectors, CERN-PPE/90-185 (Dez. 1990)
- 22) J. Seguinot et al., Nucl. Instr. and Meth. **A297**, 133 (1991)
- 23) B. Hoeneisen, D. F. Anderson and S. Kwan, Nucl. Instr. and Meth. **A302**, 447 (1991)
- 24) M. Starič, A. Stanovnik and P. Križan, Nucl. Instr. and Meth. **A307**, 145 (1991)



- 25) E. Michel et al., Nucl. Instr. and Meth **A283**, 544 (1989)
- 26) loc. cit. 9, S. 43
- 27) G. R. Carruthers, APPL. Opt **8**, 633 (1969), **12**, 2501 (1973), **14**, 1667 (1975)
- 28) D. G. Simons et al., Nucl. Instr. and Meth. **A261**, 579 (1987)
- 29) V. Dangendorf et al., Nucl. Instr. and Meth. **A289**, 322 (1990)
- 30) S. Kwan and D. F. Anderson, A Study of the CsI-TMAE Photocathode, FERMILAB-Pup-91/98 (1991), zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth.
- 31) R. A. Wijsman, Phys. Rev. **75**, 833 (1949)
- 32) R. Bouchier et al., Nucl. Instr. and Meth. **205**, 403 (1983)
- 33) V. M. Golovin et al., Hybrid Low-Noise Preamplifier Using Bipolar Transistors, IHEP Preprint 89-231 (1989)
- 34) O. Waalkes, Grizzlys vertragen nichts, Semmel Verlag (1991)

## Danksagung

Herrn Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall danke ich für die Betreuung und Unterstützung während dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. V. Soergel, ohne dessen Unterstützung diese Arbeit gar nicht möglich gewesen wäre.

An dieser Stelle sei ferner allen Angehörigen der ARGUS-Kollaboration sowie der RICH-Gruppe in Ljubljana, insbesondere aber E. Michel, Matthias und Manfred sowie natürlich Peter und Valerie, gedankt die mich in den letzten Jahren ertragen mußten und ohne deren Einsatz und Hilfsbereitschaft ich sicherlich noch am Basteln und Messen wäre.

Herrn I. Cernohorsky danke ich für seine Bereitschaft, auch sehr kurzfristig die nötigen Aufdampfungen durchzuführen sowie den Herren G. Schumann, U. Stutz, K. H. Wroblewski und C. Falland für deren auch materielle Unterstützung in Vakuumfragen.



