

Interner Bericht  
DESY F35-76/01  
September 1976

DESY-Bibliothek

15. JKT. 1976

Entwurf und Bau von Gas-Schwellen-Čerenkovzählern  
mit sehr großer Winkelakzeptanz  
für das Doppelarmspektrometer DASP der DESY-Speicherringe DORIS

von

Oswald Römer

Interim Bericht  
DESY 733-76/01  
September 1976

Einwurf und  
mit  
für das Doppelstrahl

Entwurf und Bau von Gas-Schwellen-  
-Čerenkovzählern mit sehr großer Winkel-  
akzeptanz für das Doppelarmspektrometer  
DASP der DESY-Speicherringe DORIS

Experimentelle Diplomarbeit

von

O s w a l d R ö m e r

Fachbereich Physik der Philipps Universität  
Marburg an der Lahn

Marburg, April 1976

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
I. Einleitung	1
II. Čerenkoeffekt und Čerenkovzähler	4
1. Čerenkoeffekt	4
2. Čerenkovzähler	5
2.1. Schwellen-Čerenkovzähler	7
2.2. Differentieller Čerenkovzähler	8
2.3. Vielkanal-Čerenkovzähler	9
III. Entwurf der Optik für Schwellen-Čerenkovzähler für das Doppelarmspektrometer DASP	10
1. Art der Zähler	10
2. Einbauort	11
3. Randbedingungen an die Geometrie der Zähler	12
4. Das optische System	13
4.1 Grundprinzip der Optik	13
4.2. Optik 1	16
4.3. Optik 2	17
4.4. Vergleich Optik 1/ Optik 2	17
5. Elektronen-Čerenkovzähler	18
IV. Spiegelformen aus Plexiglas	19
V. Untersuchungen zur Optik	21
1. Meßanordnung für Transmissions- und Reflexions- messungen	21
2. Aluminiumspiegel	24
3. Quarzfenster und -adapter	26
4. Optische Kontaktmittel	28
VI. Radiatorgase	31
VII. Photomultiplier	33
1. Auswahlkriterien und Herstellerangaben	33
2. Statistik der Photomultipliersignale	35
3. Meß-Wirkungsgrad	38

	<u>Seite</u>
VIII. Testmessungen mit einem Elektronenzähler	39
1. Beschreibung des Zählers	39
1.1. Zählergehäuse	39
1.2. Das optische System	40
2. Versuchsaufbau	40
2.1. Anordnung im Elektronenstrahl	40
2.2. Elektronik	41
2.2.1. Spannungsteiler	41
2.2.2. Koinzidenz- und Impulshöhenelektronik	42
3. Ablauf der Messungen	44
4. Auswertung der Meßergebnisse	46
4.1. Ansprechwahrscheinlichkeit	46
4.1.1. Korrekturen und Meßfehler	46
4.1.2. Druck- und Hochspannungskurven	48
4.1.3. Ortsabhängigkeit	48
4.2. Analyse der Impulshöhenspektren	49
4.3. Lichtausbeute und effektive Quantenausbeute	51
IX. Abschätzung der Ansprechwahrscheinlichkeit der DASP-Čerenkovzähler	54
1. Elektronenzähler	55
2. Pionenzähler	57
X. Zusammenfassung	59
Anhang 1 Nachweis von $\delta$ -Elektronen im DASP-Elektronen-Čerenkovzähler	61
Anhang 2 Testmessungen mit dem DASP-Elektronen-Čerenkovzähler	64

## I. Einleitung

Eine Detektoranordnung an den DESY-Speicherringen (DORIS) ist das Doppelarmspektrometer (DASP). [1], [2] DASP besteht aus zwei identischen Spektrometerarmen, die zu beiden Seiten des Strahlrohres an einem der beiden Wechselwirkungspunkte (WWP) der  $e^+e^-$ -Speicherringe aufgestellt sind. (Abb.1) Der sogenannte Innendetektor beobachtet in einem großen Raumwinkel die Ladung und Schauerentwicklung der Teilchen und gestattet die Unterscheidung zwischen geladenen Hadronen bzw. Myonen und Elektronen und  $\gamma$ -Quanten. Neutrale Mesonen werden durch ihren Zerfall in geladene Teilchen oder in  $\gamma$ -Quanten identifiziert.

Im Außendetektor (magnetischer Detektor) werden Elektronen und Photonen durch Schauerzähler positiv identifiziert, Myonen und Pionen werden hier durch Reichweitezähler unterschieden. Durch die hohe Impulsauflösung des Magnetspektrometers zusammen mit der Messung der Flugzeit  $\tau$  der Teilchen zwischen WWP und Durchgang durch einen Flugzeitzähler können Pionen, Kaonen und Protonen voneinander unterschieden werden. Eine Genauigkeit von  $\Delta\tau = 0,5$  ns (FWHM) und ein Abstand  $\bar{s} = 4,5$  m (5,5 m) vom WWP gestattet jedoch nur eine Trennung zwischen  $\pi$  und K bis zu Impulsen von 1,8 GeV/c (2,0 GeV/c) die K-p-Trennung bis zu 3 GeV/c (3,3 GeV/c). [3]

Um Pionen und Kaonen auch bei höheren Impulsen trennen zu können, ist ein SchwellenČerenkovzähler vorgesehen, wobei durch geeignete Wahl des Radiators nur die  $\pi$ -Mesonen den Zähler zum Ansprechen bringen sollen.

In Kapitel III wird ein Entwurf möglicher optischer Systeme für Pionen-GasschwellenČerenkovzähler vorgestellt. Geeignete Radiatoren und die erwartete Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler sind in den Kapiteln VI und IX beschrieben.



produktionsexperiment der DESY-Gruppen F34/35 eingesetzt ist, ermöglichen eine Aussage über die Photoelektronenstatistik am Eingang der Nachweiselektronik bei Verwendung verschiedener Photomultiplier-Röhren und damit in Verbindung mit den Ergebnissen von Simulationsrechnungen eine realistische Abschätzung der für die DASP-Čerenkovzähler erwartete Nachweiswahrscheinlichkeit. (Kap. IX)

## II. Čerenkoeffekt und Čerenkovzähler

### II.1 Čerenkoeffekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem transparenten Medium mit einer Geschwindigkeit, die größer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium, so wird Licht abgestrahlt. Diese Strahlung wurde 1934 von S.I. Vavilov und P.A. Čerenkov entdeckt [5] und dann im Jahre 1937 von I.M. Frank und I.E. Tamm theoretisch erklärt. [6] Die Emission der Čerenkovstrahlung entsteht dadurch, daß die Elektronen der Atomhülle durch das Feld eines vorbeifliegenden geladenen Teilchens beschleunigt werden. In der Nähe der Teilchspur werden die Atome polarisiert. Im allgemeinen interferieren die so entstehenden elektromagnetischen Felder entlang der Spur destruktiv. (Abb. 2a) Ist jedoch die Geschwindigkeit des Teilchens größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in dem Medium, so bildet sich eine kohärente Wellenfront (Abb. 2b); das geladene Teilchen emittiert unter dem Čerenkovwinkel  $\Theta_c$  zur Flugrichtung Čerenkovstrahlung. Aus der Huygenschen Konstruktion (Abb. 2) folgt, daß die Teilchengeschwindigkeit  $v_T$ , der Brechungsindex  $n(\lambda)$  und der Strahlungswinkel  $\Theta_c$  durch die sogenannte Čerenkovbeziehung

$$\cos \Theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)} = \frac{v_{\text{Licht}}(\lambda)}{v_{\text{Teilchen}}} \quad (1)$$

verknüpft sind.

Die abgestrahlte Energie des geladenen Teilchens entlang eines Weges  $l$  in dem Medium ist [7], [8] :

$$W = 4 \cdot \pi^2 \cdot e^2 \cdot l \cdot Z^2 \int_{\beta n(\lambda)}^1 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \lambda^3 d\lambda \quad (2)$$

und die Anzahl der Photonen, die im Wellenlängenintervall  $(\lambda_1, \lambda_2)$  emittiert werden, beträgt somit

$$N = 2 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot l \cdot Z^2 \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2 \Theta_c \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

wobei  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar \cdot c}$  die Feinstrukturkonstante und  $Z$  die Ladung des Teilchens ist.

Vernachlässigt man die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex  $n$ , so erhält man

$$N = 2 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot l \cdot Z^2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2 \Theta_c \quad (3)$$

## II. 2 Čerenkovzähler

In Čerenkovzählern wird dieser Effekt zur Identifizierung hochenergetischer, geladener Teilchen ausgenutzt.

Ein Čerenkovzähler besteht im allgemeinen aus einem Medium (Radiator), in dem Licht erzeugt wird, einem optischen System, welches das Licht sammelt, und einem Photoelektronen-Vervielfacher (Photomultiplier), der die Information in elektronische Signale umformt.

Čerenkovzähler werden in der Hochenergiephysik meistens in Verbindung mit impulsbestimmenden Magnet-spektrometern eingesetzt. Aus dem Čerenkovwinkel und damit aus der Intensität des Čerenkovlichtes (Gln. 1 und 3) kann auf die Geschwindigkeit des Teilchens  $v_T$  geschlossen werden. Bei bekanntem Impuls  $p$  ergibt sich die Masse  $m$  des Teilchens zu

$$m = \frac{p \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \quad ; \quad \beta = \frac{v_T}{c} \quad (4)$$

Die möglichen Impulse und die Masse der Teilchen legen für bestimmte, zu trennende Teilchenpaare die

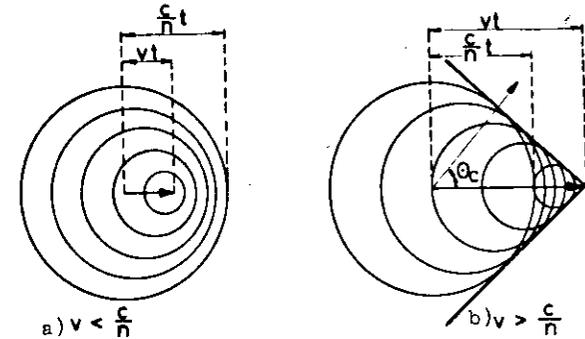


Abb. 2 Huygens Konstruktion zur Entstehung des Čerenkov-Lichtes

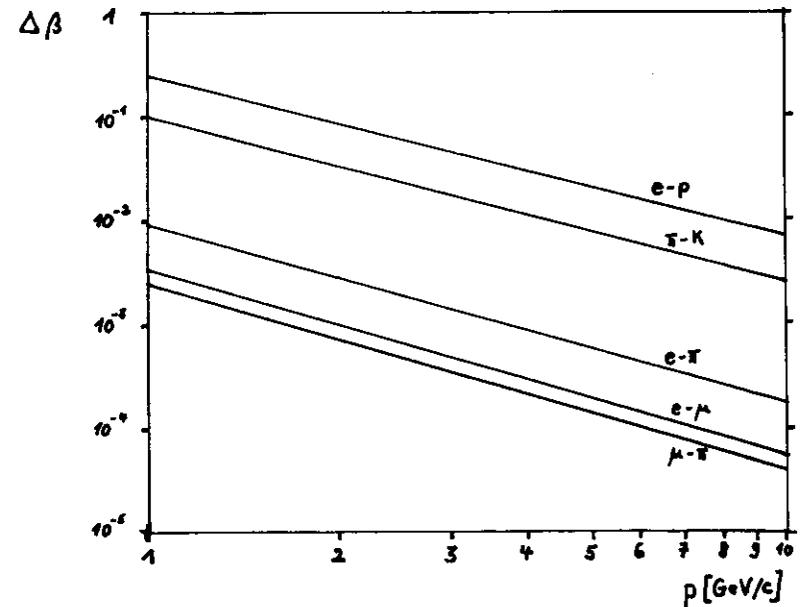


Abb. 3a Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta$  verschiedener Teilchenpaare als Funktion des Teilchenimpulses  $p$

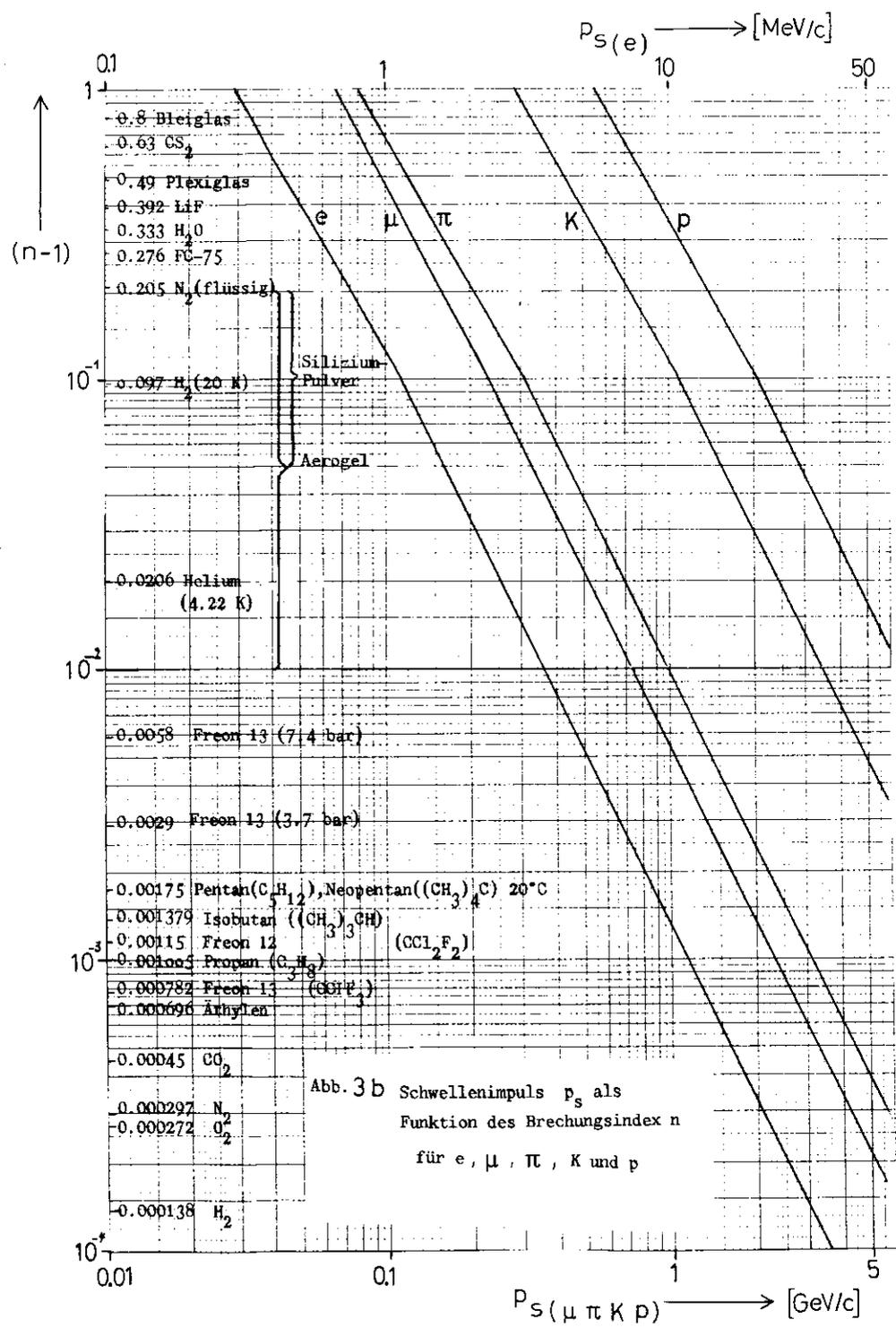


Abb. 3b Schwellenimpuls  $p_s$  als Funktion des Brechungsindex  $n$  für  $e, \mu, \pi, K$  und  $p$

Anforderungen an die Geschwindigkeitsauflösung eines Čerenkovzählers fest. Die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Teilchen verschiedener Masse ist in Abb. 3a dargestellt. In Abhängigkeit vom Teilchenimpuls kann abgelesen werden, welche Geschwindigkeitsauflösung ein Čerenkovzähler haben muß, um bestimmte Teilchen trennen zu können.

Die Wahl des Radiatormaterials für einen Čerenkovzähler wird bestimmt durch die Aufgaben des Zählers in einem gegebenen Experiment. Der erforderliche Brechungsindex richtet sich nach dem Impuls der nachzuweisenden Teilchen. (Gln 1 und 4)

In Abbildung 3b ist der Brechungsindex  $n$  des Radiators aufgetragen gegen den Schwellenimpuls  $p_s$ , den ein Teilchen haben muß, um Čerenkovlicht auszusenden. Durch den Einsatz von gasförmigen, flüssigen und festen transparenten Stoffen steht für den Radiator ein nahezu lückenloser Bereich des Brechungsindex zwischen  $n=1$  und  $n=2$  zur Verfügung. Die Werte sind allgemeinen Tabellen und speziellen Arbeiten entnommen. [7][8], [26] bis [30], [46], [50]; sie sind für Gase, wenn nicht anders vermerkt, angegeben bei 1 bar und einer Temperatur von  $0^\circ\text{C}$ .

In einem weiten Bereich kann der Brechungsindex von Gasen durch Variation des Druckes  $p$  und der Temperatur  $T$  beliebig eingestellt werden.

Die Beziehung zwischen dem Brechungsindex  $n$  und der Dichte  $\rho(p, T)$  eines Gases wird beschrieben durch das Lorentz-Lorenz-Gesetz:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{R \rho(p, T)}{M}$$

wobei  $R$  die Molrefraktion und  $M$  das Molekulargewicht des Mediums sind.

Die Teilchenart und der Impulsbereich, in dem diese bestimmt werden soll, legen die Arbeitsweise der Čerenkovzähler fest. Es gibt drei Čerenkovzählertypen: den Schwellen-Čerenkovzähler, den differentiellen Čerenkovzähler und den Vielkanal-Čerenkovzähler.

### II.2.1 Schwellen-Čerenkovzähler

Im Schwellen-Čerenkovzähler wird ausgenutzt, daß ein geladenes Teilchen erst ab einer Geschwindigkeit  $\beta > \frac{1}{n}$  Čerenkovlicht aussendet. Teilchen mit der Masse  $m$  senden in einem Medium mit dem Brechungsindex  $n$  oberhalb des Schwellenimpulses

$$p_s = \sqrt{n^2 - 1} \cdot m \quad \text{Licht aus.}$$

Je mehr Licht zum Nachweis durch einen Photomultiplier zur Verfügung steht, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit  $\xi$ , das Teilchen nachzuweisen (Kap. VIII,3). Die Impulsschwelle, oberhalb der ein Teilchen mit der geforderten Wahrscheinlichkeit  $\xi$  registriert werden soll, ist also stets höher als  $p_s$  und wird mit  $p_\xi$  bezeichnet.

Um Teilchen der Massen  $m_1$  und  $m_2$  für mögliche Impulse  $p$  trennen zu können, muß der Brechungsindex  $n$  des Radiators folgende Bedingung erfüllen: ( $m_1 < m_2$ )

$$\left(1 + \frac{m_1^2}{p^2}\right)^{1/2} < n < \left(1 + \frac{m_2^2}{p^2}\right)^{1/2} \quad (6)$$

Die Festlegung des Brechungsindex durch die Wahl eines geeigneten Radiators (Gas, Flüssigkeit, Festkörper) legt die Schwellenimpulse für Teilchen  $m_1$  und  $m_2$  fest. Die Teilchen können eindeutig unterschieden werden im Impulsintervall ( $p_{m1,\xi}$ ,  $p_{m2,s}$ )

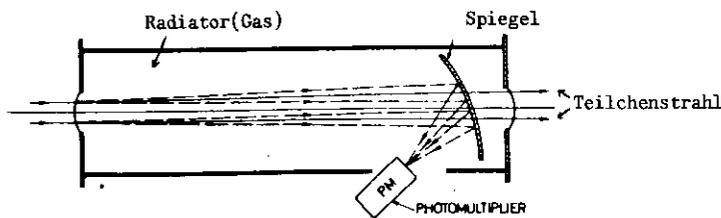


Abb.4 Typische Optik eines Gas-SchwellenČerenkovzählers

### II.2.2 Differentieller Čerenkovzähler

Im Gegensatz zum Schwellen-Čerenkovzähler, in dem Teilchen in einem großen Winkelbereich  $\theta_c > 0$  nachgewiesen werden können, werden beim differentiellen Čerenkovzähler nur Teilchen akzeptiert, die in einem schmalen Winkelbereich  $\Delta \theta_c = \theta_{c1} - \theta_{c2}$  Čerenkovlicht aussenden.

Die Optik des differentiellen Čerenkovzählers kann auf ein bestimmtes Winkelintervall eingestellt werden. Damit ist bei einem Brechungsindex  $n$  des Radiators und dem Čerenkovwinkel  $\theta_c$  (Glg.1) ( $\theta_{c2} > \theta_c > \theta_{c1}$ ) die Geschwindigkeitsauflösung  $\Delta \beta$  des Zählers festgelegt.

$$\Delta \beta = \beta \cdot \tan \theta_c \cdot \Delta \theta_c$$

Das Auflösungsvermögen ist um so besser, je kleiner der Čerenkovwinkel und je schmaler der Empfindlichkeitsbereich des optischen Systems ist. Auflösungen von  $\Delta \beta < 10^{-5}$  sind möglich und gestatten es, Teilchen bei hohen Impulsen voneinander zu unterscheiden.

Die Breite  $\Delta \theta_c$  wird bestimmt durch Vielfachstreuung des Teilchens im Zähler, durch die Dispersion des Brechungsindex und durch die Güte des optischen Systems. Ein differentieller Čerenkovzähler kann nur in einem Teilchenstrahl mit geringer Winkeldivergenz eingesetzt werden.

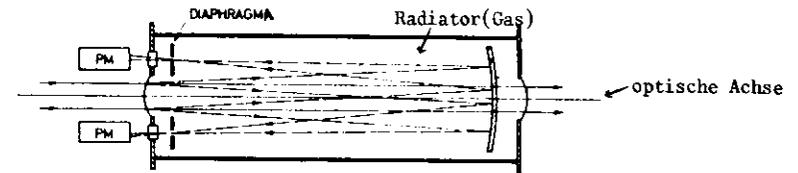


Abb.5 Mögliche Optik eines differentiellen Gas-Č-Zählers

### II.2.3 Vielkanal-Čerenkovzähler

In einem Vielkanal-Čerenkovzähler werden Teilchen in einen großen Čerenkovwinkelbereich nachgewiesen. Ihre Geschwindigkeit kann bestimmt werden durch Messung der Lichtintensität (Glg.3) oder durch Analyse der Abbildung des Čerenkovkegels und Bestimmung des Čerenkovwinkels (Glg.1).

In einfachster Weise kann man einen gewöhnlichen Schwellen-Čerenkovzähler mit guter, gleichförmiger Lichtsammlung in einem großen Čerenkovwinkelbereich ausnutzen. Kennt man die Beziehung zwischen der Impulshöhe des Photomultipliersignals und der Čerenkovlichtintensität, so ist die Signalhöhe (oder Pulshöhe) ein eindeutiges Maß für die Geschwindigkeit eines Teilchens. Seien  $A_{m1}$  und  $A_{m2}$  die Amplituden der Photomultipliersignale beim Durchgang der Teilchen  $m_1$  und  $m_2$ , so gilt

$$\frac{A_{m1}}{A_{m2}} = \frac{\sin^2 \theta_{\check{c} m1}}{\sin^2 \theta_{\check{c} m2}} = \frac{1 - \frac{1}{\beta_1^2 n^2}}{1 - \frac{1}{\beta_2^2 n^2}} \quad (8)$$

Die Geschwindigkeitsauflösung ist bestimmt durch die Statistik des Photoelektronenaustritts an der Kathode und die Verstärkungseigenschaften des verwendeten Photomultipliers.

Die zweite Methode zum Betreiben solcher Vielkanal-Čerenkovzähler besteht darin, die Bildebene des Čerenkovlichtes mit einer Vielzahl von kleinen Photomultiplier-Röhren „anzusehen“, um so durch ein Raster den Čerenkovwinkel und damit die Geschwindigkeit eines strahlenden Teilchens zu bestimmen. Auch diese Zählerart setzt eine genau definierte Strahlrichtung voraus und kann in divergenten Teilchenstrahlen nicht eingesetzt werden.

### III. Entwurf der Optik für Schwellen-Čerenkovzähler für das Doppelarmspektrometer DASP

#### III.1 Art der Čerenkovzähler

Der Einbau von Čerenkovzählern in das Doppelarmspektrometer DASP der DESY-Speicherringe DORIS soll in Verbindung mit dem magnetischen Detektor (Außendetektor) eine Teilchenidentifizierung der vom Wechselwirkungspunkt kommenden Elementarteilchen ermöglichen. Die Zähler müssen eine große Winkelakzeptanz haben, so daß nur (vgl. Kap. II.2) Schwellen-Čerenkovzähler in Frage kommen.

Zum Nachweis hochenergetischer Elektronen und Positronen ( $\beta=1$ ) genügt ein Brechungsindex des Radiators, der von einigen Gasen unter Normaldruck erreicht wird. Will man einen Zähler zur Trennung von Pionen und Kaonen (hier oft Pionenzähler genannt) im Impulsbereich  $1.8 \text{ GeV}/c < p < 3.0 \text{ GeV}/c$  einsetzen, so muß der Radiator nach Gleichung 6 einen Brechungsindex haben, der zwischen 1.0029 und 1.0134 liegt. Drei Möglichkeiten, diesen Brechungsindex zu erreichen, sind:

- 1) Man verwendet Gase bei Überdruck (vgl. Abb. 3)
- 2) Die Gasdichte wird durch Temperaturverminderung erhöht.<sup>[46]</sup> Bei dieser Methode wird das System auf die Siedetemperatur des Gases abgekühlt, um durch die Anwesenheit der flüssigen und dampfförmigen Phase stabile Arbeitsbedingungen zu erhalten. Bei Normaldruck hat zum Beispiel Helium bei einer Temperatur von 4.22 K im flüssigen Zustand den Brechungsindex  $n=1.0206$  und in der dampfförmigen Phase den Brechungsindex  $n=1.00354$ . Die Schwierigkeiten, die aufgrund der niedrigen Temperaturen entstehen, schränkt den Einsatz eines solchen Flüssigkeit-Sattdampf-Radiators für Čerenkovzähler ein.

3) Eine weitere Möglichkeit zur Erreichung des erforderlichen Brechungsindex ist die Verwendung von sogenanntem (Silizium-) Aerogel - einem porösen und transparenten Festkörper, dessen Dichte durch das Herstellungsverfahren vorgewählt werden kann.

In einem von M.Cantin et.al. [50] beschriebenen Verfahren können Brechungsindizes des Aerogel zwischen 1.01 und 1.2 erreicht werden.

In dieser Arbeit werden der Bau und die Einsatzmöglichkeiten von Gas-Schwellen-Čerenkovzählern untersucht, die zum Nachweis von Pionen oder Elektronen im DASP eingesetzt werden können.

### III. 2 Einbauort

Aus Platzgründen ist es nur möglich, die Čerenkovzähler vor dem Magneten im Innendetektor oder zwischen den Polschuhen des Magneten unterzubringen. (vgl. Abb.1)

Der Einbau im Magneten würde zwar einen größeren Radiatorweg zulassen, hat jedoch gegenüber einem Čerenkovzähler im Innendetektor entscheidende Nachteile:

- 1) Die Ein- und Ausgangsfenster des Zählers würden die Vielfachstreuung innerhalb des impulsbestimmenden Detektorteils vergrößern; eine Verfälschung der Teilchenbahnen ist gerade hier mit einer Verschlechterung der Impulsbestimmung im Außendetektor des DASP verbunden.
- 2) Nimmt man das Magnetfeld B über eine Länge l als konstant an, so erhält man im Bereich des Ablenkmagneten eine um den Winkel

$$\alpha = \arcsin \frac{B[T] \cdot l[\text{cm}]}{3.33 \cdot p}$$

gekrümmte Teilchentrajektorie für Teilchen mit dem Impuls p [GeV/c].

Bei einem typischen Magnetfeld von B= 1T und einer wirksamen Länge l= 160 cm werden negativ geladene Teilchen mit dem Impuls p= 1 GeV/c insgesamt um  $\alpha = 28.7^\circ$ , positiv geladene Teilchen um den gleichen Winkel in entgegengesetzter Richtung abgelenkt. Die Vielzahl von möglichen Richtungen des Čerenkovlichtes macht es unmöglich, eine gute lichtfokussierende Optik für einen Čerenkovzähler zu entwickeln.

3) Die zur Lichtsammlung nötigen Photomultiplier müssen außerhalb des Magnetfeldes angebracht werden; ein Lichttransport mittels Lichtleitern bringt jedoch erhebliche Intensitätseinbußen, da hiermit praktisch nur der sichtbare Bereich des Čerenkovlichtspektrums zur Verfügung steht.

Diese Nachteile zwingen dazu, den Zähler trotz des geringen Platzes im Innendetektor zu montieren. Der kurze Teilchenweg im Čerenkovgas verlangt hier jedoch ein optisches System, das möglichst alle Čerenkovphotonen auf die Kathoden von Photomultipliern fokussiert.

### III. 3 Randbedingungen an die Geometrie der Zähler

Der Entwurf einer lichtfokussierenden Optik für einen Schwellen-Čerenkovzähler im Innendetektor des DASP ist bestimmt durch folgende Randbedingungen:

- 1) Die Form des Zählergehäuses ist festgelegt durch a) den Raumwinkel, in dem Teilchen nachgewiesen werden sollen.
 
$$(48^\circ \leq \theta \leq 132^\circ ; \Delta\phi = \pm 9^\circ) [9]$$
- b) eine apparativ bedingte Begrenzung durch andere Zählerelemente des DASP-Innendetektors (Abb.6)

c) Die Richtung der nachzuweisenden Teilchen im Čerenkovzähler und damit die Richtung des Čerenkovlichtes legt die Form der Fokussier-  
spiegel fest.

In den Abbildungen 6 a und 6 b sind die Umrisse eines Čerenkovzählers in einem Arm des Detektors schematisch angedeutet. Die Innenmaße des Zählergehäuses werden bestimmt durch die erforderliche Akzeptanz in  $\theta$  und  $\phi$ .  
In Kapitel III.4 werden zunächst einige grundlegende Möglichkeiten für die Optik vorgestellt, die sowohl in einem Pioner- als auch in einem Elektronen-Čerenkovzähler eingesetzt werden können. Die endgültige Konstruktion des Elektronen-Čerenkovzählers wird in Kap.III.5 beschrieben.

### III. 4 Das optische System

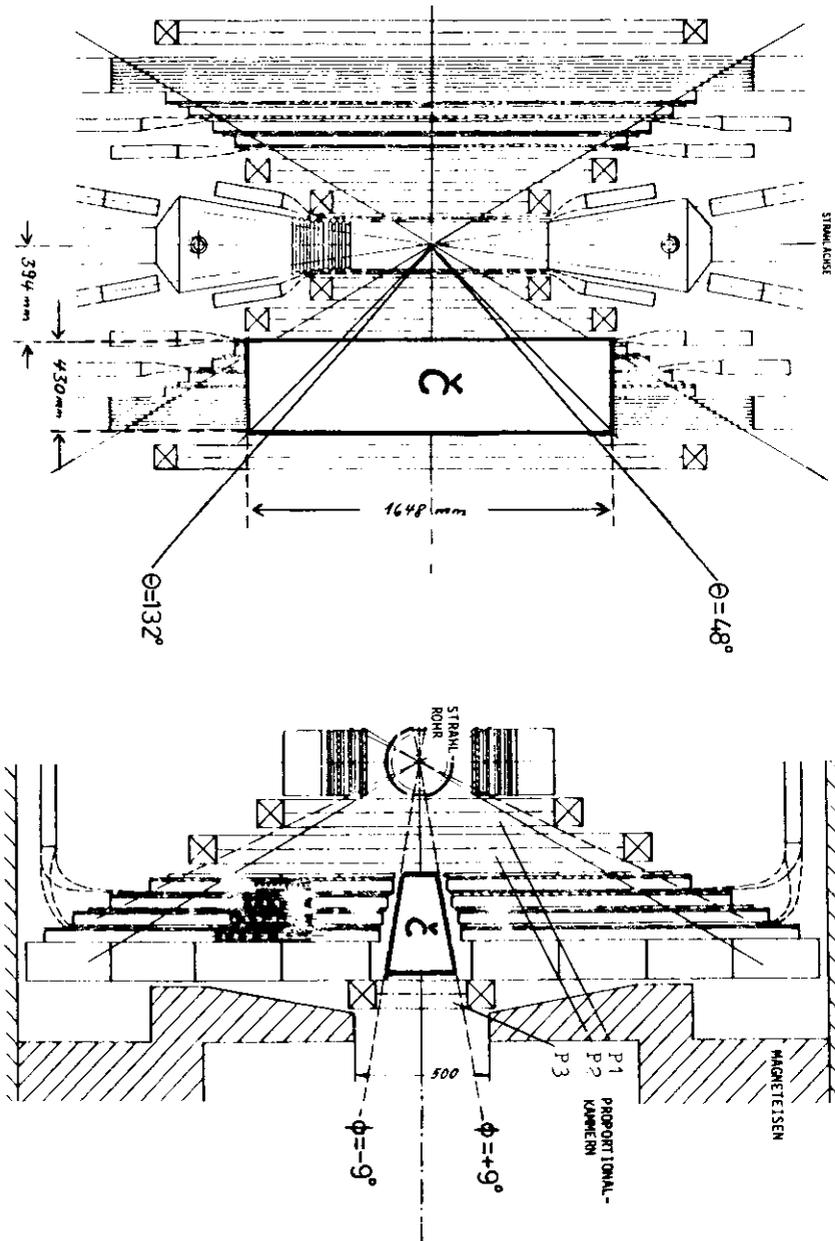
#### III. 4.1 Grundprinzip der Optik

Bei der Konstruktion des optischen Systems wird davon ausgegangen, daß die nachzuweisenden Teilchen vom Wechselwirkungspunkt des Speicherringes DORIS in einem definierten Bereich starten und im Čerenkovzähler unter kleinen Winkeln  $\theta_c$  von der Teilchenbahn Licht aussenden. Man kann deshalb zur Lichtsamm-  
lung Ausschnitte aus rotations-ellipsoiden Spiegeln so einsetzen, daß der eine Brennpunkt des Spiegels am Ort des Wechselwirkungspunktes und der andere auf dem Kathodenfenster des Photomultipliers liegt.

Sogenannte Reflexionstü-  
ten vor den Photomultipliern können nur bedingt angebracht werden, da das Licht in einem sehr großen Winkelintervall auf die Kathode fällt.

In Abbildung 7 ist das Prinzip des optischen Systems dargestellt. Da der Zähler symmetrisch zu einer Ebene senkrecht zur DORIS-Strahlachse ist, wird in

Abb 6 Schnitt durch den DASP-Innendetektor mit Čerenkovzähler (auf einer Seite)  
a. in der Ringebene (angegeben sind die Grenzwinkel der Magnetaakzeptanz )  
b. senkrecht zum Strahl



einem horizontalen Schnitt nur eine Hälfte der Optik betrachtet.

Die angegebenen Maße sind Innenmaße, sie sind so gewählt, daß Teilchen innerhalb der geometrischen Magnetakzeptanz erfaßt werden.

Die optische Achse z' (durch die Brennpunkte der ellipsoiden Spiegel) wird optimal gewählt aufgrund der Anforderungen an die Akzeptanzeigenschaften des optischen Systems einerseits und die Lage der Photomultiplier andererseits. Sie ist um den Winkel  $\pi - \alpha$  gegen die Strahlachse geneigt. Da die Photoröhren einschließlich der magnetischen Abschirmung einen Mindestabstand zu der Proportionalkammer P2 (Abb.7) nicht unterschreiten dürfen, sind sie um den Winkel  $\beta + \frac{\pi}{2}$  gegen die optische Achse geneigt. Der Mittelpunkt des Photomultiplierfensters und damit die numerische Exzentrizität e des ellipsoiden Spiegels und seine Halbachsen a, b und c ( $e = \sqrt{b^2 - a^2}$ ,  $a=c$ ,  $b > a$ ) werden bestimmt durch folgende Anforderungen:

- 1) Licht von Čerenkovteilchen zwischen  $\theta = 48^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$  soll möglichst vollständig nachgewiesen werden.
- 2) Die minimale Radiatorlänge (Abstand Zählereingangsfenster-Spiegel) soll möglichst groß sein.
- 3) Die Tiefe des Detektors darf 430 mm nicht überschreiten.

In einem Monte-Carlo-Programm wurden die im Čerenkovzähler möglichen Teilchenrichtungen simuliert und die geometrischen Lichtsammleigenschaften von zwei optischen Systemen (im folgenden 'Optik 1' und 'Optik 2' genannt) untersucht: Der Teilchenstartpunkt ist gegeben durch den Wechselwirkungspunkt (WWP) des Speicherzuges. Da der WWP entlang der Strahlachse (y-Achse) auf 2 bis 3 cm ausgedehnt ist [9] und eine zusätzliche Verschiebung um  $\pm 3$  cm auftreten kann [10], wird in einem (x,y,z)-Koordinatensystem (x senkrecht zu Zeichenebene) der y-Achsenabschnitt als Parameter für die Optimierungsrechnungen gewählt.

Die Richtung der Teilchen wird im geforderten Winkelintervall mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators gleichverteilt gewürfelt. Entlang der Teilchenbahnen werden die Startkoordinaten der Čerenkovphotonen und ihre Richtung bei einem vorgegebenen Čerenkovwinkel  $\theta_c$  ebenfalls gewürfelt.

Die Reflexion am Spiegel erfolgt im transformierten System (x',y',z'), dem Ursprungs koordinatensystem des Ellipsoides.

Eine Verteilung der Photonen auf dem Eingangsfenster des Photomultipliers erhält man im Koordinatensystem (x<sub>i</sub>,y<sub>i</sub>,z<sub>i</sub>), wobei i die Kennzeichnung der getroffenen Röhre darstellt.

Die Brechung des Lichtstrahls in einem zusätzlichen Quarzfenster (s.Kap.III.4.2,III.4.3,V.3) wird dabei unter Benutzung der Fresnel-Formeln berücksichtigt.

Nimmt man zunächst als untere Grenze für die Reflexion an den Spiegeln einen Reflexionsfaktor  $R_{sp} = 0.85$  für den Wellenlängenbereich  $220 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$  (Empfindlichkeitsbereich gebräuchlicher Photomultiplier) an, vernachlässigt für die Rechnungen die Absorptionsverluste in Gas und Quarzdruckfenster und berücksichtigt die winkelabhängigen Reflexionsverluste  $R_F$  an Quarzdruck- bzw. Röhrenfenster, so erhält man nach Glg.3 die an der Kathode der Photomultiplier ankommende mittlere Anzahl der Čerenkovphotonen zu

$$N = \frac{2 \cdot \pi}{137} \cdot \left( \frac{1}{220 \text{ nm}} - \frac{1}{600 \text{ nm}} \right) \cdot R_{sp} \cdot (1 - R_F) \cdot l \cdot T_{geom} \cdot \sin^2 \theta_c$$

$$= 1320 \cdot (1 - R_F) \cdot T_{geom} \cdot \sin^2 \theta_c \quad [\text{cm}^{-1}] \quad (9)$$

Die Verluste der Photonen, die aus geometrischen Gründen die Kathode nicht erreichen, wird durch den Faktor  $T_{geom}$  beschrieben, l gibt die Weglänge im Radiatorgas an.



Abb. 8 Optik 1 (schematisch)

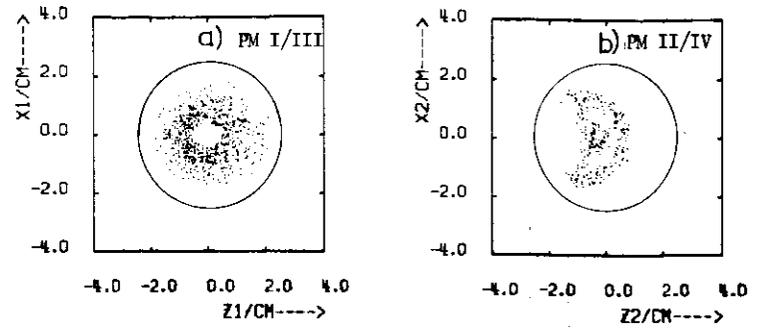
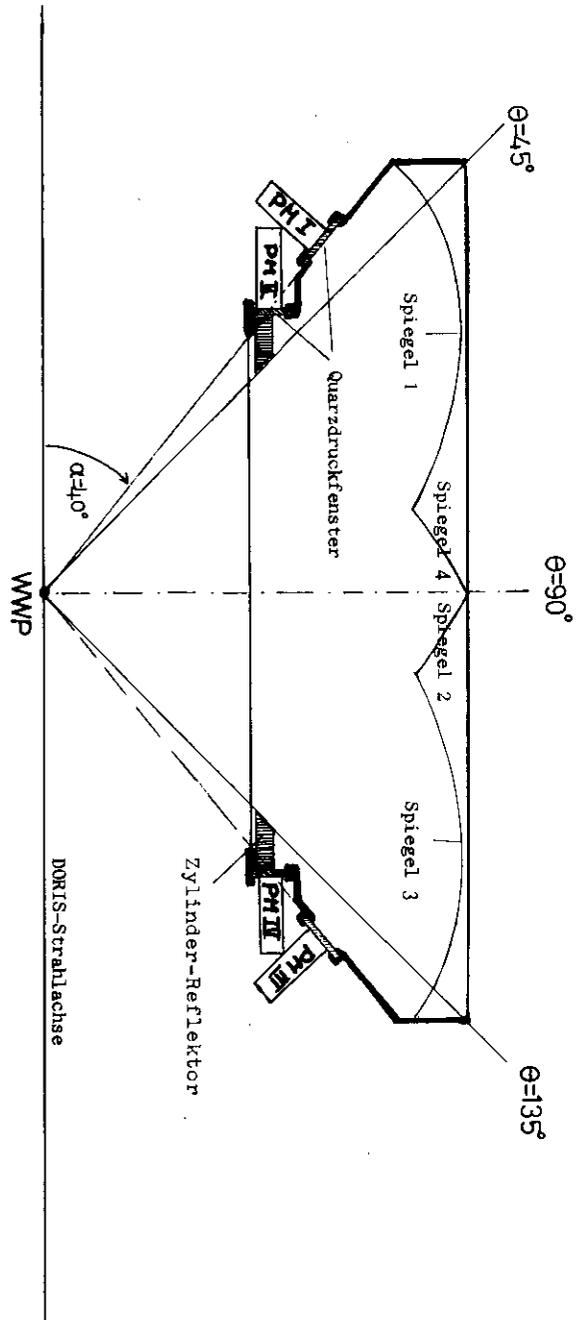


Abb 9 Verteilung der Photonen in der Kathodenebene bei  $\theta = 2^\circ$

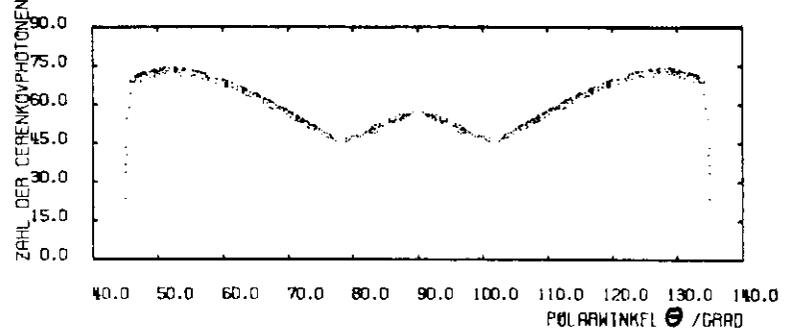


Abb.9C Winkelabhängige Lichtausbeute für  $\theta = 2^\circ$

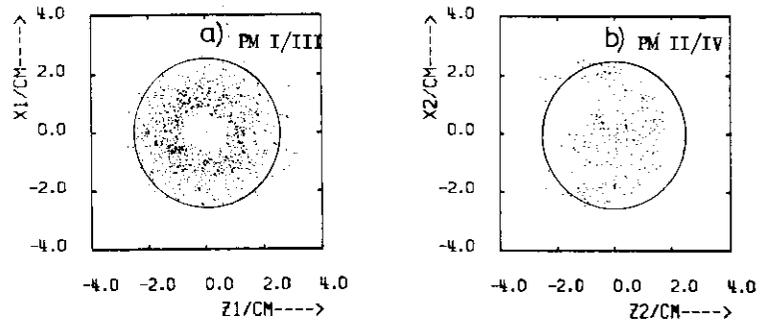


Abb. 10 Verteilung der Photonen in der Kathodenebene bei  $\theta = 5^\circ$

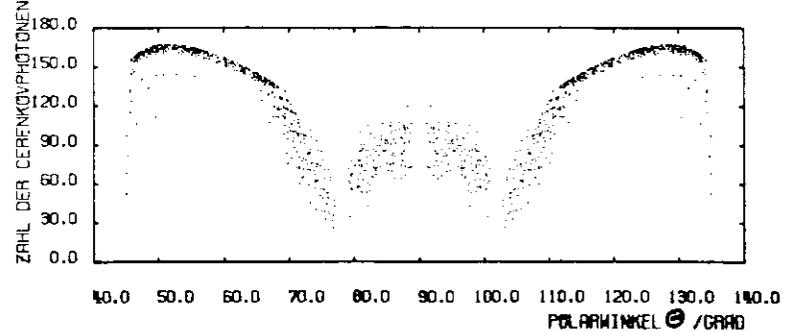
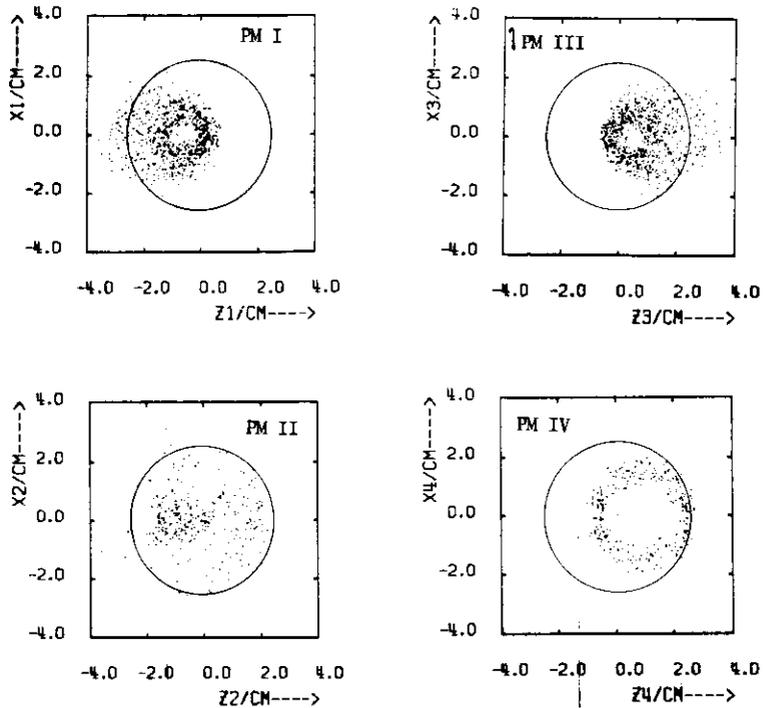


Abb.10C Winkelabhängige Lichtausbeute für  $\theta = 3^\circ$



Optik 1

Abb. 11 a Verteilung der Photonen in den Kathodenebenen bei einer WWP-Verschiebung um 2 cm ( $\Theta_z = 2^\circ$ )

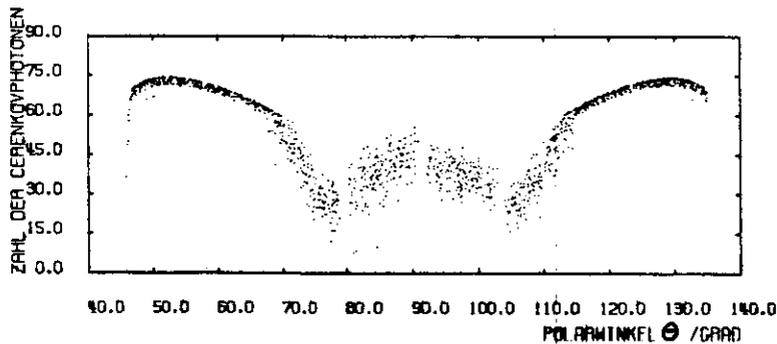


Abb. 11 b Lichtausbeute bei einer WWP-Verschiebung um -2 cm ( $\Theta_z = 2^\circ$ )

### III. 4. 3 Optik 2

Die in Abbildung 12 dargestellte Optik besteht aus zwei ellipsoiden Spiegeln (Halbachsen:  $a=459$  mm ,  $b=629$  mm ) und zwei 5"-Photomultipliern des Typs RCA 8854 [34] (minimale empfindliche Fläche der Kathode : ca.  $100$  cm<sup>2</sup> ) Für das konvexe Quarzdruckfenster wird eine Dicke von 10 mm angenommen(V.3).

Diese Optik hat, wie aus den Abbildungen 13 bis 15 zu entnehmen ist, auch bei größeren Čerenkovwinkeln noch recht gute Fokussiereigenschaften. WWP-Verschiebungen um  $y=-2$  cm vom Soll-WWP haben kaum Einfluss auf die Lichtsammlung. (Abb.14) Von Teilchen, deren Startpunkt um  $y=-4$ cm vom Soll-WWP abweicht , gelangen jedoch beim Durchgang durch die Zählermitte nur weniger als die Hälfte der erzeugten Photonen zur Photokathode. (Abb.15)

### III. 4. 4 Vergleich Optik 1 - Optik 2

Für Čerenkovwinkel bis zu  $\theta_c = 2^\circ$  und Abweichungen des Teilchenstartpunktes um weniger als 1 cm vom Soll-WWP ist Optik 1 vor allem durch den längeren Radiatorweg in der Zählermitte Optik 2 überlegen. Die große integrale Quantenausbeute der RCA C31000 (vgl.VII) ist ein weiterer Grund , sich unter obigen Voraussetzungen für Optik 1 zu entscheiden. Sind jedoch WWP-Verschiebungen um mehr als 1cm bis zu 4 cm unumgänglich, so kommt nur Optik 2 für die DASP-Čerenkovzähler in Frage.

Wird der Čerenkovzähler bei Čerenkovwinkeln  $\theta_c \geq 2.5^\circ$  betrieben, so erweist sich Optik 2 im Vergleich zu Optik 1 in jedem Fall als vorteilhafter.

Abb.12 Optik 2 (schematisch)

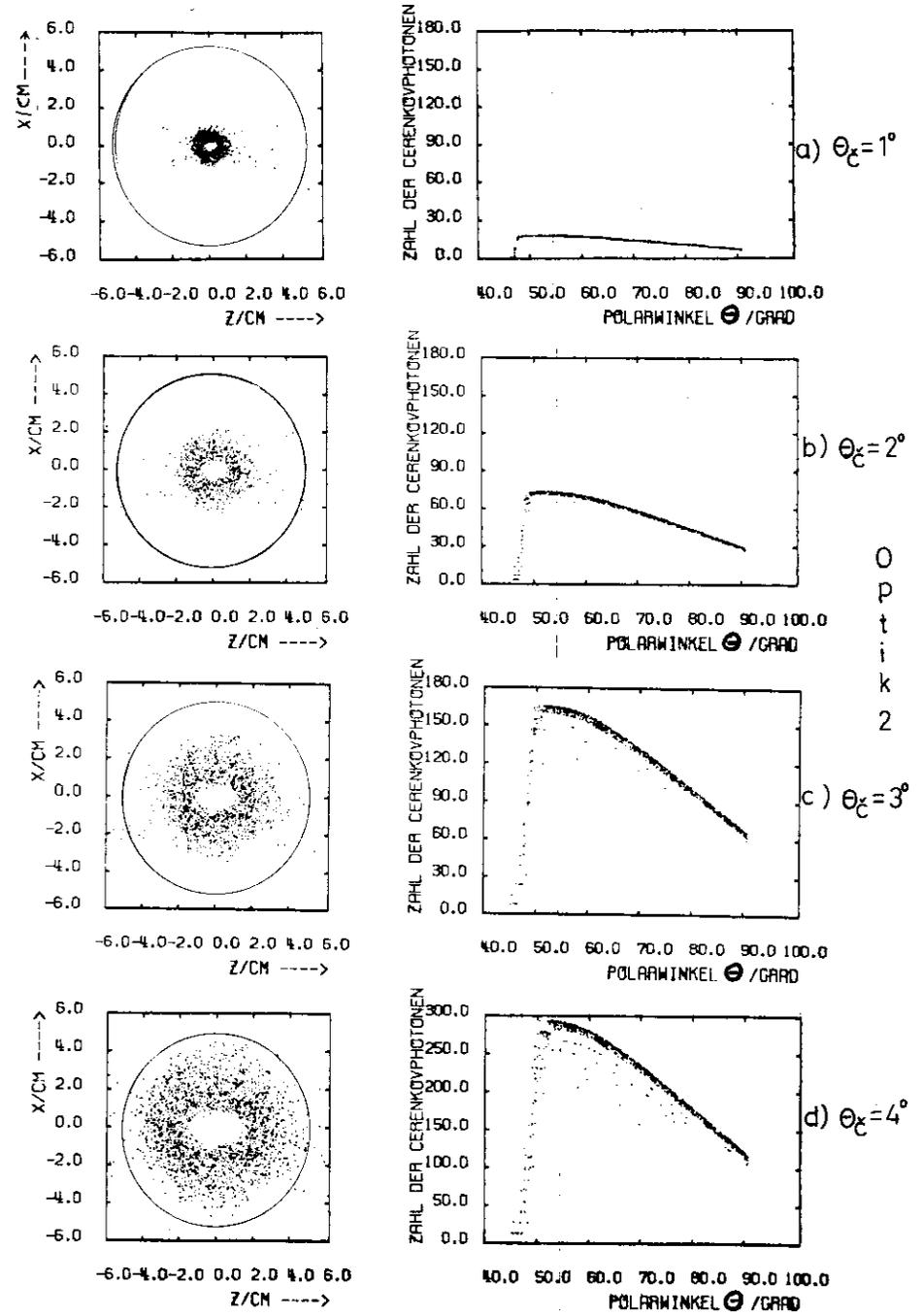
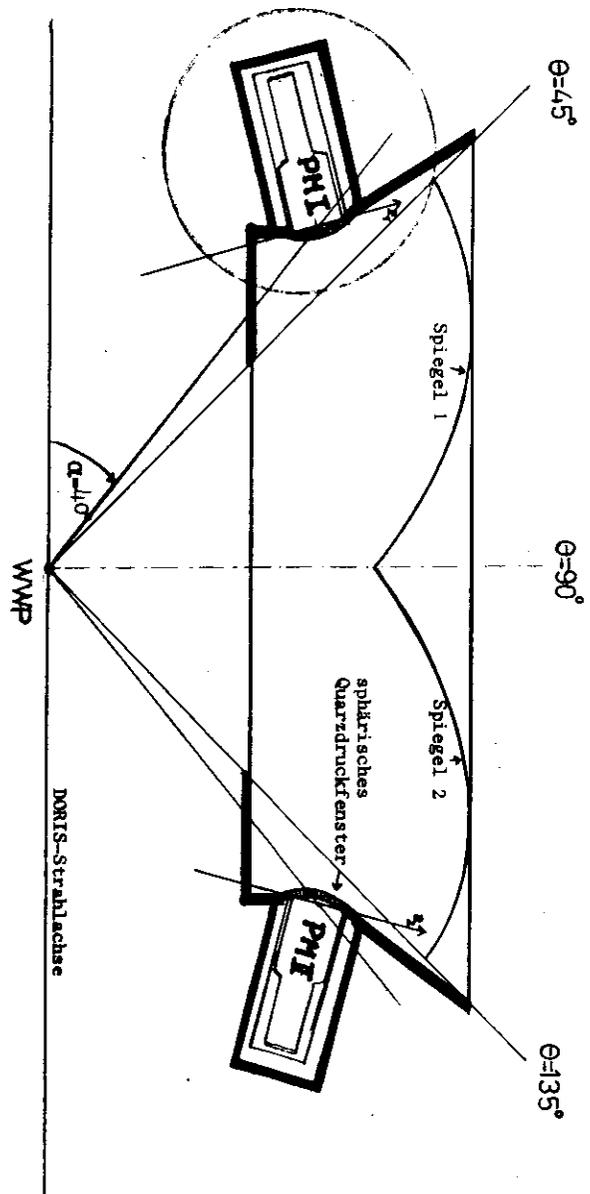


Abb.13

links: Verteilung der Photonen auf dem PM-Fenster

rechts: Lichtausbeute

III. 5 Elektronen-Čerenkovzähler für DASP

Beim Betrieb eines Elektronen-Čerenkovzählers mit den Gasen Freon 12, Isobutan oder Neopentan unter Atmosphärendruck (Kap.VI,IX) wird von hochenergetischen Elektronen ( $\beta=1$ ) Licht unter Čerenkovwinkeln  $\theta_c=2.7^\circ, 2.9^\circ, 3.4^\circ$  abgestrahlt, so daß (Kap.III.4.4) nur Optik 2 geeignet ist. In Abweichung von Abbildung 12 ist es jedoch möglich, die Photomultiplier ohne separate Druckfenster gasdicht in das Gehäuse einzukleben. Abbildung 16 zeigt die Anordnung der Spiegel und Röhren im Zählergehäuse. Das Čerenkovlicht wird direkt von den Spiegeln (Halbachsen:  $a=459\text{mm}, b=629\text{mm}$ ) auf die konvexen Eingangsfenster von zwei Photoröhren des Typs RCA 8854 (Kap.VII.1) fokussiert. Die Form und Größe der Abschirmzylinder (VII.1) ist in Abbildung 16 schematisch angedeutet, sie sind so ausgelegt, daß sie möglichst weit über die Photokathode hinausragen, aber die Lichtsammlung nicht beschränken.

Aus Konstruktionsgründen wird die Akzeptanz im Azimutwinkel auf  $\Delta\phi = \pm 8.4^\circ$  begrenzt. Abbildung 17 zeigt die Konstruktionszeichnung des Zählergehäuses. [52]

Einen räumlichen Eindruck des Zählergehäuses vermittelt Abbildung 18, in der mögliche Teilchenbahnen und Lichtstrahlen in einer Hälfte des Čerenkovzählers dargestellt sind.

Die Lichtausbeute des so konzipierten Elektronen-Čerenkovzählers wird für  $\theta_c = 3^\circ$  durch die Diagramme in Abbildung 19 beschrieben für Teilchen, die vom Soll-WWP unter den Winkeln  $(\theta, \phi)$  starten.

O  
p  
t  
i  
k  
2

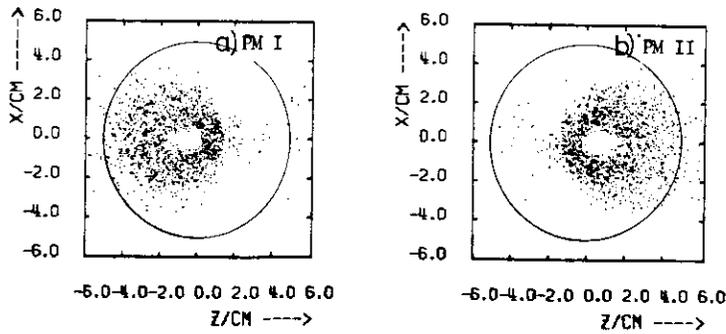


Abb.14 Verteilung der Photonen auf den Kathoden der PM-Röhren bei einer WWP-Verschiebung um -2 cm ( $\Theta_c=3^\circ$ )

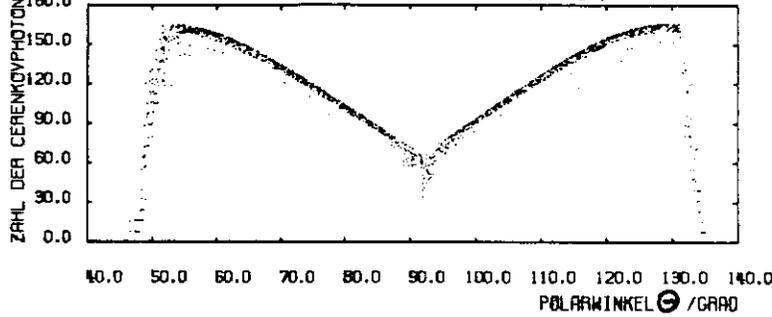


Abb.14 C Lichtausbeute bzw. Lichtsammlung bei einer WWP-Verschiebung um -2 cm ( $\Theta_c=3^\circ$ )

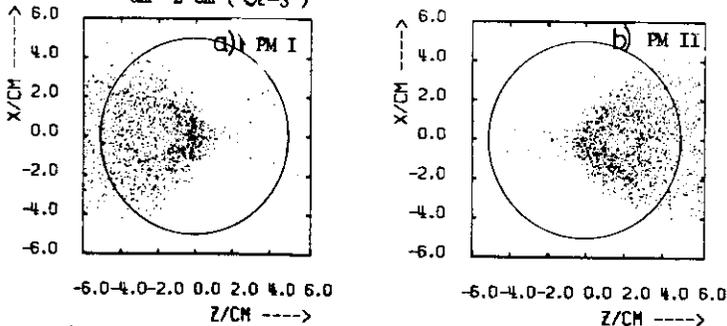


Abb.15 a,b Verteilung der Photonen auf den Kathoden der PM-Röhren bei einer WWP-Verschiebung um -4 cm ( $\Theta_c=3^\circ$ )

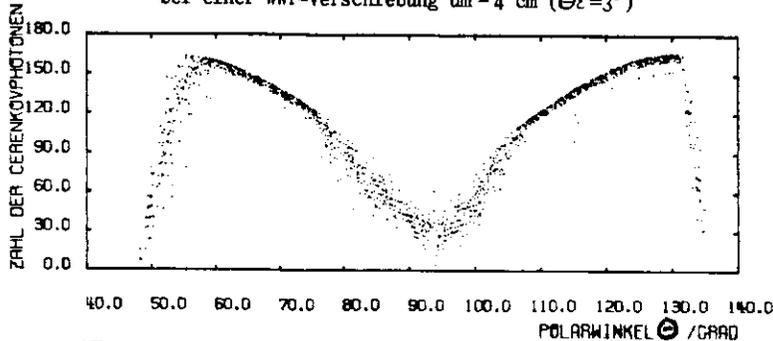


Abb.15 C Lichtausbeute bzw. Lichtsammlung bei einer WWP-Verschiebung um -4 cm ( $\Theta_c=3^\circ$ )

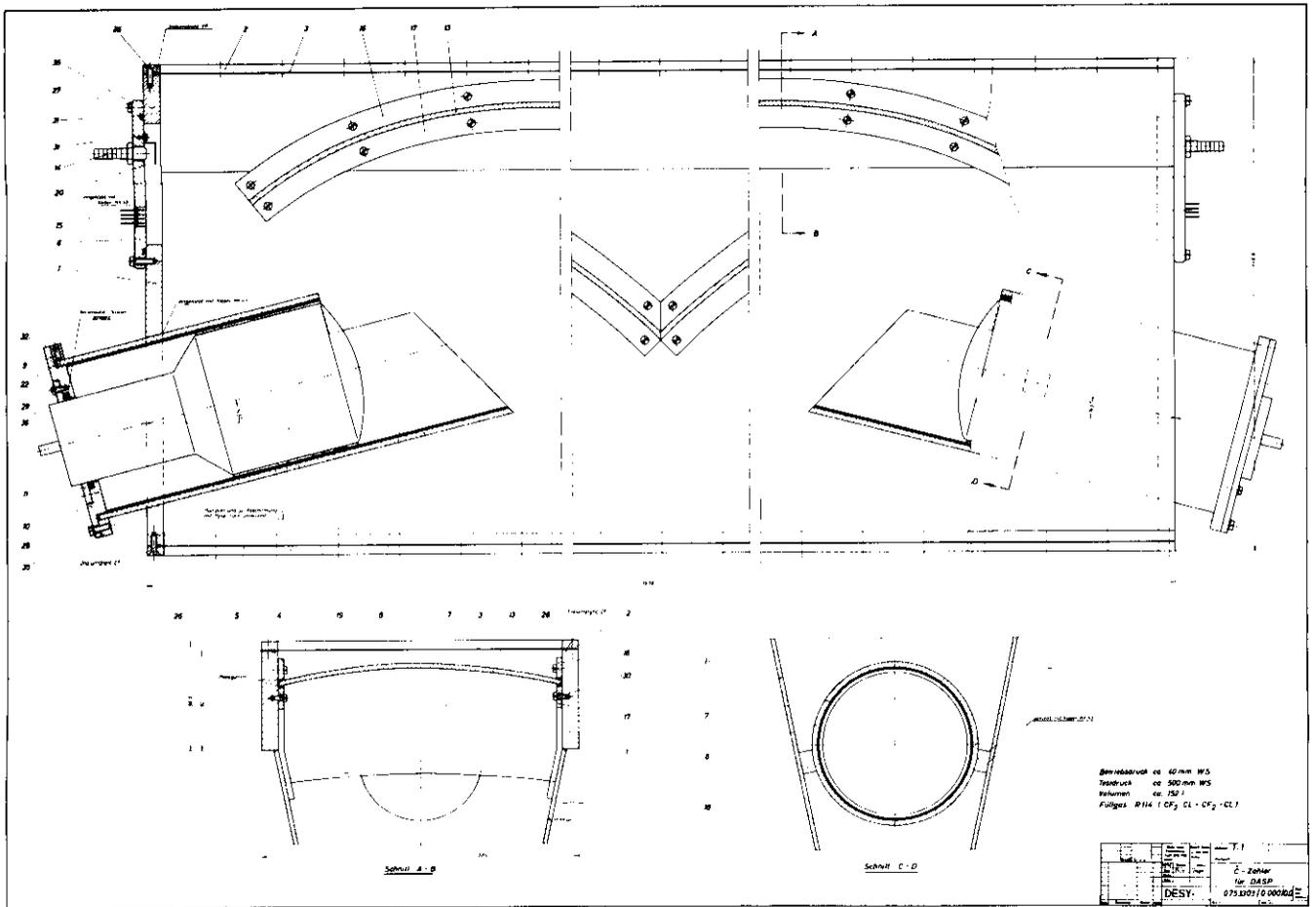


Abb. 17 Konstruktionszeichnung des DASP-Elektronen-Čerenkovzählers (II)

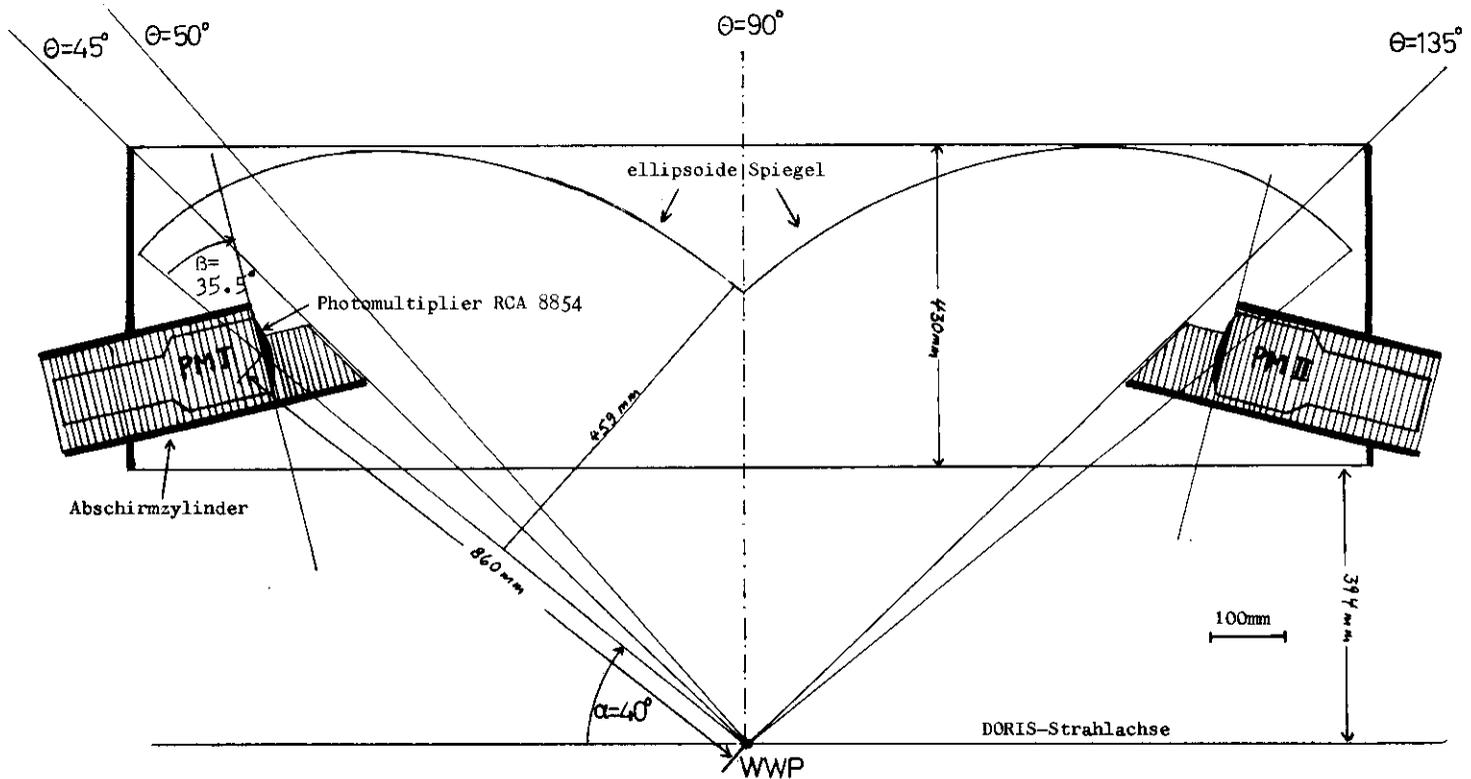


Abb. 16 Optik des DASP-Elektronen-Čerenkovzählers (Schnitt in der DORIS-Ringebene)

#### IV. Spiegelformen aus Plexiglas

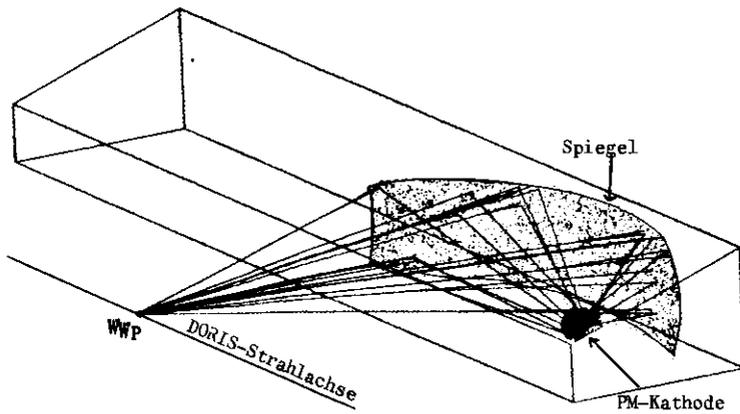


Abb. 18 Computerdarstellung möglicher Teilchen- und Lichtbahnen im DASP-Elektronen-Cerenkovzähler

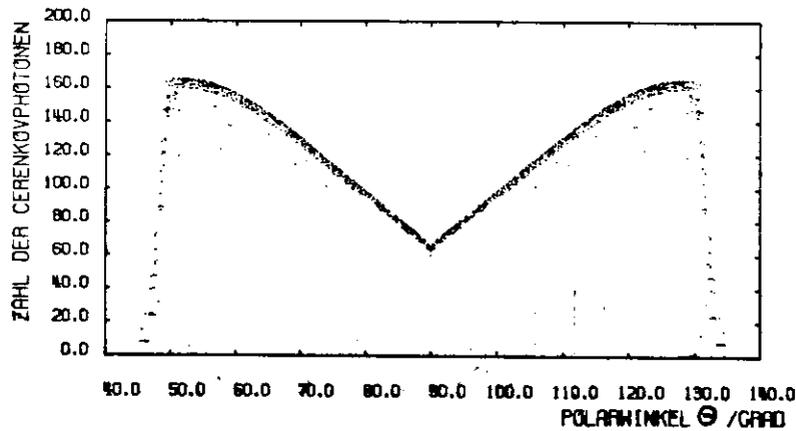
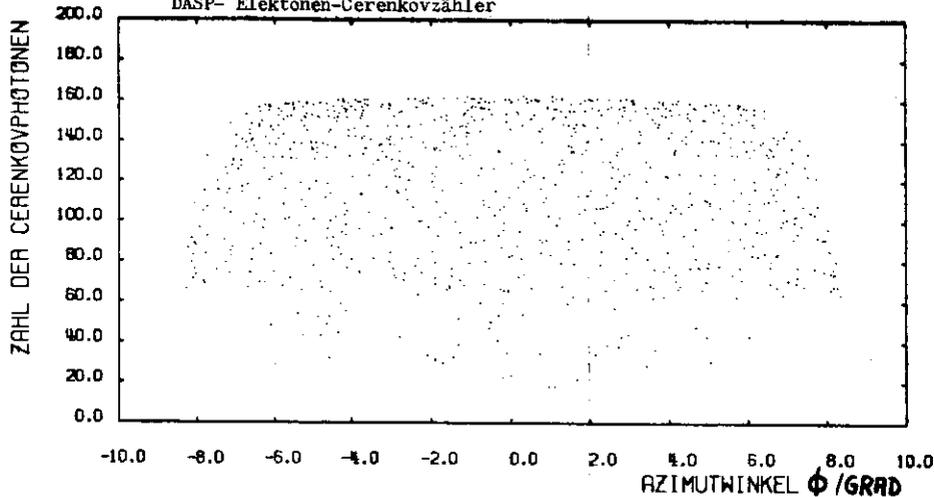


Abb. 19 Lichtausbeute als Funktion der Teilchenrichtung im DASP-Elektronen-Cerenkovzähler



Sphärische und ellipsoide (oder elliptische) Spiegelformen können aus Plexiglas durch thermoelastische Umformung hergestellt werden. Eine Plexiglasplatte wird zwischen eine massive Aluminiumplatte und einen dem gewünschten Spiegelprofil entsprechenden Flansch eingeklemmt. (Abb.20) In einem Ofen wird das Plexiglas dann in erwärmter Luft auf eine Temperatur von ca.150°C aufgeheizt, da hierbei ein maximaler Umformgrad der Plexiglasscheibe gewährleistet ist. [1] Bei dieser Temperatur wird Preßluft (bzw. Stickstoff) zwischen die Grundplatte und die Plexiglasscheibe geblasen, bis die Höhe der Plexiglasform der gewünschten Brennweite eines Kugelspiegels oder der gewünschten Kappe eines Rotationsellipsoides entspricht. Beim Abkühlen der Form kann eine sich einstellende Schrumpfung durch Regulierung des Druckes weitgehend ausgeglichen werden. Das im Čerenkovzähler nötige Spiegelstück wird aus der fertigen Form auf einer Fräsbank ausgeschnitten, nachdem das Formstück zuvor in nicht eingespanntem Zustand bei einer Temperatur von ca.70°C "spannungsfrei" getempert wurde. Bei der Wahl der Materialstärke muß beachtet werden, daß die Reckung des Plexiglases beim Umformen eine zum Scheitel der Form zunehmende Verjüngung der Dicke bewirkt. Bei der Herstellung eines halben Rotationsellipsoides (Drückhöhe=kleine Halbachse) ergibt sich nach [1] und eigenen Messungen im Scheitel ein Wert von 0.3 x Glasstärke, so daß Materialdicken von 6mm eine ausreichende Festigkeit des Formstücks garantieren.

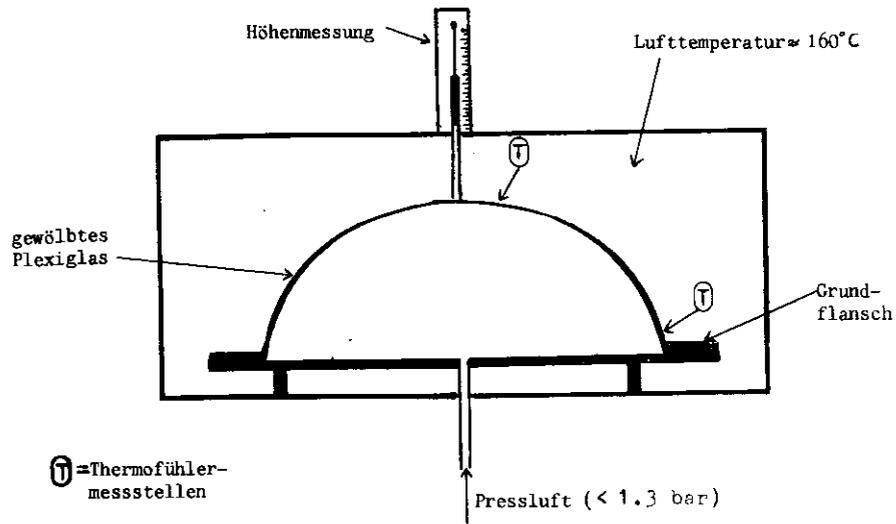


Abb.20a Ofen zur Herstellung der Plexiglas-Spiegelform

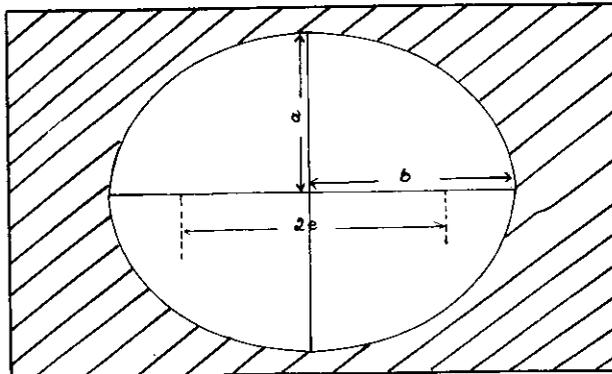


Abb. 20 b Grundflansch zum Drücken der Spiegelform

In Tabelle IV1 sind die gem<sup>e</sup>trischen Maße der (Flansch-) Grundformen und die Drückhöhen für die ellipsoiden Spiegel der in Kap.III beschriebenen optischen Systeme und des in Kap.VII beschriebenen Test-Elektronenzählers aufgeführt. (Bei der Angabe der Innenmaße für die Formen ist die Materialstärke des Plexiglasses berücksichtigt.)

Tab.IV1: Maße des Grundflansches zur Herstellung der Plexiglasformen

	Materialstärke [mm]	Halbachsen [mm]		Drückhöhe [mm]
		kleine-a	große-b	
<u>Optik 1</u>				
Spiegel1und4	6	461	635	458
Spiegel2und3	5	405	655	110
<u>Optik 2</u>				
Spiegel1und2	6	465	635	462
<u>Optik für Testzähler</u>	5	293	451	70

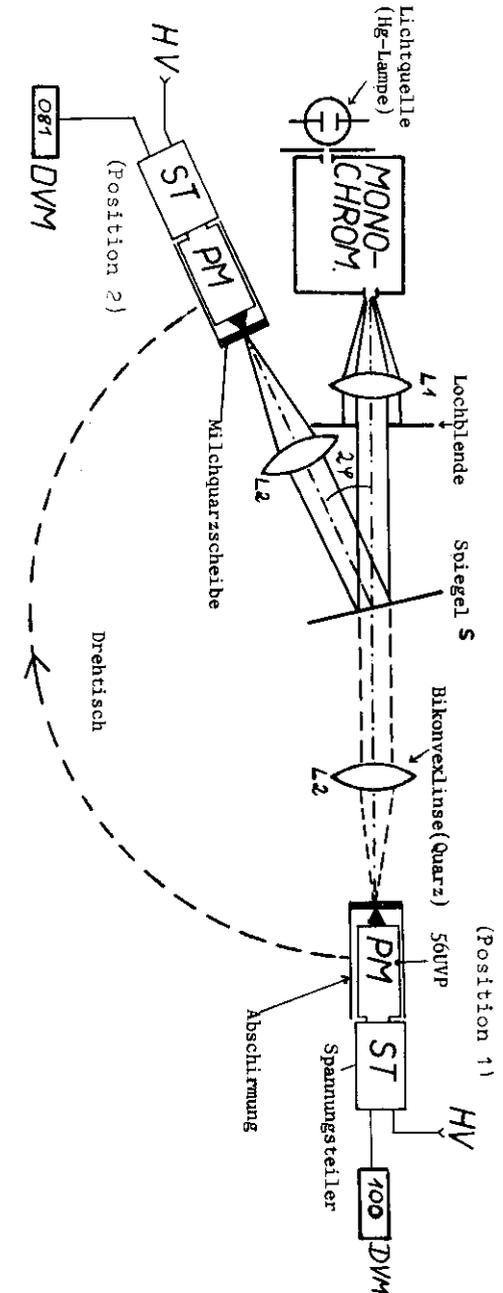
### V. Untersuchungen zur Optik

Bei der Auswahl aller optischen Elemente ist darauf zu achten, daß möglichst viele Čerenkovphotonen zu den Photomultipliern gelangen. Der in einem Čerenkovzähler ausnutzbare Spektralbereich des Čerenkovlichtes wird primär durch die Absorptionseigenschaften des verwendeten Radiatorgases bestimmt. (vgl. Kap. VI) Hat das Gas auch im UV-Bereich noch gut Transmissionseigenschaften, so ist man darum bemüht, den UV-Anteil des Čerenkovlichtes mit zu erfassen. Hierzu ist es erforderlich, Spiegel mit hohem Reflexionsgrad (Kap. V.2) herzustellen, die das Licht auf auch im Ultravioletten empfindliche Photomultiplier (Kap. VII) werfen. Ist das Čerenkovzählergehäuse durch Quarzdruckfenster abgeschlossen, so muß mit Hilfe eines optischen Kontaktmittels für einen guten Lichtkontakt zwischen Quarzdruckfenster und Photomultiplier gesorgt werden. (Kap. V.4)

#### V. 1 Meßanordnung für Transmissions- und Reflexionsmessungen

Zur Messung der Spiegelreflexion und der Transmission von verwendeten Quarz- und Plexiglas-Lichtleitern wurde eine einfache Anordnung auf einer optischen Bank aufgebaut, wie sie in Abbildung 21 dargestellt ist. Das Licht einer gepulsten Quecksilberniederdrucklampe trifft auf das Eingangsfenster eines Monochromators (Hersteller: Bausch und Lomb). Hinter dem Ausgangsspalt des Monochromators wird das Licht parallelisiert mittels der bikonvexen Quarzlinse L1 und mit der Linse L2 auf eine Milchquarzglasscheibe fokussiert. Diese Scheibe sorgt dafür, daß das Licht den Photomultiplier diffus trifft, um so eine ungleichmäßige Empfindlichkeit der Kathode auszugleichen. Der Spannungsteiler des Photomultipliers

Abb. 21 Anordnung auf der optischen Bank



VALVO 56UVP ist so ausgelegt, daß bei einer festen Hochspannung (HV) die Photomultiplier-signale proportional zur einfallenden Lichtintensität sind. Mit dem einem Digitalvoltmeter vorgeschalteten RC-Glied werden die Lichtpulse geglättet und an einem regelbaren Lastwiderstand auf einem bestimmten Spannungswert normiert. Bei Transmissionsmessungen wird der Probekörper S zwischen L1 und L2 gebracht; der Transmissionswert kann direkt am DVM abgelesen werden.

Die Genauigkeit einer Transmissionsmessung wird begrenzt

1. durch Abweichungen von einer idealen Proportionalität zwischen Lichtintensität und Signalamplitude,
2. durch eine Abhängigkeit der Kathoden-Empfindlichkeit vom Lichteinfallsort, die durch Einbau eines Milchglases reduziert werden konnte.

Die unter 1. und 2. genannten Fehlerquellen konnten durch Messung an Probekörpern mit bekanntem Transmissionsgrad T auf den relativen Fehler  $\frac{\Delta T}{T} \approx 0.02$  abgeschätzt werden.

Für Reflexionsmessungen muß zwischen absoluten und relativen Messungen des Reflexionsgrades R unterschieden werden: 1. Relativmessung des Reflexionsgrades:

Der Lichtdetektor wird um eine Achse (senkrecht zur Zeichenebene) gedreht. Der Drehwinkel und die Neigung der Spiegelebene gegen die einfallenden Lichtstrahlen sind so eingestellt, daß der Reflexionswinkel am Spiegel  $\varphi < 30^\circ$  ist. Durch Austausch der Spiegel können so Vergleichsmessungen durchgeführt werden. (Genauigkeit  $\frac{\Delta R}{R} \approx 0.02$ )

2. Absolutmessung des Reflexionsgrades: Die Intensität des am Probespiegel reflektierten Lichtes wird in Position 2 gemessen und auf die

in Position 1 gemessene absolute Lichtintensität normiert. Die wegen des unterschiedlichen Strahlenganges in Position 1 und Position 2 auftretenden Meßfehler erhöhen den relativen Fehler einer solchen absoluten Messung gegenüber einer Relativmessung auf  $\frac{\Delta R}{R} \approx 0.04$

Da die gesamte Anordnung mit einer Quarzoptik ausgerüstet ist, können genügend intensive Quecksilberlinien folgender Wellenlängen eingestellt werden:

$$\lambda = 253.6\text{nm}, 312.6\text{nm}, 365\text{nm}, 404.7\text{nm}, 435.8\text{nm}, 546.1\text{nm}$$

Die in Kapitel V.4 beschriebenen Transmissionsmessungen an optischen Kontaktmitteln wurden mit dem kommerziellen Spektralphotometer UV 137 der Firma Perkin durchgeführt. Dieses Gerät erfaßt den Wellenlängenbereich zwischen 200nm und 700nm.

## V. 2 Aluminiumspiegel

Aluminium hat in einem weiten Spektralbereich sehr gute Reflexionseigenschaften und eignet sich wegen seiner guten chemischen Beständigkeit als Spiegelmetall besonders gut.

Eingehende Untersuchungen von Hass et.al. [12] haben ergeben, daß der erzielbare Reflexionsgrad im kurzwelligeren Ultravioletten (UV) in starkem Maße von den Herstellungsbedingungen der Aluminiumschicht abhängt. Die besten Ergebnisse werden erzielt, wenn

- reinstes Aluminium (99,99%)
- bei hohem Vakuum ( $< 10^{-5}$  mmHg)
- auf möglichst kalte Unterlage ( $T < 50^{\circ}\text{C}$ )
- bei senkrechter Inzidenz der Dampfstrahlen aufgedampft wird.
- Die Aluminiumschicht darf nicht zu dick sein (optimale Dicke bei Plexiglas  $\approx 1000 \text{ \AA}$ )
- und muß möglichst schnell aufgedampft werden ( $\approx 250 \text{ \AA Dicke/s}$ )

Die hohe Sauerstoffaffinität des Aluminium führt dazu, daß sich <sup>ein</sup> Aluminiumspiegel sofort an der Luft mit einer ca. 20 - 30  $\text{ \AA}$  dicken Oxidschicht überzieht, die sehr fest haftet und so einen Schutz für die Aluminiumschicht darstellt. In feuchter Luft werden die Aluminiumoxidschichten wesentlich dicker als die an trockener Luft entstehenden [13], was zu einer merklichen Reflexionsminderung im UV führt. Eigene Messungen bestätigen die am CERN [14] gemachten Untersuchungen an mit Aluminium bedampften Spiegeln. Es zeigt sich, daß der Reflexionsgrad von aluminiumbedampften Plexiglasspiegeln im UV schon nach kurzer Zeit stark abnimmt. (Abb. 22)

Durch Aufdampfen einer Schutzschicht aus  $\text{SiO}_2$  oder  $\text{MgF}_2$  unmittelbar nach dem Aufbringen der Aluminiumschicht kann die Ausbildung der absorbierenden Oxidschicht verhindert werden. Während  $\text{SiO}_2$  mit einer sogenannten Elektronenkanone aufgebracht werden muß, kann die  $\text{MgF}_2$ -Schicht aus einem Molybdän-Schiffchen aufgedampft werden. [15]

Der Reflexionsgrad von Aluminiumspiegeln mit einer  $\text{MgF}_2$ -Schutzschicht (ca. 250  $\text{ \AA}$  dick) für bei CERN hergestellte Spiegel ist in Abbildung 23a dargestellt. Abbildung 23b zeigt das Reflexionsverhalten von bei der Firma Heraeus bedampften Spiegeln. [16]

Auch die Beschaffenheit der Oberfläche (Politur, Sauberkeit) hat vor allem im Bereich kurzer Wellenlängen starken Einfluß auf die gerichtete Reflexion, was bei Verwendung von relativ weichem Plexiglas als Trägermaterial besondere Vorsicht bei der Oberflächenreinigung erfordert.

Die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens R vom Einfallswinkel des Lichtes am Spiegel kann berechnet werden [17] und ist in Abbildung 24 für senkrecht und parallel polarisiertes Licht der Wellenlänge

$\lambda = 436 \text{ nm}$  dargestellt.

Obwohl das Čerenkovlicht linear polarisiert ist, gibt es keine ausgezeichnete Polarisationsrichtung in Bezug auf die Fokalebene. Da die Einfallswinkel sämtlich kleiner als  $50^{\circ}$  sind, kann als mittlerer Reflexionskoeffizient der für senkrechten Lichteinfall angegebene Wert (hier:  $R=0,92$ ) verwendet werden.

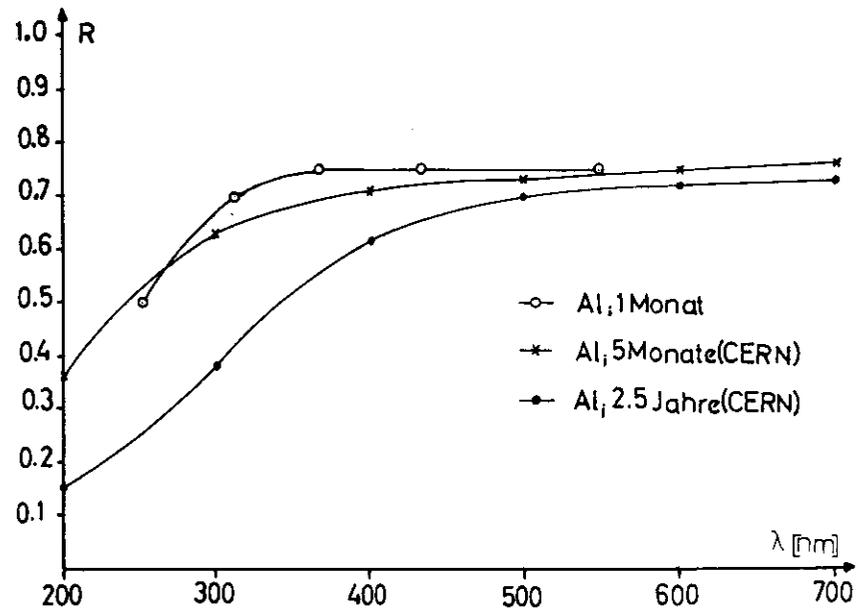


Abb. 22 Reflexionsvermögen von Aluminiumspiegeln

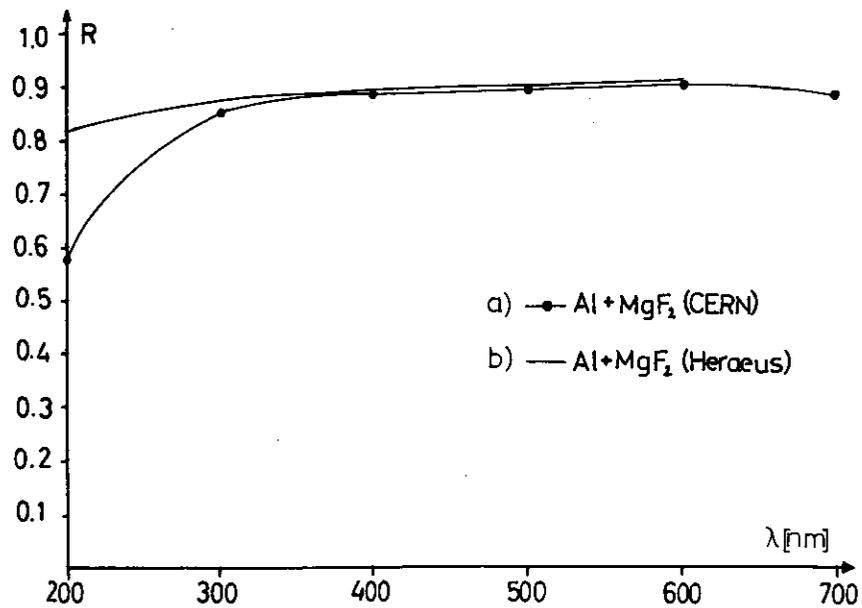


Abb. 23 Reflexionsgrad von aluminisierten Plexiglas-  
spiegeln mit MgF<sub>2</sub>-Schutzschicht

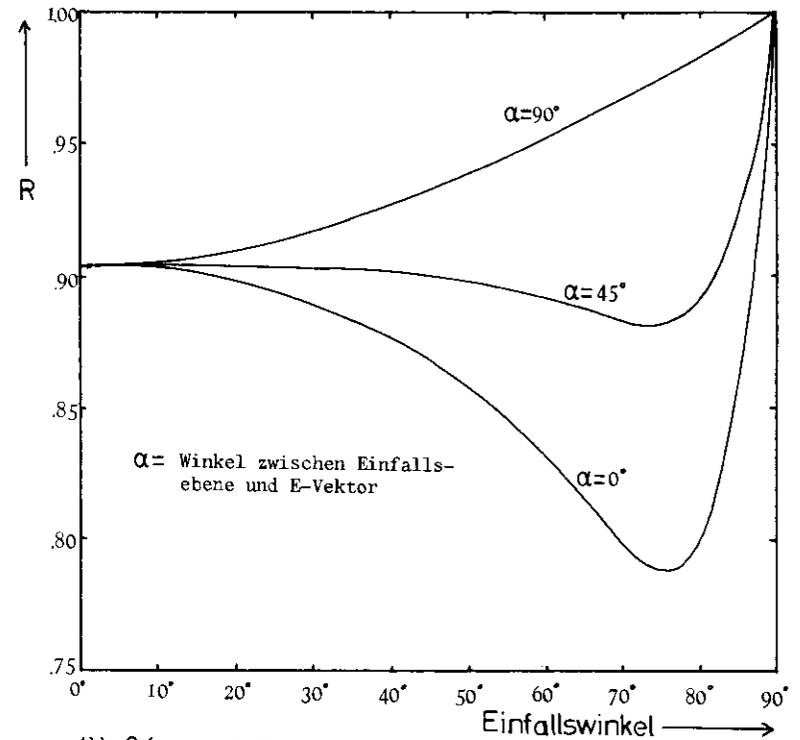


Abb. 24 Reflexionsvermögen R von Aluminium für linear polarisiertes Licht der Wellenlänge  $\lambda = 436 \text{ nm}$

V. 3 Quarzfenster und -adapter

Quarzglas weist gegenüber Silikatgläsern besonders gute Durchlässigkeit in allen Wellenlängenbereichen auf.

Ist D die direkt meßbare optische Durchlässigkeit einer Glasplatte einschließlich der Reflexion R an den beiden Grenzflächen bei senkrechtem Lichteinfall, so gilt:

$$D = (1 - R)^2 \cdot T \quad ; \quad R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2$$

wobei T die Reintransmission und n der Brechungsindex des Glases sind.

Abbildung 25b zeigt die Durchlässigkeit für das Quarzglas 'Synsil' der Westdeutschen Quarzschmelze, Geesthacht, bei einer Dicke von 10 mm. [18]

In Abbildung 25a ist die Durchlässigkeit des Quarzglases 'Suprasil' der Firma Heraeus, Hanau, dargestellt, das im UV eine extrem gute Transmission aufweist. [19]

Betrachtet man die Transmissionseigenschaften des Frontfensters des Photomultipliers RCA 8854 [14] (Abb. 25c), so sieht man, daß das Quarzglas 'Synsil' den spektralen Empfindlichkeitsbereich dieses Photomultipliers nicht beschneidet. Nur bei Verwendung des im UV sehr empfindlichen Photomultipliers RCA C31000M (Kap. VII.1) empfiehlt es sich, ein Quarzglas des Typs 'Suprasil' auszuwählen.

Die erforderliche Mindestdicke t einer planen Quarzdruckplatte, die in einem Überdruck-Čerenkovzähler eingebaut wird, hängt von dem Maximaldruck p [bar] des Betriebsmediums sowie dem Durchmesser q [cm] der Quarzplatte ab und kann durch folgende halbempirische Formel beschrieben werden [20]:

$$t = (.00265 \cdot (p-1) \cdot \left(\frac{q}{2}\right)^2)^{1/2} \quad [\text{cm}]$$

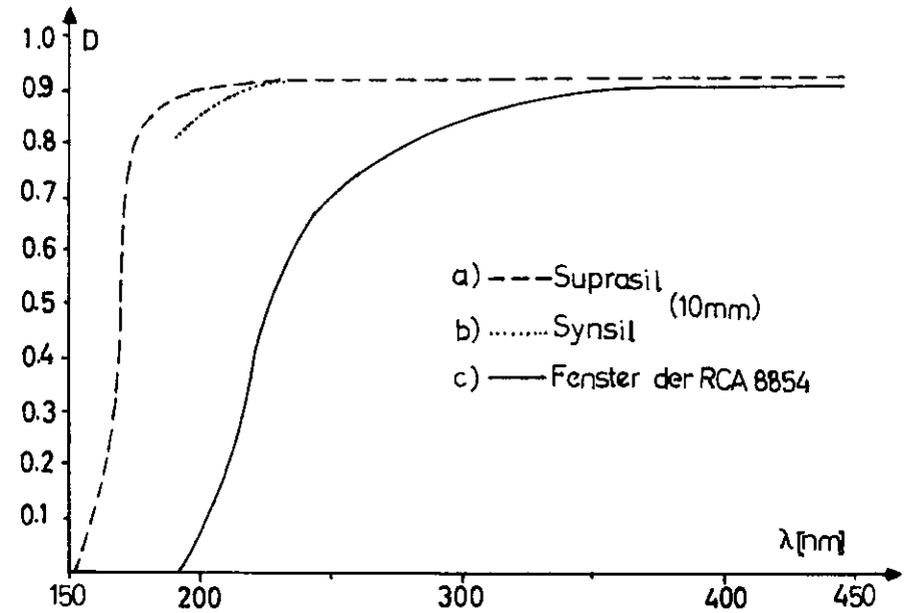


Abb. 25 Optische Durchlässigkeiten der Quarzgläser Synsil und Suprasil sowie des Frontfensters der RCA 8854

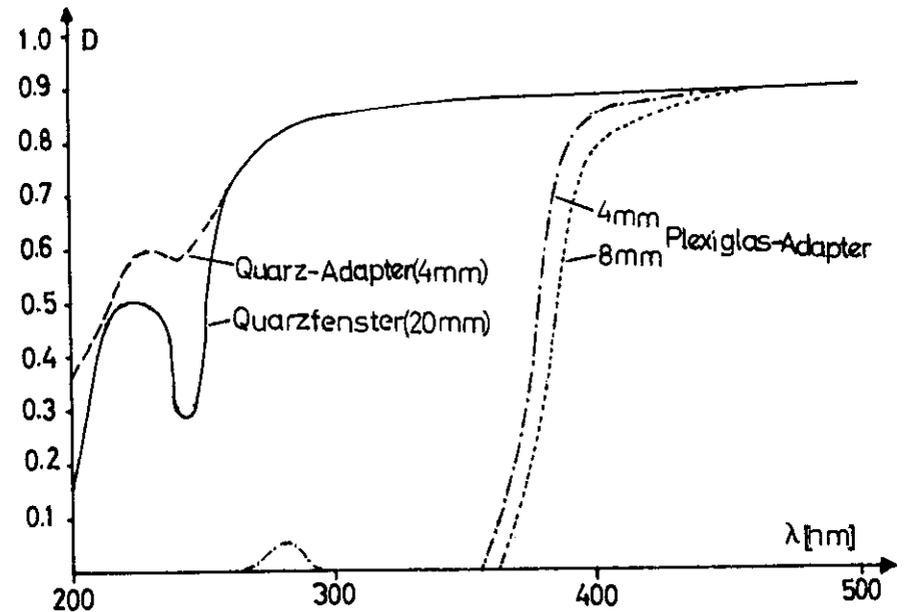


Abb. 26 Durchlässigkeit der für die Testmessungen (vgl. Kap. VIII) verwendeten Gläser

Werden Photomultiplier mit konvexen Eingangsfenstern verwendet, kann ein in [21] beschriebenes 10 mm dickes, sphärisches Quarzdruckfenster benutzt werden, das einem Druck von mehreren bar standhält und so eingebaut werden kann, daß in einem großen Winkelintervall Licht auf die Photokathode gelenkt wird.

In den in Kapitel VIII beschriebenen Test-Elektronen-Čerenkovzähler wurden Quarzfenster, Quarzadapter bzw. Plexiglasadapter eingebaut, deren optische Durchlässigkeit gemessen wurde und in Abbildung 26 dargestellt ist.

#### V. 4 Optische Kontaktmittel

Um einen guten Lichtkontakt zwischen Quarzdruckfenster, evtl. Adapter und dem Photomultiplier zu haben, ist die Verwendung eines optischen Kontaktmittels nötig, das

1. gute Transmissionseigenschaften auch im UV besitzt und
2. möglichst den gleichen Brechungsindex wie Quarzfenster, -adapter und Multiplierfenster hat.

Es wurden die folgenden optischen Kontaktmittel untersucht:

1. Dow Corning 20-057 Silikonfett [22]
2. SISS 1.7 [24]
3. Silopren Paste E AC-VP (Bayer) [25]
4. Dow Corning 200 fluid Silikonöl  
(Viskosität: 2500000 cSt) [22]
5. Wacker I/4698 AK500000  
Silikonöl [23]

Die Transmission der fünf optischen Kontaktmittel wurde mit dem UV-Spektrometer UV137 der Firma Perkin Elmer in einem Wellenlängenbereich von 200 bis 700 nm gemessen. Der Meßfehler des Spektralphotometers wird vom Hersteller angegeben zu 2%.

Die Probe wurde in eine 0.1 mm Dünnschichtküvette gebracht und glatt gestrichen (vgl. Abb. 27).

Der für eine Referenzmessung störende Deckel der Küvette konnte weggelassen werden, da die genannten Fette und Öle eine hohe Steifigkeit besitzen und während der Messung nicht auslaufen.

Als Referenz diente eine leere Küvette, so daß direkt die Reintransmission T gemessen werden konnte. Wegen des Unterschieds im Brechungsindex zwischen Quarzküvette und Probe treten in Referenz- und Probenstrahl verschiedene spiegelnde Reflexionen

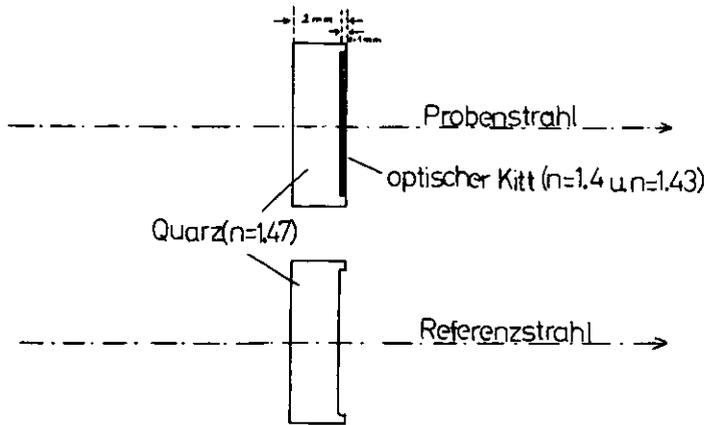


Abb. 27 Anordnung im Küvettenraum Perkins UV137-Spektrographen

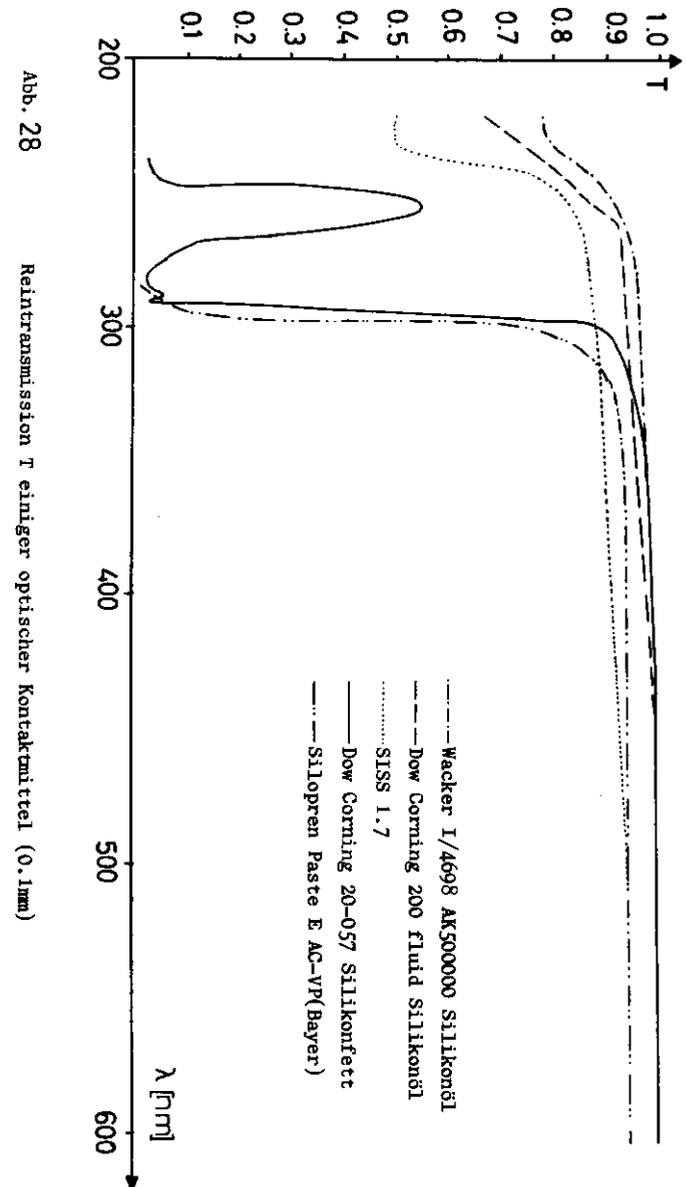
auf. Die Abweichungen sind für alle Meßproben kleiner als 1%. Bei genau bekanntem Brechungsindex kann jedoch stets ein korrigierter Wert für die Reintransmission angegeben werden.

Abb. 28 zeigt die gemessenen Transmissionen der oben genannten optischen Kontaktmittel.

Die Brechungsindices der optischen Kitte, des Quarzglases 'Synsil' und des Eingangsfensters des Photomultipliers RCA 8854 sind in Abbildung 29 zusammengefaßt.

Werden zwei Quarzplatten ( $n=1.47$ ) mit Hilfe eines Kittes in optischen Kontakt gebracht, so ergibt sich an den beiden Grenzflächen der in Abbildung 30 dargestellte Reflexionsverlust für senkrechten Lichteinfall. Der Totalreflexionswinkel  $\alpha_{\text{grenz}}$  ist angegeben für den Übergang vom optisch dichteren in das optisch dünnere Medium.

Da die auftretenden Reflexionsverluste für alle untersuchten optischen Kitte kleiner als 0.1% sind, ist für die Auswahl eines geeigneten Kontaktmittels allein sein (Rein-) Transmissionsverhalten sowie



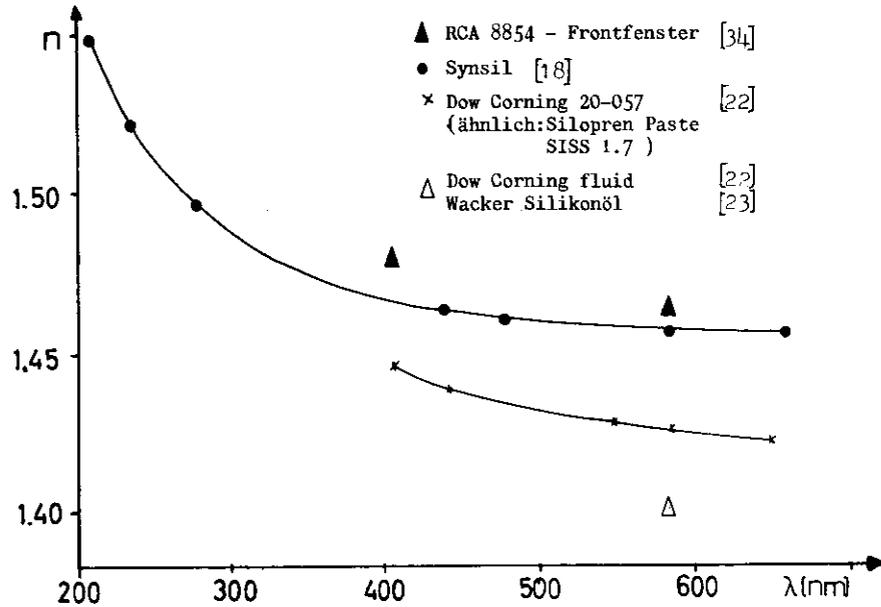


Abb. 29 Brechungsindices einiger optischer Kontaktmittel, des Quarzglas 'Synsil' und des Frontfensters des Photomultipliers RCA 8854

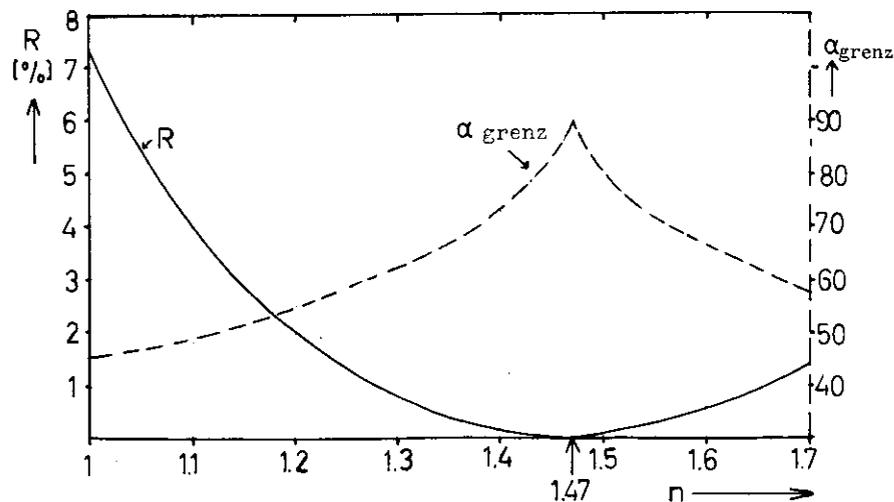


Abb. 30 Spiegelnde Reflexion R (senkrechter Lichteinfall) und Totalreflexionswinkel  $\alpha_{\text{grenz}}$  am optischen Kitt, der sich zwischen zwei Quarzoberflächen befindet ( $\lambda \approx 500\text{nm}$ )

seine Handhabung entscheidend. Zum Gebrauch in Čerenkovzählern kommen deshalb vorwiegend die Silikonöle Dow Corning fluid 200 und Wacker I/4698 mit sehr guter UV-Transmission in Frage.

Die hohe Viskosität dieser Öle macht eine Abdichtung des optischen Kontaktes kaum erforderlich.

Faltet man das Čerenkovlichtspektrum mit der spektralen Empfindlichkeit des verwendeten Photomultipliers, der Transmission des Quarzdruckfensters und der Transmission einer 0,2mm dicken Schicht (realistischer Wert bei guter Paßgenauigkeit der Kontaktflächen) eines optischen Kontaktmittels, so ist ein dem Erfordernis angepaßter Vergleich der optischen Kette möglich. Tabelle VI zeigt einen solchen Vergleich bei Verwendung einer RCA 8854 (spektrale Quantenausbeute wie in Kap. VII.1) und eines 'Synsil'-Quarzfensters. Die Lichtausbeute bei Verwendung verschiedener Kontaktmittel ist auf einen für das Silikonfett Dow Corning 20-057 errechneten Wert normiert.

Tabelle VI Čerenkovlichtausbeute in einem System mit dem Photomultiplier RCA 8854, dem Quarzglas 'Synsil' und der Verwendung verschiedener optischer Kette

	normierte Lichtausbeute
Dow Corning 20-057	1
SISS 1.7	1.26
Silopren Paste	0.7
Dow Corning fluid	1.6
Wacker I/4698	1.7

VI. Radiatorgase

Die Wahl des Radiatorgases ist festgelegt durch den erforderlichen Brechungsindex beim Betrieb des Elektronen- und Pionen-Čerenkovzählers. Da der DASP-Elektronenzähler (III.5) aus technischen Gründen nur bei Atmosphärendruck betrieben werden kann und ein Pionenzähler für einen geringen Maximaldruck ausgelegt sein muß, kommen nur Gase mit extrem hohem Brechungsindex in Frage.

In Tabelle VI 1 sind verfügbare Daten einiger Čerenkovgase mit hohem Brechungsindex angegeben. Unter der Annahme, daß sich die angegebenen Gase unterhalb der kritischen Temperatur für Drucke bis zum Dampfdruck wie ideale Gase<sup>\*)</sup> beschreiben lassen, gilt mit dem Lorentz-Lorenz-Gesetz (II.1) für Brechungsindizes  $(n-1) < 10^{-2}$  mit einer Genauigkeit von  $< 0.2\%$  die Näherung

$$(n-1) \sim \frac{p}{T} \quad (10)$$

p: Druck  
T: Temperatur

Die allgemeinen Tabellen und speziellen Arbeiten ([7], [8], [26] bis [30]) entnommenen Daten des Brechungsindex sind mit der Beziehung (10) auf eine Temperatur von 25°C und einen Druck von 1 bar umgerechnet. Die Werte sind für eine Wellenlänge

$\lambda = 546 \text{ nm}$  angegeben. Aufgrund der Dispersion ist der Brechungsindex  $n(\lambda)$  für kleinere Wellenlängen jedoch größer. Für den Bereich maximaler, meßbarer Lichtintensität zwischen 250 nm und 350 nm kann zum Beispiel für Butan nach [26] ein mittlerer Brechungsindex  $n = 1.00132$  extrapoliert werden.

<sup>\*)</sup> Ein Vergleich mit Berechnungen nach den Zustandsgleichungen von Beattie-Bridgeman [26] zeigt eine Abweichung im Brechungsindex, die hier vernachlässigt werden kann.

Tabelle VI 1 : Brechungsindex, Dichte, Siedepunkt, kritische Temperatur, kritischer Druck, Dampfdruck, Strahlungslänge und Absorptionskante einiger Čerenkovgase mit hohem Brechungsindex.

Gas	Formel	$(n-1) \cdot 10^4$ 25°C, $\lambda = 546 \text{ nm}$	Dichte [g/l] 0°C	Siede- punkt [°C]	krit. Temp. [°C]	krit. Druck [bar]	Dampf- druck [bar]	Strahlungs- länge [cm <sup>-2</sup> ]	$\lambda_{T/2}$ [nm]
Äthylen	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	6.59	1.26	-103.7	9.7	50.8		44	≈ 200
Methylchlorid	C <sub>2</sub> H <sub>3</sub> Cl	7.06	2.307	-24	143	65.8	5.18		218
Freon 12	C <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	10.8	4.93		112	42.9	5.8	24	225
Freon 13	C <sub>2</sub> ClF <sub>3</sub>	7.2	4.26	-81.5	28.9	39.4	32.4	27.2	197
Propan	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	9.9	2.009	-42.1	95.5	43	8.7	45	188
Butan	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	12.73	2.668	-0.5	152	37.4	2.17		223
Isobutan	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CH	"	2.646	-11.7	136	36	3.21		182
Pentan	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	15.421 15.661 16.21	(2.79)	+36.1	197	33.3	0.56		
Neopentan	(CH <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> C	(17.5)		+9.5	160	31.6	1.34		≈ 220
Chloroform	CHCl <sub>3</sub>	(3.25)		+61.2	263				
Tetrachlor- kohlenstoff	C <sub>2</sub> Cl <sub>4</sub>	(6.32)		+76.8	283	44.9			

Dies ist eine Abweichung von 0.05% vom Tabellenwert, deren Berücksichtigung kaum Einfluß auf das Verhalten eines Schwellen-Čerenkovzählers hat und für den DASP-Elektronenzähler ( $\beta=1$ ) nach Glg.8 eine um maximal 4% erhöhte Lichtausbeute bedeutet.

$\lambda_{T/2}$  gibt die Wellenlänge an, bei der die Transmission in einer 1 m langen Gasstrecke bei 1 bar und 0°C auf 50% abgesunken ist. [31], [32]

Oberhalb  $n=1.001$  eignen sich aufgrund ihrer thermischen Eigenschaften nur die Gase Freon 12, Isobutan und Neopentan für den DASP-Elektronen-Čerenkovzähler.

Für Isobutan ist mit einem Čerenkovwinkel  $\theta_c=3^\circ$  die in Abb.19 dargestellte Lichtausbeute zu erwarten. Berücksichtigt man die stärkere Lichtabsorption in Freon 12 und Neopentan, so liegt die Lichtausbeute beim Betrieb mit Freon 12 um ca.20% tiefer im Vergleich mit Isobutan und beim Betrieb mit Neopentan um ca.30% höher.

Die Verwendung von Isobutan und Neopentan im Pionenzähler ist bei Zimmertemperatur nur bedingt möglich. Der angegebene Dampfdruck [26], [30], [51] gibt die obere Grenze des einstellbaren Druckes an.

Die somit minimal mögliche Impulsschwelle zum Nachweis von Pionen und seine Abhängigkeit vom Druck wird für verschiedene Gase in Kap.IX abgeschätzt.

VII. Photomultiplier

VII. 1 Auswahlkriterien und Herstellerangaben

Zum Nachweis des Čerenkovlichtes werden Photomultiplier benötigt,

- deren spektrale Empfindlichkeit sich bis in das UV-Gebiet erstreckt
- die eine Photokathode mit hoher Quantenausbeute haben
- deren Kathodendurchmesser den geometrisch geforderten Maßen entsprechen
- die gute Verstärkungseigenschaften haben

Tabelle VII1 gibt die wichtigsten Herstellerangaben einiger UV-empfindlicher Photoelektronen-Vervielfacher wieder, die für den Einsatz in Čerenkovzählern mit den optischen Systemen Optik 1 (2"-Röhren) und Optik 2 (5"-Röhren) in Frage kommen.

Die Quantenausbeute  $\eta(\lambda)$  der Photokathoden ist das Verhältnis der emittierten Photoelektronen zu den einfallenden Photonen  $\frac{hc}{\lambda}$  und berechnet sich zu

$$\eta(\lambda) = \frac{S_K(\lambda) \cdot h \cdot c}{\lambda \cdot e \cdot 10^3} \quad (\text{Abb.31})$$

Die Angaben zur spektralen Empfindlichkeit  $S_K \left[ \frac{\text{mA}}{\text{W}} \right]$  sind Datenbüchern der Firmen RCA und VALVO [33] [34] entnommen.

Die Herstellerangaben der spektralen Empfindlichkeit sind meistens nur qualitative Orientierungsdaten und beruhen nicht auf monochromatischen Messungen an Röhrenexemplaren. Die Daten kommen durch Messung der Empfindlichkeit bei einer festen Wellenlänge, Extrapolation zu anderen Wellenlängen und Faltung mit der Transmission des Röhrenfensters zustande. [33] Unberücksichtigt bleibt dabei der

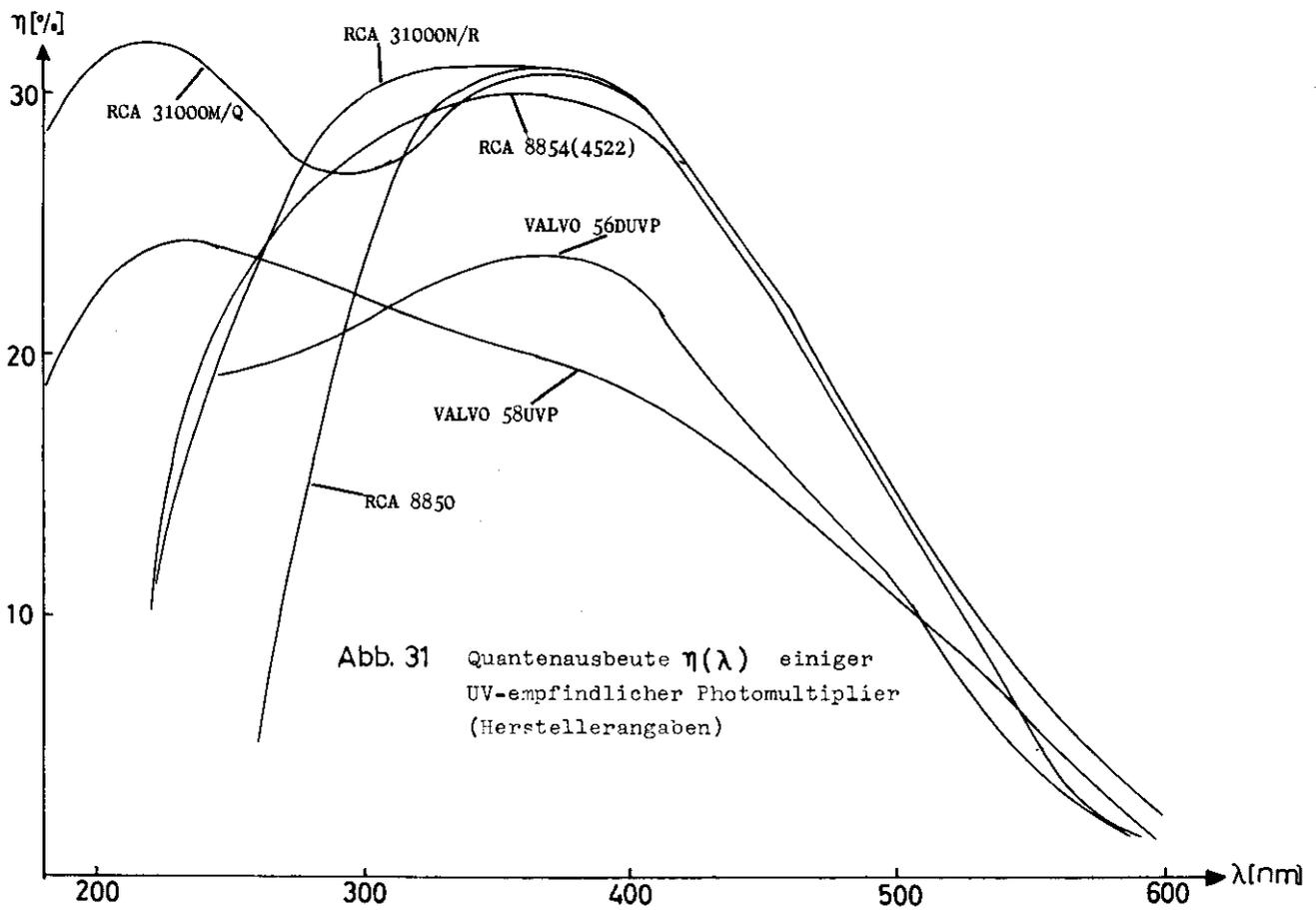


Tabelle VII1: Herstellerangaben gebräuchlicher Photomultiplier für Čerenkovzähler

	Valvo 58UVP	RCA 4522	RCA 8854	Valvo 56 DUVF	RCA 8850 RCA 31000M/Q RCA 31000N/R
Fenster	Quarz	Corning 9741	Corning 9741	Quarz	Pyrex Corn.7740 (8850) UV-durchl.Glas (31000N/R) Quarz (31000M/Q)
Photokathode: Material	SbCs	Cs-K-Sb	Cs-K-Sb	Cs-K-Sb	Cs-K-Sb
Durchmesser	min. 110mm	min. 114mm	min. 114mm	42mm min.	min. 43mm
Empfindlichkeit ( $\lambda=400\text{nm}$ )	60 mA/W	88mA/W	88 mA/W	75 mA/W	97 mA/W ( $\lambda=385\text{nm}$ )
Vervielfacher- system:					
Dynodenzahl	14	14	14	14	12
Stromverstärkung bei $U_B=2400\text{V}$	$10^8$	$2 \times 10^8$	$4 \times 10^8$	$3 \times 10^8$	$2 \times 10^8$

elektronenoptische Überföhrungsgrad  $F(\lambda)$  der Photoelektronen von der Kathode zu 1. Dynode.

$F(\lambda)$  nimmt zu kurzen Wellenlängen hin ab, da hier die transversale Geschwindigkeitskomponente der emittierten Elektronen sehr hoch sein kann. [35] Erheblichen Einfluß auf den Überföhrungsgrad haben neben der Form der Elektroden (Fokussierelektrode, 1., 2. Dynode) besonders die Verteilung der anliegenden Spannungen. Die in den Datenblättern angegebenen Spannungsverteilungen sollen (nach Herstellerangaben) einen optimalen Überföhrungsgrad  $F(\lambda)$  gewährleisten. Angaben über die Größe und die Wellenlängenabhängigkeit von  $F(\lambda)$  werden zu den hier aufgeführten Röhren nicht gemacht.

Für die Abschätzung der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Čerenkovzählers ist jedoch die Kenntnis der spektralen Anoden-Empfindlichkeit und damit des Überföhrungsgrades unerläßlich. Definiert man einen integralen Überföhrungsgrad  $F_{int}$  für den Nachweis von Čerenkov-Photonen der Verteilung  $N(\lambda)$ , so gilt für einen Photomultiplier mit der Quantenausbeute (Herstellerangabe)  $\eta(\lambda)$ :

$$F_{int} = \frac{\int (N(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \cdot F(\lambda)) d\lambda}{\int (N(\lambda) \cdot \eta(\lambda)) d\lambda} = \frac{N_{e,1.Dyn}}{N_{e,Kath}}$$

wobei  $N_{e,Kath}$  die Zahl der an der Kathode emittierten und  $N_{e,1.Dyn}$  die Zahl der auf die 1. Dynode gelangenden Photoelektronen bedeutet.

Für  $F_{int}$  werden von einigen Autoren [36] [37] für verschiedene Multiplier und Wellenlängenbereiche Werte angegeben, die zum Teil unter  $F_{int} = 0.3$  liegen.

Für die RCA 8854 und die VALVO 59 UVP wird der integrale Überföhrungsgrad als ein Ergebnis von Testmessungen in Kapitel VIII.4.3 abgeschätzt.

Der elektronenoptische Überföhrungsgrad und die Verstärkungseigenschaften werden durch äußere Magnetfelder stark beeinflusst, so daß die Photomultiplier durch hochpermeable zylindrische Metallabschirmungen (z.B. Mumetall [38]) eingehüllt werden müssen. Die erreichbare Abschirmung hängt von den Zylinderabmessungen, von der Stärke des Magnetfeldes sowie von der Frequenz und der Temperatur ab. Als Faustregel gilt, daß der Zylinder für eine optimale Abschirmung etwa um die Hälfte seines Durchmessers über die Außenfläche des Photokathodenfensters hinausragen muß. [39] [40]

## VII. 2 Statistik der Photomultipliersignale

In einem Photomultiplier werden durch einfallende Photonen auf die Photokathode Photoelektronen erzeugt, die über ein elektronenoptisches Fokussiersystem auf die 1. Dynode des Vervielfachersystems gelangen.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der Photoelektronen in der Photokathode erzeugt werden, kann mit einer Binomialverteilung beschrieben werden.

Sind  $N_e$  und  $N$  die Zahl der Photoelektronen bzw. Photonen, so ist die Quantenausbeute  $\eta = (N_e/N)$  der Mittelwert der Verteilung und  $\eta \cdot (1 - \eta)/N$  die Varianz.

Somit verteilt sich die Zahl der Photoelektronen um einen Mittelwert

$$\bar{N}_e = \eta \cdot N$$

mit der Varianz  $V = \eta \cdot (1 - \eta) \cdot N$

Ist  $\eta \ll 1$  so gilt  $\eta \cdot (1 - \eta) \cdot N \approx \bar{N}_e$  und die Erzeugung der Photoelektronen läßt sich mit einer Poisson-Verteilung beschreiben:

$$W(N_e, \bar{N}_e) = \frac{\bar{N}_e^{N_e}}{N_e!} \cdot e^{-\bar{N}_e} \quad (11)$$

Da die Quantenausbeute wellenlängenabhängig ist und der Überföhrungsgrad der Photoelektronen von der Kathode zur 1. Dynode durch einen Faktor  $F(\lambda)$  beröcksichtigt werden muß, folgt für die Zahl der an der 1. Dynode ankommenden Photoelektronen

$$\bar{N}_e = \eta(\lambda) \cdot F(\lambda) \cdot N \quad (12)$$

Das Impulshöhenspektrum der Anodensignale eines Photomultipliers ist nicht nur durch die statistische Verteilung der Photoelektronen bestimmt, sondern hängt auch von Verstärkungsschwankungen der Röhre ab. Untersuchungen [37] [41] [42] haben gezeigt, daß die relative mittlere quadratische Schwankung des Anodensignals  $A$  durch folgende Gleichung beschrieben werden kann:

$$\left( \frac{\Delta A^2}{A^2} \right) = \frac{1}{\bar{N}_e} \left( 1 + \frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_1} \frac{1}{(\sigma_{2..n} - 1)} \right) \quad (13)$$

wobei  $\sigma_1$ : Sekundäremissionskoeffizient der 1. Dynode

$\sigma_{2..n}$ : Sekundäremissionskoeffizient der 2. bis n-ten Dynode

bedeutet.

Am Ausgang des Photomultipliers mißt man also eine Poisson-Verteilung mit dem Mittelwert

$$\bar{m} = \frac{\bar{N}_e}{\left( 1 + \frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_1} \frac{1}{(\sigma_{2..n} - 1)} \right)} \quad (14)$$

Ein Vergleich der Photomultiplier RCA 8854 und VALVO 58 UVP macht deutlich, wie stark der Sekundäremissionskoeffizient der ersten Dynode das Impulshöhenspektrum der Anodensignale bestimmt. Die 58 UVP (14 Dynoden) hat bei einer Hochspannung  $U_B = 2400$  V eine Gesamtverstärkung  $V = 10^8$  und damit

einen mittleren Sekundäremissionskoeffizienten (SEK)

$$\sigma_{2..n} \approx \sigma_1 = \bar{\sigma} = 3.73$$

Nach Glg. 14 ergibt sich  $\bar{m} = 0.732 \bar{N}_e$

Für die RCA 8854 wird für die erste Dynode der in Abbildung 32 dargestellte SEK angegeben. [34]

Für eine Spannung Kathode-1. Dynode = 660 Volt (in den Firmenunterlagen [34] empfohlener Wert für optimale Pulshöhenaufölsung) erhält man  $\sigma_1 = 33$ . Bei einer Hochspannung  $U_B = 2400$  V beträgt die Gesamtverstärkung  $V = 1 \times 10^8$ . Hieraus läßt sich für die restlichen Dynoden ein SEK von 3.5 berechnen. Die Statistik der Photoelektronen, die auf die erste Dynode treffen, wird bei dieser Röhre durch die Anodensignale nahezu unverfälscht wiedergegeben:

$$\bar{m} = 0.96 \bar{N}_e$$

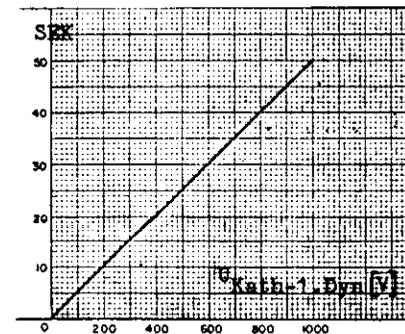


Abb. 32 Sekundäremissionskoeffizient der 1. Dynode des Photomultipliers RCA 8854 als Funktion der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode

Eine zur Beschreibung der Photomultipliereigenschaften nützliche Größe ist der globale Überföhrungsgrad

$$F_g = F_{int} \cdot VS$$

wobei

$$VS = \frac{\bar{m}}{\bar{N}_{e,1.Dyn}} = \frac{1}{\left( 1 + \frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_1(\sigma_{2..n} - 1)} \right)}$$

nach Glg. 14 die verstärkungsbedingte Verschmierung des Vervielfachersystems beschreibt. (VII.4.3)

VII. 3 Meß-Wirkungsgrad

Der Wirkungsgrad, d.h. die Wahrscheinlichkeit, einen ankommenden Lichtimpuls durch einen Photomultiplier nachzuweisen, ist im wesentlichen bestimmt durch die mittlere Anzahl der auf die erste Dynode treffenden Photoelektronen  $N_e$ .

Eine Verbreiterung des Photoelektronenspektrums, wie in VII.2 beschrieben, täuscht an der Anode einen kleineren Mittelwert  $\bar{m}$  der Poissonverteilung vor. Ist  $P(N_e)$  die Wahrscheinlichkeit, mit der die Elektronik einen Puls registriert, der zu  $N_e$  Photoelektronen gehört, so ist die Ansprechwahrscheinlichkeit bzw. der Wirkungsgrad der Meßvorrichtung gegeben durch:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \sum_{N_e=0}^{\infty} W(N_e, \bar{m}) P(N_e) \\ &= 1 - W(0, \bar{m}) - \sum_{N_e=1}^{\infty} W(N_e, \bar{m}) (1 - P(N_e)) \end{aligned} \quad (15)$$

Setzt man die Schwelle der Elektronik so, daß Pulse von  $N_0$  Photoelektronen nachgewiesen, Pulse von  $(N_0-1)$  Photoelektronen nicht registriert werden, so gilt

$$\begin{aligned} P(N_e) &= 0 \quad \text{für } N_e \leq N_0 - 1 \\ P(N_e) &= 1 \quad \text{für } N_e \geq N_0 \end{aligned}$$

und mit Glg.11 und Glg.15 folgt:

$$\epsilon = 1 - e^{-\bar{m}} - \sum_{N_e=1}^{N_0-1} \frac{\bar{m}^{N_e}}{N_e!} e^{-\bar{m}} \quad (16)$$

Ist die Schwelle der Elektronik sehr klein, so kann man näherungsweise schreiben:

$$\epsilon = 1 - e^{-\bar{m}} \quad (17)$$

VIII. Testmessungen mit einem Elektronenzähler

Ein Gasčerenkovzähler eines bei DESY mehrfach verwendeten Typs [53] wurde so umgebaut, daß die aus Planspiegel und parabolischem Reflektor bestehende Optik durch einen ellipsoiden Spiegel ersetzt werden konnte. Testmessungen in einem Elektronenstrahl des BESY-Synchrotrons wurden durchgeführt, um

1. die Ansprechwahrscheinlichkeit des so konzipierten Zählers zu testen,
2. die Lichtausbeute im Hinblick auf das in Kap.V beschriebene Reflexions- und Transmissionsverhalten der optischen Komponenten zu studieren,
3. einen Vergleich der Empfindlichkeit und des Zählverhaltens der Photomultiplier RCA 8854 und VALVO 58 UVP zu liefern.

VIII. 1 Beschreibung des Zählers

VIII. 1. 1 Zählergehäuse (Abb.33)

Der Zähler besteht aus einem 1 m langen zylindrischen Rohr und einem Zählerkopf, in dem das im Radiator erzeugte Čerenkovlicht mit einem sphärischen Spiegel auf die Kathode eines Photomultipliers fokussiert wird. Der Photomultiplier ist hinter einer 20 mm dicken Quarzdruckscheibe, die den Zähler überdruckfähig abschließt, und einem plankonkaven Quarz- bzw. Plexiglasadapter montiert. Die Zylinderrohre sind innen mit Araldit geglättet und mit Aluminium verspiegelt [43]. Die Ein- und Austrittsfenster für den Teilchenstrahl bestehen aus 500µm dicken geschwärzten Mylarfolien.

Der maximale Betriebsdruck beträgt 4.35 bar.

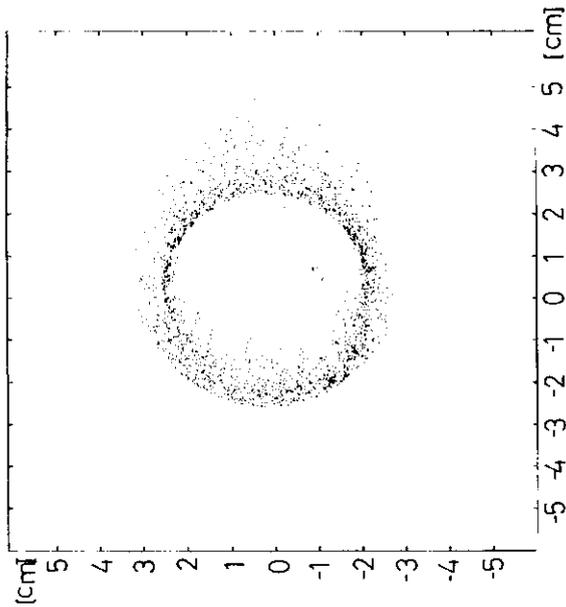


Abb. 34 Verteilung der Photonen auf dem Kathodenfenster bei  $\Omega = 3^\circ$  und parallelem Teilchendurchgang bei einem  $10 \times 18 \text{ cm}^2$ -Strahlprofil (bbB) (Koordinatensystem relativ zur Kathodennmitte)

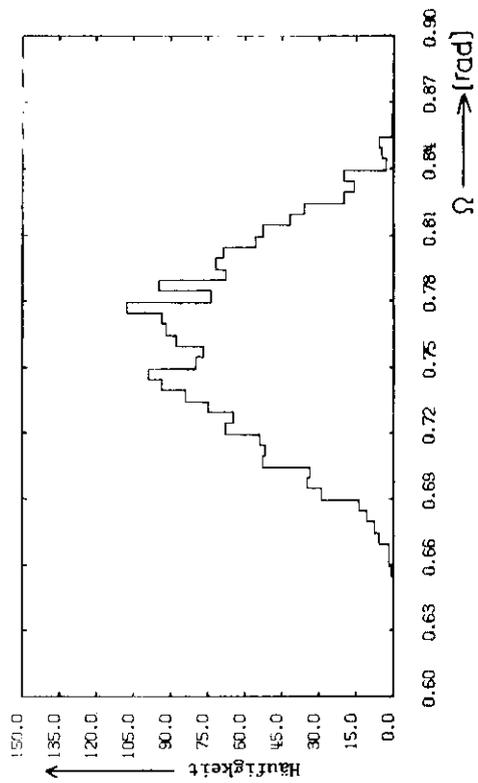
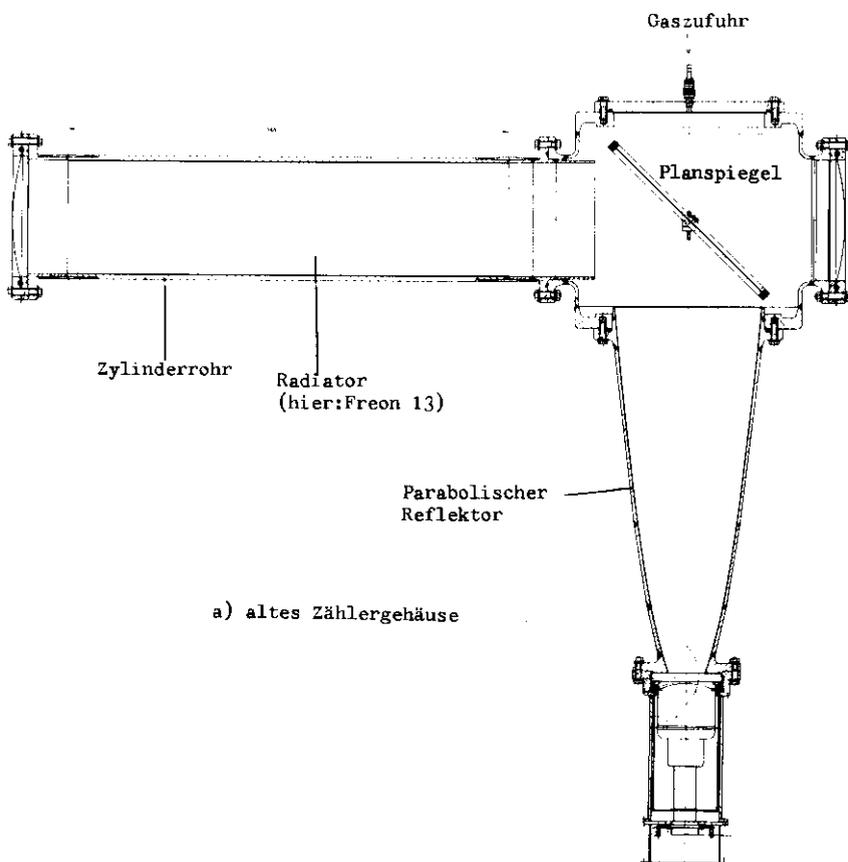
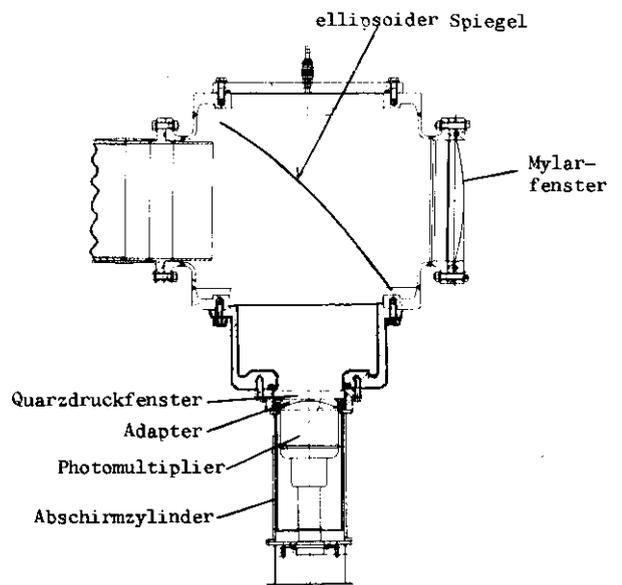


Abb. 35 Histogramm der Reflexionswinkel  $\Omega$  am Spiegel



a) altes Zählergehäuse



b) neuer Zählerkopf

### VIII. 1. 2 Das optische System

Durch den Einsatz eines ellipsoiden Spiegels ist es möglich, das Čerenkovlicht über nur eine Reflexion auf die Kathode des Photomultipliers zu fokussieren. Die Kappe eines Ellipsoids wird dabei in der in Abbildung 33 dargestellten Weise angebracht. Ein ellipsoider Spiegel wurde deshalb gewählt, weil er nach dem in Kapitel IV beschriebenen Verfahren leicht herstellbar ist und eine gute Approximation an einen idealen Parabolspiegel darstellt. Die optimale Spiegelform mit den Halbachsen  $a=650$  mm und  $b=1000$  mm ( $a=c$ ) wurde mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programmes gefunden. Betrachtet man einen parallelen Teilchenstrahl, der in vertikaler Richtung eine Ausdehnung von 10 cm und in horizontaler Richtung eine Breite von 18 cm hat, so zeigt sich nach der Simulationsrechnung für einen Čerenkovwinkel  $\theta_c = 3^\circ$  die in Abbildung 34 dargestellte Verteilung der Photonen in der Kathodenebene des Photomultipliers. Die Lichtsammlung beträgt hier ohne Berücksichtigung der Reflexion am Zylinderspiegel 98%.

Die Reflexionswinkel am sphärischen Spiegel zeigt Abbildung 35; ein Einfluß der Polarisationsrichtung des Čerenkovlichtes auf den Reflexionsgrad kann für diese Winkelverteilung wie aus Abbildung 24 ersichtlich vernachlässigt werden.

Die Reflexion am Quarzfenster ist für alle möglichen Einfallrichtungen kleiner als 4%.

### VIII. 2 Versuchsaufbau

#### VIII. 2.1 Anordnung im Elektronenstrahl

Der Čerenkovzähler  $\check{C}_e$  wurde im "Elektronenstrahl 26" [44] des DESY-Synchrotrons auf einem Zählerschlitten montiert, der horizontal und vertikal bewegt werden

kann. Der Strahl ist dabei definiert durch die Szintillationszähler  $S_1, S_2, S_3$  (Abb. 36), deren Koinzidenzsignal als Tor für den Čerenkovzähler dient. Das Strahlprofil legt der direkt hinter dem Čerenkovzähler angebrachte Szintillationszähler  $S_3$  auf  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  fest. Der Druck des Radiatorgases Freon 13 wird über eine Füllanlage von 0 bis 4 bar geregelt. Die Genauigkeit der Druckanzeige beträgt  $\pm 0.036$  bar.

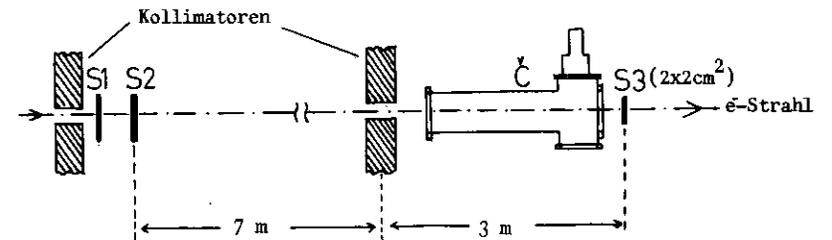


Abb. 36 Anordnung im Elektronen-Teststrahl

### VIII. 2.2 Elektronik

#### VIII. 2.2.1 Spannungsteiler

Nach den Betrachtungen in Kapitel VII ist der Wirkungsgrad eines Photomultipliers (und damit die Zähleigenschaften) wesentlich durch die Spannungsverteilung an den Elektroden und Dynoden bestimmt. Für den Nachweis schwacher Čerenkovlichtpulse ist es erforderlich, Spannungsteiler zu verwenden, die folgende Forderungen erfüllen:

1. Die Spannung an den Fokussierelektroden und den ersten Dynoden muß so eingestellt werden, daß ein maximaler elektronenoptischer Überföhrungsgrad für die gesamte Kathodenfläche gewährleistet ist.



Abb. 37 b Spannungsteiler für den Photomultiplier VALVO 580VP

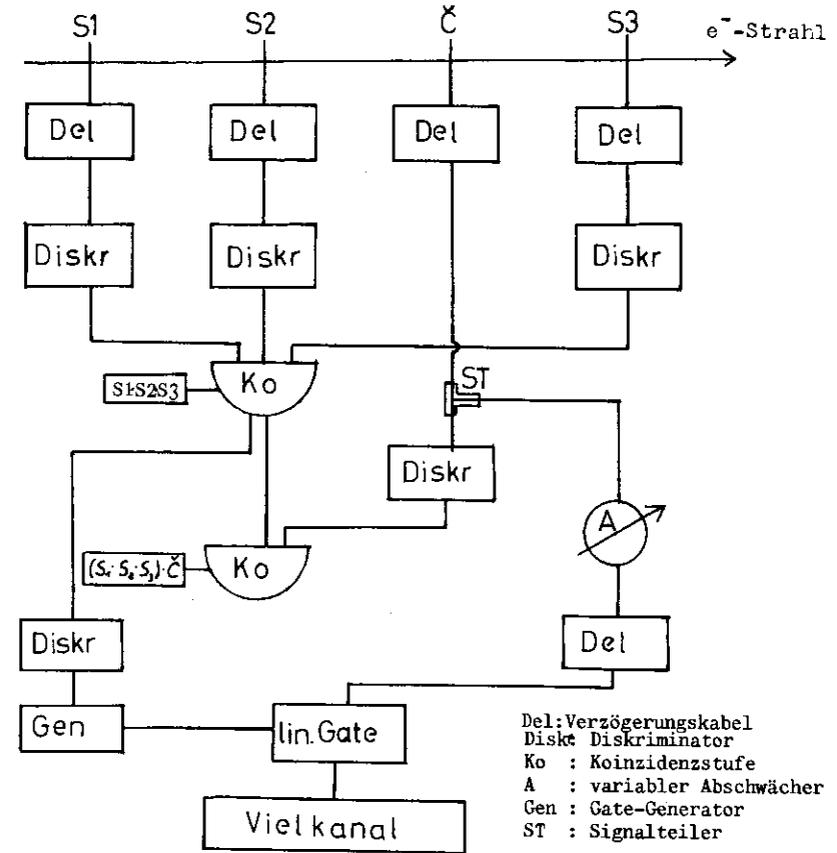
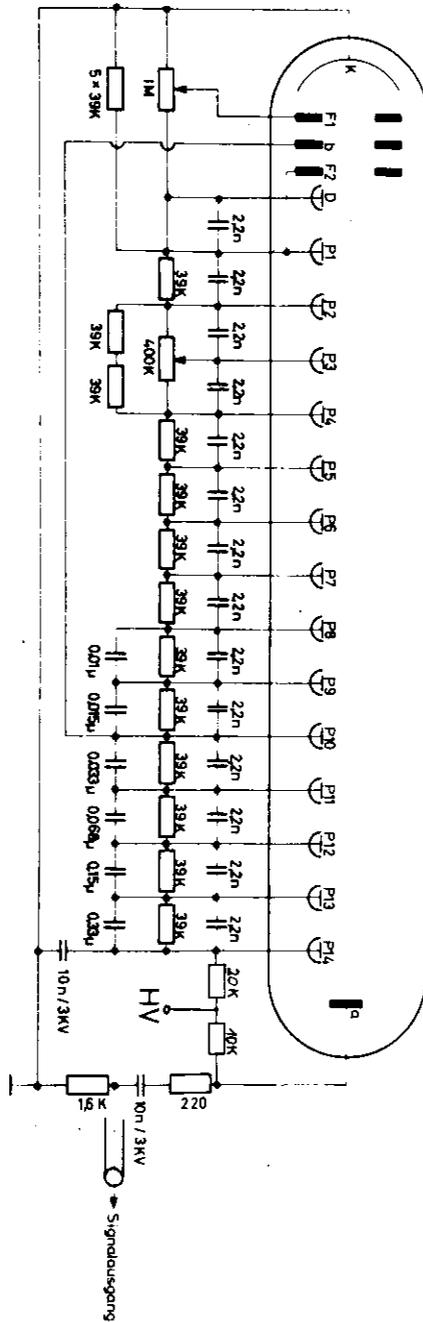


Abb. 38 Blockschaltbild der Elektronik

Die Szintillationszähler-Signale  $S_1, S_2, S_3$  werden über Diskriminatoren zu Normpulsen umgeformt und zu einer Koinzidenz  $S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$  zusammengeführt (3-fach-Koinzidenz). Der Ausgang der Koinzidenzstufe steuert einen Gate-Generator, der ein 200 ns Triggersignal für ein „lineares Gate“ (Torschaltung) liefert. Die Signale vom Čerenkovzähler werden in zwei gleich große Signale aufgeteilt, von denen eines über einen Diskriminator zu einer Koinzidenzstufe  $(S_1 \cdot S_2 \cdot S_3) \cdot \check{C}$  (4-fach Koinzidenz) gelangt. Die zeitliche Auflösung der Koinzidenz beträgt ca. 15 ns.

Die zweite Hälfte des Čerenkovsignals  $\check{C}$  wird über einen Abschwächer und ein Kabel-Delay dem Eingang des linearen Gate ( $< 1\text{ Volt}$ ) zugeführt. Die zeitliche Verzögerung ist dabei so eingestellt, daß das Čerenkovsignal nicht durch das Gate-Signal beschnitten wird. Im linearen Gate wird das Signal auf einige  $\mu\text{s}$  gedehnt und linear verstärkt. Ein Laben-Spektroscopie 400-Vielkanalanalysator dient zur Impulshöhenanalyse.

Der zeitliche Abgleich der Elektronik wurde teils mit einem Pulsgenerator und teils unter Strahlbedingungen vorgenommen. Da die Laufzeit der Signale von der Spannung am Photomultiplier abhängt, wurden für die beiden Photomultiplier RCA 8854 und VALVO 58 UVP Verzögerungskurven aufgenommen. In Abbildung 39 ist die relative zeitliche Verschiebung in Abhängigkeit von der Hochspannung für beide Photoelektronen-Vervielfacher angegeben.

### VIII. 3 Ablauf der Messungen

Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit wurde das Verhältnis der 4-fach zu 3-fach-Koinzidenzen  $(S_1 \cdot S_2 \cdot S_3) \cdot \check{C} / S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$  in Abhängigkeit von Gasdruck und Hochspannung gemessen.

Der Zähler war dabei so justiert, daß der Elektronenstrahl in der Sollachse lag.

Dabei wurden zwei Meßreihen durchgeführt:

1. Der Photomultiplier war vom Typ VALVO 58 UVP, der optische Kontakt zum Quarzdruckfenster wurde durch einen Quarzadapter und den optischen Kitt 'Wacker Silikon' hergestellt.
2. Da für die Messung mit der RCA 8854 kein Quarzadapter vorhanden war, wurde ein Adapter aus Plexiglas verwendet, als optisches Kontaktmittel diente 'Dow Corning 20-057'.

Parallel zu den Koinzidenzmessungen wurden die Impulshöhenspektren der Čerenkovsignale aufgenommen und direkt mit dem automatischen Zeichengerät 'HP x-y-Recorder 7004B' (Hersteller: Hewlett Packard) gezeichnet.

Die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit vom Eintrittsort der Teilchen wurde bei fester Druckeinstellung  $p = 0.6$  bar und fester Hochspannung der RCA 8854  $HV = 2.7$  kV durch vertikale und horizontale Verschiebung des Čerenkovzählers gemessen.

Der Impuls der Elektronen betrug  $3 \text{ GeV}/c$ . Die Triggerzählrate lag bei  $1 \text{ kHz}$ .

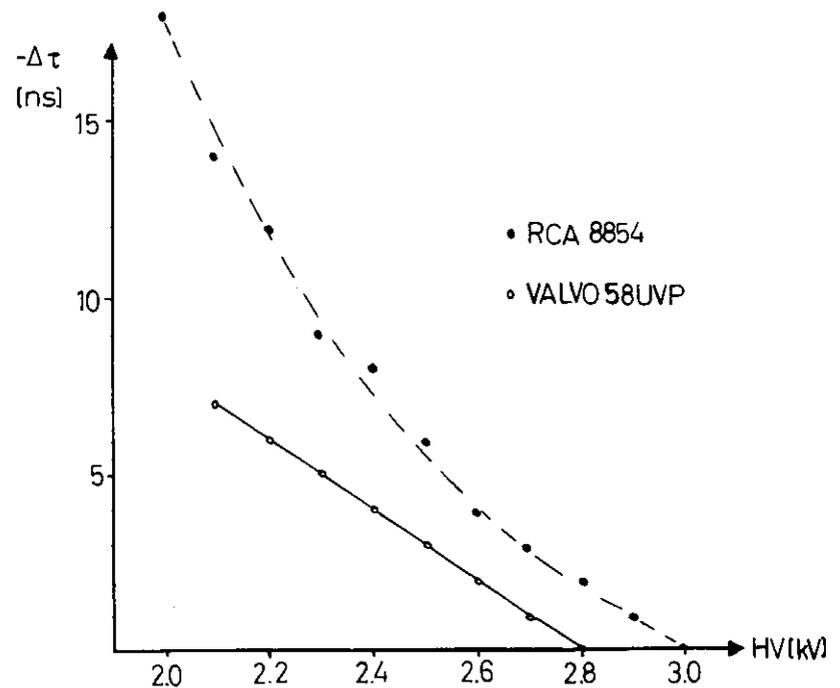


Abb. 39 Relative zeitliche Verschiebung des Multiplier-signal als Funktion der Hochspannung

VIII. 4 Auswertung der Meßergebnisse

VIII. 4.1 Ansprechwahrscheinlichkeit

VIII. 4.1.1 Korrekturen und Meßfehler

Totzeitkorrektur

Zur Ermittlung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers muß das gemessene Zählratenverhältnis  $(S_1 \cdot S_2 \cdot S_3) \cdot C / S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$  auf die Totzeit, die die Diskriminatoren während der Umformung der Signale gesperrt sind, korrigiert werden.

Der Einfluß der Totzeit der Diskriminatoren für  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  kann dabei gegenüber der Totzeit für die Čerenkovzählersignale vernachlässigt werden.

Die Einzelzählrate des Čerenkovzählers setzt sich zusammen aus der Dunkelrate des Photomultipliers und der echten Teilchenzählrate. Die Dunkelrate der Multiplier RCA 8854 und VALVO 58 UVP sind in Abbildung 40 in Abhängigkeit von der Hochspannung dargestellt.

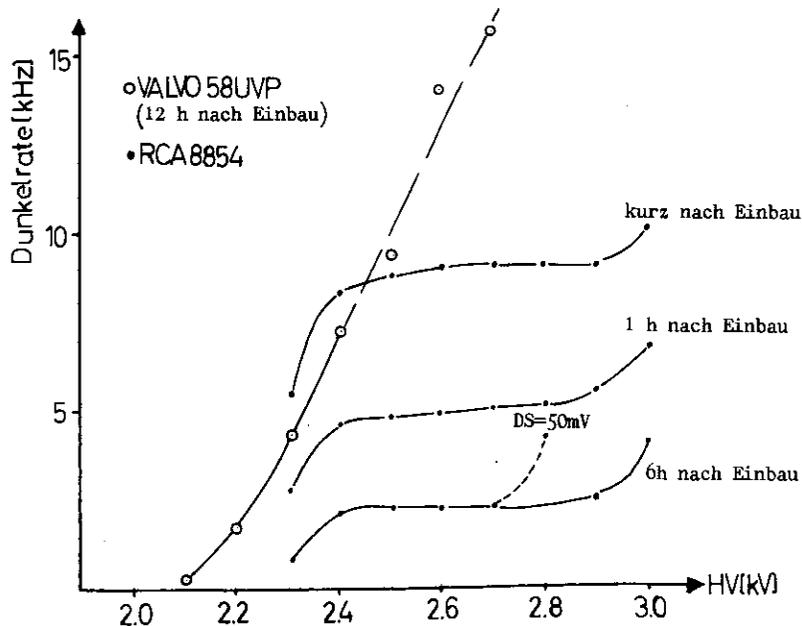


Abb. 40 Dunkelstromrate der Photomultiplier RCA8854 und VALVO 58UVP nach verschiedenen Einbauzeiten bei einer Diskriminatorschwelle DS=100mV

Für Ansprechwahrscheinlichkeiten nahe eins beträgt die Teilchenzählrate ca. 10 kHz. Da der Elektronenstrahl in einem Rythmus 2 ms Strahl, 18 ms Pause geliefert wird, ergibt sich die maximale Momentanfrequenz der Čerenkovsignale zu 100 kHz. Bei einer Sperrzeit des Diskriminators von 30 ns/Puls bedeutet dies eine Totzeit von 0.3%. Aus den Einzelraten  $n_c$  und den Dunkelraten  $d$  der verwendeten Photomultiplier läßt sich für jeden Meßpunkt ein Korrekturfaktor  $K$  für die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  angeben zu

$$K = 1 + ((n_c - d) \cdot 10 + d) \cdot 30 \cdot 10^{-9}$$

Damit gilt:

$$\epsilon = \frac{S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot \check{G}}{S_1 \cdot S_2 \cdot S_3} \cdot K$$

Alle so korrigierten Werte sind als untere Grenze für  $\epsilon$  anzusehen, da in der 4-fach-Koinzidenz weniger zufällige Ereignisse enthalten sind als in den Zählraten von  $S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$ .

Statistischer Fehler von  $\epsilon$

Da der Anteil der 4-fach-Koinzidenzen in den 3-fach-Koinzidenzen binomial verteilt ist, ist der mittlere quadratische Fehler von  $\epsilon$ :

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(\epsilon - 1)}{S_1 \cdot S_2 \cdot S_3}}$$

Zu jedem Meßpunkt wurden ca. 100000 Koinzidenzen aufgenommen, so daß stets  $\sigma_\epsilon < 0.16\%$  bleibt.

Einstellung des Brechungsindex

Ein systematischer Fehler bei der Einstellung des Gasdruckes von  $\pm 0.036$  bar bedingt einen Fehler des Brechungsindex  $\Delta(n-1) = 0.036 \text{ bar} \cdot 0.00072 \text{ bar}^{-1} = 2.6 \cdot 10^{-5}$ .

VIII. 4.1.2 Druck- und Hochspannungskurven

Abbildung 41 zeigt für einen Druck  $p=0.5$  bar typische Hochspannungskurven der Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  für beide Photomultiplier.

In der sogenannten Druckkurve (Abb. 42) ist  $\epsilon$  als Funktion des Gasdruckes einerseits für eine Hochspannung  $HV=2.2$  kV und andererseits für den sich aus den Hochspannungskurven ergebenden Plateauwert ( $HV > 2.5$  kV) eingetragen.

VIII. 4.1.3 Ortsabhängigkeit

Für einen parallelen Teilchenstrahl ist in den Abbildungen 43 a und b die Ansprechwahrscheinlichkeit für verschiedene Eintrittsorte dargestellt. Bei einem Freon 13-Druck  $p=0.6$  bar beträgt der Čerenkovwinkel  $\theta_c = 1.68^\circ$ . Es zeigt sich, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit in einem  $10 \times 18$  cm<sup>2</sup>-Ausschnitt weitgehend unabhängig vom Eintrittsort des Teilchens ist.

Unterschiede in der Lichtsammlung werden bei größeren Čerenkovwinkeln durch eine größere Photonenausbeute ( $\sim \sin^2 \theta_c$ ) kompensiert. Die Abweichungen von einem mittleren  $\epsilon$  sind bei  $p=1$  bar ( $\theta_c = 2.17^\circ$ ) in dem umrandeten Ausschnitt kleiner als 0.3%

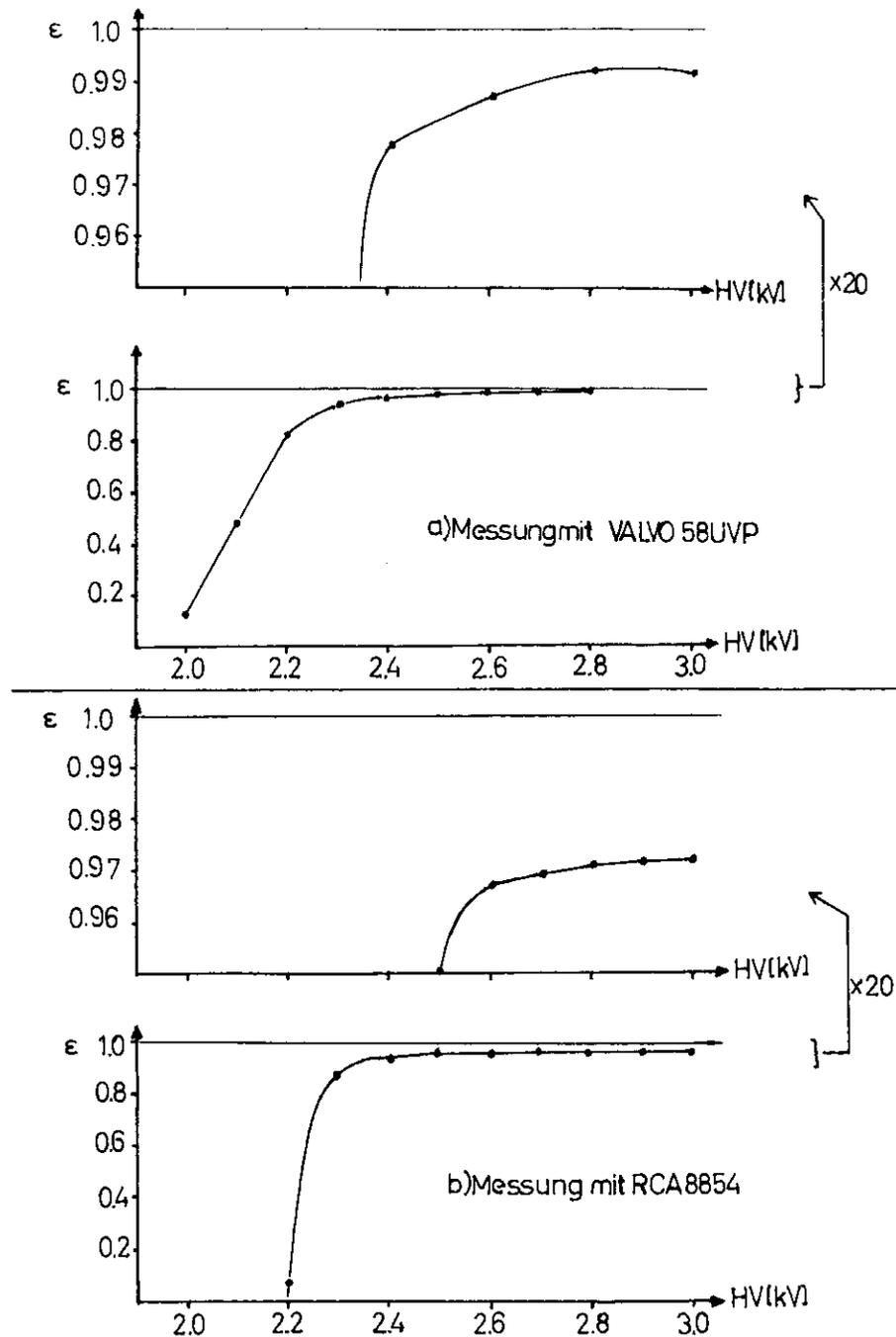
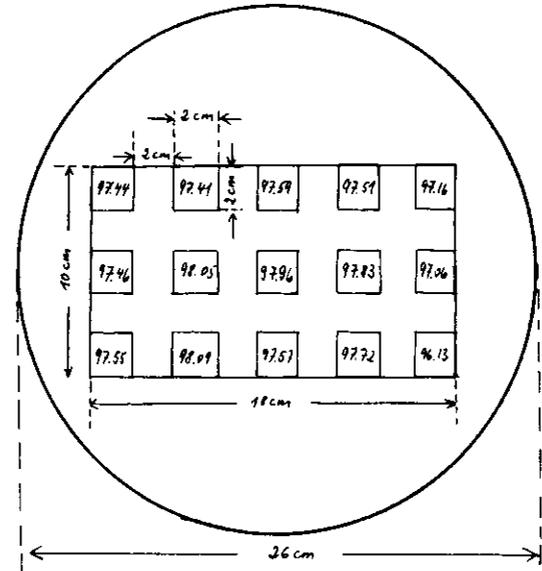
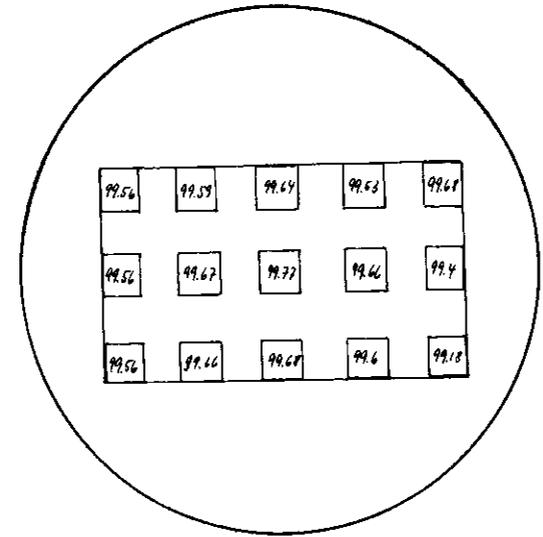


Abb. 41 Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  als Funktion der Hochspannung bei festem Gasdruck = 0.5 bar



a)  
 $p = 0.6 \text{ bar}$   
 $(n=1.00043)$   
 $HV = 2.7 \text{ kV}$



b)  
 $P = 1 \text{ bar}$   
 $(n=1.00072)$   
 $HV = 2.4 \text{ kV}$

Abb. 43 Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  des Elektronen-Cerenkovzählers in Abhängigkeit vom Eintrittsort der Teilchen am Frontfenster bei einem Teilchendurchgang parallel zur Sollachse.

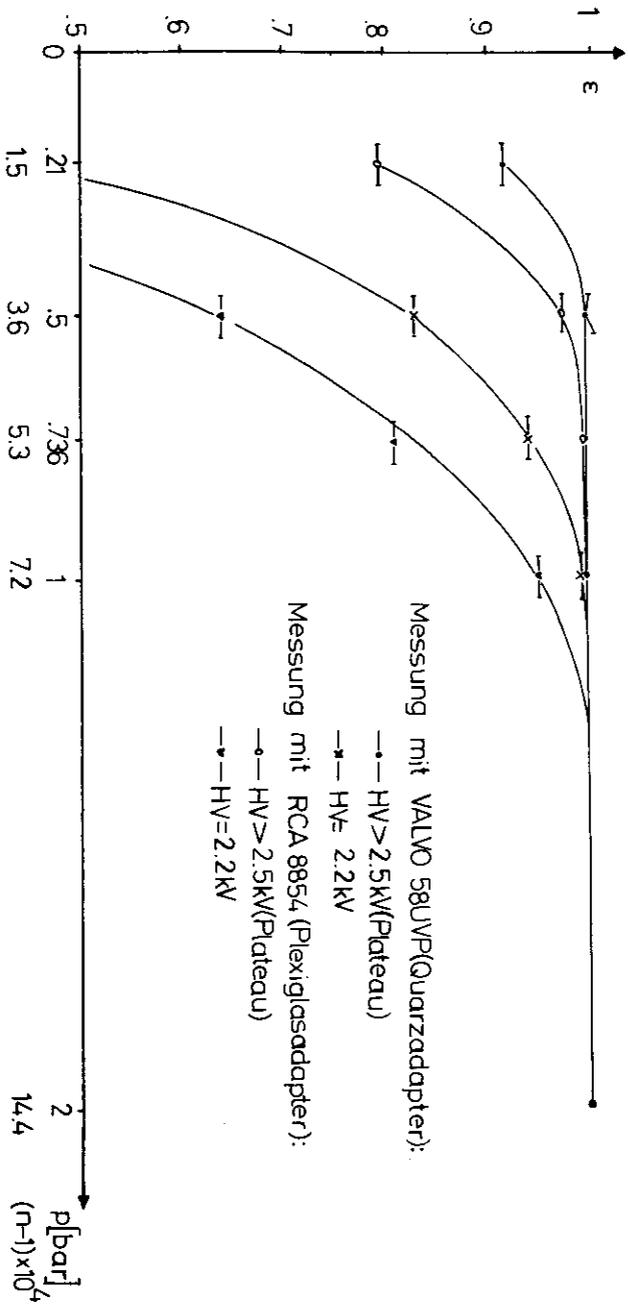


Abb. 42 Druckkurve der Ansprechwahrscheinlichkeit  $\epsilon$  für Photomultiplier-Spannungen HV=2.2kV und HV > 2.5kV (Plateauwert)

VIII.4.2 Analyse der Impulshöhenspektren

Die Abbildungen 44 und 45 zeigen typische Impulshöhenspektren der mit den Photomultipliern RCA 8351 und VALVO 58 UVF gemessenen Čerenkovsignale.

Zur Bestimmung der mittleren Photoelektronenzahl eignen sich besonders die bei Gas-Drucken bis 1 bar aufgenommenen Spektren der RCA 8351. Die geringen Verstärkungsschwankungen der Röhre gestattet eine Auflösung einzelner Photoelektronen bis zu Mittelwerten  $\bar{m}=5$ , so daß in diesem Bereich  $\bar{m}$  direkt durch Anpassung einer Poisson-Verteilung gewonnen werden kann.

Für größere Mittelwerte kann das Spektrum durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden:

$$W(N_e, \bar{m}) = \frac{\bar{m}^{N_e}}{N_e!} e^{-\bar{m}} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot \bar{m}}} e^{-(N_e - \bar{m})^2 / 2\bar{m}} \quad (13)$$

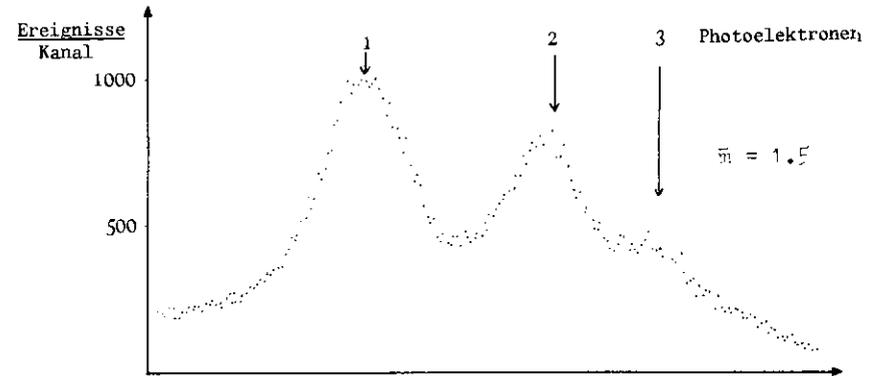
Aus den Mittelwerten der Signalamplitude A und der Halbwertsbreite der Verteilung  $b_{1/2}$  läßt sich  $\bar{m}$  nach VII.2 angeben zu

$$\bar{m} = \frac{A^2}{\sigma^2} = 5,545 \frac{A^2}{b_{1/2}^2} \quad (19)$$

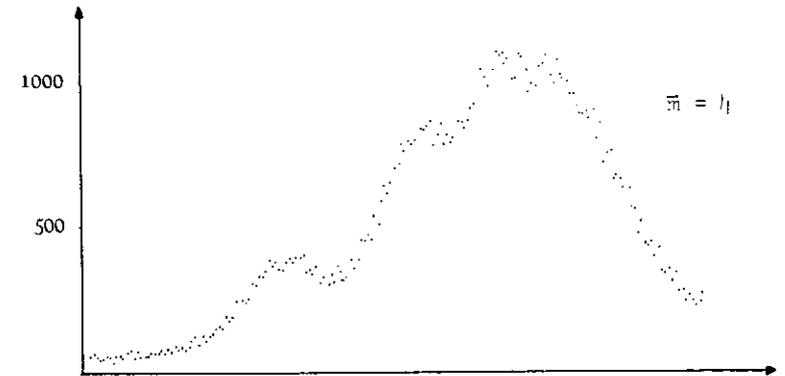
Dabei wird berücksichtigt, daß zwischen der Halbwertsbreite und der Standardabweichung der Gauß-Verteilung folgender Zusammenhang besteht:

$$b_{1/2} = 2 \cdot (2 \cdot \ln 2)^{1/2} \sigma = 2,355 \sigma$$

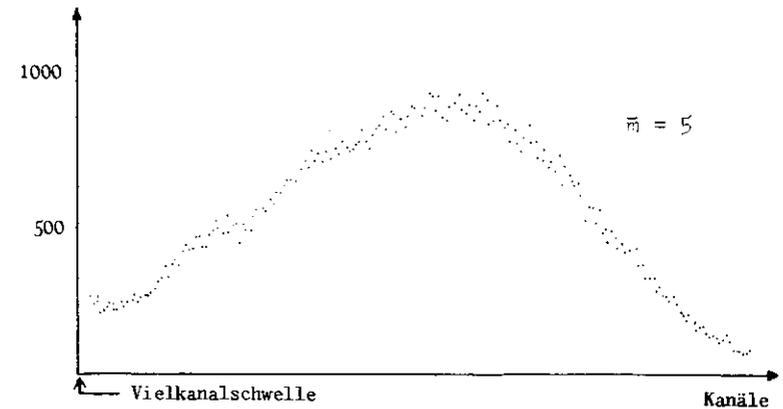
Zur Bestimmung von  $\bar{m}$  nach der zweiten Methode können nur Impulshöhenspektren verwendet werden, in denen die Statistik der Photoelektronen nicht durch Sättigungseffekte des Photomultipliers verfälscht ist.



44 a) p=.21 bar, HV=29kV, A=15db



44 b) p=.5 bar, HV=29kV, A=8db



44 c) p=.736 bar, HV=2.6kV, A=12 db

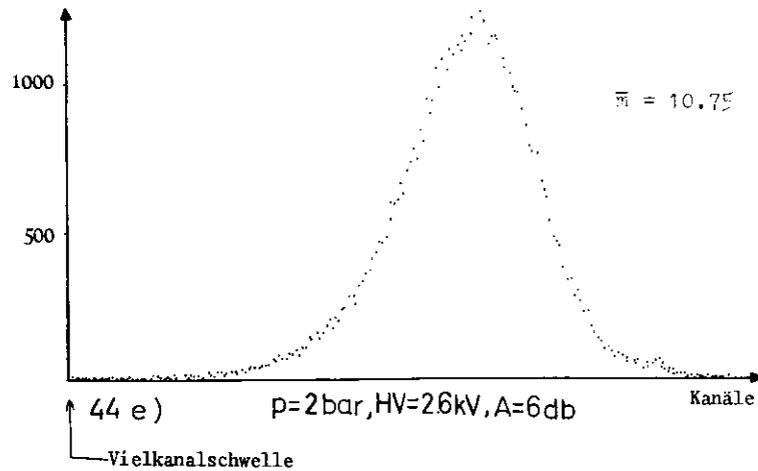
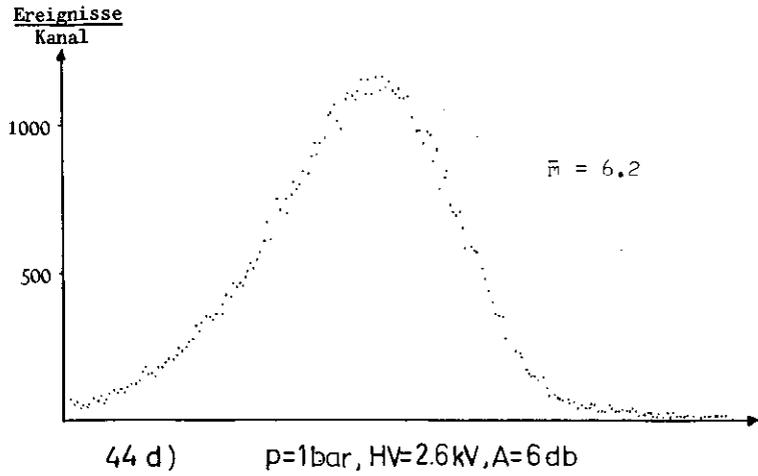


Abb. 44 Typische Impulshöhenspektren der Photomultiplier-signale bei Messung mit der RCA 8854

$p$  : Gasdruck Freon 13  
 $HV$ : Hochspannung des Photomultipliers  
 $A$  : Abschwächer-Einstellung

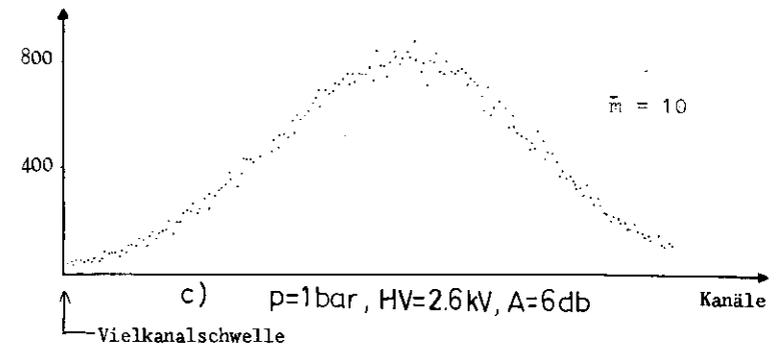
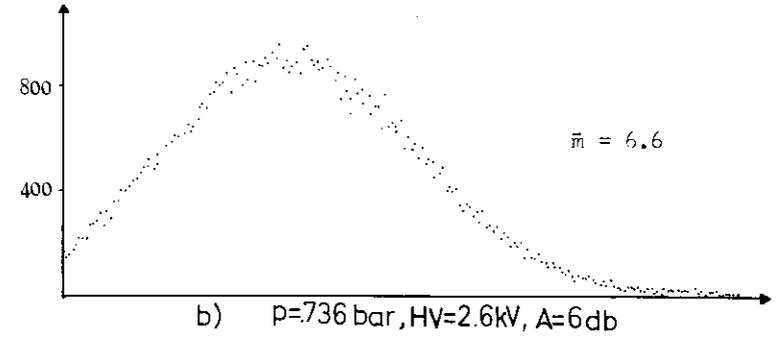
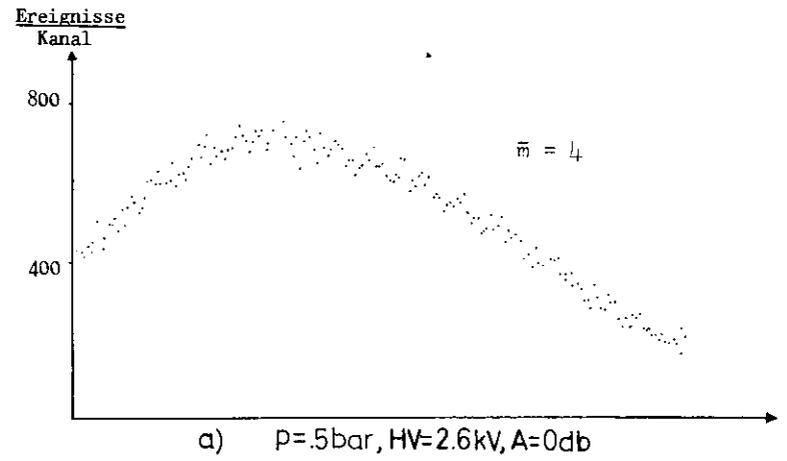


Abb. 45 Typische Impulshöhenspektren der Photomultiplier-signale bei Messung mit der VALVO 58UVP

Alle aus den brauchbaren Pulshöhenspektren (HV > 2.5 kV) ermittelten Werte für  $\bar{m}$  sind in den Abbildungen 46 a und 46 b gegen den Gasdruck p bzw. den Brechungsindex n aufgetragen.

Zusätzlich sind die aus der Ansprechwahrscheinlichkeit ermittelten mittleren Photoelektronenzahlen  $\bar{m}$  (nach Glg.17) für Drücke < 0.8 bar in das Diagramm eingetragen.

Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der aus den drei genannten Methoden berechneten Photoelektronenzahl.

Nach den Gleichungen 1 und 10 läßt sich die mittlere registrierte Photoelektronenzahl  $\bar{m}$  angeben zu

$$\bar{m} = M_{1,2} \cdot \sin^2 \theta_g = M_{1,2} \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \approx 2 \cdot M_{1,2} \cdot (n - 1)$$

Abweichung < 0.2%  $\rightarrow \approx 2 \cdot M_{1,2} \cdot 0.00072 \text{ bar}^{-1} \cdot p$

Zur Bestimmung von  $M_{1,2}$  muß die Regressionsgerade

$$\bar{m} = C_{1,2} \cdot p$$

mit den Regressionskoeffizienten  $C_{1,2} = 2 \cdot M_{1,2} \cdot 0.00072 \text{ bar}^{-1}$

ermittelt werden.

Nach dem sogenannten Kerrich-Verfahren [45] ergeben sich bei einem Vertrauensbereich von 95% die Regressionskoeffizienten für die Messung mit der RCA 8854 zu

$$C_1 = 6.54 \pm 0.52$$

und für die Messung mit der VALVO 58 UVP zu

$$C_2 = 9.84 \pm 1.2$$

Damit erhält man für die Messung mit der RCA 8854

$$M_1 = (4.54 \pm 0.36) \cdot 10^3$$

und für die Messung mit der VALVO 58 UVP

$$M_2 = (6.83 \pm 0.83) \cdot 10^3$$

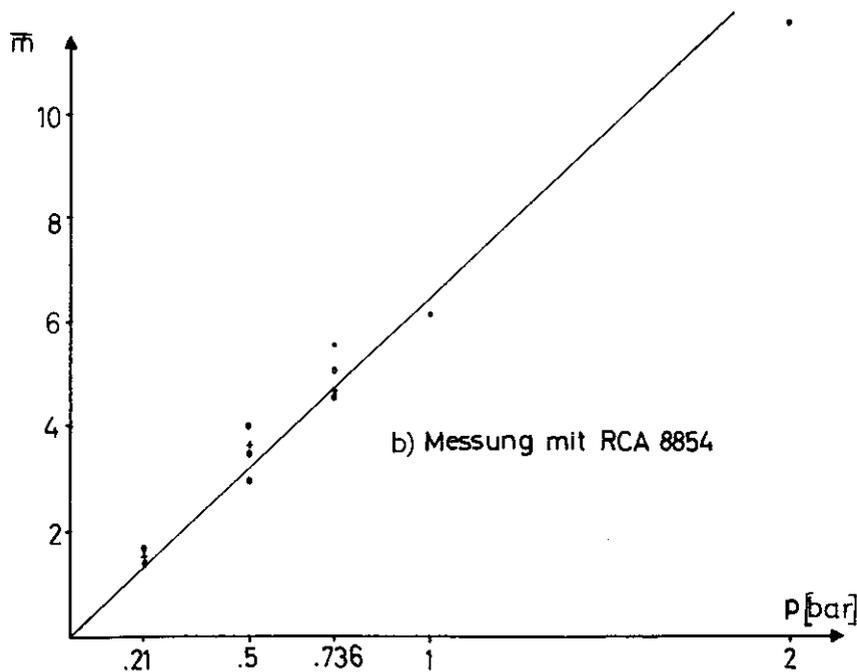
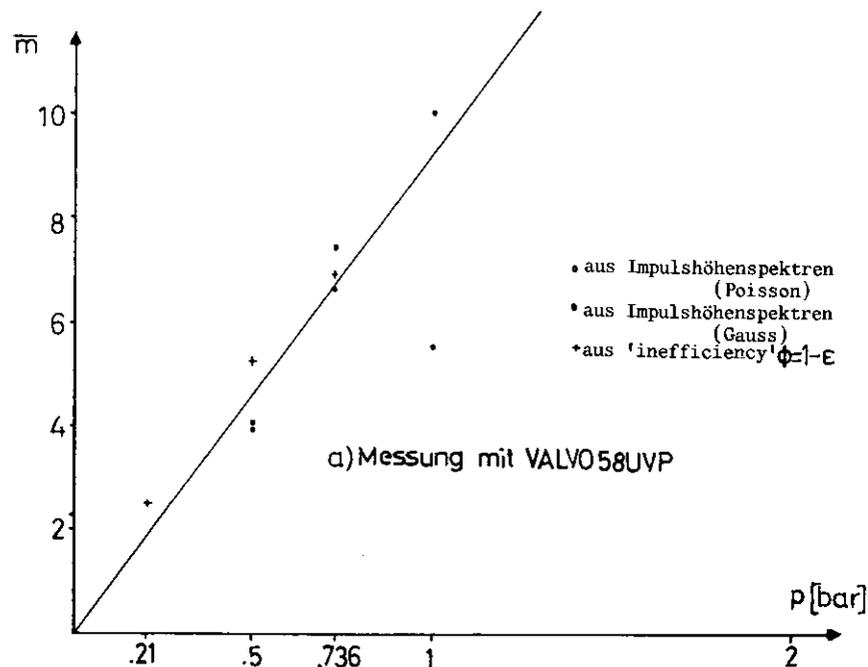


Abb.46 Mittlere Photoelektronenzahl  $\bar{m}$  als Funktion des Gasdruckes p

VIII. 4.3 Lichtausbeute und effektive Quantenausbeute

Ein Vergleich der erwarteten Lichtausbeute mit der aus den Messungen ermittelten mittleren Photoelektronenzahlen  $\bar{m}$  liefert einen Wert für die effektive Quantenausbeute (VII.2) der verwendeten Photomultiplier.

Lichtausbeute

Durch Faltung des spektralen Transmissions- und Reflexionsvermögens der optischen Komponenten erhält man die spektrale Durchlässigkeit der Optik. Mit Gleichung 3 ergibt sich die Zahl der im Mittel an der Kathode erzeugten Photoelektronen zu

$$N_{e,Kath} = \frac{2\pi}{137} \cdot 1 \cdot \sin^2 \theta_c \cdot T_{geom} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[ \frac{dN}{d\lambda} \times \eta(\lambda) \right] d\lambda$$

wobei

$$\frac{dN}{d\lambda} = T_{Rad}(\lambda) R_{Sp}(\lambda) (1 - R_Q(\lambda)) T_Q(\lambda) T_{Kitt}(\lambda) T_{Ad}(\lambda) \frac{1}{\lambda^2}$$

als spektrale Photonendichte bezeichnet werden soll.

Es bedeuten

- $T_{Rad}(\lambda) \approx 1$  Transmission im Radiatorgas Freon 13 für  $\lambda > 210$  nm
- $R_{Sp}(\lambda)$  Spiegelreflexion nach V.2 Abb.24(A1,1 Monat)
- $R_Q(\lambda) \approx 0.04$  Spiegelnde Reflexion am Quarzfenster
- $T_Q(\lambda)$  Transmission in 20 mm Quarzglas (Abb.28)
- $T_{Kitt}(\lambda)$  Transmission des optischen Kittes (2x2 mm) Messung mit RCA 9354; Dow Corn.20-057 " VALVO 58 UVP; Wecker Silikon
- $T_{Ad}(\lambda)$  Transmission des Adapters (Abb.29, jedoch ohne spiegelnde Reflexion)
- $\eta(\lambda)$  Quantenausbeute (Herstellerangebe, VII.1)
- $T_{geom} = 1$  Geometrische Lichtsammelung für Sollstrahl (nach Monte-Carlo-Rechnung)

Die mit der spektralen Quantenausbeute (Herstellerangaben) gefaltete spektrale Photonenausbeute  $\frac{dN}{d\lambda}$  ist für Messungen mit den beiden Photomultipliertypen in Abbildung 47 als Funktion der Wellenlänge dargestellt.

Graphische Integration in den Grenzen  $\lambda_1 = 200$  nm und  $\lambda_2 = 600$  nm liefert für die an der Kathode erzeugte Photoelektronenzahl

$$\bar{N}_{e,Kath,RCA\ 8854} = (10.1 \pm 1) \cdot 10^3 \cdot \sin^2 \theta_c$$

$$\bar{N}_{e,Kath,58\ UVP} = (14.5 \pm 1.4) \cdot 10^3 \cdot \sin^2 \theta_c$$

Die Toleranzangaben resultieren aus einer Fehlerabschätzung für die Reflexions- und Transmissionsmessungen (V.).

Effektive Quantenausbeute

Unter Anwendung der in Kapitel VII angestellten Betrachtungen läßt sich durch Vergleich der erwarteten und gemessenen Photoelektronenzahl für die angegebenen Wellenlängenbereiche der globale Überföhrungsgrad  $F_g = \bar{m} / \bar{N}_{e,Kath}$  der beiden Photoelektronenvervielfacher angeben.

Mit den Werten für die verstärkungsbedingte Verschmierung VS (VIII.2) kann zusätzlich der integrale elektronenoptische Überföhrungsgrad  $F_{int}$  berechnet werden.

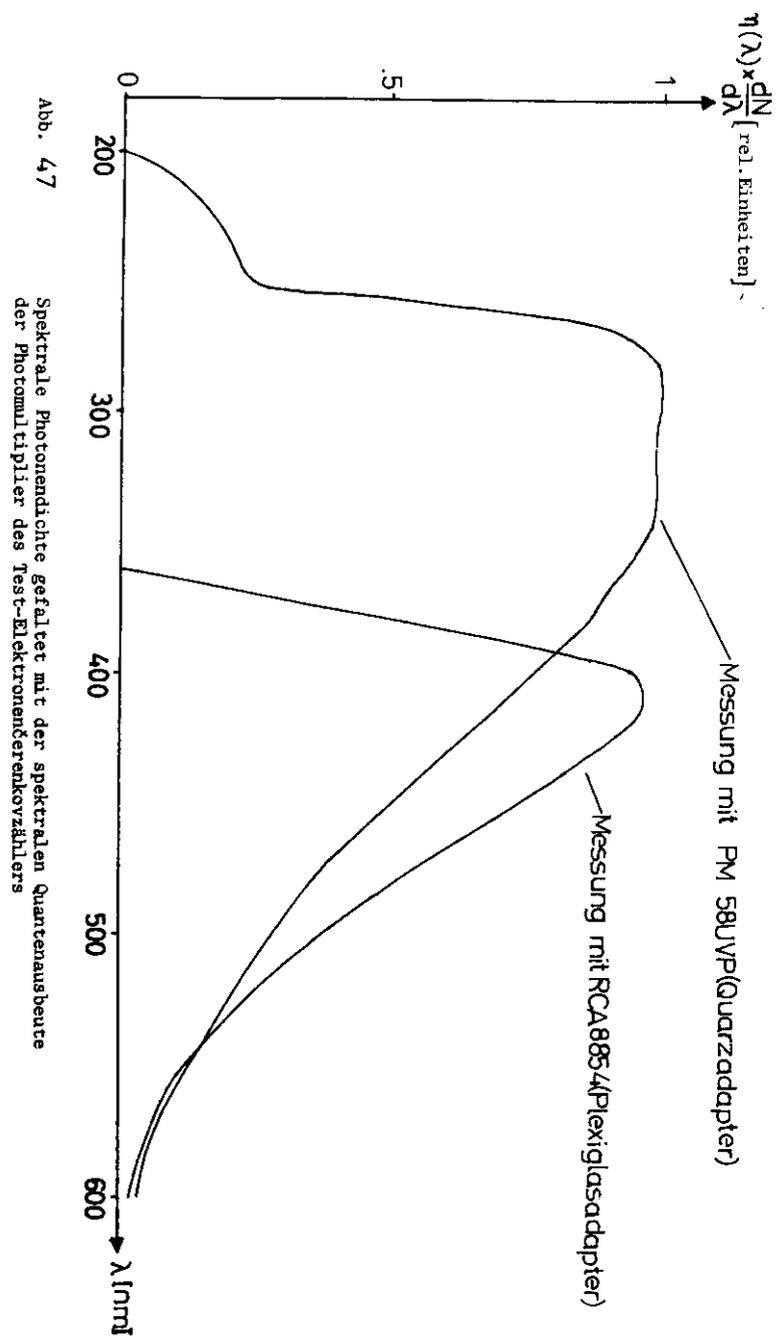
Die Ergebnisse sind in Tabelle VIII 1 zusammengefaßt.

Tabella VIII1: Integraler elektronenoptischer Überführungsgrad  $F_{int}$ , verstärkungsbedingte Verschmierung VS und globaler Überführungsgrad  $F_g$  der bei der Messung verwendeten Photomultiplier RCA 8854 und VALVO 58 UVP

	$F_{int}$	VS	$F_g$
RCA 8854	$0.47 \pm 0.08$	0.96	$0.45 \pm 0.08$
VALVO 58 UVP	$0.64 \pm 0.11$	0.73	$0.47 \pm 0.1$

Nimmt man an, daß der Überführungsgrad sich für verschiedene Wellenlängenbereiche nicht wesentlich ändert, so kann man für den praktischen Gebrauch eine effektive Quantenausbeute angeben, die den elektronenoptischen Überführungsgrad  $F_{int}$  und die verstärkungsbedingte Verschmierung VS der Anodensignale berücksichtigt. Diese effektive Quantenausbeute -eine Größe, die das Gesamtverhalten des Photomultipliers beschreibt- ergibt sich aus der angegebenen Quantenausbeute (Herstellerangabe)  $\eta(\lambda)$  zu  $\eta_{eff}(\lambda) = F_g \cdot \eta(\lambda)$

Mit den Herstellerangaben aus Abb. 33 und dem globalen Überführungsgrad  $F_g$  aus Tab. VIII1 läßt sich die effektive Quantenausbeute für die Photomultiplier VALVO 58 UVP und RCA 8854 angeben. Obwohl beide Röhren unter obigen Meßbedingungen den gleichen globalen Überführungsgrad haben, zeigt sich wegen der hohen Empfindlichkeit der Photokathode der RCA 8854 eine merkliche Überlegenheit dieser Röhre gegenüber der VALVO 58 UVP.



IX. Abschätzung der Ansprechwahrscheinlichkeit der DASP-Čerenkovzähler

Die Kenntnis der optischen Durchlässigkeiten der Zählerkomponenten und die Ergebnisse der Testmessungen gestatten es, die Ansprechwahrscheinlichkeit der in Kapitel III beschriebenen DASP-Čerenkovzähler abzuschätzen.

Für die mittlere zu registrierende Photoelektronenzahl gilt

$$\bar{m} = \frac{2\pi}{137} \cdot l \cdot \sin^2 \theta_c \cdot (1 - R_Q) \cdot T_{\text{geom}}(\theta, \phi) \cdot \Delta \cdot \int \frac{dN_e}{d\lambda} d\lambda$$

wobei

$$\frac{dN_e}{d\lambda} = R_{\text{Sp}}(\lambda) \cdot T_{\text{Rad}}(\lambda) \cdot T_Q(\lambda) \cdot T_{\text{Kitt}}(\lambda) \cdot \eta_{\text{eff}}(\lambda) \cdot \frac{1}{\lambda^2}$$

Die einzelnen Faktoren für die hier beschriebenen Zähler verschiedener Optik und Teilchendiskriminierung haben folgende Bedeutung:

	DASP-π-Č	DASP-e-Č
	(Optik 1)	(Optik 2)
Reflexion am Quarzfenster $R_Q$	} abhängig von $\theta$ und $\phi$	
Geometrische Lichtsammlung $T_{\text{geom}}$	} (vgl. Kap. III 4 Abb 9 bis 19)	
Toleranzfaktor $\Delta$	← 0.85 →	
Spiegelreflexion $R_{\text{Sp}}(\lambda)$	← (Kap. V. 2, Abb. 23a) →	
Transmission Radiator $T_{\text{Rad}}(\lambda)$	spektrale Transmission für Isobutan nach [33]	
Transmission Quarz $T_Q(\lambda)$	Suprasil (V.3)	Synsil (V.3)
Transmission opt. Kitt $T_{\text{Kitt}}(\lambda)$	Wacker Silikon (V.4)	—
eff. Quantenausbeute $\eta_{\text{eff}}(\lambda)$	$0.45 \cdot \eta_{\text{C31000}}(\lambda)$	$0.45 \cdot \eta_{\text{8854}}(\lambda)$

In Anlehnung an die Testergebnisse für die RCA 8854 wird die Quantenausbeute der RCAC31000 ebenfalls mit einem globalen Überföhrungsgrad  $F_g = 0.45$  korrigiert.

Mögliche Lichtverluste, die durch Abweichungen von der idealen Spiegelform bedingt sind, werden durch den Toleranzfaktor  $\Delta = 0.85$  berücksichtigt.

Einen Vergleich der so berechneten spektralen Empfindlichkeiten der drei optischen Systeme liefert Abbildung 48 mit der Darstellung von  $\frac{dN_e}{d\lambda}$ .

IX. 1 Elektronenzähler

Graphische Integration über  $\frac{dN_e}{d\lambda}$  e-Zähler zwischen den Grenzen  $\lambda_1 = 220 \text{ nm}$  und  $\lambda_2 = 600 \text{ nm}$  liefert für den Elektronenzähler eine mittlere Photoelektronenzahl

$$\bar{m} = 33 \cdot l \cdot (1 - R_P) \cdot T_{\text{geom}}(\theta, \phi) \cdot \sin^2 \theta_c$$

Der Geometriefaktor  $T_{\text{geom}}(\theta, \phi)$ , die wirksame Radiatorlänge  $l$  und der Reflexionskoeffizient  $R_P$  für die Reflexion am Röhrenfenster sind stark abhängig von der Richtung und dem Startpunkt der den Zähler durchsetzenden Elektronen (vgl. Kap. III). Die möglichen Photoelektronenzahlen  $\bar{m}$  für beliebige Teilchenrichtungen innerhalb der Akzeptanz des Zählers (ohne WWP-Verschiebung) sind in Abbildung 49 als Funktion des Brechungsindex des Radiators dargestellt.

Für Elektronen, die vom WWP starten und den Zähler unter  $\theta = 90^\circ$  passieren, steht ein minimaler Radiatorweg  $l_{\text{min}} = 20 \text{ cm}$  zur Verfügung. Damit ergibt sich eine minimale mittlere Photoelektronenzahl

$$\bar{m}_{\text{min}} = 1690 \sin^2 \theta_c$$

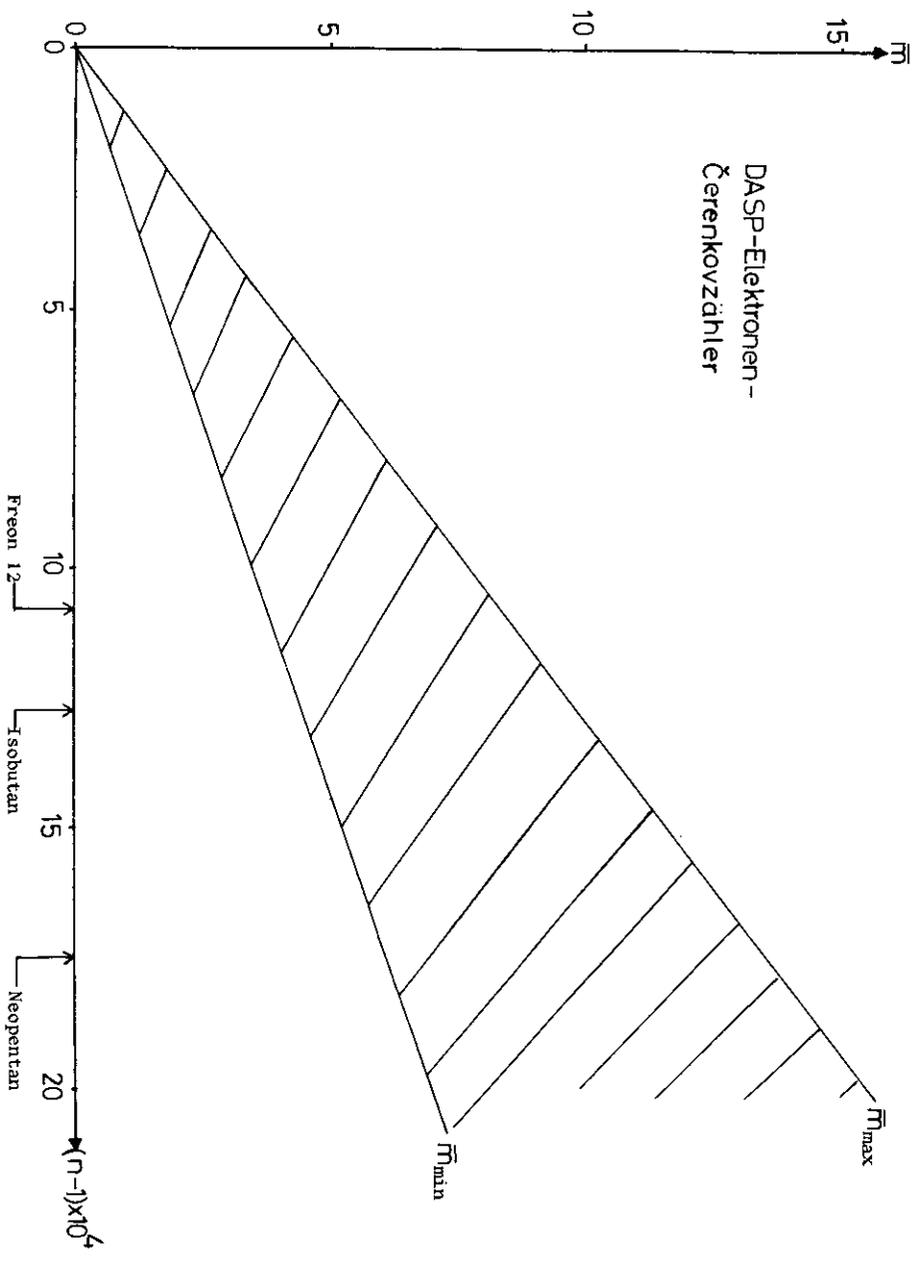


Abb. 49  
Erwartete  
Photoelektronenzahl  $\bar{m}$  als Funktion des Brechungsindex  $n$  für mögliche Teilchen-  
richtungen( $\Theta, \Phi$ ) (ohne Berücksichtigung der Gas-Absorption)

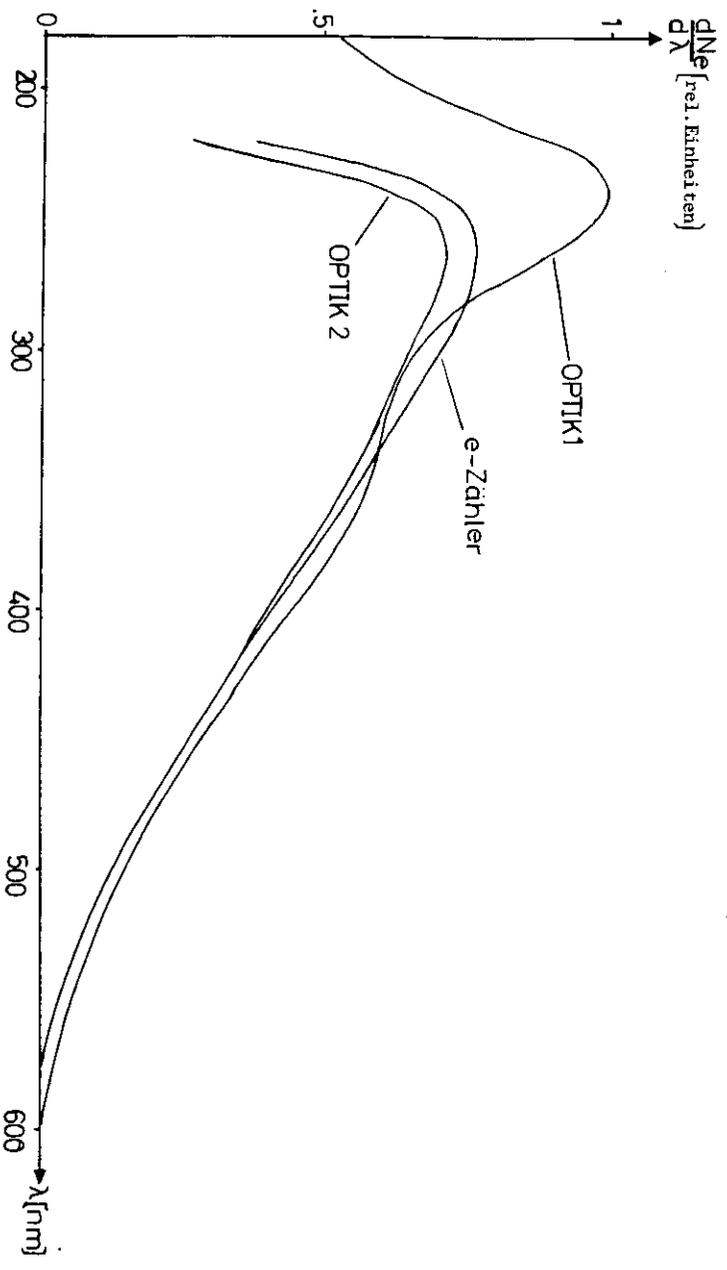


Abb. 48  
Photoelektronenausbeute als Funktion der Wellenlänge des Čerenkovlichtes für die  
DASP-Čerenkovzähler mit den optischen Systemen 'Optik1' und 'Optik2' und speziell  
des Elektronen-Čerenkovzählers

Beim Betrieb des Zählers mit Isobutan (1 bar, 25°C) beträgt demnach  $\bar{m}_{\min} = 4.3$

Das entspricht nach der Poissonstatistik einer Elektronennachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{\min} = 98.6\%$ .

(Berücksichtigt man die Toleranzgrenzen für die Angabe der effektiven Photomultiplier-Quantenausbeute (Kap.VIII.4.3), so ergibt sich eine minimale Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{\min}$  zwischen 97% und 99.4%.)

Für Polarwinkel  $\theta = 52^\circ$  sollten bei einem 2.5-fachen Radiatorweg mehr als zehn Photoelektronen registriert werden können, was einer Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{\max} > 99.99\%$  entspricht.

Abbildung 50 zeigt die erwartete Photoelektronenzahl als Funktion der Teilchenrichtung in einem 3-dimensionalen Histogramm.

Eine Diskriminierung gegen Myonen ist beim Betrieb mit Isobutan bis zu Teilchennimpulsen  $p=2093$  MeV/c, eine Trennung zwischen Elektronen und Pionen bis zu 2765 MeV/c möglich. (Abb.51)

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers für z.B. Pionen unterhalb der Pionenschwelle ist im Wesentlichen bestimmt durch den Nachweis von  $\delta$ -Elektronen. Sie ist für die Anordnung im DASP bei Verwendung des Radiatorgases Isobutan für Pionenimpulse  $< 1$  GeV/c kleiner als  $4.1 \cdot 10^{-3}$ . (Anhang 1)

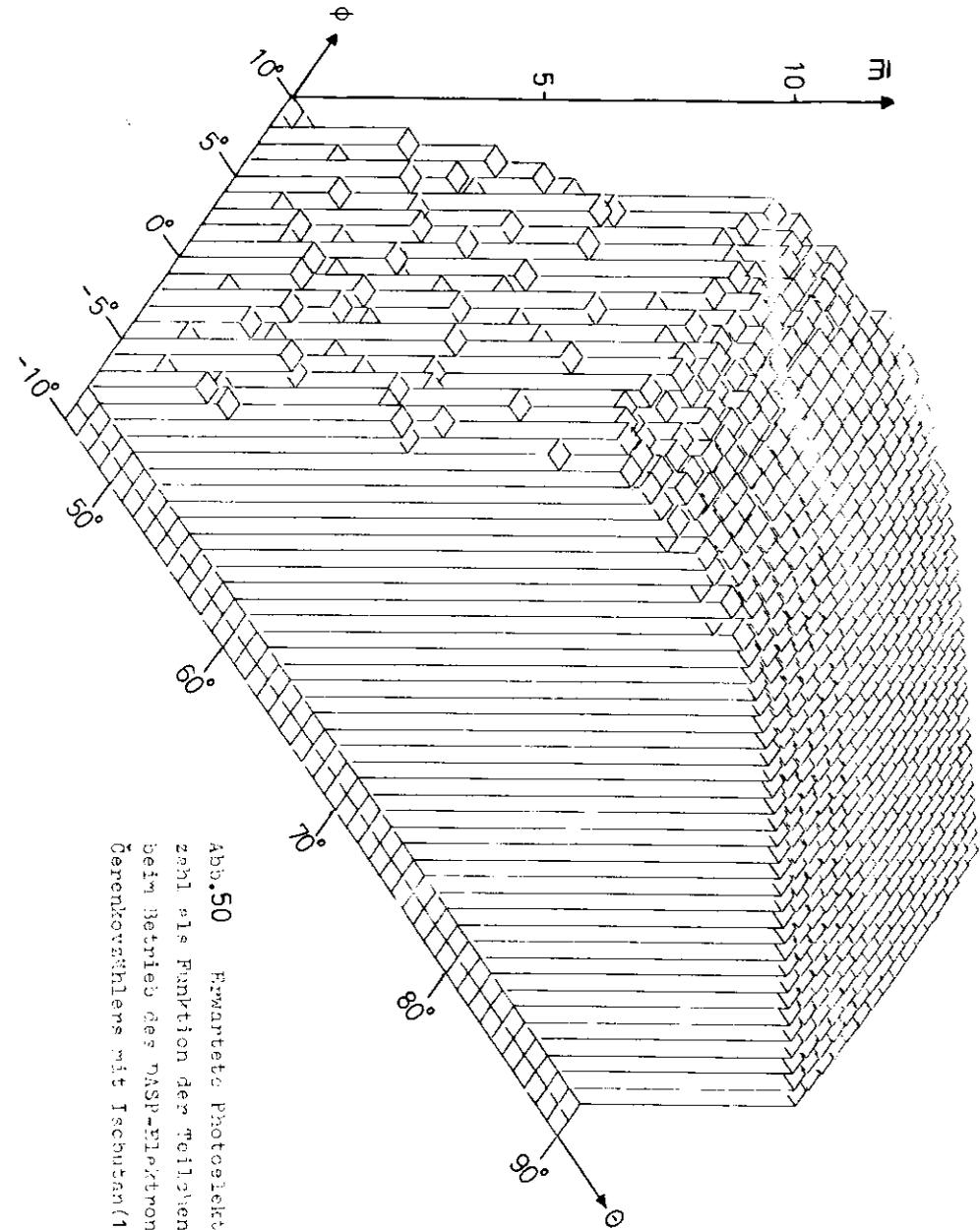


Abb.50 Erwartete Photoelektronenzahl als Funktion der Teilchenrichtung beim Betrieb des DASP-Photomultiplierzählers mit Isobutan (1 bar, 25°C)

IX. 2 Pionenzähler

Äquivalent zu den Anschätzungen für den Elektronenzähler läßt sich durch Integration über  $\frac{dN_e}{d\lambda}|_{\text{Optik1}}$  und  $\frac{dN_e}{d\lambda}|_{\text{Optik2}}$  die mittlere

Photoelektronenzahl  $\bar{m}_{\min,1,2} = M_{1,2}^{\pi} \cdot \sin^2\theta_c$  für Pionenzähler der Optik 1 und Optik 2 angeben. Die hohe spektrale Quantenausbeute des C 31000-Photomultipliers erbringt für einen minimalen Teilchenweg  $l_{\min} = 30$  cm in einem Čerenkovzähler mit der Optik 1 eine mittlere Photoelektronenzahl

$$\bar{m}_{\min,1} = 3540 \cdot \sin^2\theta_c$$

Für einen Zähler der Optik 2 ergibt sich

$$\bar{m}_{\min,2} = 1640 \cdot \sin^2\theta_c$$

Damit ein Pion mit der Masse  $m_{\pi}$  [GeV] und dem Impuls  $p_{\pi}$  [GeV/c]  $\bar{m}_{\min}$  Photoelektronen erzeugen kann, muß der Radiator nach Glg.1 und Glg.5 einen Brechungsindex

$$n = \sqrt{\left(\frac{m_{\pi}^2}{p_{\pi}^2} + 1\right) / \left(1 - \frac{\bar{m}_{\min}}{M}\right)}$$

haben.

In Abbildung 52 ist  $n$  als Funktion von  $p_{\pi}$  dargestellt, als Parameter dient  $\bar{m}_{\min,1,2}$ .

Sollen Pionen mit einer Wahrscheinlichkeit  $\geq 99\%$  von den schwereren Kaonen unterschieden werden, so benötigt man bei einem  $\pi / K$ -Verhältnis von 10:1 eine Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers für Pionen, die größer als 99.9% ist.

Es müssen also im Mittel mindestens sieben Photoelektronen registriert werden, was nach Abb.52 in dem angegebenen Impulsintervall nur durch Überdruck

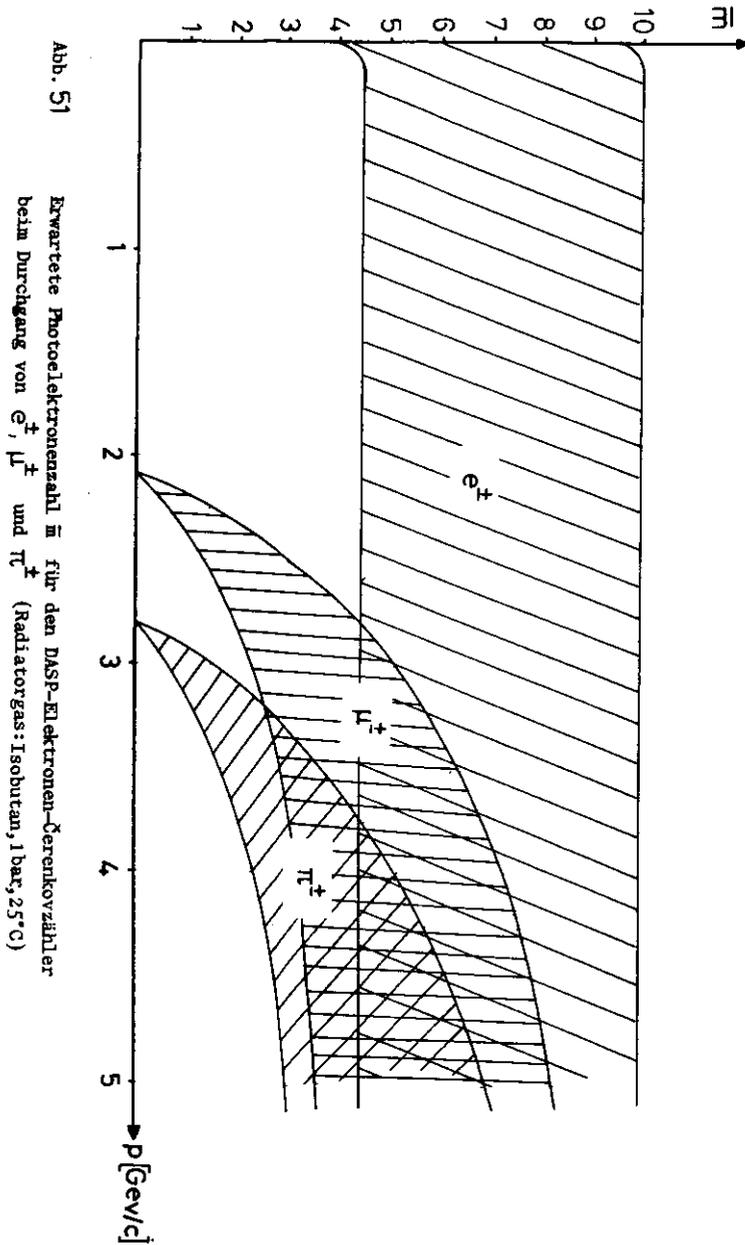


Abb. 51) Erwartete Photoelektronenzahl  $\bar{n}$  für den DASP-Elektronen-Čerenkovzähler beim Durchgang von  $e^+$ ,  $\mu^+$  und  $\pi^+$  (Radiatordruck: 1 bar, 25°C)

der in Tabelle VI1 aufgeführten Gase zu erreichen ist. Eine obere Grenze für den einstellbaren Brechungsindex ist gesetzt durch den Dampfdruck des verwendeten Gases bei einer angestrebten Betriebstemperatur von ca. 25°C (vgl. Kap. VI) und den zulässigen Maximaldruck für ein technisch realisierbares Überdruckgehäuse. Die Entscheidung zur Bau eines solchen Gas-Pionen-Čerenkovzählers wird also vorwiegend dadurch bestimmt, ob es gelingt, ein Überdruckgehäuse zu bauen, das im Innendetektor des DASP eingebaut werden kann und die Akzeptanz des Außendetektors nicht wesentlich begrenzt. Die konstruktiven Überlegungen hierzu sind noch nicht abgeschlossen.

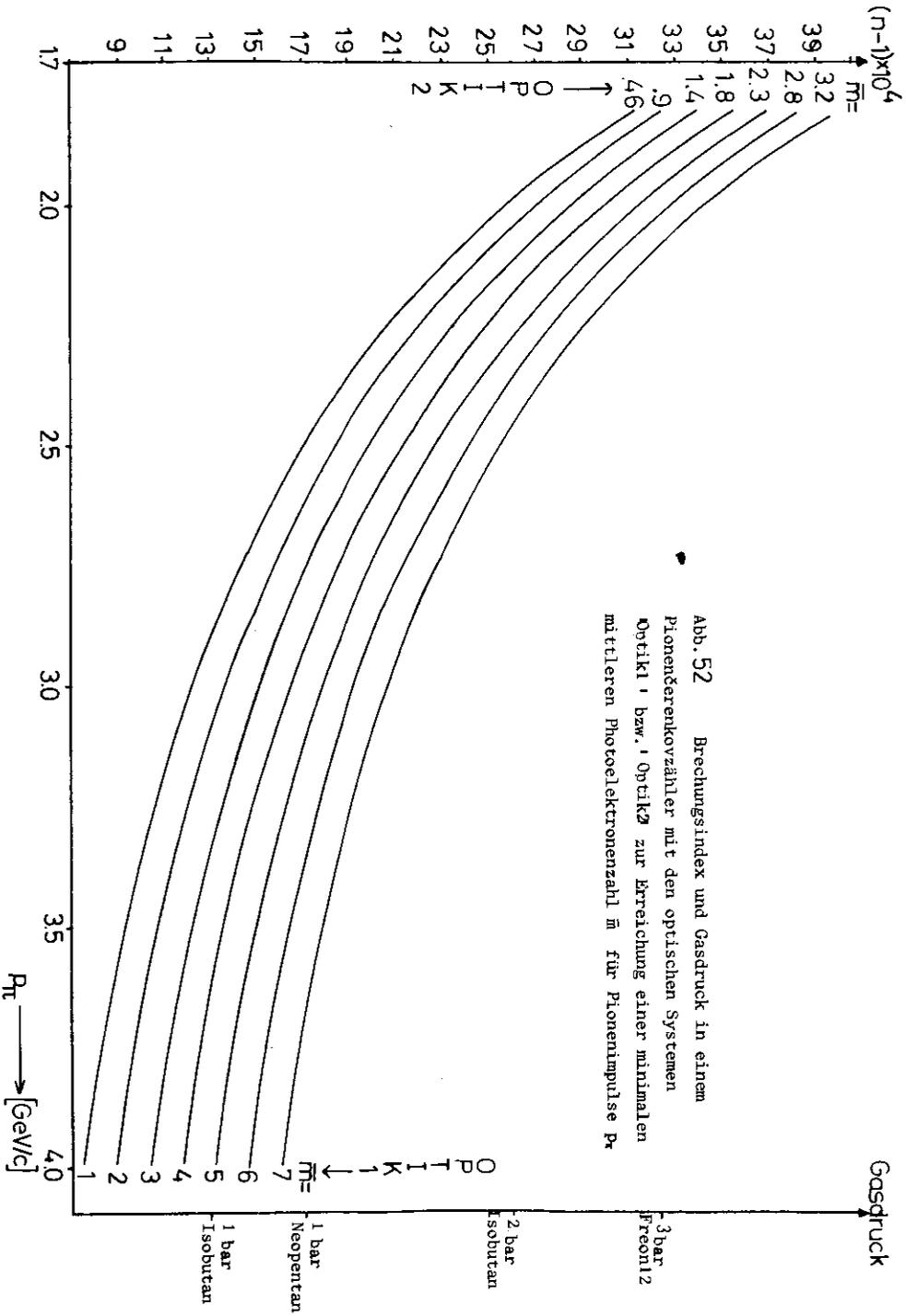


Abb. 52 Brechungsindex und Gasdruck in einem PionenČerenkovzähler mit den optischen Systemen Optiki I bzw. I Optiki II zur Erreichung einer minimalen mittleren Photoelektronenzahl  $\bar{n}$  für Pionenimpulse  $P_T$

## I. Zusammenfassung

Die Lichtsammlungseigenschaften möglicher optischer Systeme für Pionen- und Elektronen-GasČerenkovzähler für das Doppelarmspektrometer DASP wurden mit Hilfe von Simulationsrechnungen untersucht. Randbedingungen waren dabei gegeben durch die Akzeptanz des DASP-Außendetektors und apparative Begrenzungen am Einbauort im Innendetektor.

Zwei mögliche optische Systeme sind:

1. Vier ellipsoide Spiegel fokussieren das Čerenkovlicht auf vier Photomultiplier des Typs RCA 63490M(2"). Der minimale Teilchenweg im Radiator beträgt 30 cm. Optimale Lichtsammlung wird erreicht, wenn der Čerenkovwinkel  $\leq 2^\circ$  und die Wechselwirkungspunkt-Verschiebung kleiner als  $\pm 2$  cm entlang der Strahlachse bleibt.
2. Ein aus zwei ellipsoiden Spiegeln und zwei RCA 8854(5")-Photomultiplier bestehendes optisches System erlaubt zwar nur einen Teilchenweg von minimal 20 cm für Teilchen mit dem Polarwinkel  $\Theta = 30^\circ$ , ist aber geeignet, WWP-Verschiebungen bis zu  $\pm 4$  cm bei Čerenkovwinkeln bis zu  $\Theta_z = 4^\circ$  zuzulassen.

Der Elektronenzähler wurde mit der unter 2. beschriebenen Optik ausgelegt. Da eine genügend gute Ansprechwahrscheinlichkeit bei einigen Gasen (Freon 12, Isobutan, Neopentan) schon unter Atmosphärendruck möglich ist, konnte das Gehäuse für Normaldruck gebaut werden. Die Photomultiplier werden zusammen mit Zylindern für die magnetische Abschirmung gasdicht in das Gehäuse eingeklebt.

Messungen der Spiegelreflexion und der Transmission verschiedener optischer Komponenten ermöglichte in Verbindung mit den Ergebnissen von Testmessungen eines Elektronen-Čerenkovzählers und weiterer Literaturdaten die Abschätzung der Lichtausbeute der DASP-Čerenkovzähler.

Aus Betrachtungen zur Statistik des Photoelektronenaustritts an der Photokathode der Photomultiplier läßt sich für den Betrieb des Elektronenzählers mit z.B. Isobutan(1bar) eine Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon > 98,6\%$  angeben.

Soll der Schwellenimpuls zum Nachweis von Pionen unter 2 GeV/c liegen, so sind für diese Zähler Gasdrucke von Freon 12 über 2,3bar und von Isobutan über 2bar nötig. Die Realisierung eines Pionenzählers hängt also davon ab, ob es gelingt, einen Überdrucktank zu bauen, der im Innendetektor des DASP untergebracht werden kann und die Akzeptanz des Außendetektors nicht wesentlich beschneidet.

Anhang 1 : Nachweis von  $\delta$ -Elektronen im DASP-Elektronen-Čerenkovzähler

Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines  $\delta$ -Elektrons im Energiebereich  $(E, dE)$  durch ein  $\pi$ -Meson beträgt [54] :

$$\psi(E)dE = \rho \cdot l \cdot C \cdot \frac{m_e}{\beta^2} \frac{dE}{E^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E}{E_{max}}\right) \quad (A1)$$

wobei  $\rho$  Dichte des Mediums  
 $l$  Länge "

$C = 0.3 \frac{Z}{A} \text{ cm}^2/\text{g}$ ,  $Z$ =Ladungszahl ;  $A$ =Atomgewicht  
 (Molekulargewicht)

- $m_e$  : Elektronenmasse
- $\beta$  : Geschwindigkeit des Pions
- $E_{max}$  : Maximalenergie des  $\delta$ -Elektrons

Die Kinematik des Erzeugungs- bzw. Stoßprozesses liefert:

$$E(\phi) = m_e \frac{(m_e + \sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2})^2 + p_\pi^2 \cos^2 \phi}{(m_e + \sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2})^2 - p_\pi^2 \cos^2 \phi} =$$

$$\approx m_e \frac{1 + \beta^2 \cos^2 \phi}{1 - \beta^2 \cos^2 \phi} \quad \text{für } m_e \ll E \quad (A2)$$

$$\cos^2 \phi = \frac{1}{\beta^2} \frac{E - m_e}{E + m_e} \quad (A3)$$

Mit A1 und A2 folgt:

$$\psi(\phi)d\phi = \rho \cdot l \cdot C \cdot \frac{l}{\beta^2} \frac{\sin \phi \cos \phi}{(1 + \beta^2 \cos^2 \phi)^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E(\phi)}{E_{max}}\right) d\phi \quad (A4)$$

Die Maximalenergie  $E_{max}$  hat das  $\delta$ -Elektron bei Vorwärtstreuung ( $\phi = 0$ )

$$E_{max} = \gamma m_e \cdot \frac{\beta \pi}{n \pi}$$

Die Minimalenergie  $E_s$ , oberhalb der das  $\delta$ -Elektron Čerenkovlicht erzeugt, ist

$$E_s = \frac{m_e}{\sqrt{1 - \beta_s^2}} \quad \text{mit } \beta_s = \frac{1}{n} \quad (\text{nach Gl.1})$$

so daß gilt:

$$E_s = \frac{n \cdot m_e}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

Dieser Energie entspricht nach A3 ein maximaler Streuwinkel  $\phi_s$ .

Die Erzeugung der  $\delta$ -Elektronen ist im DASP möglich in der 1.5 mm dicken Wandung des Aluminiumstrahlrohres, zwei Szintillationszählern (3mm, 10mm) den Proportionalkammern P 1 und P 2, dem Karton-Eingangsfenster des Čerenkovzählers und dem Radiatorgas. Damit ergibt sich eine Flächendichte  $\rho \cdot l \approx 1.9 \text{ g/cm}^2$ .

Der Energieverlust der entstehenden  $\delta$ -Elektronen in dem oben genannten Material kann nach Tabellen von K.J.Berger und S.M.Seltzer [55] auf im Mittel

$$\Delta E = 0.028 E + 1.75 \text{ MeV}$$

abgeschätzt werden, so daß sich die Wahrscheinlichkeit zum Nachweis eines  $\delta$ -Elektrons mit dem Erzeugungswinkel  $\phi$  nach A4 ergibt zu:

$$\psi(\phi)d\phi = 1.14 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \frac{\sin \phi \cos \phi}{(1 + \beta^2 \cos^2 \phi)^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E(\phi) - \Delta E(\phi)}{E_{max}}\right) d\phi$$

Für die Gesamtwahrscheinlichkeit, daß ein Elektron durch ein Pion vorgetäuscht wird, erhält man

$$\epsilon_{\delta} = \int_0^{\phi_0} \psi(\phi) (1 - e^{-\pi(\phi)}) d\phi$$

wobei  $\pi(\phi)$  die für ein  $\delta$ -Elektron registrierte mittlere Photoelektronenzahl bedeutet und für beliebige Winkel  $\phi$  mit Hilfe des in Kapitel III.1.1 beschriebenen Simulationsprogrammes berechnet wurde. Unter der Annahme einer isotropen Winkelverteilung für die den Čerenkovzähler durchsetzenden Pionen ist für die beschriebene Anordnung in Tabelle A1 eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen verschiedener Impulse angegeben.

Tabelle A1: Nachweiswahrscheinlichkeit des DASP-Elektronen-Čerenkovzählers für Pionen des Impulses  $p$  auf Grund von  $\delta$ -Elektronen bei Verwendung der Radiatorgase Freon 12 und Isobutan (1 bar, 25°C)

$p$ [MeV/c]	Freon 12 ( $n=1.00109$ ) $\bar{\epsilon}_{\delta}$	Isobutan ( $n=1.00127$ ) $\bar{\epsilon}_{\delta}$
400	0	0
500	$0.0282 \cdot 10^{-3}$	$0.098 \cdot 10^{-3}$
600	$0.74 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
700	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$1.94 \cdot 10^{-3}$
800	$2.27 \cdot 10^{-3}$	$2.64 \cdot 10^{-3}$
900	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$3.46 \cdot 10^{-3}$
1000	$3.75 \cdot 10^{-3}$	$4.1 \cdot 10^{-3}$

Anhang 2 : Testmessungen mit dem DASP-Elektronen-Čerenkovzähler

Erste Testmessungen mit einem Exemplar der DASP-Elektronen-Čerenkovzähler im Elektronen-Teststrahl des DESY-Synchrotrons [14] bestätigen die in Kapitel IX gemachten Abschätzungen zur Ansprechwahrscheinlichkeit. Als Radiatorgas wurde Freon 12 ( $n=1.0011, 20^{\circ}\text{C}$ ) verwendet. Der Elektronenstrahl war definiert durch eine Koinzidenzschaltung von sechs Szintillationszählern, das Strahlprofil wurde dabei durch einen  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  Szintillationszähler hinter dem Čerenkovzähler festgelegt.

Der Čerenkovzähler konnte um eine Achse (durch den Strahl) gedreht werden, so daß die im DASP möglichen Teilchenrichtungen in der Mittelebene des Zählers eingestellt werden konnten.

Die Signale der beiden Photomultiplier bildeten über ein 'logisches ODER' das Čerenkovsignal  $\check{C}$ . Aufgenommen wurde die Zahl der Koinzidenzen ohne ( $K_0$ ) und mit Čerenkovzähler ( $K_0 \cdot \check{C}$ ).

Abbildung A1 zeigt das Verhältnis  $(K_0 \cdot \check{C})/K_0$  für verschiedene Winkeleinstellungen  $\theta$ .

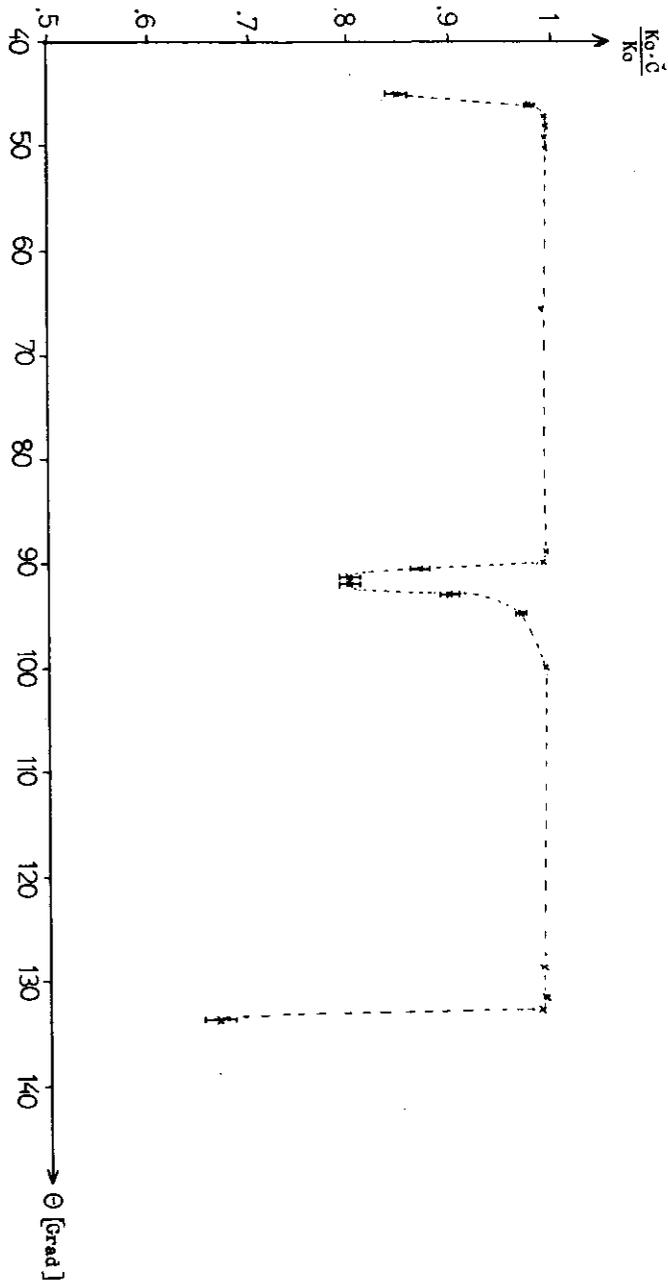
Das 'Loch' der Ansprechwahrscheinlichkeit in der Mitte des Zählers ( $\theta = 90^{\circ}$ ) kann nicht allein durch den kurzen Teilchenweg erklärt werden und beruht wahrscheinlich auf einem mangelhaften Übergang zwischen den beiden Spiegeln und einer eventuellen Dejustierung in diesem Bereich.

Dank der guten Ansprechwahrscheinlichkeit bis zum Rand des Zählers werden die Grenzen der geometrischen Akzeptanz des DASP-Außendetektors im Polarwinkel  $\theta$  voll erreicht.

Ein Test mit einem von dem fiktiven Wechselwirkungspunkt ausgehenden Laserstrahl zeigte, daß die Lichtsammlung im Čerenkovzähler weitgehend unabhängig vom Azimutwinkel  $\phi$  ist.

Abb. A1

Anspruchswahrscheinlichkeit eines DASP-Elektronen-Čerenkovzählers nach ersten Testmessungen am Elektronen-Teststrahl (HV > 2.5 kV)



Literaturverzeichnis:

- [1] DASP-Handbuch
- [2] W.Braunschweig et.al. Vorschlag für ein erstes Experiment mit dem Doppelarm-Spektrometer:QED Prozesse und inklusive Hadronerzeugung, DESY Proposal Nr.123 (2.10.1973)
- [3] G.Buschhorn et.al.,Vorschlag für eine Experimentieranordnung an den DESY Speicherringen, DESY Interner Bericht F-71/1,November 1971
- [4] D.L.Kreinick,B.H.Wiik, Heavy Leptons and Charmed Particles, DASP Note , October 1975
- [5] P.A.Čerenkov, Compt.rend.acad.sci.URSS 2,451 (1934)
- [6] J.Frank , I.G.Tamm , Compt.rend.acad.sci.URSS 14,107 (1937)
- [7] J.V.Jelly, Čerenkov Radiation and its Applications, Pergamon Press (1958)
- [8] V.P.Zrelov, Cherenkov Radiation in High-Energy Physics, Teil I und II /Jerusalem 1970
- [9] B.H.Wiik, Recent Results from DORIS, Invited talk at the International Symposium on Lepton and Hadron Interactions, Stanford University,California,August21-27,1975
- [10] S.Yamada, M.Schliwa ; pers. Mitteilung
- [11] Werkstattmitteilungen der Firma Röhm GmbH, Darmstadt
- [12] G.Hass,J.E.Waylonis, Optical Constants and Reflectance and Transmittance of Evaporated Aluminium in the Visible and Ultraviolet, Journal of Optical Society of America,Vol 51, Nr.7 (1961) S.719

- [13] Aluminium-Taschenbuch, 13. Auflage,  
Düsseldorf, Aluminium Verlag
- [14] G. Grayer et. al.,  
Construction and Performance of a Large Gas  
Čerenkov Hodoscope,  
MPI-PAE/Exp. El. 40 Juni 1974
- [15] Deutscher, Physikalisches Labor der Ernst Leitz  
GmbH Wetzlar; private Mitteilung
- [16] Heraeus Vakuumtechnik, Hanau,  
Labormitteilung
- [17] W. Weizel  
Physikalische Formelsammlung II, Mannheim (1964)
- [18] Westdeutsche Quarzschmelze GmbH, Geesthacht,  
Firmenunterlagen über Quarzglas 'Synsil'
- [19] Heraeus-Schott, Quarzschmelze GmbH, Hanau,  
Firmenunterlagen über Quarzgläser
- [20] R. L. Anderson, SLAC, pers. Mitteilung
- [21] B. M. Baily,  
Quartz-window design for Gas-pressurized  
Photomultiplier-Tube Installation,  
Nucl. Instr. Methods 125 (1975) 353-355
- [22] Dow Corning: Informationen über Silikon-  
Materialien Bulletin cp-200-G-R(0) und  
90-075-01 (1966)  
Dow Corning 20-057 Optical Coupling Compound
- [23] Wacker Silikonöle AK, Firmenunterlagen der  
Wacker-Chemie GmbH, München (1968)
- [24] SISS 1.7, Lieferant: Societe industrielle des silicones,  
Paris
- [25] Silopren Paste E AC-VP 3012 glasklar,  
Lieferant: Bayer AG, Leverkusen
- [26] Landolt-Börnstein,  
Zahlenwerte und Funktionen
- [27] E. R. Hayes, R. A. Schluter, A. Tamosaitis,  
Index and Dispersion of Some Čerenkov  
Counter Gases ; ANL 6916 (1964)
- [28] J. A. Niederer,  
Index of Refraction and Dispersion of  
Several Gases in Čerenkov Counter Use,  
BNL 6889 (1961)
- [29] ≡ [14]
- [30] Matheson Gas Products, General Catalog 1972
- [31] E. L. Garwin, Y. Tomkiewicz, D. Trines,  
Method for Elimination of Quarc-Face  
Phototubes in Čerenkov Counters by Use of  
Wavelength-Shifters,  
SLAC-PUB-1133 (1972)
- [32] Y. Tomkiewicz, E. L. Garwin,  
Optical Absorption Spectra of some potentially  
interesting Gases for Čerenkov Counters,  
Nucl. Inst. meth. 114 (1974) 413-416
- [33] VALVO-Handbuch 1975-76; Fotovervielfacher
- [34] RCA- Firmenunterlagen:  
RCA-Photodetector, Developmental Types  
C31000M, C31000N, C31000Q, C31000R (5-71), 1971  
RCA-Photodetector 8854 (5-71), 1971
- [35] J. M. Schonkeren,  
Photomultipliers ; Valvo GmbH Hamburg 1, April 70
- [36] P. Baillon et. al.,  
Ultraviolet Čerenkov Light Detector,  
Nucl. Instr. Methods 126 (1975) 13-23
- [37] R. Foord et. al.,  
The Use of Photomultiplier Tubes for  
Photon Counting,  
Applied Optics, Okt 69 / Vol. 8 Nr. 10
- [38] Mumetall: Eingetragenes Warenzeichen der Fa. Vakuum-  
schmelze GmbH, Hanau

- [39] VALVO , Technische Information für die Industrie 118:Abschirmungen für Photovervielfacher
- [40] A.Mager ,  
Das Eindringen von Magnetfeldern in offene Abschirmzylinder,  
Z.angew.Physik 23 (1967) S.381-386
- [41] G.T.Wright et.al.,  
Statistics of photomultiplier scintillation counters,  
J.sc.Instr. Vol.31,Okt54
- [42] W.Hartmann,F.Bernhard,  
Fotovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik ;Berlin 1957
- [43] Dirk Harms , Diplomarbeit, Interner Bericht  
DESY F22-69/4
- [44] Peters et.al.,  
Aufbau und erste Ergebnisse am Strahl 26 ,  
Interner Bericht DESY S1/S2-71/1 (1971)
- [45] Lothar Sachs ,  
Statistische Auswertungsmethoden,  
Springer-Verlag Berlin-Heidelberg-New York 1968
- [46] P.Spillantini,  
Comments on possible Cryogenic-Gas Cherenkov Systems,  
Nucl.Instr.meth.125 (1975) 319-320
- [47] A.S.Vovenko ,  
Gas filled Čerenkov counters,  
Soviet physics USPEKHI Vol 6 Nr.6 May-June 1964
- [48] W.Galbraith,  
High Energy and Nuclear Physics Data Handbook,  
Chilton 1964
- [49] A.Limney , B.Peters ,  
The powder counter,a new Detector of High Energy Physics ,  
Nucl.Instr.Methods 100 (1972) 545-547
- [50] Cantin M. et. al. ,  
Silica Aerogels used as Cherenkov Radiators,  
Nucl.Instr.Meth. 118 (1974) 177-182
- [51] Frigen Fibel  
Farbwerke Hoechst AG
- [52] Frau Dinges, Konstruktionszeichnung des DASP-Elektronen-Cherenkovzählers; pers.Mitteilung
- [53] U.Kätz , Dissertation , Hamburg 1967
- [54] B. Rossi , High Energy Particles,  
Prentice Hall, 1962 , Kapitel 2.3
- [55] M.J.Renger , S.M.Seltzer  
Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons  
in: Studies in Penetration of Charged Particles in Matter , Publication 1133 , NASA ,  
Washington 1964

### Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Experimente-  
programms der Gruppe F35 am Deutschen Elektronen-  
Synchrotron DESY in Hamburg.

Herrn Prof.Dr. E.Ganßauge danke ich für die Er-  
möglichung und Förderung dieser Arbeit.

Die Mitglieder der Gruppe F35 haben mir durch ihre  
bereitwillige Unterstützung ,durch viele Gespräche  
und Hinweise sehr geholfen.

Insbesondere danke ich Herrn Prof.Dr. P.Schmüser  
und Herrn Dr. G.Poelz für die Förderung und Betreu-  
ung dieser Arbeit sowie für ihre Anregungen und  
Ratschläge. Die beiden zuletzt genannten Herren  
und Frl. Dipl.-Phys. M.-J.Schachter haben sich die  
Mühe gemacht, das Manuskript kritisch durchzulesen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn D.Brauer, der die  
Konstruktion der Zählergehäuse übernommen hat,für  
die gute Zusammenarbeit,zahlreiche Diskussionen und  
tatkräftige Hilfe. Für die sorgfältige Ausführung  
der technischen Arbeiten danke ich den Herren U.Bal-  
zuweit und G.Krohn.

Mein Dank gilt auch den vielen Mitarbeitern des DESY,  
die ich hier nicht namentlich aufzählen kann. Stell-  
vertretend möchte ich die Herren J.Koll und G.Singer  
der Gruppe F21 nennen,die mir ihre Erfahrungen bei  
der Herstellung von Čerenkovzähler-Spiegeln vermit-  
telt haben.