

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON

DESY

DESY E1 - IN 4

Dezember 1963

MODELLVERSUCH  
FÜR TOTALABSORBIERENDE ČERENKOVZÄHLER

von

Jürgen Reetz

## INHALTSVERZEICHNIS

|   | <u>Seite</u> |
|---|--------------|
| Zusammenfassung   | 0            |
| I. Einleitung und Ziel der Untersuchungen   |              |
| a) Aufschauierung   | 1            |
| b) Čerenkoveffekt   | 2            |
| c) Energiemessung durch Aufschauierung  | 3            |
| d) Ziel der Untersuchungen  | 4            |
| II. Anwendung der Schauertheorie auf totalabsorbierende Čerenkovzähler                |              |
| a) Longitudinale Ausbreitung des Schauers   | 5            |
| b) Laterale Ausbreitung des Schauers  | 10           |
| c) Winkelverteilung des Čerenkovlichtes   | 13           |
| III. Meßmethode   |              |
| a) Aufbau der Meßapparatur  | 15           |
| b) Ähnlichkeit von Modellapparatur und Čerenkovzähler                                 | 19           |
| c) Durchführung der Messungen   | 21           |
| d) Auswertung der Messungen   | 21           |
| IV. Meßergebnisse und Folgerungen für den Bau von totalabsorbierenden Čerenkovzählern | 23           |

### Zusammenfassung.

Es wurden die Abmessungen für den Bleiglaszylinder eines totalabsorbierenden Čerenkovzählers bestimmt, der für die Energiemessung von Elektronen und  $\gamma$ -Quanten bis zu 6 GeV verwendet werden kann. Dabei wurden die analytischen Rechnungen von Kamata, Nishimura /8/ und Guzavin, Ivanenko /11/ über die laterale Schauerausbreitung zugrunde gelegt (Länge: 20 Strahlungslängen, Durchmesser: 14 Strahlungslängen). An einem optisch und geometrisch ähnlichen Modell wurde mit einer Glühlichtsonde unter Vernachlässigung der radialen Schauerausbreitung die Abhängigkeit der Čerenkovlichtverteilung auf die Photovervielfacher von der Einfallsexzentrizität und dem Einfallswinkel der Primärteilchen für einen zylindrischen und einen konischen Spiegel ermittelt. Die der Elektronenverteilung in einem mittleren Schauer entsprechende Variation der Lichtintensität bei den Modellmessungen wurde mittels der Monte Carlo-Rechnungen von Messel, Smirnow et al. /6/ bestimmt. Aus den Messungen an dem Modell konnte die am Bleiglaszähler zu erwartende mittlere Photoelektronenzahl berechnet werden. Es konnte gezeigt werden, daß bei festen Einfallsbedingungen die mittlere Photoelektronenzahl annähernd proportional zur Primärenergie ist. (Die maximale Abweichung von der Proportionalität beträgt - 15 % im Energiebereich von 1 GeV bis 6 GeV).

Bei Verwendung gut reflektierender Aluminiumspiegel (Reflexionsvermögen  $\approx 90\%$ ) ist die mittlere Photoelektronenausbeute (erhalten durch Mittelung über die Einfallswinkel von  $-5^\circ$  bis  $+5^\circ$ ) am konischen Spiegel mit 31 Photovervielfachern (Bedeckung des Spiegelquerschnitts mit Photokathoden  $59\%$ ) nur 1,5-mal so groß wie am zylindrischen Spiegel mit 7 Photovervielfachern (Bedeckung  $56\%$ ). Das Verhältnis der mittleren Photoelektronenausbeute am konischen zu der am zylindrischen Spiegel sinkt auf 1,2, wenn am konischen Spiegel 19 (Bedeckung  $36\%$ ) und am zylindrischen Spiegel 6 Photovervielfacher (Bedeckung  $48\%$ ) verwendet werden. In diesem Fall hat der konische gegenüber dem zylindrischen Spiegel den Vorteil, daß die relative Abwei-

chung der mittleren Photoelektronenzahl bei Variation der Einfallsexzentrizität von 0 bis 0,6 Radiatorradien etwas kleiner ist ( 7 % gegenüber 11 % ). Die Anzahl der Photovervielfacher ist jedoch dadurch beschränkt , daß bei der Addition vieler Einzelimpulse Laufzeitunterschiede in den Zuleitungen den Gesamtimpuls verbreitern.

## I. Einleitung und Ziel der Untersuchungen

### a) Aufschauierung

Der totalabsorbierende Čerenkovzähler dient zur Energiemessung von Elektronen und  $\gamma$ -Quanten in der Hochenergiephysik. Seine Funktion beruht auf der elektromagnetischen Aufschauierung: Wenn ein einzelnes Elektron oder  $\gamma$ -Quant hoher Energie auf einen hinreichend dicken Absorber trifft, dann wird in diesem durch die Aufeinanderfolge von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen die Primärenergie des einfallenden Elektrons bzw.  $\gamma$ -Quants in Elektronenpaare und Photonen umgesetzt. Die Anzahl der Elektronen und Photonen wächst mit der Absorbertiefe, bis ihre Energie so weit gesunken ist, daß Comptoneffekt und Ionisationsverluste über Paarbildungs- bzw. Bremseffekte dominieren. Deshalb durchläuft die Anzahl der Schauerteilchen in Abhängigkeit von der Absorbertiefe ein Maximum. Da der Wirkungsquerschnitt für Bremsung proportional ist dem Quadrat der reziproken Masse, erzeugen schwere geladene Teilchen, beispielsweise  $\mu$ -Mesonen, keine elektromagnetischen Schauer.

Die Wirkungsquerschnitte für Paarbildung und Bremsstrahlung sind für hohe Energien praktisch unabhängig vom absorbierenden Material, wenn die Schichtdicken in Einheiten der sog. Strahlungslänge gemessen werden. Die Strahlungslänge  $X_0$  ist dabei definiert als diejenige Schichtdicke, in welcher die Energie eines hochenergetischen Elektrons infolge Bremsstrahlung im Mittel auf den e-ten Teil abgesunken ist.

Es gilt:

$$\frac{1}{X_0} = 4 \alpha \frac{N}{A} r_e^2 Z (Z + 1) \ln(183 Z^{-1/3}) [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}] \quad (1)$$

mit  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137 =$  Feinstrukturkonstante,  $r_e = e^2/m_e c^2 =$  Klassischer Elektronenradius,  $m_e =$  Elektronenruhemasse,  $N =$  Avogadro'sche Zahl,  $Z =$  Ordnungszahl und  $A =$  Massenzahl des Absorbers.

Für den totalabsorbierenden Čerenkovzähler wird als absorbierendes Medium ein transparentes Dielektrikum hoher Dichte (bspw. Bleiglas) gewählt, da das von den Schauerelektronen emittierte Čerenkovlicht zur Energiemessung verwendet wird.

### b) Čerenkoveffekt

Ein Teilchen mit der Ladung  $e$  emittiert beim Durchgang durch ein Dielektrikum Lichtquanten, wenn das Produkt aus Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  (in Einheiten der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ ) und dem Brechungsindex  $n$  des Dielektrikums größer ist als 1. Diese Strahlung, die "Čerenkovstrahlung", ist kohärent und polarisiert und wird unter dem charakteristischen Winkel  $\varphi$  zur Bewegungsrichtung des Teilchens ausgesendet, der durch die Čerenkov-Beziehung

$$\cos \varphi = 1/\beta n \quad (2)$$

gekennzeichnet ist. Aus der Bedingung  $\beta n > 1$  kann die Existenz einer Schwelle für die totale und kinetische Energie des Schauerteilchens abgeleitet werden, unterhalb derer die Čerenkovlicht-Emission unmöglich ist:

$$\begin{aligned} E_{tot}^{min} &= m_e c^2 \cdot n \cdot (n^2 - 1)^{-1/2} \\ E_{kin}^{min} &= m_e c^2 [n (n^2 - 1)^{-1/2} - 1] \end{aligned} \quad (3)$$

(Z.B. gilt bei  $n = 1,5$  für Elektronen:  $E_{tot}^{min} = 0,68$  MeV,  $E_{kin}^{min} = 0,17$  MeV) Die pro Wegeinheit  $d l$  und pro Wellenlängenintervall  $d \lambda$  emittierte Anzahl von Čerenkovquanten ist gegeben durch die Beziehung /1/

$$\frac{d^2 N_{\gamma}}{d l d \lambda} = 2 \pi \alpha \cdot \frac{1}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) = 2 \pi \alpha \cdot \frac{1}{\lambda^2} \sin^2 \varphi \quad (4)$$

Das Frequenzband reicht vom Ultravioletten bis zur Frequenz 0. Da für Röntgenstrahlung der Brechungsindex kleiner als 1, ist

die Emission von Röntgenstrahlen verboten. Die Anzahl der im Wellenlängenbereich von 3000 Å bis 6500 Å pro cm emittierten Quanten beträgt  $820 \sin^2 \varphi$ . In diesem Bereich sind die gebräuchlichen Photovervielfacher mit S11-Photokathode empfindlich. Z. B. ist in Bleiglas SF1/FA\*) für relativistische Elektronen ( $\beta \approx 1$ )  $\varphi \approx 53^\circ$  und  $\frac{dN}{dt} = 520 \text{ cm}^{-1}$ . Der Energieverlust eines relativistischen Elektrons in SF1/FA infolge Čerenkovstrahlung beträgt 1,6 keV pro cm ( im Empfindlichkeitsbereich der S11-Photokathode ), infolge Ionisation etwa 7 MeV pro cm. Der mittlere Energieverlust eines 300 MeV- Elektrons pro mm SF1/FA durch Bremsung ist  $10^5$ - mal so groß wie der Energieverlust pro mm infolge Čerenkovstrahlung. Die unterschiedliche spektrale Zusammensetzung der Strahlung beider Prozesse sorgt jedoch dafür, daß für alle relativistischen Elektronen das Verhältnis der durch Bremsung zu der durch Čerenkoveffekt pro Wegeinheit in den Empfindlichkeitsbereich der S11-Photokathode abgestrahlten Energie in SF1/FA kleiner als  $10^{-3}$  ist.

### c) Energiemessung durch Aufschauierung

Für die Schauerausbildung ist die sog. kritische Energie  $E_{\text{krit}}$  des absorbierenden Materials eine charakteristische Größe. Sie ist definiert als die Energie, für welche der mittlere Energieverlust eines Elektrons pro Strahlungslänge infolge Bremsung gleich ist dem mittleren Energieverlust pro Strahlungslänge durch Ionisation.

Nach den Ergebnissen der Schauertheorie /2/ ist für Primärenergien, die sehr groß gegen die kritische Energie sind, der gesamte von den Schauerelektronen zurückgelegte Weg im Absorber proportional zur Primärenergie, wenn sich der ganze Schauer im Radiator ausbildet. Dies gilt für primäre Elektronen und Photonen.

\*) Hersteller: Fa. Schott & Gen., Mainz (Brechungsindex  $n \approx 1,71$ ; Dichte  $\rho = 4,46 \text{ g cm}^{-3}$ , kritische Energie  $E_{\text{krit}} = 14,2 \text{ MeV}$ , Strahlungslänge  $X_0 = 2,02 \text{ cm}$ )

Da Elektronen der Energie  $E_{\text{krit}}$  nur noch etwa eine Strahlungslänge durchlaufen, bis ihre kinetische Energie durch Ionisation und Anregung verbraucht ist, tragen praktisch nur Elektronen mit Energien oberhalb der kritischen Energie zur Erzeugung von Čerenkovlicht bei. Für viele Absorber ist die kritische Energie groß gegenüber der Schwellenenergie  $E_{\text{kin}}^{\text{min}}$ , so daß die Schauerelektronen mit Energien oberhalb  $E_{\text{krit}}$  die Geschwindigkeit  $\beta \approx 1$  besitzen. Z.B. gilt für Wasser:

$E_{\text{krit}} = 65 \text{ MeV}$ ,  $E_{\text{kin}}^{\text{min}} = 0,26 \text{ MeV}$  und für Bleiglas SF1/FA:  
 $E_{\text{krit}} = 14,2 \text{ MeV}$ ,  $E_{\text{kin}}^{\text{min}} = 0,11 \text{ MeV}$ ). Dann erhält man für Formel (4) den Ausdruck

$$\frac{d^2 N_{\gamma}}{d\ell d\lambda} \approx 2\pi\alpha \cdot \frac{1}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2}\right), \quad (5)$$

d.h. die Anzahl der im Radiator emittierten Quanten ist proportional zum Weg der Schauerteilchen im Radiator und damit zur Primärenergie  $E_0$ , wenn  $E_0 \gg E_{\text{krit}}$  und der Schauer ganz im Radiator absorbiert wird. Die Emission des Lichtes erfolgt in diesem Fall unter praktisch konstantem Winkel zur Bewegungsrichtung des strahlenden Elektrons. Da die Anzahl der emittierten Quanten nach (5) nur von dem Weg der Schauerelektronen abhängt und von ihrer Energie ( $\sum E_{\text{krit}}$ ) unabhängig ist, kann durch Messung des Čerenkovlichtes die Energie der primären  $\gamma$ -Quanten und Elektronen bestimmt werden.

#### d) Ziel der Untersuchungen

Das Čerenkovlicht wird mit metallischen Spiegeln oder durch diffuse Reflexion an  $\text{MgO}$  oder  $\text{TiO}_2$  /3/ auf Photovervielfacher übertragen. Bei totalabsorbierenden Čerenkovzählern benutzt man zur Messung des Čerenkovlichtes statt eines großen Photovervielfachers, der die ganze Querschnittsfläche des Reflektors bedeckt, mehrere Photovervielfacher mit kleinem Kathodendurchmesser. Dies kann trotz geringerer Photoelektronenausbeute Vorteile bringen, da die relativ großen Laufzeitunterschiede der einzelnen Photoelektronen bei großen Photokathoden zu einer Pulsverbreiterung führen. Die Anzahl der

Photovervielfacher ist jedoch dadurch beschränkt, daß bei der Addition der Einzelimpulse Laufzeitunterschiede in den Zuleitungen den Gesamtimpuls verbreitern. Durch Verwendung von Lichtleitern unter Ausnutzung der Totalreflexion können Verluste an Photoelektronen verringert werden.

Bei Experimenten werden aber die zu messenden Elektronen und  $\gamma$ -Quanten nicht nur achsenparallel und zentral in den Zähler eintreten. Vielmehr besteht in Abhängigkeit von dem speziellen Experiment jeweils eine Verteilung für die Exzentrizität und den Einfallswinkel der Primärteilchen relativ zur Zählerachse. Wenn der Spiegelquerschnitt nicht vollständig von den Photokathoden der Photovervielfacher bedeckt ist, ändert sich mit den Einfallsbedingungen die Verteilung des Čerenkovlichtes auf die Photokathoden und die Photoelektronenausbeute.

In einem Modellversuch sollte deshalb für verschiedene Spiegelformen (Zylinder und Konus) die Lichtverteilung auf die einzelnen Photovervielfacher in Abhängigkeit von den Einfallsbedingungen untersucht werden. Praktisch ist man an der Anordnung der Photovervielfacher interessiert, bei welcher die Photoelektronenausbeute die geringste Abhängigkeit von den Einfallsbedingungen aufweist. Die Untersuchungen wurden für einen totalabsorbierenden Bleiglas-Čerenkovzähler durchgeführt, der für Photoproduktionsexperimente am DESY bei  $\gamma$ -Primärenergien von maximal 6 GeV verwendet werden soll.

## II. Anwendung der Schauertheorie auf totalabsorbierende Čerenkovzähler

### a) Longitudinale Ausbreitung des Schauers

Aufgrund der Eigenschaften der Čerenkovstrahlung ist ein Radiator mit hohem Brechungsindex und guter Lichttransmission vom Ultravioletten bis zum Ultraroten wünschenswert. Das Radiatormaterial und seine Größe werden mit Hilfe der Schauertheorie bestimmt. Da aber die Wirkungsquerschnitte der bei der Schauerausbildung beteiligten Prozesse bei

niedrigen Energien sehr kompliziert von der Energie abhängen, kann man auf analytischem Wege nur Näherungslösungen erhalten.

Die Schauerausbildung ist ein statistischer Vorgang. Deshalb ist das Verhalten einzelner Schauer unterschiedlich. Für die Auslegung eines totalabsorbierenden Čerenkovzählers ist aber im wesentlichen das mittlere Verhalten der Schauer von Interesse. Für die Energiemessung besonders wichtig ist die mittlere Anzahl von Elektronen mit Energien  $E$  größer als  $E_{krit}$  in Abhängigkeit von der Absorbiertiefe  $t$ .

Bei Vernachlässigung der Coulombstreuung und der bei Brems- und Paarbildungsprozessen auftretenden Winkel wird man auf das longitudinale Schauerproblem geführt. Dessen Lösung ist in Medien mit niedriger Ordnungszahl für Sekundärenergien bis herab zur kritischen Energie in der sog. Näherung B möglich. In dieser Näherung wird gerechnet mit den asymptotischen Wirkungsquerschnitten für Bremsung und Paarbildung in Bornscher Näherung ( $\alpha^2 Z^2 \ll 1$ ) bei Annahme vollständiger Abschirmung, unter Vernachlässigung des Comptoneffektes und mit der Annahme, daß alle Schauerelektronen durch Ionisation pro Strahlungslänge einen konstanten Energieverlust in Höhe der kritischen Energie erfahren. Die Lösungen in der Näherung B liefern identische Aussagen für alle Absorber, wenn die Energien in Einheiten der kritischen Energie und die Absorberdicken in Einheiten der Strahlungslänge gemessen werden.

Unter diesen Bedingungen wurden die longitudinalen Schaugleichungen für die integralen Elektronenspektren von Snyder /4/ gelöst. Er erhielt bei primären Elektronen der Energie  $E_0$  für die Tiefe  $T^{(e)}$  des Schauermaximums, die maximale Anzahl Schauerelektronen  $N_{max}^{(e)}$  und den Gesamtweg  $L^{(e)}$  der Schauerelektronen mit Sekundärenergien  $E \geq 0$  folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} T^{(e)}(E_0, E \geq 0) &= 1,01 \cdot [\ln(E_0/E_{krit}) - 1] [X_0] \\ N_{max}^{(e)}(E_0, E \geq 0) &= 0,31 \cdot (E_0/E_{krit}) \cdot [\ln(E_0/E_{krit}) - 0,37]^{-1/2} \quad (6) \\ L^{(e)}(E_0, E \geq 0) &= E_0/E_{krit} [X_0] \end{aligned}$$

Für primäre  $\sigma$ -Quanten der Energie  $E_0$  lauten die entsprechenden Lösungen:

$$\begin{aligned} T^{(\sigma)}(E_0, E \geq 0) &= 1,01 \cdot [\ln(E_0/E_{krit}) - 1/2] [X_0] \\ N_{max}^{(\sigma)}(E_0, E \geq 0) &= 0,31 (E_0/E_{krit}) \cdot [\ln(E_0/E_{krit}) - 0,18]^{-1/2} \quad (7) \\ L^{(\sigma)}(E_0, E \geq 0) &= E_0/E_{krit} [X_0] \end{aligned}$$

Die Gleichheit von  $L^{(e)}(E_0, E \geq 0)$  und  $L^{(\sigma)}(E_0, E \geq 0)$  folgt aus dem vereinfachenden Ansatz, daß alle Schauerelektronen pro  $X_0$  den konstanten Energieverlust  $E_{krit}$  erfahren. Die Lösungen für  $N_{max}^{(e)}$ ,  $N_{max}^{(\sigma)}$ ,  $L^{(e)}$ ,  $L^{(\sigma)}$  können nur als grobe Abschätzung nach oben angesehen werden, da bei Extrapolation nach Sekundärenergien  $E \geq 0$  die Brems- und Paarbildungsquerschnitte nicht mehr als asymptotisch konstant angesehen werden dürfen. Bernstein /5/ benutzte die Snydersche Lösung als Näherung 0-ter Ordnung und berechnete eine Korrektur 1. Ordnung durch die Einführung genauerer Wirkungsquerschnitte für Bremsung und Paarbildung. Das Ergebnis besteht in einer geringeren maximalen Teilchenzahl  $N_{max}$ , aber einem längeren Schauerschwanz, wie in Abb. 1 zu erkennen ist.

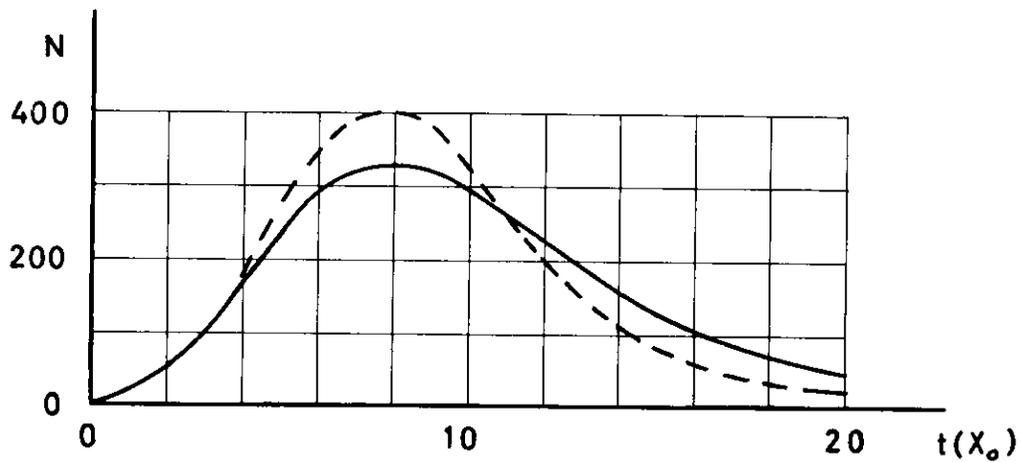


Abb. 1: Vergleich der Lösungen für die mittlere Anzahl  $N(E_0, E \geq 0, t)$  von Elektronen bei der Tiefe  $t$  in Näherung B von Snyder /4/ (---) und Bernstein /5/ (—) für  $\ln(E_0/E_{krit}) = 8$ . (Sekundärenergie  $E \geq 0$ ). Bernstein benutzte genauere Wirkungsquerschnitte für Bremsung und Paarbildung.

Aus (5), (6) und (7) erhält man die Größe

$$\eta = \frac{X_0}{E_{krit}} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (8)$$

als Maß für die Čerenkovlichtausbeute in einem Absorber. Aus den beiden zur Auswahl stehenden Bleigläsern SF1/FA und SF5<sup>\*)</sup> wurde SF1/FA ausgewählt, da es nach (8) bei einer nur um 3 % geringeren Lichtausbeute aufgrund seiner kleineren Strahlungslänge die Energie der Primärteilchen in einem geringeren Volumen zu absorbieren gestattet.

Eine charakteristische Eigenschaft des totalabsorbierenden Čerenkovzählers besteht darin, daß die Tiefe des Schauermaximums eines mittleren Schauers und damit die Größe des Radiators nach (6) und (7) nur logarithmisch mit der Primärenergie anwächst. Das Schauermaximum liegt bei Bleiglas SF1/FA für Elektronen und  $\gamma$ -Quanten mit Primärenergien zwischen 1 GeV und 6 GeV im Bereich von  $3 X_0$  bis  $6 X_0$  (d.h. 6 cm bis 12 cm). Die Größe von Magnetspektrometern hingegen wächst mit etwa der 3. Potenz der Energie.

Da man auf analytischem Wege die Wirkungsquerschnitte nicht exakt berücksichtigen kann, hat man Monte Carlo-Methoden auf das Schauerproblem angewandt. Von Messel, Smirnow et al. /6/ sind nach der Monte Carlo-Methode longitudinale, laterale und angulare Verteilung der Schauerelektronen in Blei und Emulsion berechnet worden. Dabei wurden die exakten Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung, Paarproduktion und Comptoneffekt benutzt. Die Vielfachstreuung fand nach der Moliere-Theorie Berücksichtigung, während die relativ geringen Winkelbeiträge infolge Paarbildung und Bremsung vernachlässigt wurden. Elektronen und  $\gamma$ -Quanten, die einen Winkel größer als  $90^\circ$  mit der Schauerachse einnehmen, sind nicht weiter verfolgt worden. Ionisationsverluste wurden durch Subtraktion eines dem durchlaufenen Weg proportionalen Energiebetrages berücksichtigt. In den Abb. 2 und 3 ist die mittlere Anzahl von Elektronen nach Messel, Smirnow et al. /6/ und Crawford, Messel /7/ derjenigen nach Snyder /4/ gegenüber gestellt

\*) Hersteller: Fa. Schott & Gen., Mainz (Brechungsindex  $n = 1,68$ , Dichte  $\rho = 4,08 \text{ g cm}^{-3}$ , kritische Energie  $E_{krit} = 15,8 \text{ MeV}$ , Strahlungslänge  $X_0 = 2,36 \text{ cm}$ .)

worden. (Das Rechenprogramm von Crawford, Messel für die longitudinale Schauerausbreitung stimmt mit dem von Messel, Smirnow et al. überein.)

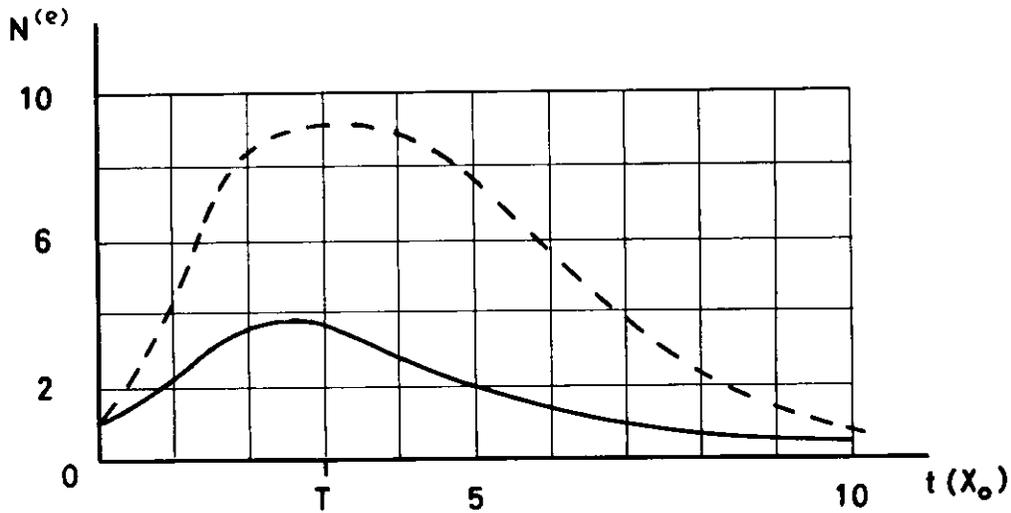


Abb. 2: Anzahl Schauerelektronen in Emulsion, ausgelöst durch ein 1 GeV - Elektron nach Snyder /4/ (---) (Sek.-Energie  $E \geq 0$ ) und nach Messel, Smirnow et al. /6/ (—) (Sek.-Energie  $E \geq 10$  MeV).  $T$  ist nach (6) die Tiefe des Schauersmaximums in Näherung B.

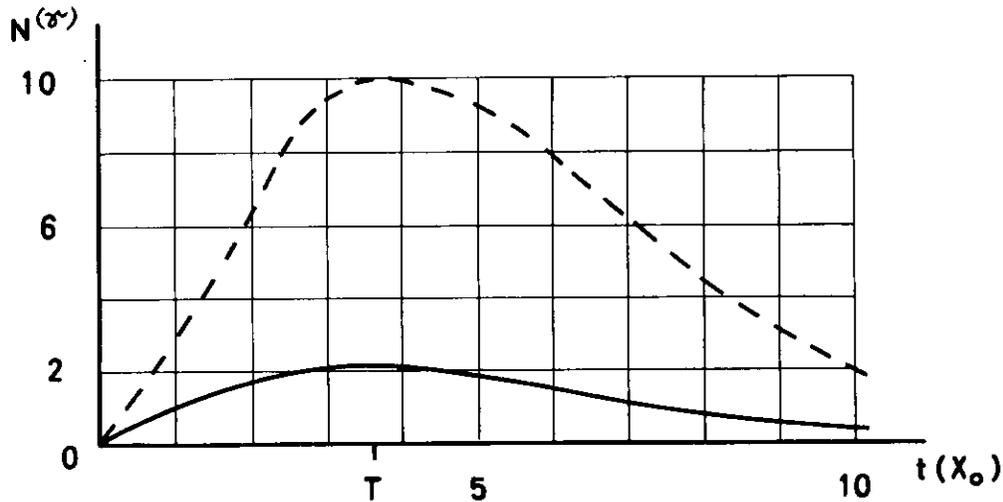


Abb. 3: Anzahl Schauerelektronen in Blei, ausgelöst durch ein primäres  $\gamma$ -Quant von 500 MeV nach Snyder /4/ (---) (Sek.-Energie  $E \geq 0$ ) und nach Crawford, Messel /7/ (—) (Sek.-Energie  $E \geq 10$  MeV).  $T$  ist nach (7) die Tiefe des Schauersmaximums in Näherung B.

Man erkennt, daß die Tiefe T des Schauermaximums nach analytischen und Monte Carlo-Rechnungen gut übereinstimmt, während sich die mittlere Anzahl von Schauerteilchen besonders für hohe Ordnungszahl des Absorbers (Blei) stark unterscheidet.

#### b) Laterale Ausbreitung der Schauer

Um die lateralen Abmessungen des Radiators bestimmen zu können, muß die seitliche Ausbreitung des Schauers berücksichtigt werden. Da die analytische Behandlung nur unter sehr groben Näherungen möglich ist, können sie Ergebnisse solcher Rechnungen nur Anhaltspunkte für die Dimensionierung liefern. Der Haupteinfluß für die laterale Ausbreitung rührt von Coulombstreuung der Elektronen her. Von Kamata und Nishimura /8/ ist auf analytischem Wege die laterale Verteilung der Elektronen infolge Coulombstreuung in der Näherung B für den Grenzfall  $E_0/E_{\text{krit}} \rightarrow \infty$  für endliche Entfernungen r von der Schauerachse berechnet worden. Die Coulombstreuung wurde in der Williamschen Näherung /9/ berücksichtigt, die sich im Vergleich mit experimentellen Werten von Hofstadter /10/ als grobe Näherung erwiesen hat. (Berücksichtigung der endlichen Kerngröße und der Abschirmung des Kernfeldes dadurch, daß die Streuwahrscheinlichkeit nur für den Winkelbereich  $\lambda/a \leq \theta \leq \lambda/d$  von Null verschieden angenommen wird, wobei  $\lambda =$  de Broglie-Wellenlänge des gestreuten Elektrons,  $a =$  Bohrscher Radius des streuenden Atoms und  $d =$  Radius der Kernladungsverteilung.) Für große r wurde entsprechend Guzavin, Ivanenko /11/ die radiale Verteilungsfunktion proportional  $\exp(-\sqrt{r})$  angesetzt. In der Abb. 4 sind für Bleiglas SF1/FA für primäres Elektron von 6 GeV die Mittelwerte  $\langle r \rangle$ ,  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  in Abhängigkeit von der Tiefe dargestellt. Man sieht, daß  $\langle r \rangle$  und  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  etwa proportional zur Tiefe sind.

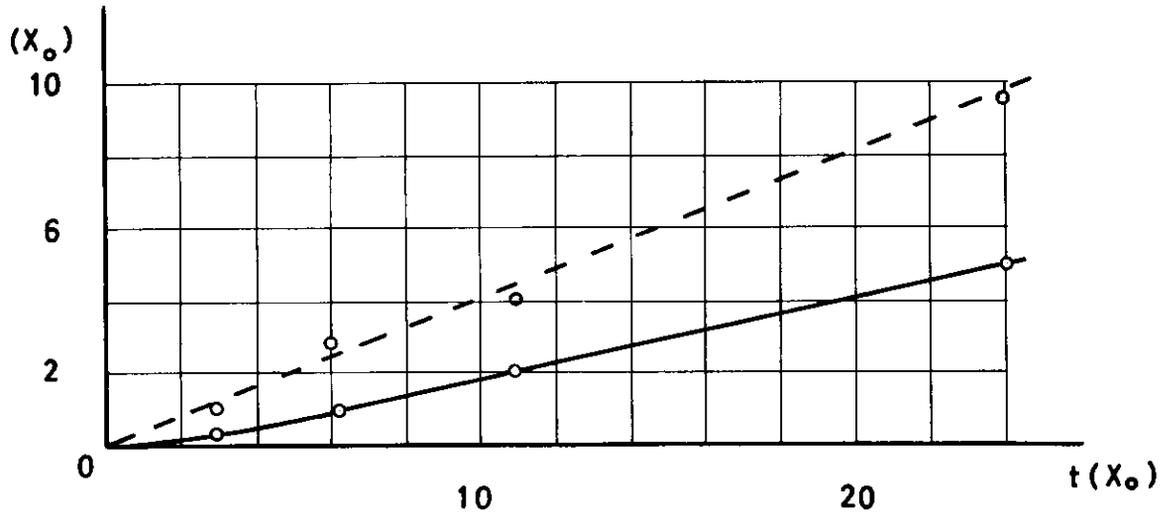
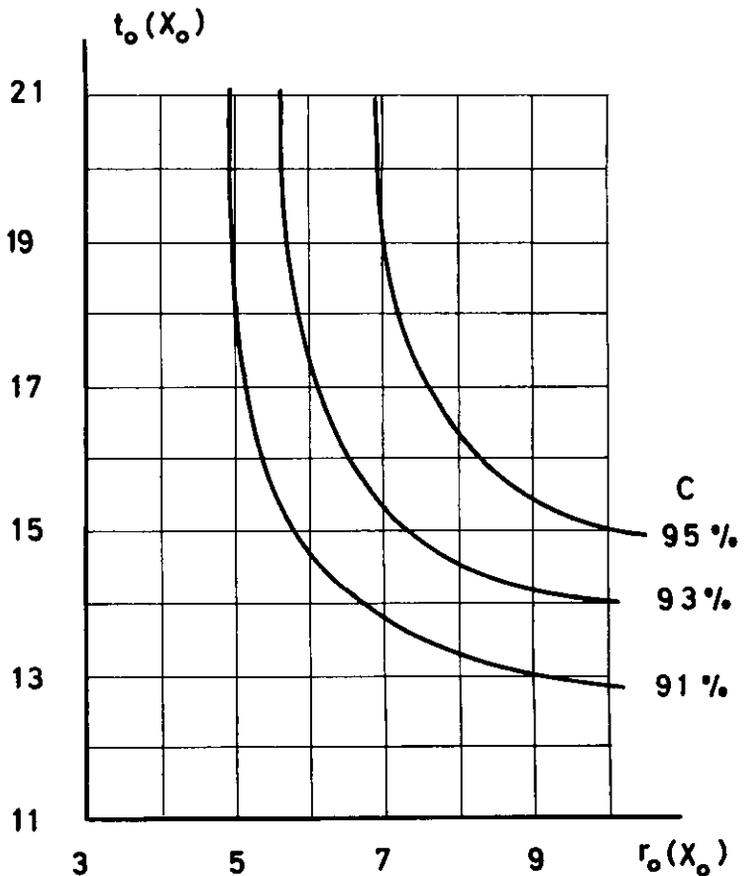


Abb. 4: Mittelwerte  $\langle r \rangle$  und  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  für die Entfernung  $r$  der Schauerelektronen von der Schauerachse in SF1/FA in Näherung B nach Kamata, Nishimura /8/ und Guzavin, Ivanenko /11/. Primäres Elektron von 6 GeV, Sekundär-Energie  $E \geq 0$ .

$\langle r \rangle$ : — ;  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ : - - - .

Abb. 5: Bruchteil C des Weges der Schauerelektronen bei zentralem, achsenparallelem Einfall in dem SF1/FA-Radiator mit Radius  $r_0$  und Länge  $t_0$ . Rechnungen von Kamata, Nishimura /8/ und Guzavin, Ivanenko /11/ in Näherung B für primäres 6 GeV-Elektron und Sekundär-Energien  $E \geq 0$ .



Der Bruchteil C des Weges, der von den Schauerelektronen in dem zylindrischen SF1/FA-Radiator mit dem Radius  $r_0$  und der Länge  $t_0$  bei zentralem, achsenparallelem Teilcheneinfall zurückgelegt wird, ist in Abb. 5 für primäre Elektronen von 6 GeV angegeben worden. In der  $(r_0, t_0)$ -Ebene sind die Ortskurven für konstante C-Werte dargestellt. Man erkennt, daß bei  $r_0 = 7 X_0$  und  $t_0 = 20 X_0$  etwa 95 % des Weges im Radiator enthalten sind. Für einen 1 GeV-Schauer in Emulsion ist in Abb. 6 für verschiedene Tiefen  $t$  die relative Anzahl von Schauerelektronen innerhalb der Entfernung  $r$  ( $X_0$ ) von der Schauerachse nach Monte Carlo-Rechnungen von Messel, Smirnow et al. /6/ mit der analytischen Rechnung von Kamata, Nishimura /8/ und Guzavin, Ivanenko /11/ in Näherung B verglichen worden. Man sieht, daß die grobe Berücksichtigung der Coulombstreuung von Kamata, Nishimura besonders bei größeren Tiefen zu einer Überschätzung der lateralen Schauerausbreitung führt.

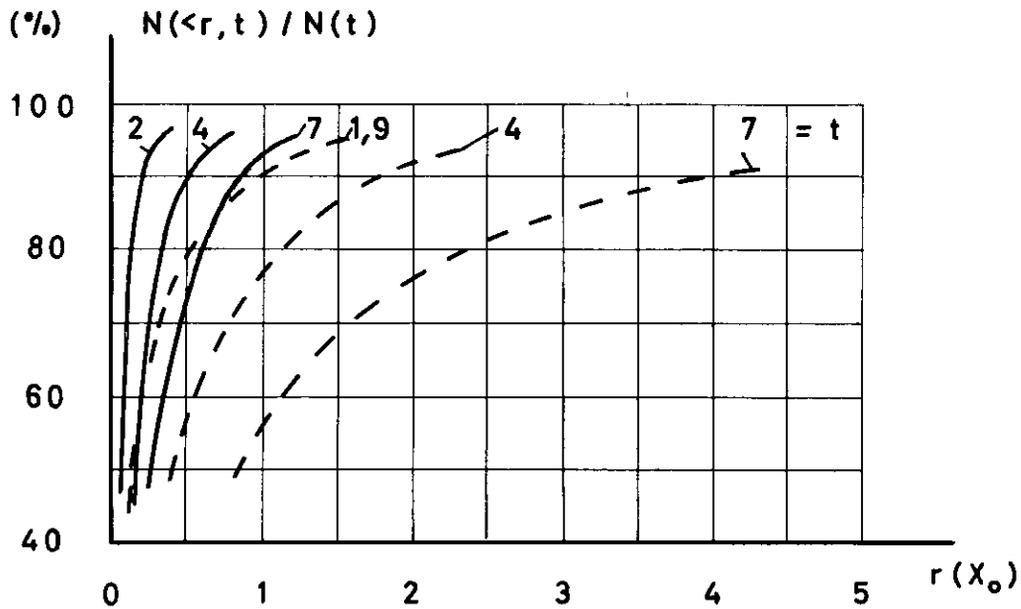


Abb. 6: Vergleich der relativen Anzahl Schauerelektronen innerhalb der Entfernung  $r$  von der Schauerachse in Emulsion nach Messel, Smirnow et al. /6/ (—) (Sek.-Energie  $E \geq 10$  MeV) und nach Kamata, Nishimura /8/ und Guzavin, Ivanenko /11/ (Sek.-Energie  $E \geq 0$ ) (---) in Näherung B für  $E_0/E_{krit} \rightarrow \infty$ . Primäres Elektron von 1 GeV, Parameter  $t$ .

Die Abmessungen des SF1/FA-Radiators wurden nach dem Ergebnis der Rechnungen von Kamata, Nishimura /8/ und Guzavin, Ivanenko /11/ zu  $r_0 = 7 X_0$  (142 mm) und  $t_0 = 20 X_0$  (404 mm) bestimmt entsprechend einem C-Wert von 95 %, da die Ergebnisse von Messel, Smirnow et al. /6/ noch nicht vorlagen.

### c) Winkelverteilung des Čerenkovlichtes

Bei Vernachlässigung der radialen Schauerausbreitung ist die mittlere Anzahl der bei der Tiefe  $t$  unter dem Winkel  $\vartheta$  zur Schauerachse in das Intervall  $d\vartheta$  und pro Wegeinheit  $dl$  der Schauerelektronen emittierte Anzahl  $d^2N_{\vartheta}/dl d\Omega(\vartheta)$  Čerenkovquanten bestimmt durch die mittlere Anzahl  $dN/d\Omega(\theta)$  Schauerelektronen im Winkelintervall  $d\theta$  unter dem Winkel  $\theta$  zur Schauerachse für alle  $\theta$  im Intervall  $|\varphi - \vartheta| \leq \theta \leq \varphi + \vartheta$  ( $\varphi$  = charakteristischer Winkel des Čerenkovkegels).

Die Größe  $dN/d\Omega(\theta)$  wurde aus den Monte Carlo-Rechnungen von Messel, Smirnow et al. /6/ für Primärenergie 1 GeV und Sekundärenergien größer als 10 MeV für Bleiabsorber entnommen und damit  $d^2N_{\vartheta}/dl d\Omega(\vartheta)$  für  $\varphi = 53^\circ$  (entsprechend SF1/FA) für die Tiefen  $t = 3$  und  $5 X_0$  berechnet ( $t = 3$  entspricht dem Schauermaximum). Nach Abb. 7 ist die Winkelverteilung unter Bevorzugung von Winkeln  $\vartheta$  kleiner als  $\varphi$  um wenige % asymmetrisch bezüglich  $\varphi$ .

Wenn wir gemäß dem Identitätssatz der Näherung B die Primärenergie  $E_0 = 1$  GeV und die Abschneideenergie von 10 MeV von Blei ( $E_{\text{krit}} = 7,8$  MeV) auf SF1/FA ( $E_{\text{krit}} = 14,2$  MeV) übertragen, gelangen wir zu einem identischen longitudinalen Schauer in SF1/FA mit  $E_0 = 1,8$  GeV und einer Abschneideenergie von 18 MeV. Für gleiche Quotienten  $E/E_{\text{krit}}$  ist die Anzahl Elektronen bei der Tiefe  $t$  im Intervall  $d(E/E_{\text{krit}})$  in Blei und SF1/FA gleich, während die Energie der Elektronen in SF1/FA 1,8-mal größer ist als in Blei. Deshalb ist der mittlere

Vielfachstreuwinkel für gleiche, in Strahlungslängen gemessene Schichtdicken in SF1/FA nur etwa halb so groß wie in Blei. (Die Vielfachstreuung erfolgt in SF1/FA vorwiegend an den Bleiatomen). Bei Vernachlässigung der radialen Schauerausbreitung erhält man damit für die Halbwertsbreite der Winkelverteilung des Čerenkovlichtes im Schauermaximum in SF1/FA bei  $E_0 = 1,8 \text{ GeV}$  etwa  $5^\circ$  gegenüber  $10^\circ$  in Blei bei  $E_0 = 1 \text{ GeV}$ .

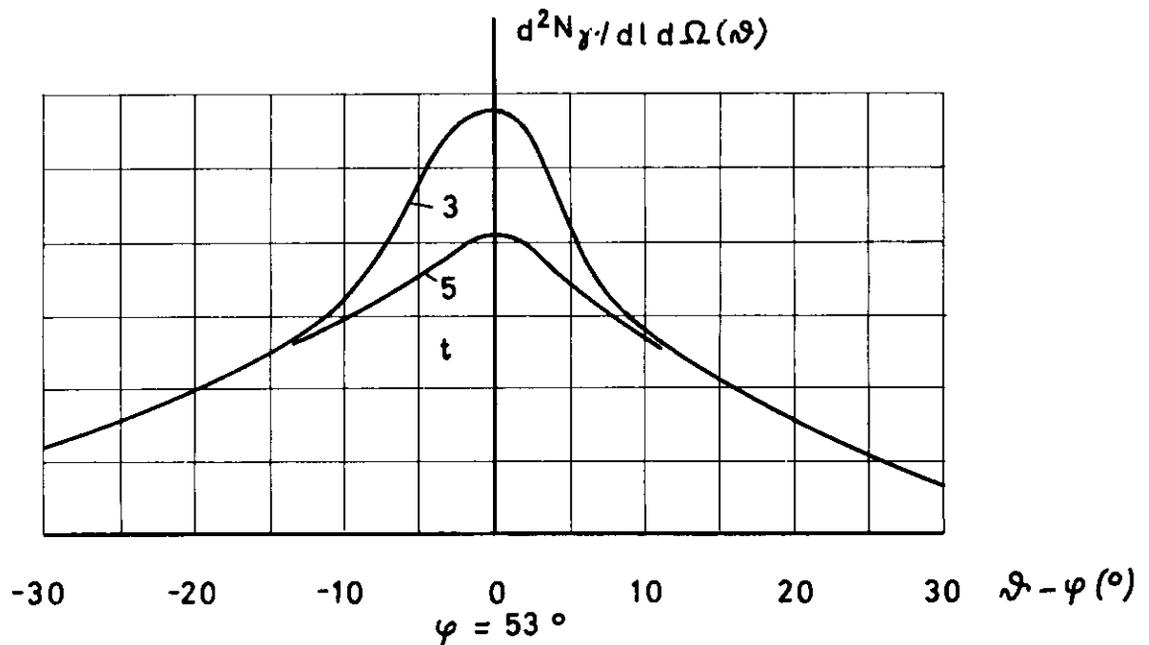


Abb.7: Relative Čerenkovlicht-Intensität unter dem Winkel  $\vartheta$  zur Schauerachse in einem Absorber mit der Ordnungszahl von Blei und dem Brechungsindex von SF1/FA bei Vernachlässigung der radialen Schauerausbreitung. Es wurden die Monte Carlo-Rechnungen von Messel, Smirnow et al. /6/ für ein primäres Elektron von 1 GeV in Blei zugrunde gelegt (Sekundärenergien  $E \geq 10 \text{ MeV}$ ). Parameter ist die Absorbiertiefe  $t$ .

### III. Meßmethode

#### a) Aufbau der Meßapparatur

Für den zylindrischen und den konischen Spiegel bestehen Vor- und Nachteile.

Zylindrischer Spiegel:

Vorteil: Relativ kleine mit Photovervielfachern zu bedeckende Fläche.

Nachteil: Relativ langer Lichtweg im Radiator, relativ große Anzahl von Reflexionen.

Konischer Spiegel:

Vorteil: Relativ kurzer Lichtweg im Radiator, relativ kleine Anzahl von Reflexionen.

Nachteil: Relativ große mit Photovervielfachern zu bedeckende Fläche.

Vom Experiment her besteht die Forderung, daß bei fest gewählter Anordnung der Photovervielfacher die Gesamtzahl der Photoelektronen möglichst wenig von den Einfallbedingungen der Primärteilchen abhängen soll. Da ein Elektronen- oder  $\gamma$ -Strahl zur Durchführung der Messungen nicht vorlag, mußte an einem Modell gemessen werden.

Die Meßapparatur, Abb. 8, bestand im wesentlichen aus einem Aluminiumbehälter (Länge 25 cm, Breite 600 cm, Höhe 500 cm) für die Aufnahme der Spiegel, des Modellradiator und des Lichtleiters. Mittels einer Lichtsonde wurde in den Modellradiator unter dem charakteristischen Winkel  $\varphi = 53^\circ$  von SF1/FA zur Sondenachse Glühlicht eingestrahlt und nach Reflexion an den Spiegeln durch die Plexiglasrückwand des Behälters hindurch von einem Photovervielfacher 53 AVP registriert, dessen Position veränderlich war. Der Modellradiator war auf einen Flansch montiert, welcher entsprechend der Exzentrizität  $a$  mit einer Bohrung für die Aufnahme eines Kugelgelenks versehen war. Dieses gestattete die Winkeleinstellungen  $\alpha$  und die Tiefenvorschübe  $t$  der Lichtsonde.  $\alpha$  wurde positiv gezählt, wenn die bei der Tiefe  $t=0$  bestehende Exzentrizität der Lichtsonde mit wachsender Tiefe vergrößert wurde.

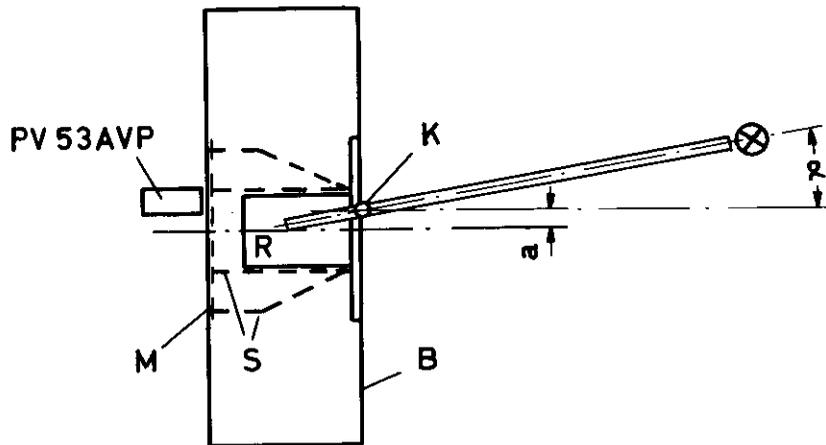


Abb. 8: Behälter B zur Aufnahme der Spiegel S, des Modellradiators R und des Lichtleiters. Zur Vermeidung schädlicher Reflexionen war die Plexiglasrückwand mit einer Mattscheibe M versehen. Den optischen Kontakt zwischen dem Photovervielfacher PV und der Plexiglaswand besorgte Paraffinöl mit dem Brechungsindex  $n_D = 1,48$ . K = Kugelgelenk.

Die Lichtsonde, Abb. 9, bestand aus einem gezogenen Aluminiumrohr mit Innendurchmesser 6 mm. Sie erzeugte ein Lichtbündel, dessen Divergenz nach Reflexion an einem kleinen Stahlspiegel  $\pm 1,5^\circ$  um den Winkel  $\psi = 53^\circ$  betrug.

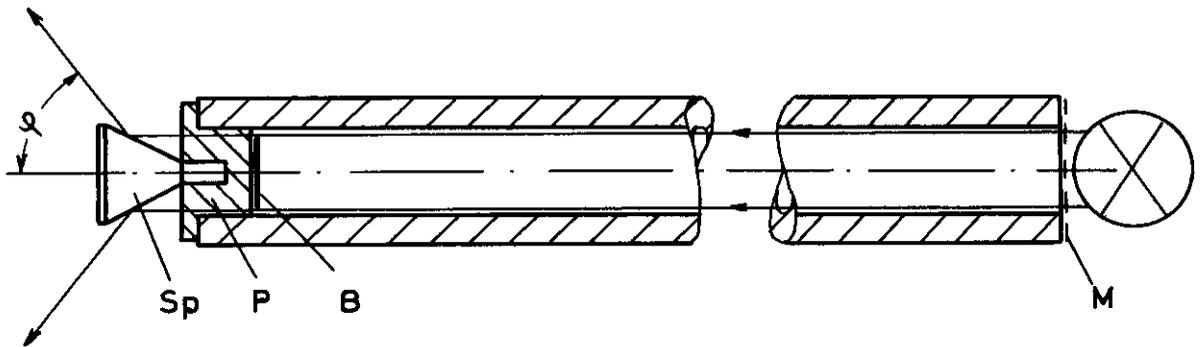


Abb. 9: Rohrsonde: Die Innenwand des Rohres war zur Minderung der Mehrfachreflexionen und damit der Divergenz des Lichtbündels mit Kamera-Mattlack geschwärzt. Auf dem polierten Plexiglasstopfen P eine scheibenförmige, schwarze Blende B, die einen Ringspalt von 0,45 mm Breite freiließ. Um die bevorzugte Abbildung des Glühfadens zu verhindern, befand sich vor dem Rohreingang eine Mattscheibe M. Sp = Stahlspiegel zur Erzeugung des "Čerenkov-Kegels" (Reflexionsvermögen wellenlängenunabhängig /12/).

Das Glühlicht lieferte eine 30 W-Lampe, die mit einem stabilisierten Gleichspannungsgerät betrieben wurde. Der Modellradiator wurde aus Plexiglas als Hohlzylinder gedreht und poliert und stellte den Bleiglasradiator im Maßstab 1 : 2,83 dar (Länge 142 mm, Durchmesser 100 mm). Es wurden Chromspiegel verwendet, da das Reflexionsvermögen (62 %)/<sup>12/</sup> von Chrom für Glühlicht annähernd wellenlängenunabhängig \*) ist. Die relative Abweichung der Spiegelquerschnitte von der Kreisform war etwa 1 %. Die Spiegellänge betrug 1,5 Radiatorlängen (210 mm) bei einem Durchmesser des zylindrischen Spiegels von 106 mm. Der Winkel (25°)\*\* und die Länge (120 mm) des kegelförmigen Abschnitts am konischen Spiegel waren derart gewählt, daß für alle Einfallsexzentrizitäten zwischen 0 und 0,6 R (R = Radiatorradius) und Einfallswinkel zwischen - 5° und + 5° das unter dem charakteristischen Winkel  $\varphi = 53^\circ$  zur Schauerachse emittierte Licht nach Austritt aus dem Radiator diesen nicht wieder erreichen konnte. Bei den Messungen war die Photokathode des Photovervielfachers 53 AVP (mit S11-Photokathode) bis auf eine Kreisfläche von 30 mm Durchmesser abgedeckt. Die Positionen, Abb. 10, waren hexagonal derart angeordnet, daß bei beiden zur Konkurrenz stehenden Spiegeln die relative Bedeckung der Spiegelquerschnitte annähernd gleich war. Sie betrug beim zylindrischen Spiegel bei 7 Positionen 56 %, beim konischen Spiegel bei 31 Positionen 59 %.

\*) Reflexionsvermögen annähernd wellenlängenunabhängig im Bereich von 4500 Å bis 6500 Å

\*\*\*) Der größte Durchmesser des konischen Spiegels betrug 218 mm

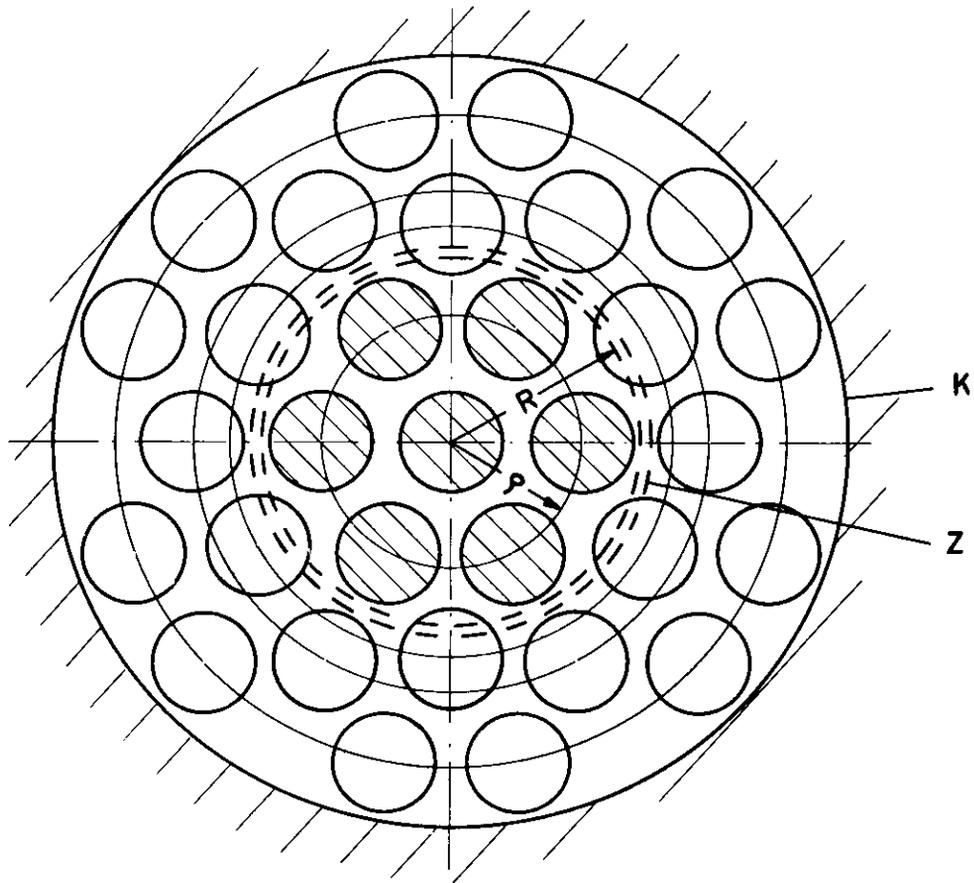


Abb. 10: Anordnung der Positionen der Photoervielfacher am konischen Spiegel. Die 7 schraffierten Fenster entsprechen der Anordnung am zylindrischen Spiegel.  $\varrho$  = Radius der Anordnung,  $R$  = Radiatorradius,  $K$  = Kante des konischen Spiegels,  $Z$  = Kante des zylindrischen Spiegels.

b) Ähnlichkeit von Modellapparatur und Čerenkovzähler

Am Modell wurde mit Glühlicht von konstanter spektraler Zusammensetzung gemessen entsprechend der Tatsache, daß für Elektronen von einigen MeV Energie das Čerenkov-Spektrum ebenfalls konstant ist. Die laterale Schauerausbreitung wurde vernachlässigt. Die Divergenz des Lichtbündels war mit  $3^\circ$  ( $53^\circ \pm 1,5^\circ$ ) geringer gewählt als diejenige im Maximum eines mittleren Schauers von  $E_0 = 1,8$  GeV in SF1/FA ( $10^\circ$ ,  $53^\circ \pm 5^\circ$ , bei Vernachlässigung der radialen Schauerausbreitung). Da mit geringerer Halbwertsbreite die Schwankungen der Lichtverteilung auf die Photovervielfacher bei Änderung der Einfallbedingungen zunehmen, bestanden am Modell ungünstigere optische Verhältnisse, als sie beim Bleiglaszähler vorliegen. Der Radiator wurde mit p-Cymol, einem Benzolderivat, gefüllt, das praktisch den gleichen Brechungsindex ( $n_D = 1,486$ ) wie Plexiglas ( $n_D = 1,489$ ) besitzt. Der Radiator war außen mit destilliertem Wasser als Lichtleiter umgeben, das hinsichtlich dem Verhältnis der Brechungsindizes  $n_{p-Cym}/n_{H_2O} = n_{SF1/FA}/n_{Par}$  Paraffinöl entspricht, wie es bei dem Bleiglaszähler als Lichtleiter verwendet werden soll. Aus dem Anodenstrom  $i$  des Photovervielfachers wurde über seine Kennlinie, die normierte spektrale Kathodenempfindlichkeit  $S(\lambda)$  und die absolute Kathodenempfindlichkeit  $S_0$  ( $\mu A/lm$ ) auf die Anzahl  $N_e$  der Photoelektronen geschlossen. Wenn  $m(t)$  die mittlere Anzahl von Reflexionen ist, die das bei der Tiefe  $t$  abgestrahlte Licht auf dem Weg zum Photovervielfacher erfährt,  $k$  das Reflexionsvermögen des Chromspiegels und  $x$  der Lichtweg im absorbierenden Medium, dann gilt bei Vernachlässigung der Absorption des Wassers und des Plexiglasses gegenüber der des p-Cymols:

$$i \sim N_e \sim k^{m(t)} \cdot S_0 (\mu A/lm) \cdot F(x) \quad , \quad (10)$$

wobei  $F(x)^{*)}$  das Verhältnis der Anzahl Photoelektronen bei p-Cymolschicht  $x$  zu derjenigen bei  $x = 0$  bedeutet.  $F(x)$  wurde gemessen. Aus der Transmission  $T$  (Abb. 11) von SF1/FA, dem Čerenkovspektrum (4) und  $S(\lambda)$  wurde die  $F(x)$

$$*) F(x) = \frac{\int_{3000 \text{ \AA}}^{6500 \text{ \AA}} \frac{dN_e}{d\lambda} \cdot T^x(\lambda) \cdot S(\lambda) d\lambda}{\int_{3000 \text{ \AA}}^{6500 \text{ \AA}} \frac{dN_e}{d\lambda} \cdot S(\lambda) d\lambda}$$

entsprechende Funktion  $G(x)$  für SF1/FA und Čerenkovspektrum berechnet. Die Substitution von  $G(x)$  für  $F(x)$  gibt eine relative Aussage über die Photoelektronenzahl  $N_e$  beim Bleiglaszähler von Čerenkovlicht, da wegen der geometrischen Ähnlichkeit  $m(t)$  bei Übergang auf SF1/FA konstant war und die Absorption im Paraffinöl gegenüber der in SF1/FA vernachlässigbar ist.  $G(x)$  wurde mit einem Fehler von wenigen % durch graphische Integration bestimmt, so daß die Übertragung der Modellmessungen auf den Bleiglaszähler im wesentlichen durch die Genauigkeit der Messung von  $F(x)$  bestimmt war.

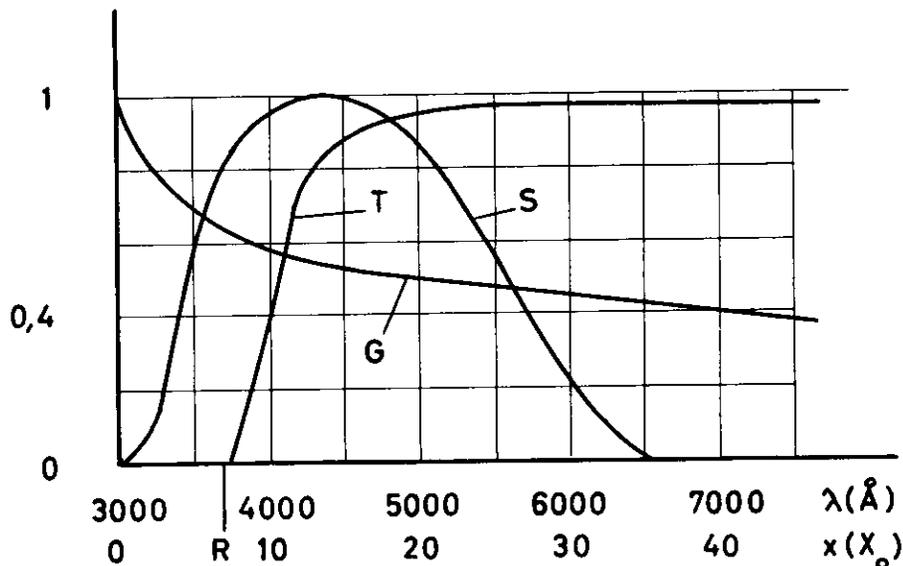


Abb.11: Optische Eigenschaften von Bleiglas SF1/FA:  $T(\lambda)$  = Transmission für  $10 X_0$  Schichtdicke,  $G(x)$  = Verhältnis der Photoelektronenzahl bei Schichtdicke  $x$  zu derjenigen bei  $x = 0$  für S11 - Photokathode und Čerenkovlicht,  $S(\lambda)$  = normierte spektrale Empfindlichkeit der S11 - Photokathode,  $R$  = Radiatorradius.

Der Proportionalitätsfaktor in (10) berücksichtigt den photometrischen Faktor für die S11-Photokathode und das Verhältnis von Photoelektronenzahl pro Wegeinheit der Schauerlektronen im Radiator zur Photoelektronenzahl von Glühlicht bei Schichtdicke  $x = 0$ . Die absolute Photoelektronenzahl von Glühlicht für Schichtdicke  $x = 0$  wurde durch Messung bestimmt.

c) Durchführung der Messungen

Die Tiefe  $t$  im Radiator wurde zwischen 0 und  $18 X_0$  variiert. Die Änderung wurde in Schritten  $\Delta t = 1 X_0$  vorgenommen. Für kleinere Tiefenänderungen konnte die Lichtverteilung als annähernd konstant betrachtet werden. Für beide Spiegel sind die Anodenströme für die Parameter

$$\begin{array}{lcl} a = 0 & : & =0^\circ, \quad \pm 5^\circ, \quad \pm 10^\circ, \\ a = 0,2R & : & =0^\circ, \quad \pm 5^\circ, \quad \pm 10^\circ, \\ a = 0,4R & : & =0^\circ, \quad \pm 5^\circ, \quad - 10^\circ, \\ a = 0,6R & : & =0^\circ, \quad - 5^\circ, \quad - 10^\circ \end{array}$$

gemessen worden. Da sich die Absorption des p-Cymols durch das Lösen von Verunreinigungen bei längeren Meßreihen veränderte, wurde vor und nach jeder Änderung von  $a$  die Funktion  $F(x)$  neu gemessen. Der Brechungsindex des p-Cymols blieb durch die Verunreinigung unbeeinflusst.

d) Auswertung der Messungen

Für die Auswertung ist ein aus den Monte Carlo-Rechnungen von Messel, Smirnow et al. /6/ auf SF1/FA übertragener Schauer der Primärenergie  $E_0 = 1,8$  GeV (Abschneideenergie 18 MeV) zugrunde gelegt worden. Der Gewichtungsfaktor des bei der Tiefe  $t$  emittierten Lichtes war deshalb die mittlere Anzahl  $N(t)$  von Schauerelektronen (Abb. 12). Für den konischen Spiegel wurde der mittlere Lichtweg der bei der Tiefe  $t$  emittierten Quanten (maximaler relativer Fehler 2 % für die Photoelektronenzahl), für den zylindrischen Spiegel der bei  $\alpha = 0$  und festem  $t$  für alle Čerenkovstrahlen gleiche Lichtweg im Radiator für  $\alpha$  zwischen  $- 10^\circ$  und  $+ 10^\circ$  für die Umrechnung auf SF1/FA benutzt (wegen der geringen Abhängigkeit des Lichtweges von kleinen Winkeln  $\alpha$ ). Dabei fand die Wänddicke (10 mm) des Modellradiators Berücksichtigung. Die zeitabhängige Absorption des p-Cymols wurde durch lineare Interpolation der gemessenen Absorptionskurven in Rechnung gestellt. Die mit dem Gewichts-

faktor  $N(t)$  multiplizierte Anzahl Photoelektronen pro Photovervielfacher, gemittelt über konstanten Radius  $\varrho$  der Anordnung, wurde über  $t$  aufsummiert. Die Summen sind dann in guter Näherung (bis auf einige %) gleich der mittleren Anzahl Photoelektronen, die von Čerenkovlicht im SF1/FA-Absorber pro Photovervielfacher auf dem Radius  $\varrho$  ausgelöst werden.

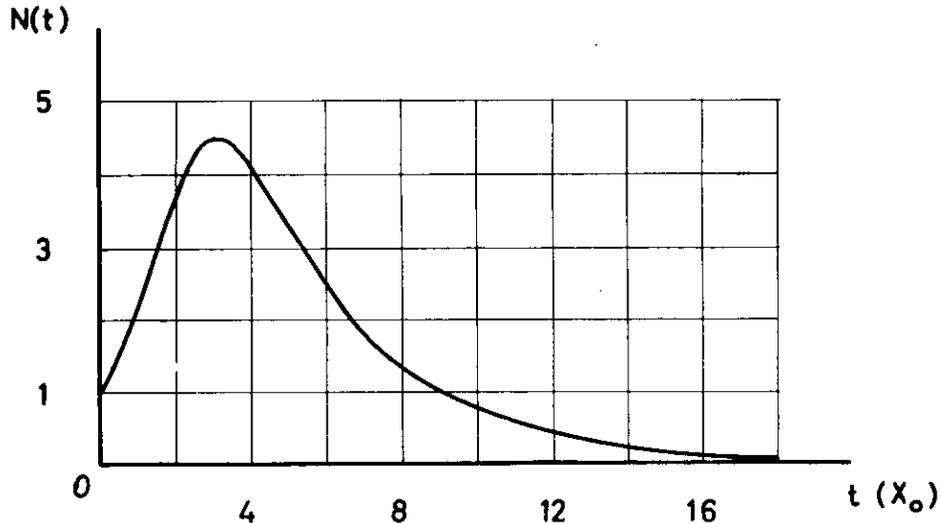


Abb.12: Mittlere Anzahl  $N(t)$  von Schauerelektronen mit Sekundärenergien  $E \geq 18$  MeV in SF1/FA für primäre Elektronen von 1,8 GeV nach Monte Carlo-Rechnungen von Messel, Smirnow et al. /6/.

Unabhängige Fehlerquellen für die Messungen lagen in mangelnder Symmetrie der Lichtsonde bezüglich ihrer eigenen Achse (mittlere relative Abweichung  $\pm 5$  %), Schwankungen des Anodenstromes (mittlere relative Abweichung  $\pm 8$  %) infolge mangelnder Stabilität des Lampenstromes und in der Korrektur gegen zeitliche Veränderung der Absorption des p-Cymols (mittlerer relativer Fehler  $\pm 20$  %). Daraus ergibt sich ein relativer mittlerer Fehler von etwa  $\pm 10$  % für die auf Bleiglas umgerechnete Anzahl Photoelektronen pro Photovervielfacher. Die Reproduzierbarkeit der Messungen betrug  $\pm 10$  %.

#### IV. Meßergebnisse und Folgerungen für den Bau von totalabsorbierenden Čerenkovzählern

Die Meßergebnisse für den zylindrischen und den konischen Chromspiegel sind in den Abb. 13 bis 16 und in Tab. 1 zusammengestellt. Die mittlere Anzahl  $N_e$  von Photoelektronen (erhalten durch Mittelung über die Einfallswinkel von  $-5^\circ$  bis  $+5^\circ$  und Summation über alle Photovervielfacher), Abb. 16, ist beim konischen Spiegel etwa 3,3-mal größer als beim zylindrischen Spiegel. Bei Übergang von einem Chromspiegel mit Reflexionsvermögen  $k=0,62$  auf einen Aluminiumspiegel mit Reflexionsvermögen  $k=0,92$  /12/ wird der Beitrag des bei der Tiefe  $t$  emittierten Lichtes zur Photoelektronenzahl um  $(0,92/0,62)^{m(t)} = 1,48^{m(t)}$  erhöht ( $m(t)$ =mittlere Anzahl Reflexionen). Dieser Faktor bewirkt beim konischen Spiegel ein Anwachsen der mittleren Photoelektronenzahl auf etwa das 1,4-fache, beim zylindrischen Spiegel auf etwa das 3-fache. Dann ist die mittlere Photoelektronenzahl beim konischen Spiegel nur noch 1,5-mal größer als beim zylindrischen Spiegel. Wenn bei den Messungen am konischen Spiegel die äußeren 12 und am zylindrischen Spiegel der mittlere Photovervielfacher entfernt werden, Abb. 10, deren Photoelektronenzahl die relativ größte Abhängigkeit von den Einfallsbedingungen aufweist, dann sinkt das Verhältnis der mittleren Photoelektronenzahl am konischen zu der am zylindrischen Spiegel von 2,6 für Chromspiegel auf 1,2 für Aluminiumspiegel.

Die Ergebnisse für den 1,8 GeV-Schauer können in Näherung B auch auf andere Primärenergien  $E_0$  übertragen werden: Der Hauptbeitrag ( $\approx 70\%$ ) zu den Photoelektronen rührt aus der Umgebung des Schauermaximums her. Da die mittlere Elektronenzahl in der Nähe des Schauermaximums etwa proportional zu  $E_0$  ist und die Tiefe  $T$  des Schauermaximums nur logarithmisch mit  $E_0$  wächst, bleibt die relative Verteilung des im Maximum emittierten Lichtes auf die Photovervielfacher konstant und die mittlere Photoelektronenzahl wächst daher annähernd proportional zu  $E_0$ . (Die maximale Abweichung von der Proportionalität beträgt in Näherung B nach (6) und (7)  $-15\%$  im Energiebereich von 1 GeV bis 6 GeV).

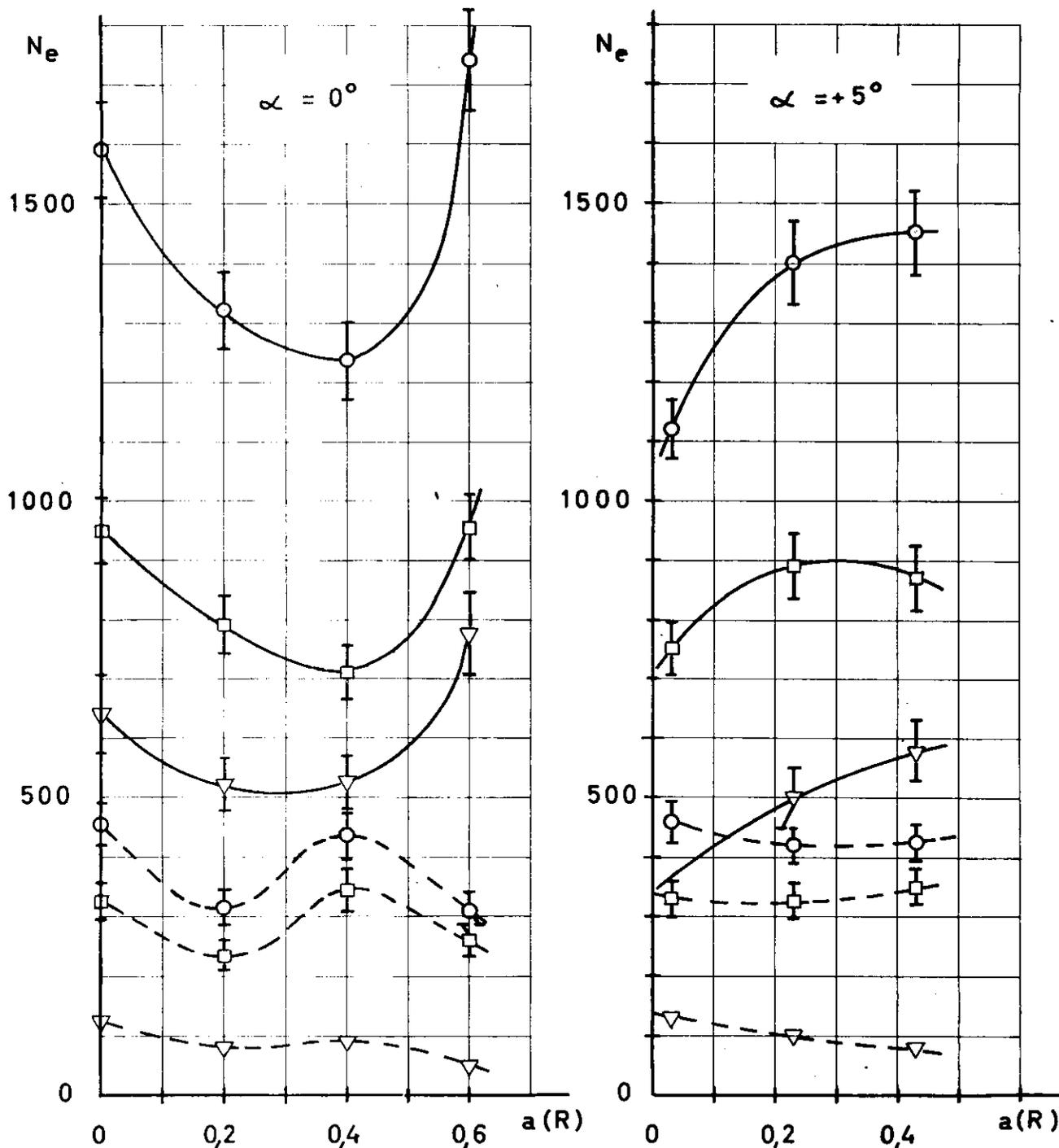


Abb. 13: Photoelektronenzahl  $N_e$  von 1,8 GeV-Schauern in SF1/FA (Sek.-Energie  $\cong 18$  MeV) in Abhängigkeit von  $a$  bei  $\alpha = 0^\circ$  und  $+5^\circ$  bei Chromspiegeln mit Reflexionsvermögen 0,62 und Empfindlichkeit  $S_0 = 85$  ( $\mu\text{A/lm}$ ) der Photovervielfacher. Ausgezogene Linien: konischer Spiegel, gestrichelte Linien: zyl. Spiegel.

- : Photoelektronen von allen Photovervielfachern,
- : Photoelektronen nach Entfernung der äußeren 12 beim konischen bzw. des mittleren Photovervielfachers beim zyl. Spiegel,
- ▽ : Beitrag der äußeren 12 Photovervielfacher beim kon. bzw. des mittleren beim zyl. Spiegel.

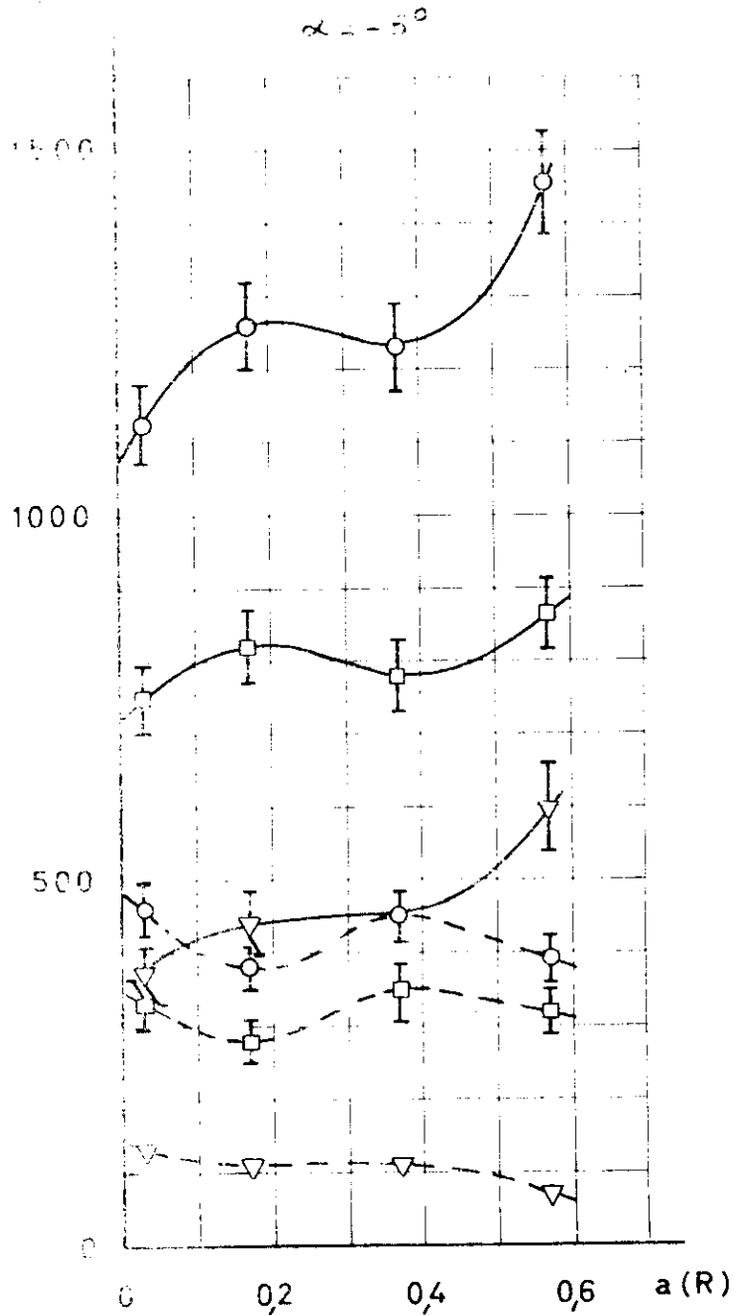


Abb. 14: Photoelektronenzahl  $N_0$  von 1,8 GeV-Schauern in SF1/FA (Sek.-Energie  $\geq 18$  MeV) in Abhängigkeit von  $a$  bei  $\alpha = -5^\circ$  bei Chromspiegeln mit Reflexionsvermögen 0,62 und Empfindlichkeit  $S_0 = 85$  ( $\mu\text{A}/\text{lm}$ ) der Photovervielfacher. Ausgezogene Linien: konischer Spiegel, gestrichelte Linien: zyl. Spiegel.

- : Photoelektronen von allen Photovervielfachern,
- : Photoelektronen nach Entfernung der äußeren 12 beim konischen bzw. des mittleren Photovervielfachers beim zyl. Spiegel,
- ▽ : Beitrag der äußeren 12 Photovervielfacher beim kon. bzw. des mittleren beim zyl. Spiegel.

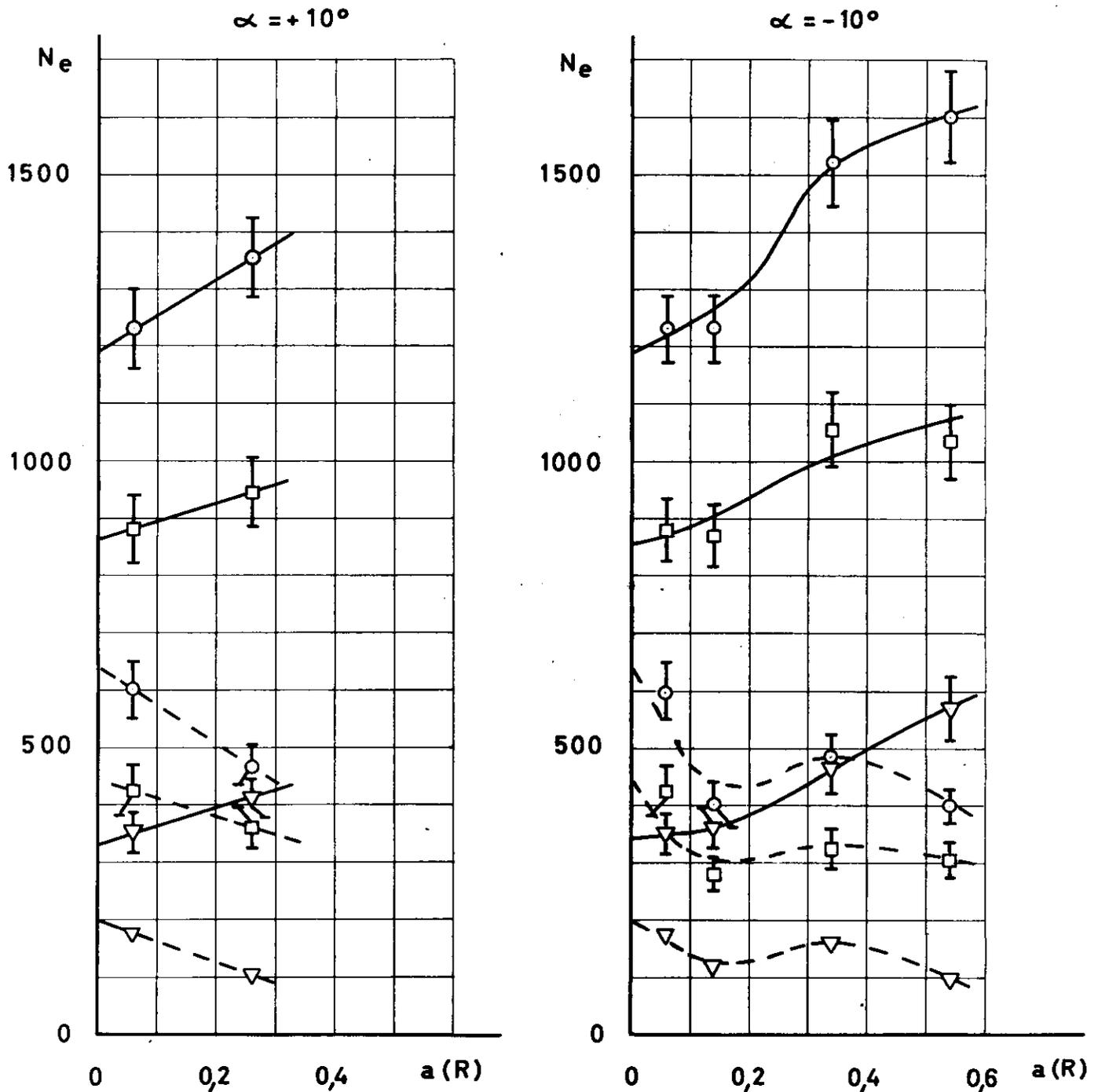


Abb. 15: Photoelektronenzahl  $N_e$  von 1,8 GeV-Schauern in SF1/FA (Sek.-Energie  $\geq 18$  MeV) in Abhängigkeit von  $a$  bei  $\alpha = +10^\circ$  und  $-10^\circ$  bei Chromspiegeln mit Reflexionsvermögen 0,62 und Empfindlichkeit  $S_0 = 85$  ( $\mu\text{A}/\text{lm}$ ) der Photovervielfacher.

Ausgezogene Linien: Konischer Spiegel, gestrichelte Linien: zyl. Spiegel.

- $\circ$ : Photoelektronen von allen Photovervielfachern,
- $\square$ : Photoelektronen nach Entfernung der äußeren 12 beim kon. bzw. des mittleren Photovervielfachers beim zyl. Spiegel,
- $\nabla$ : Beitrag der äußeren 12 Photovervielfacher beim kon. bzw. des mittleren beim zyl. Spiegel.

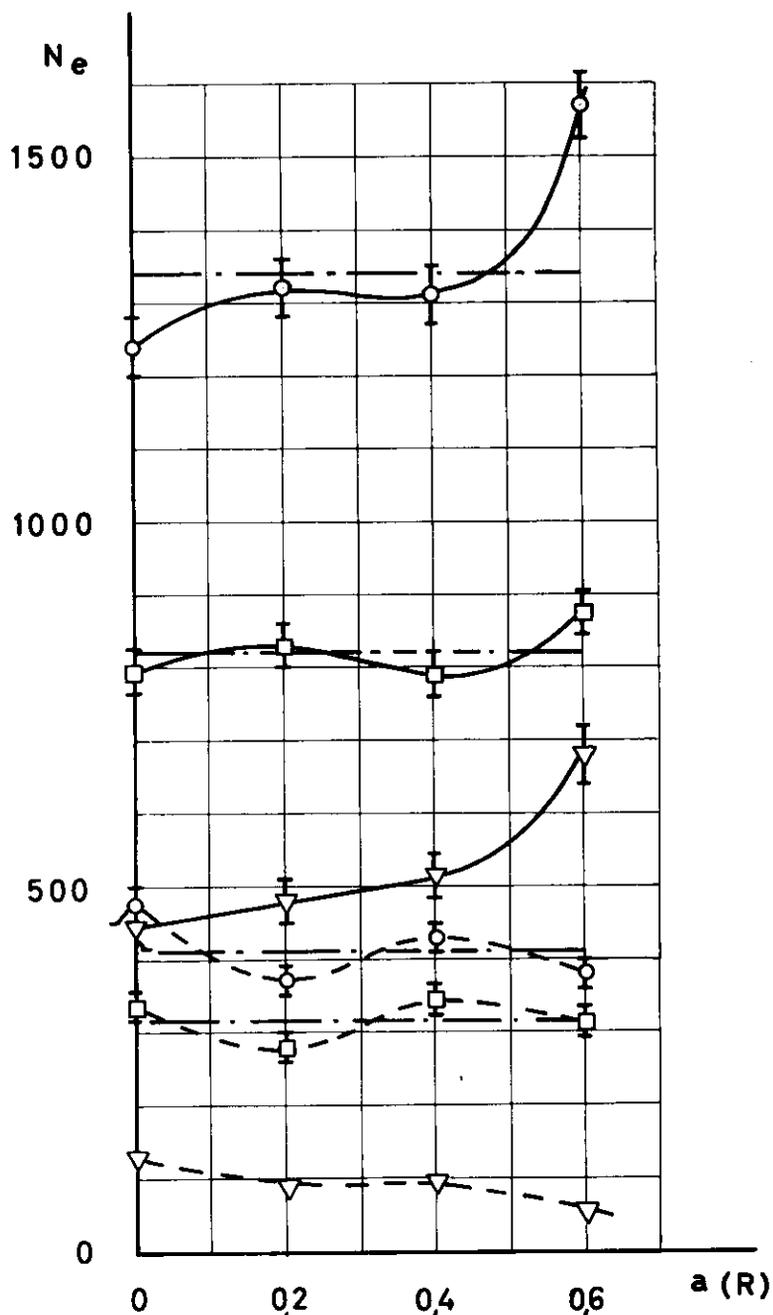


Abb. 16: Mittelwerte der Photoelektronenzahl  $N_e$  bei Mittelung über die Einfallswinkel von  $\alpha = -5^\circ$  bis  $\alpha = +5^\circ$  in Abhängigkeit von der Einfallsexzentrizität  $a$  bei Chromspiegeln mit Reflexionsvermögen 0,62 und Empfindlichkeit  $S_0 = 85$  ( $\mu\text{A}/\text{lm}$ ) der Photovervielfacher. Absorber: SF1/FA, Primär-energie 1,8 GeV, Sek.-Energie  $\geq 18$  MeV. Ausgezogene Linien: konischer Spiegel, gestrichelte Linien: zyl. Spiegel.

- : Mittelwerte bei Verwendung aller Photovervielfacher,
- : Mittelwerte bei Entfernung der äußeren 12 beim kon. bzw. des mittleren Photovervielfachers beim zyl. Spiegel,
- ▽ : Beitrag der äußeren 12 Photovervielfacher beim konischen bzw. des mittleren beim zyl. Spiegel.

Horizontale Linien: Mittelwerte bei Mittelung über die Einfallsexzentrizität  $a$  von 0 bis 0,6 R ( $R = \text{Radiatorradius}$ ).

( — — — )

| Konischer Spiegel                     |   |                                       |   | Zylindrischer Spiegel                |   |                                    |   |
|---------------------------------------|---|---------------------------------------|---|--------------------------------------|---|------------------------------------|---|
| alle Photovervielfacher<br>(31 Stck.) |   | äußere 12 Photovervielfacher entfernt |   | alle Photovervielfacher<br>(7 Stck.) |   | mittl. Photovervielfacher entfernt |   |
| mittlere Anzahl Photoelektronen       | Betrag der maximalen relativen Abweichung | mittlere Anzahl Photoelektronen       | Betrag der maximalen relativen Abweichung | mittlere Anzahl Photoelektronen      | Betrag der maximalen relativen Abweichung | mittlere Anzahl Photoelektronen    | Betrag der maximalen relativen Abweichung |
| 1 340                                 | 17 %                                      | 820                                   | 7 %                                       | 410                                  | 17 %                                      | 315                                | 11 %                                      |

Tab. 1: Mittlere Anzahl Photoelektronen (erhalten nach Mittelung über die Einfallswinkel von  $\alpha = -5^\circ$  bis  $\alpha = +5^\circ$  bei Chromspiegeln mit Reflexionsvermögen 0,62 und Empfindlichkeit  $S_0 = 85$  ( $\mu\text{A}/\text{lm}$ ) der Photovervielfacher für 1,8 GeV-Schauer in SF1/FA (Sek.-Energien  $\geq 18$  MeV) und Beträge der maximalen relativen Abweichungen für den Bereich der Einfallsexzentritäten  $a$  von 0 bis 0,6 R.

Die relative Änderung der mittleren Photoelektronenzahl  $N_e$  (Tab. 1) (erhalten durch Mittelung über die Einfallswinkel von  $-5^\circ$  bis  $+5^\circ$ ) in Abhängigkeit von der Einfallsexzentrizität  $a$  ist beim konischen Spiegel geringer als beim zylindrischen. Dieser Vorteil des konischen Spiegels wird aber nur erreicht durch Anwendung von 31 (bzw. 19) Photovervielfachern gegenüber nur 7 (bzw. 6) beim zylindrischen Spiegel bei einer nur etwa 1,5-mal (bzw. 1,2-mal) höheren Photoelektronenausbeute, wenn Aluminiumspiegel verwendet werden. Es ist auch zu berücksichtigen, daß hinsichtlich der Lichtverteilung ungünstigere Bedingungen gewählt wurden, als sie einem mittleren Schauer entsprechen und daß die Addition mehrerer Signale zu einer Pulsverbreiterung führt. Deshalb muß der zylindrische Spiegel mit gutem Reflexionsvermögen dem konischen vorgezogen werden.

Gemäß den Abb. 13 bis 16 verhalten sich die Photoelektronenzahlen für den zylindrischen und den konischen Spiegel in Abhängigkeit von der Einfallsexzentrizität  $a$  entgegengesetzt. Deshalb läßt ein konischer Spiegel mit einem gewissen Öffnungswinkel, der kleiner ist als  $25^\circ$ , bei relativ gleicher Bedeckung mit Photovervielfachern geringere Abhängigkeit der Photoelektronenausbeute von den Einfallsbedingungen erwarten. Dies ist nicht untersucht worden.

Die Schwankungen der Photoelektronenzahl bei konstanter Primärenergie werden vorwiegend durch die Statistik der Schauerbildung und der Photoelektronenproduktion in der Photokathode und durch die variablen Einfallsbedingungen hervorgerufen. Da hauptsächlich die Umgebung des Schauermaximums für die Gesamtzahl der Photoelektronen verantwortlich ist, sind beim totalabsorbierenden Čerenkovzähler besonders Schauerfluktuationen von Bedeutung, welche die Teilchenzahl in der Nähe des Schauermaximums beeinflussen. Nach Untersuchungen von Kötz /13/ ist

aber auch bei Einschluß der Schauerfluktuationen die Tiefe des Schauermaximums nur wenig von der nach (6) und (7) in Näherung B bestimmten Tiefe T verschieden. In Näherung B ist bei vollständiger Absorption des Schauers für feste Primärenergie der Gesamtweg L der Schauererlektronen konstant. Da andererseits die Anzahl der emittierten Čerenkovquanten proportional zu L ist, bleibt auch die Photoelektronenausbeute bis auf geringe Absorptionsunterschiede gemäß dem Verlauf der Funktion G(x) (Abb.11) für Schichtdicken x größer als der Radiatorradius R bei Schauerfluktuationen praktisch konstant.

Nach den auf den SF1/FA-Absorber umgerechneten Modellmessungen beträgt die relative Abweichung, Tab. 1, der über die Einfallswinkel von  $-5^\circ$  bis  $+5^\circ$  gemittelten Photoelektronenzahlen beim zylindrischen Spiegel mit 6 Photovervielfachern in dem Exzentrizitätsbereich von  $a=0$  bis  $a=0,6$  Radiatorradien maximal 11% (die Statistik der Photoelektronenproduktion ist darin nicht enthalten). Die über die Einfallswinkel gemittelten Photoelektronenzahlen stellen eine Annäherung an die von einem mittleren Schauer in SF1/FA mit größerer Divergenz des Čerenkovlichtes zu erwartende Photoelektronenausbeute in Abhängigkeit von der Einfallsexzentrizität dar. (Die für die Modellmessungen gewählte Divergenz von  $3^\circ$  war sehr gering). Da sich die absolute Schwankung  $\Delta N_e$  der Photoelektronenzahl bei konstanter Primärenergie aus den statistischen Schwankungen der Photoelektronenproduktion  $\Delta N_e^{prod} \approx N_e^{1/2}$  und der Schwankung  $\Delta N_e^a \leq 0,11 N_e$  infolge verschiedener Exzentrizitäten a zwischen 0 und 0,6 Radiatorradien zusammensetzt zu

$$\Delta N_e \approx \pm [ (\Delta N_e^{prod})^2 + (\Delta N_e^a)^2 ]^{1/2} \quad (11)$$

so folgt  $\Delta N_e \approx \pm [ N_e + 0,01 N_e^2 ]^{1/2}$ .

Für  $N_e > 100$  überwiegen die Schwankungen der Photoelektronenzahl infolge variabler Einfallsbedingungen die statistischen Schwankungen der Photoelektronenproduktion. Deshalb kann durch Vergrößerung der Photoelektronenausbeute eine schärfere Energiemessung nur erreicht werden, wenn auch die Schwankungen der Photoelektronenzahl infolge Variation der Einfallsbedingungen, z.B. durch eine Verkleinerung der Eintrittsapertur des Čerenkovzählers, verringert werden.

Wenn bei den Messungen am zylindrischen Spiegel für die Einfallsexzentrizität  $a \approx 0$  bei  $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$  anstelle des zylindrischen Radiators mit planer Stirnfläche ein zylindrischer Radiator mit einer nach außen konvexen Stirnfläche (mit elliptischem Profil nach Abb. 17) verwendet wurde, dann ergab sich bei 7 Photovervielfachern in hexagonaler Anordnung, (Abb. 10), eine gegenüber dem zylindrischen Radiator mit planer Stirnfläche zwar um 25 % geringere, aber für  $\alpha$  zwischen  $0^\circ$  und  $10^\circ$  nur um maximal 2 % variierende Photoelektronenzahl. Hier ist  $\Delta N_e^\alpha$  gegenüber  $\Delta N_e^{\text{prod}}$  vernachlässigbar, so daß  $\Delta N_e \sim N_e^{1/2} \sim E_0^{1/2}$ .

Messungen für Exzentrizitäten  $a > 0$  sind noch nicht durchgeführt worden.

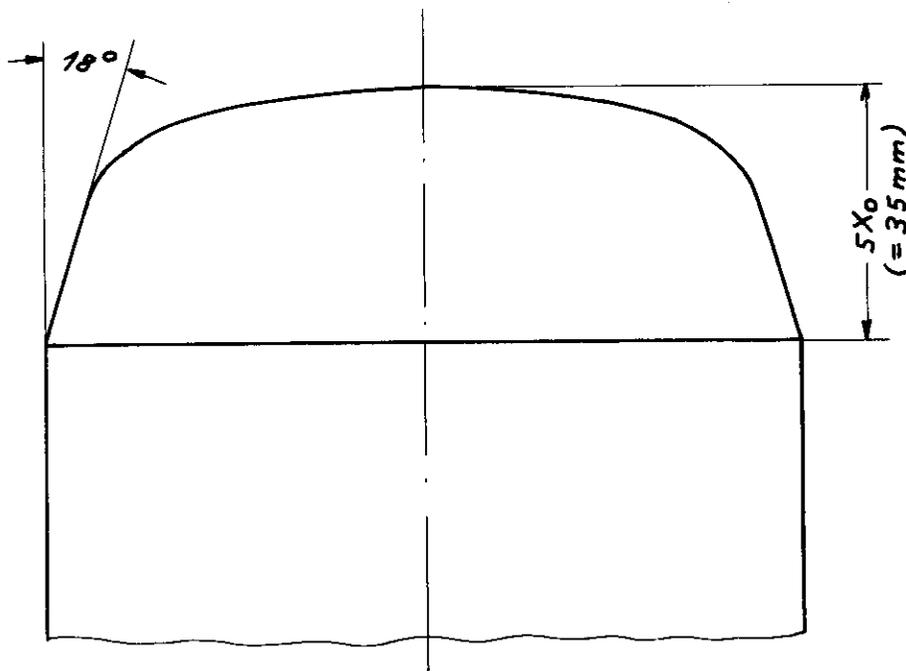


Abb. 17: Stirnfläche des zylindrischen Radiators mit elliptischem Profil. Maßstab 1:1.

Wenn der Bleiglaszähler mit dem zylindrischen Radiator planer Stirnfläche mit 6 Photovervielfachern der gebräuchlichen Kathodenempfindlichkeit  $S_0 = 60 \mu\text{A}/\text{lm}$  in unserer hexagonalen Anordnung mit einem zylindrischen Aluminiumspiegel verwendet wird, dann sind nach unseren Messungen von einem 1,8 GeV-Schauer etwa  $650 \pm 70$  Photoelektronen zu erwarten entsprechend  $350 \pm 40$  Photoelektronen bei einem 1 GeV-Schauer, wenn der Exzentrizitätsbereich von  $a = 0$  bis  $a = 0,6 R$  zugelassen wird.

Nach einem CTSL-Bericht /14/ sind aus der Halbwertsbreite der relativen Häufigkeitsverteilung der Pulshöhen von einem 1 GeV-Schauer in einem quaderförmigen Bleiglaszähler bei Verwendung von 9 RCA-7046-Photovervielfachern 270 Photoelektronen ermittelt worden. Dabei waren 63 % des Zählerquerschnitts mit Photokathoden belegt, und der Radiator war mit einem Aluminiumspiegel umgeben.

Literaturnachweis

- / 1/ J.V. Jelly: Čerenkov Radiation and its Applications,  
Pergamon Press INC New York 1958
- / 2/ B.B. Rossi: High Energy Particles, Prentice Hall INC  
New York 1956
- / 3/ G. Caglioti,  
R. Cervellati,  
L. Mezzetti: Nuovo Cim. 11,850, 1959
- / 4/ H.S. Snyder: Phys. Rev. 53,960, 1938
- / 5/ B.I. Bernstein: Phys. Rev. 80,995, 1950
- / 6/ H. Messel,  
A.D. Smirnow et al: Nucl. Phys. 39, No. 1, 1962
- / 7/ D.F. Crawford,  
H. Messel: Phys. Rev. 128, 2352, 1962
- / 8/ K. Kamata, \*  
J. Nishimura: The Lateral and Angular Structure  
Functions of Electron Showers, 1958
- / 9/ E.J. Williams: Proc. Roy. Soc. 166,531, 1939
- /10/ R. Hofstadter: Rev. Mod. Phys. 28,214, 1956
- /11/ V.V. Guzavin,  
I.P. Ivanenko: Suppl. Nuovo Cim. VIII, 1958
- /12/ American Institute of Physics Handbook,  
Mc Graw-Hill Company INC, 1957
- /13/ U. Kötz Diplomarbeit, Hamburg, 1963
- /14/ H. Rudermann,  
R. Gomez,  
A.V. Tollestrup: Report CTSL 31, 1962