

(A)

Interner Bericht

DESY F22-69/4

Juni 1969

Ein Schwellen Gas Cerenkovzähler mit
großer Akzeptanz für den Nachweis
von Elektronen, μ und π Mesonen im
GeV Bereich

von

Dirk Harms

Ein Schwellen Gas Cerenkovzähler mit
großer Akzeptanz für den Nachweis
von Elektronen, μ und π Mesonen im
GeV Bereich

von
Dirk Harms

Die vorliegende Arbeit entstand als Diplomarbeit im Rahmen
eines Experimentes der Gruppe F22 beim DESY.

	Seite
A Einleitung	1
B Grundlagen	2
I Cerenkoveffekt	2
II Cerenkovzähler	4
1. Differentieller Gas Cerenkovzähler	5
2. Schwellen Gas Cerenkovzähler	5
2.1. Wahl des Radiators	6
2.1.1. δ Elektronen	6
2.1.2. Bremsstrahlung und Gasszintillation	8
2.2. Ansprechwahrscheinlichkeit	8
2.3. Auflösungsvermögen	10
C Konstruktion des Zählers	12
I Herstellung der Spiegel	13
1. Zylinderspiegel	13
2. Parabolspiegel	14
3. Ebener Spiegel	14
4. Sphärischer Spiegel	14
II Optik des Zählers	16
1. Optimalisierung der Zählergeometrie	16
2. Vergleich zwischen ebenem und sphärischem Spiegel	17
3. Raum- und Winkelverteilung der Photonen auf der Photokathode	18
D Messungen	22
I Test mit Elektronen	22
1. Versuchsaufbau	22
2. Meßergebnisse	23
2.1. Impulshöhenspektren	23
2.2. Ansprechwahrscheinlichkeit und Auflösungsvermögen	25
2.3. Winkelabhängigkeit der Lichtsammlung	28
II Test mit Positronen, μ und π Mesonen	29
1. Erzeugung eines sekundären Teilchenstrahls	29
1.1. Zählratenabschätzung	31
1.2. Reduzierung der Positronenintensität	32
2. Versuchsaufbau	33
3. Meßergebnisse	35

	Seite
3.1. Zählraten	35
3.2. Impulshöhenspektren	35
3.3. Druckkurve	37
3.4. Druckabhängigkeit der Impulshöhen	39
E Auswertung der Impulshöhenspektren	40
I χ^2 Test	
II Anpassung an Poisson-Verteilungen und mittlere Photoelektronenanzahl	40
III Lichtsammlung	44
I IV Schwelle der Elektronik	46
F Zusammenfassung	47
G Anhang	48
I Flußdiagramm der Monte Carlo Rechnung	48
II Abbildungen	50
Literaturverzeichnis	54

A Einleitung

In diesem Bericht wird ein Schwellen Gas Cerenkovzähler zur Diskriminierung zwischen Pionen, Myonen und Elektronen bis zu Energien von 6 GeV beschrieben. Der Zähler wurde für inelastische Elektron-Proton-Streuexperimente innerhalb der Forschungsgruppe F 22 des Deutschen Elektronen Synchrotrons entwickelt. Da die Wirkungsquerschnitte bei diesen Experimenten und bei Koinzidenzmessungen zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons in der Größenordnung von $10^{-33} \text{ cm}^2/\text{ster}$. liegen, sind Spektrometer mit großem Raumwinkel nötig, um vernünftige Zählraten zu bekommen. Außerdem ist es wünschenswert, bei einer Spektrometereinstellung ein möglichst breites Impulsband zu erfassen. Deswegen wurde bei der Konstruktion des Zählers besonderer Wert darauf gelegt, eine große Akzeptanz und sehr divergente Teilchenstrahlen zuzulassen, ohne dabei die geforderte Ansprechwahrscheinlichkeit von über 99 % zu unterschreiten. Eine Monte Carlo Rechnung, in der alle Dimensionen des Zählers variiert wurden, die Einfluß auf die Lichtsammlung haben, ergab als optimale Lösung des Problems den hier beschriebenen Zähler.

Für Testmessungen wurde ein sekundärer Teilchenstrahl erzeugt, der neben Positronen etwa gleich viele Myonen und Pionen enthielt.

B Grundlagen

I Cerenkoeffekt

Geladene Teilchen emittieren Licht, wenn sie sich durch ein Dielektrikum mit Geschwindigkeiten v bewegen, die größer sind als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium.

Qualitativ läßt sich dieser Effekt dadurch erklären, daß das Feld des geladenen Teilchens seine Umgebung kurzzeitig polarisiert. Da bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten das Polarisationsfeld völlig symmetrisch ist, kann in großer Entfernung kein resultierendes Feld und somit auch keine Strahlung beobachtet werden.

Wenn die Geschwindigkeit des Teilchens vergleichbar ist mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektromagnetischen Feldes, dann werden die Atome vor der bewegten Ladung nur geringfügig polarisiert. Das führt zu einer Asymmetrie des Polarisationszustandes bezüglich einer Ebene, die senkrecht auf der Teilchenbahn steht. Damit das resultierende Dipolfeld auch in großen Abständen wahrnehmbar ist, müssen die in den verschiedenen Bahnpunkten entstehenden Impulse der Kohärenzbedingung

$$\cos(\Theta) = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad \text{genügen.} \quad (1)$$

Θ ist der Emissionswinkel der Cerenkovstrahlung und β das Verhältnis $\frac{v}{c}$. Aus Gleichung (1) geht hervor, daß es eine Geschwindigkeitsschwelle $\beta_0 = \frac{1}{n}$ gibt, unterhalb der kein Cerenkovlicht erzeugt wird. An der Schwelle stimmt die Richtung der Strahlung mit der des Teilchens überein. Das Licht ist linear polarisiert, wobei der elektrische Feldvektor senkrecht auf dem Kegelmantel steht, der von den kohärenten Strahlen aufgespannt wird.

Die von einem Teilchen der Ladung $z \cdot e$ pro Wegelement dl ausgestrahlte Energie (vergleiche z.B. J.V.Jelly (1)) ist

$$\frac{dW}{dl} = 4\pi^2 (ze)^2 \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n(\lambda)^2}\right) \cdot \lambda^{-3} d\lambda \quad (2)$$

Dabei liegen die Integrationsgrenzen in der Nähe der Spektralbereiche, in denen man anomale Dispersion des Brechungsindex beobachtet. Die Anzahl der erzeugten Photonen pro Weglänge innerhalb eines Wellenlängenintervalls mit den Grenzen λ_1 und λ_2 ergibt sich aus Gleichung (2) zu:

$$\frac{N}{I} = 2 \cdot \pi \frac{e^2}{hc} \cdot Z^2 \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \sin^2 \theta \quad (3)$$

Die Abhängigkeit des Brechungsindex von λ ist vernachlässigt worden. Deswegen hat θ die Bedeutung eines mittleren Cerenkovwinkels in dem betreffenden Spektralgebiet.

Für Zähler mit Quarzoptik werden von einem einfach geladenen Teilchen im Empfindlichkeitsbereich des Photomultipliers, der sich von $\lambda_2 = 200$ nm bis $\lambda_1 = 650$ nm erstreckt, etwa

$$\frac{N}{I} = 1400 \sin^2 \theta \quad (4)$$

Photonen pro cm erzeugt. Bei einem Cerenkovwinkel von 1° und einem 7 m langen Zähler bekommt man also insgesamt

$$N = 300 \quad (5)$$

Photonen.

II Cerenkovzähler

Cerenkovzähler bestehen ganz allgemein aus einem Radiator, in dem Licht erzeugt wird, einem optischen System, das das Licht sammelt, einem Photomultiplier, der das Licht in elektrische Impulse umwandelt und einer elektronischen Apparatur zur Registrierung der Impulse.

Differentielle Cerenkovzähler weisen nur Teilchen innerhalb eines schmalen Geschwindigkeitsintervalls nach, während Schwellen Zähler für alle Teilchen oberhalb einer gewissen Geschwindigkeitsschwelle empfindlich sind.

Bei Energien von einigen GeV sind Cerenkovzähler mit festem oder flüssigem Radiator ungeeignet, da ihre Fähigkeit zur Identifizierung von Teilchen verschiedener Masse bei hohen Energien verloren geht. Für Materialien mit einem Brechungsindex n von 1,4 ist beispielsweise die Schwellengeschwindigkeit $\beta_0 = \frac{1}{n}$ so niedrig, daß alle Teilchen mit $\beta > 0,72$ Cerenkovlicht emittieren. Die Schwelleneigenschaft der Strahlung ist somit nicht mehr anwendbar. Da bei Gasen der Brechungsindex im Prinzip beliebig klein, d.h. gleich eins gemacht werden kann, sind bei extrem großen Energien nur gasförmige Strahler brauchbar. Das gilt ebenso für differenzielle Cerenkovzähler. Ihr Geschwindigkeitsauflösungsvermögen ergibt sich aus Gleichung (1) durch differenzieren zu:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \Delta\theta \cdot \operatorname{tge} = \Delta\theta \cdot \sqrt{n^2\beta^2 - 1} \quad (6)$$

Wenn sich wie bei hohen Energien die Teilchengeschwindigkeiten nur wenig unterscheiden, dann ist für Substanzen mit großem Brechungsindex auch der Unterschied in den Cerenkovwinkeln nur gering. Das erschwert eine Diskriminierung zwischen verschiedenen Teilchen erheblich. Bei Gasen dagegen folgt aus (6), daß eine kleine Änderung von β zu einer großen Verschiebung von θ führt.

Gasförmige Medien haben gegenüber festen und flüssigen Strahlern einen weiteren wichtigen Vorteil. Ihre Dichte und damit auch ihr Brechungsindex kann durch Variation von Druck

und Temperatur leicht verändert werden. Dadurch ist das ganze Spektrum der in einem Teilchenstrahl enthaltenen Komponenten mit einem einzigen Cerenkovzähler zugänglich.

Ein Nachteil von gasgefüllten Cerenkovzählern ist ihre große Länge. Um genügend Photonen im Empfindlichkeitsbereich des Photomultipliers zu bekommen, muß die Wirkung des niedrigen Brechungsindex und der damit bedingten kleinen Cerenkovwinkel durch große Zählerlängen ausgeglichen werden.

1. Differentieller Gas Cerenkovzähler

Die Optik eines differentiellen Cerenkovzählers ist nur für Licht empfindlich, das in einem schmalen Winkelintervall zwischen θ und $\theta + \Delta\theta$ emittiert wird. Das Auflösungsvermögen ist um so besser, je kleiner der Cerenkovwinkel und je schmaler der Empfindlichkeitsbereich des optischen Systems ist. Die beste Auflösung erhält man, wenn $\Delta\theta$ die Größenordnung der natürlichen Linienbreite des Cerenkovlichtes hat. Sie ist im wesentlichen abhängig von der Vielfachstreuung, die das geladene Teilchen erleidet, von der Abbremsung durch das Dielektrikum und von der Dispersion des Brechungsindex; Strahldivergenz und Impulsverschmierung tragen zusätzlich zur Unschärfe in der Emissionsrichtung des Cerenkovlichtes bei.

Die Optik des differentiellen Gas Cerenkovzählers wird auf ein bestimmtes Winkelintervall eingestellt. Damit ist das Produkt $n \cdot \beta$ festgelegt. Bei bekanntem Impuls kann deswegen bei richtiger Wahl des Druckes im Prinzip jede gewünschte Teilchenart nachgewiesen werden.

2. Schwellen Gas Cerenkovzähler

Die Richtung der Cerenkovstrahlung spielt bei Schwellen Cerenkovzählern keine Rolle. Das drückt sich darin aus, daß die Lichtsammlung solcher Zähler in einem breiten Winkelintervall konstant ist. Sie weisen in einem Strahl mit definiertem Impuls nicht nur eine Sorte von Teilchen nach, sondern alle, deren Geschwindigkeit die Phasengeschwindigkeit des Lichtes übersteigt.

2.1. Wahl des Radiatorgases

Bei der Wahl des Radiators ist darauf zu achten, daß die Lichtausbeute groß ist. Gleichzeitig sollen Teilchenverluste durch Vielfachstreuung, nukleare Wechselwirkung und Nachweis von im Gas erzeugten δ -Elektronen so klein wie möglich gehalten werden. Für die meisten Schwellen Cerenkovzähler würde deswegen ein Strahler ideal sein, der gute Transmissionen für Licht, geringe Dichte, eine niedrige Ordnungszahl und - sofern es die gewünschte Geschwindigkeitsauflösung zuläßt - einen hohen Brechungsindex aufweist. Diese Anforderungen sind jedoch leider nicht miteinander verträglich, und man muß deswegen einen Kompromiß schließen.

Äthylen verbindet einen relativ großen Brechungsindex ($n = 1,0007$ bei $\lambda = 400$ nm, 760 Torr, 20° C) mit geringer Dichte und erfüllt zusätzlich die Forderung, daß der Schwellendruck für μ - und π -Mesonen oberhalb von 3 GeV/c noch in einem leicht realisierbaren Druckbereich liegt. Dieses Gas wurde bei den meisten Testmessungen benutzt - mit einer Ausnahme - bei der Wasserstoff als Radiator diente. In Wasserstoff erleiden die geladenen Teilchen für einen gegebenen Brechungsindex den kleinsten Energieverlust und die geringste Vielfachstreuung. Außerdem ist es am besten geeignet, um Anstoßelektronen (δ Elektronen) zu vermeiden.

2.1.1. δ Elektronen

Für ein Teilchen, das in einem genügend kleinen Abstand an einem Atom des Radiatormaterials vorbeifliegt, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, aus dem Atom ein Elektron herauszustoßen. Durch Anwendung des Energie- und Impulssatzes läßt sich zeigen, daß das Elektron eine Geschwindigkeit haben kann, die ausreicht, um Cerenkovlicht zu erzeugen, selbst wenn der Zähler für das stoßende Teilchen unempfindlich ist.

Die Zahl der von einem hochenergetischen Teilchen auf dem Weg l in einem Gas der Dichte ρ gebildeten δ Elektronen mit Energien oberhalb der Schwelle beträgt näherungsweise

$$N = 0,3 \pm \rho \frac{Z}{A} \cdot \sqrt{n^2 - 1} \quad (7)$$

(Z: Zahl der Elektronen pro Atom, A: Atomgewicht)

(7) gilt unter der Voraussetzung, daß das einfallende Teilchen der Schwellenbedingung $\beta = 1/n$ genügt. Für Äthylen und Wasserstoff ist N_δ als Funktion des Druckes bei einer effektiven Zählerlänge von 6,50 m in Abbildung 3 dargestellt.

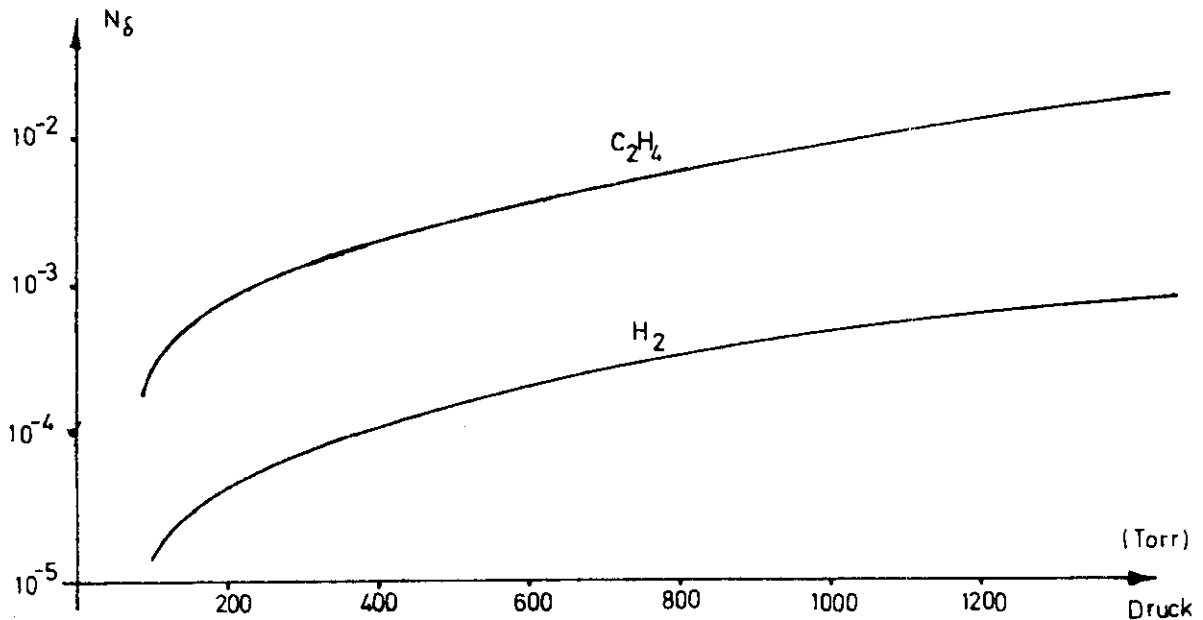


Abb. 3: Zahl der erzeugten δ Elektronen pro einfallendes Teilchen in Abhängigkeit vom Druck.

Im Eintrittsfenster des Cerenkovzählers, einer 500 μ dicken Mylarfolie[§], entstehen zusätzlich

$$N_\delta = 1,3 \cdot 10^{-2} \quad (8)$$

Anstoßelektronen pro einfallendes Teilchen. Diese Zahl ist ausschlaggebend für die Fähigkeit des Zählers, schwerere Teilchen zurückzuweisen, wenn er für den Nachweis von Elektronen benutzt wird.

§ Dichte: 1,4 g/cm³, Brechungsindex: 1,6

2.1.2. Bremsstrahlung und Gasszintillation

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Cerenkovzählers unterhalb der Schwelle ist neben der Erzeugung von δ Elektronen abhängig von Bremsstrahlung des geladenen Teilchens und Szintillationen im Gas. Die durch Bremsstrahlung von einem Elektron emittierte Energie ist wesentlich größer als die, die das Teilchen durch Cerenkovstrahlung verliert. Die sehr verschiedene Spektralverteilung bewirkt jedoch, daß die Intensität des Cerenkovlichtes die Bremsstrahlung um mehrere Zehnerpotenzen im sichtbaren Bereich des Spektrums übersteigt. Für schwerere Teilchen der Masse M ist der Beitrag zum Untergrund des Schwellen Cerenkovzählers durch die Bremsstrahlung sogar noch um einen Faktor $1/M^2$ kleiner und deswegen zu vernachlässigen.

Die Fähigkeit des Gases zu Szintillationen muß bei der Wahl des Radiators berücksichtigt werden. Edelgase und Stickstoff eignen sich nicht. Kleine Verunreinigungen dieser Gase unterdrücken jedoch weitgehend das Szintillationsvermögen.

2.2. Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Schwellen Gas Cerenkovzählers für Teilchen einer bestimmten Masse und vorgegebenen Impulses als Funktion vom Druck hat die in Abbildung 4 gezeigte Form.

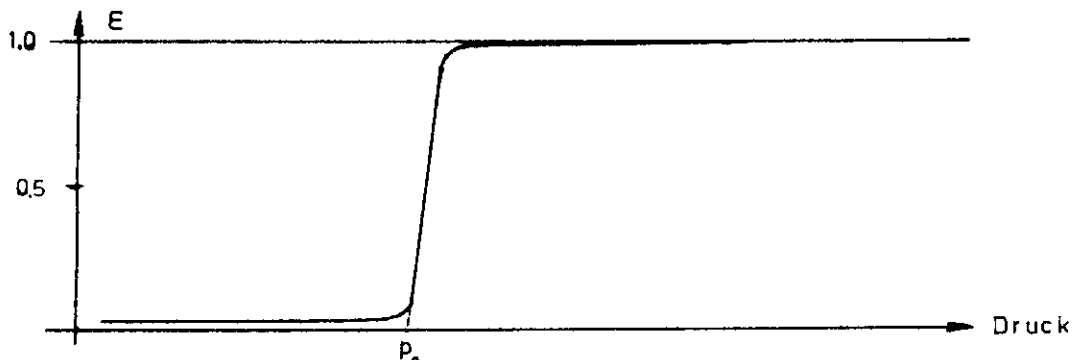


Abb. 4: Ansprechwahrscheinlichkeit eines Schwellen Gas Cerenkovzählers als Funktion des Druckes.

Oberhalb des Schwellendrucks P_0 , bei dem $\beta = 1/n$ gilt, wächst mit zunehmendem Druck der Cerenkovwinkel und damit die Zahl der erzeugten Photonen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit nähert sich dem Wert $\epsilon = 1$. δ Elektronen sowie in geringem Maße Bremsstrahlung des geladenen Teilchens und Gasszintillationen bewirken, daß ϵ unterhalb des Schwellendrucks verschieden von Null ist.

Für eine gegebene Intensität der Cerenkovstrahlung hängt ϵ offensichtlich von der mittleren Anzahl der Photoelektronen N ab, die vom Cerenkovlicht aus der Kathode des Photomultipliers herausgeschlagen werden. Diese Zahl ist proportional zur Lichtsammlung des Zählers und zur Kathodenempfindlichkeit. Die Wahrscheinlichkeit, mit der die Elektronen aus der Kathode treten, wird durch eine Binomial-Verteilung beschrieben. Da die Quantenausbeute klein ist, kann man statt dessen eine Poissonverteilung für die Photoelektronen annehmen.

$$W(N, \bar{N}) = \frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{N!} \quad (9)$$

Bezeichnet man die Wahrscheinlichkeit, mit der die Elektronik einen Impuls registriert, der zu N Photoelektronen gehört, mit $P(N)$, dann ergibt sich für das Ansprechvermögen des Zählers:

$$\epsilon = \sum_{N=0}^{\infty} W(N, \bar{N}) P(N) \quad (10)$$

Da $P(0) = 0$ ist und $\sum_{N=0}^{\infty} W(N, \bar{N}) = 1$, läßt sich ϵ in folgender

Form schreiben:

$$\epsilon = 1 - W(0, \bar{N}) - \sum_{N=1}^{\infty} W(N, \bar{N}) (1 - P(N)) \quad (11)$$

Stellt man die Schwelle der Elektronik so ein, daß

$$\begin{aligned} P(N) &= 0 \text{ für } N \leq M - 1 \\ P(N) &= 1 \text{ für } N \geq M \end{aligned}$$

ist, dann erhält man:

$$\epsilon = 1 - e^{-\bar{N}} - \sum_{N=1}^{N=M-1} \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} \quad (12)$$

Der Parameter M gibt die Zahl der Photoelektronen an, die zu einem Impuls verstärkt werden, der größer ist als die Diskriminatorschwelle. Gleichung (12) ist in Abbildung 5 graphisch dargestellt.

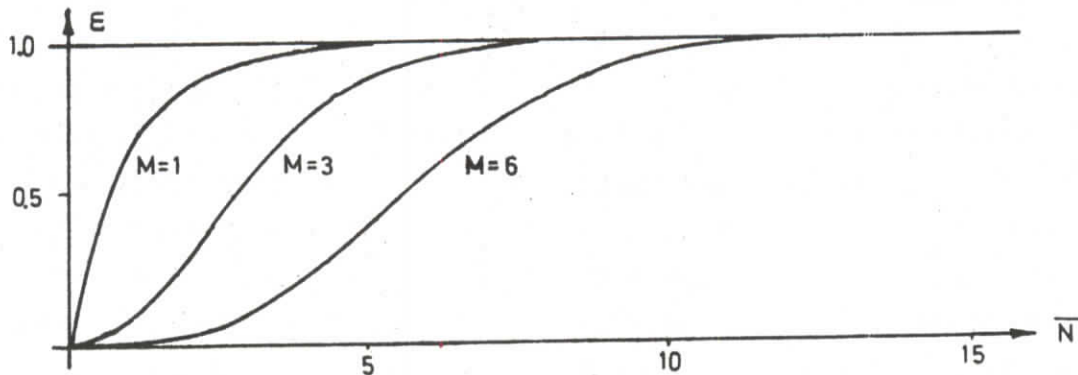


Abb. 5: Theoretische Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der mittleren Photoelektronenanzahl

2.3. Auflösungsvermögen

Als charakteristische Größe für die Auflösung eines Schwellen Gas Cerenkovzählers kann man das Druckintervall wählen, in dem die Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen von 10 % auf 90 % ansteigt. Den Grenzen dieses Druckbereiches entsprechen die Brechungsindizes n_1 und n_2 . Da nach Gleichung (4) die Zahl der erzeugten Photonen und somit auch das Ansprechvermögen von $\sin^2 \theta$ abhängen, sind offensichtlich

$$c_1 = \sin^2 \theta_1 = 1 - \frac{1}{n_1^2 \beta^2}$$

und

$$c_2 = \sin^2 \theta_2 = 1 - \frac{1}{n_2^2 \beta^2}$$

Konstanten des Zählers. Mit ihrer Hilfe läßt sich die mit dem Zähler erreichbare Impulsauflösung ausdrücken. Wenn für einen Impuls p_2 $\epsilon = 90\%$ beträgt, dann ist

$$p_1 = \frac{m_2 p_2}{\sqrt{\frac{c_2 - c_1}{1 - c_2} (p_2^2 + m_2^2) + m_2^2}}$$

der Wert des Impulses, bei dem die Ansprechwahrscheinlichkeit auf $\epsilon = 10\%$ abgesunken ist. Somit folgt:

$$p_2 - p_1 = p_2 \left(1 - \frac{m_2}{\sqrt{\frac{c_2 - c_1}{1 - c_2} (p_2^2 + m_2^2) + m_2^2}} \right) \quad (13)$$

Neben dem Impulsauflösungsvermögen ist es interessant zu wissen, bis zu welchen Energien der Zähler in einem Strahl mit definiertem Impuls Teilchen verschiedener Masse trennen kann. Als unterscheidbar sollen Teilchen gelten, wenn die leichtere Teilchenart mindestens mit 90 prozentiger und die schwerere höchstens mit 10 prozentiger Ansprechwahrscheinlichkeit gezählt werden. Dieser Fall tritt ein, wenn die kinetische Energie E_2 des leichten Teilchens gleich

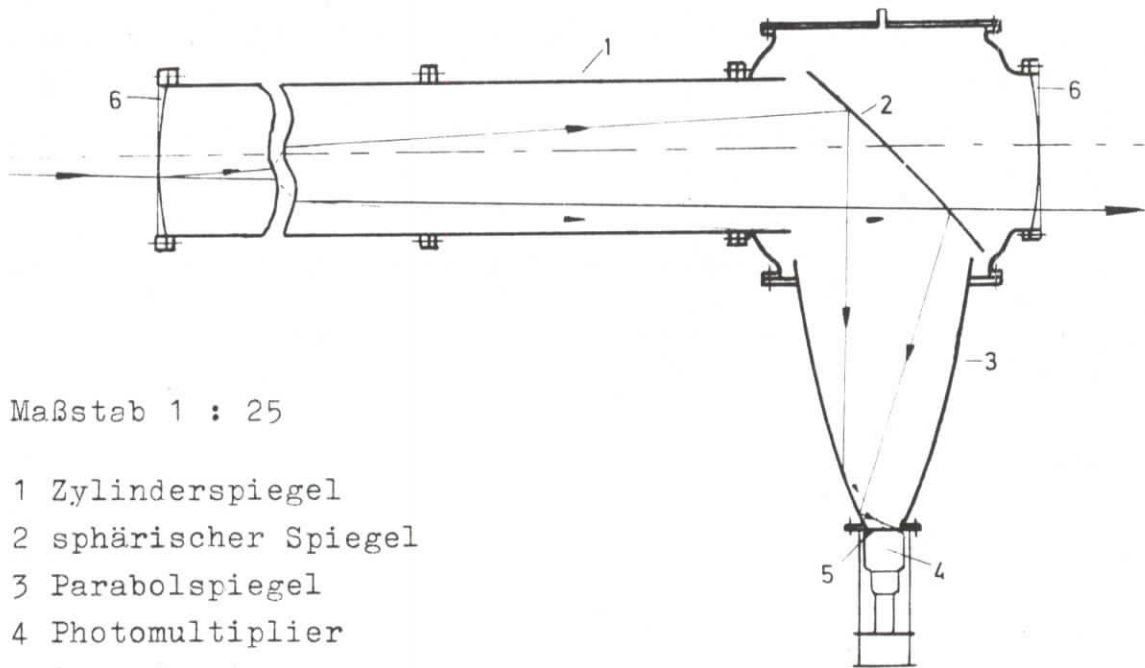
$$E_2 = m_2 \left(\frac{1}{\sqrt{\frac{m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \cdot \frac{c_2 - c_1}{1 - c_2}}} - 1 \right) \quad (14)$$

$(m_2 < m_1)$

ist.

C Konstruktion des Zählers

Der Zähler besteht aus einem zylindrischen Rohr, das aus 1 m langen Abschnitten zusammengesetzt ist, und einem Zählerkopf, in dem das Cerenkovlicht durch einen sphärischen Spiegel in einen Parabolspiegel umgelenkt wird. Das Paraboloid fokussiert das Licht auf die Kathode eines Photomultipliers vom Typ Philips 58 UVP. Um den intensitätsreichen ultravioletten Anteil des Cerenkovlichtes ausnützen zu können, ist der Parabolspiegel mit einem 1 cm dicken Quarzfenster abgeschlossen. Die Innenflächen der Zylinderrohre sind verspiegelt, damit auch das Licht, das im vorderen Teil des Zählers entsteht, den Zählerkopf erreicht. 500 μ dünne geschwärzte Mylarfolien dienen als Ein- und Austrittsfenster für den Teilchenstrahl. Der maximal zulässige Betriebsdruck beträgt 1,5 ata.



Maßstab 1 : 25

- 1 Zylinderspiegel
- 2 sphärischer Spiegel
- 3 Parabolspiegel
- 4 Photomultiplier
- 5 Quarzfenster
- 6 Mylarfenster

Abb. 6: Optisches System des Zählers

I Herstellung der Spiegel

Die Spiegel sind nach einem bei Cern⁽²⁾ entwickelten Verfahren hergestellt worden.

1. Zylinderspiegel

Jeweils eines der 1 m langen Zylinderrohre wurde in eine Drehbank eingespannt und durch Heizdrähte gleichmäßig auf 100° C erwärmt. In das mit einer Umlauffrequenz von 180 1/sec rotierende Rohr wurde dann Araldit (1§.) zusammen mit Härter, Flexibilisator und Beschleuniger im Mischungsverhältnis 1 : 1,29 : 0,23 : 0,005 gegossen. Die vier Bestandteile waren vorher sorgfältig bei 40° C durchgemischt worden. Außerdem befand sich die zähe Flüssigkeit vor Beginn des Schleuderverfahrens eine Stunde lang in einem evakuierten Exicator, um beim Rühren entstandene Blasen herauszusaugen. Nach dem Eingießen der Mischung in das Rohr bildete sich unter der Wirkung der Zentrifugalkraft eine 2 mm dicke sehr glatte zylindrische Oberfläche aus. Der Durchmesser eines kleinen innenwändigen Flansches, über den das überschüssige Araldit hinwegfloß, bestimmte die Genauigkeit der Fläche auf $\pm 0,1$ mm. Nach etwa 5 - 6 Stunden war der polymere Kunststoff soweit ausgehärtet, daß man mit dem Abkühlvorgang beginnen konnte. Dieser erstreckte sich über einen Zeitraum von vier Stunden, in dem die Temperatur stufenweise erniedrigt wurde. Die Aralditoberfläche wurde danach unter Hochvakuum mit Aluminium bedampft. Dieses war in der Achse des Zylinderrohres als Draht um einen Tantalleiter gewickelt, der aus vier 0,8 mm starken miteinander verflochtenen Drähten bestand. Eine Stromstärke von 120 Ampère im Tantalleiter erhitzte das Aluminium bis zum Schmelzen. Um eine möglichst gleichmäßige Bedampfung zu erzielen, wurde der Draht vorher bei kleineren Stromstärken gleichmäßig vorgewärmt.

2. Parabolspiegel

Das Anfertigen des Parabolspiegels erfolgte in ähnlicher Weise, indem man Astorit^(2§), eine in den Eigenschaften noch verbesserte Form des Araldits, in einem rotierenden metallischen Behälter von angenäherter parabolischer Gestalt sich erhärten ließ. Die Umlauffrequenz um die Symmetrieachse

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{p}} \quad 1/\text{sec}$$

(g: Erdbeschleunigung)

bestimmt den Parameter p und damit die Brennweite des Paraboloides.

3. Ebener Spiegel

Für Testmessungen diente zunächst statt eines sphärischen ein ebener Spiegel. Er wurde aus einer 200 μ dünnen Hostalen-Folie gefertigt, die durch Spannen in einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Metallrahmen bei Zimmertemperatur eine faltenfreie Oberfläche bildete. Diese wurde dann wie die Zylinderrohre mit Aluminium bedampft.

4. Sphärischer Spiegel

Der sphärische Spiegel wurde bei Cern aus 6 mm starkem Plexiglas hergestellt. Das Glas war in sich schwarz, um im Material entstandenes Cerenkovlicht zu absorbieren. Eine bei der Fertigung des Spiegels mögliche Schrumpfung des Plexiglasses wurde durch vorheriges Erhitzen auf 1200° C umgangen. Nach dieser Vorbehandlung wurde das Material zwischen einer kreisförmigen Grundplatte und einem ebenso großen 10 cm breiten Ring eingeklemmt (siehe Abb. 7). Ein über der Platte befindlicher Ofen, der aus verschiedenen konzentrischen Heizzonen bestand, erwärmte das Plexiglas in der innersten Zone auf etwa 100° C. Gleichzeitig wurde in dem Raum zwischen Grundplatte und Plexiglas durch Preßluft ein Druck von 10 g/cm² erzeugt. Die Aufwölbung des Glases konnte durch ein Fenster im Ofen mit einem Theodoliten beobachtet werden

und wurde so weit getrieben, bis die Höhe der Flexiglasform der gewünschten Brennweite entsprach.

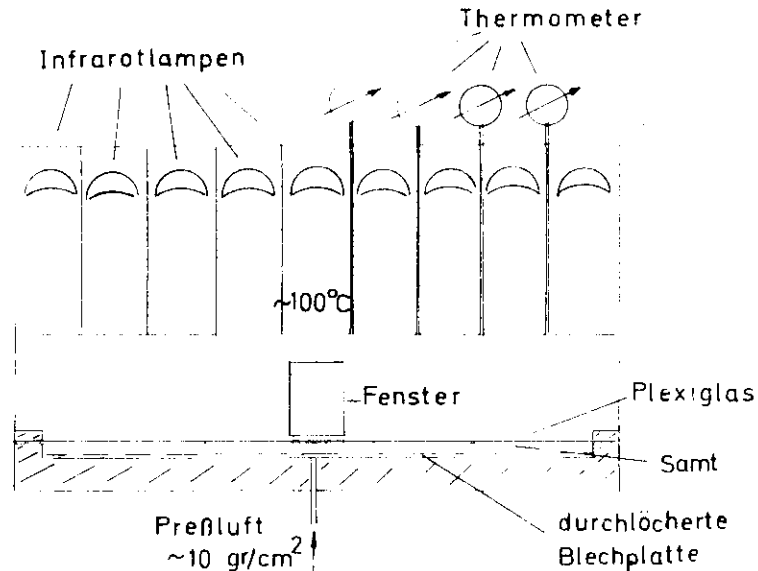


Abb. 7: Ofen zur Herstellung der Plexiglasform

Durch Beschuß von Aluminium mit Elektronen, die das Metall bis zum Verdampfen erhitzen, wurde schließlich die Glasoberfläche bei Hochvakuum verspiegelt. Dabei durchliefen die aus einer Wolframkathode emittierten Elektronen eine Beschleunigungsspannung von 1,2 kV und trafen dann auf eine Wolframanode, auf der ein aufgewickelter Aluminiumdraht lag (Abb. 8). Bei einem Heizstrom in der Kathode von 45 Ampère floß zwischen Anode und Kathode ein Strom von 1 Ampère. Diese Art der Bedampfung hat gegenüber der in Abschnitt 1 beschriebenen den Vorteil, daß der Vorgang langsamer und kontrollierbarer ist.

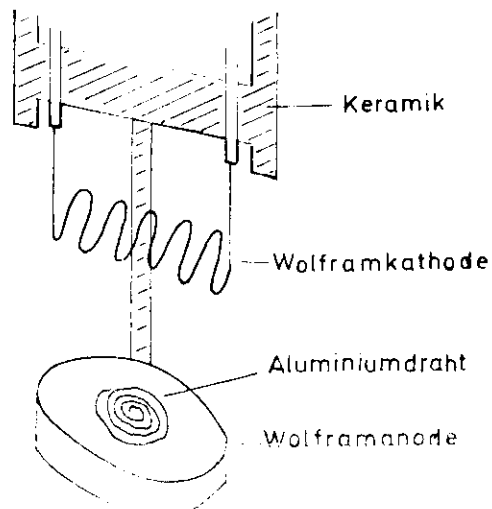


Abb. 8: Elektronenkanone zur Bedampfung der Plexiglasform

II Optik des Zählers

Wegen der einfachen Fertigung bei gleichzeitig großer Präzision und auf Grund existierender Erfahrung mit Zählern kleinerer Dimension aber ähnlicher Optik wurden die beschriebenen Spiegeltypen und deren Anordnung als optisches System gewählt.

1. Optimalisierung der Zählergeometrie

Abbildung 36 im Anhang zeigt, daß die Quantenausbeute der Photokathode auf einer Kreisfläche vom Radius 50 mm nahezu konstant ist und außerhalb dieser Fläche steil abfällt. Da sich die Kathode in der Brennebene des Parabolspiegels befindet, sind für den Parameter p nur Werte kleiner als 50 mm sinnvoll. Bezüglich der Anzahl der Photonen, die die Photokathode erreichen, ist gemäß einer Monte Carlo Rechnung ein Paraboloid mit dem Parameter $p = 50$ mm einem mit $p = 40$ mm überlegen, wenn der Cerenkovwinkel größer als 3° ist. Bei Winkeln kleiner als 3° trifft das umgekehrte zu. Es wurde ein Kompromiß geschlossen und der Parameter $p = 45$ mm gewählt. Mit diesem Wert und bei Verwendung eines ebenen statt eines sphärischen Spiegels wurde der Durchmesser der Zylinderrohre variiert und jeweils der Verlust an erzeugten Photonen in Abhängigkeit vom Winkel θ berechnet, mit dem das Cerenkovlicht bezüglich der optischen Achse des Zählers emittiert wird. Das Ergebnis zeigt Abb.: 9.

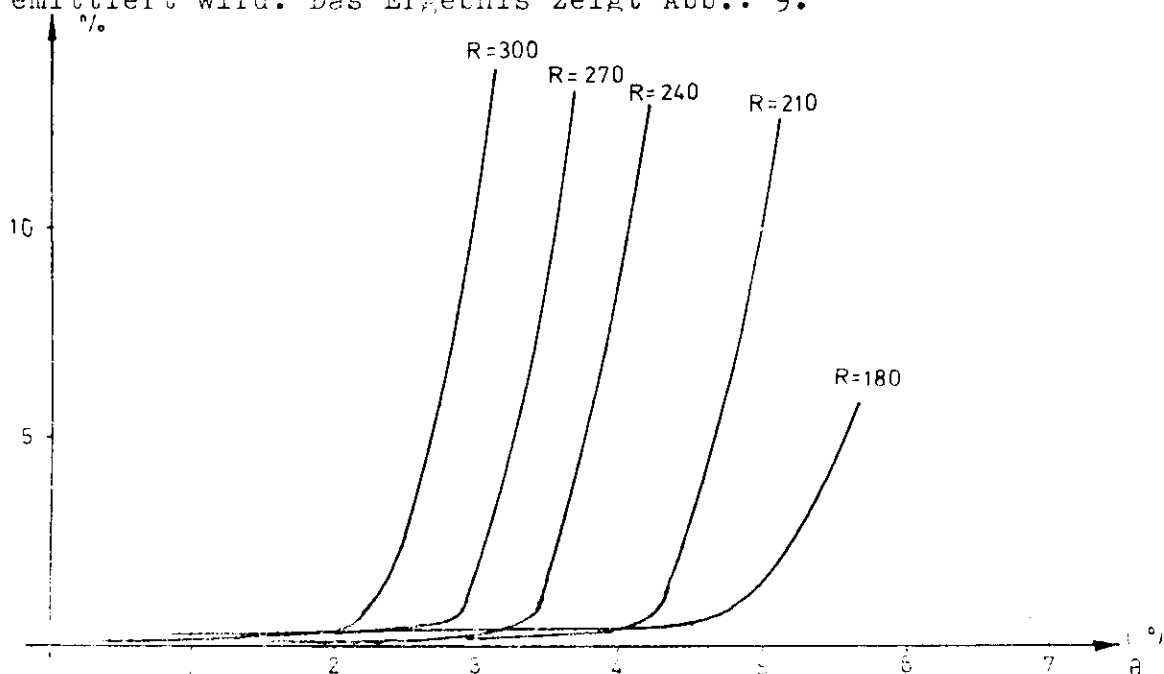


Abb. 9: Verlust an erzeugten Photonen in Abhängigkeit vom Winkel θ bei verschiedenen Zylinderradien

Die schlechte Lichtsammlung für Winkel größer als 4° schloß den Gebrauch von Zylinderrohren mit Radien R größer als 300 mm aus. Ebenso kamen wegen der zu kleinen Akzeptanzwerte für R , die kleiner sind als 200 mm, nicht in Frage. Ein Zylinderrohrradius von 240 mm entsprach den gestellten Anforderungen am besten.

Die bei divergenten Teilchenstrahlen und hohem Gasdruck dennoch unbefriedigende Lichtsammlung konnte durch den Einbau des sphärischen Spiegels wesentlich verbessert werden.

2. Vergleich zwischen ebenem und sphärischem Spiegel

Eine Monte-Carlo-Rechnung ergab für den sphärischen Spiegel als optimalen Radius 5,4 m. Der bei Cern bestellte Spiegel hatte wegen technischer Schwierigkeiten nur einen Radius von 4,5 m. Abbildung 10 zeigt jedoch, daß die Lichtsammlung in Abhängigkeit vom Winkel θ durch diese Diskrepanz nur wenig verschlechtert wird.

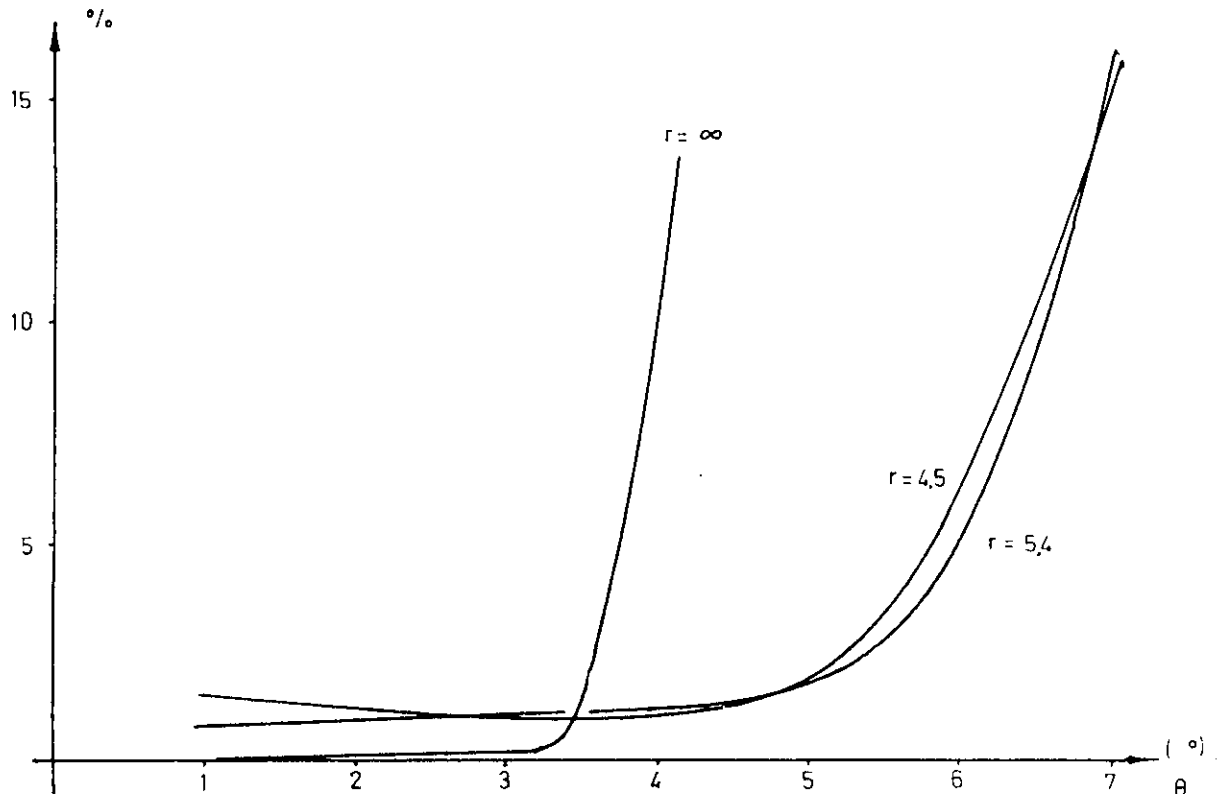


Abb. 10: Verlust an erzeugten Photonen in Abhängigkeit vom Winkel θ bei einem Radius des sphärischen Spiegels von 5,4 m und 4,5 m.

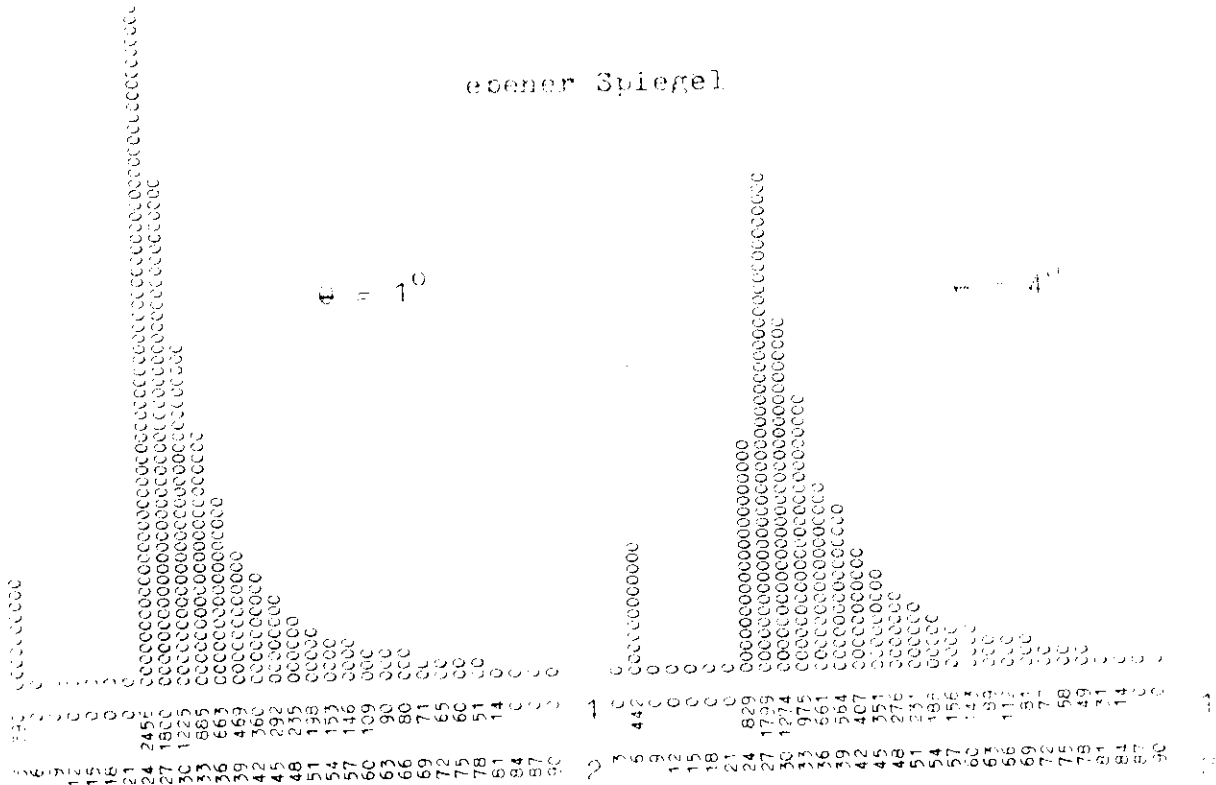
Selbst bei 6° gehen nur 5,9 % der erzeugten Photonen verloren gegenüber 42,3 % beim ebenen Spiegel. Der sphärische hat ferner den Vorteil, daß im Mittel etwa 3,5 mal so viele Photonen auf die Photokathode treffen, ohne Reflexion am Paraboloid zu erleiden. Dieser Vorzug wird etwas geschmälert durch die Tatsache, daß beim sphärischen Spiegel mehr Photonen unter einem größeren Einfallswinkel auf das Quarzfenster fallen als beim ebenen und somit die Transmission durch die Quarzplatte für diesen Anteil des Lichtes schlechter ist.

3. Raum- und Winkelverteilung der Photonen auf der Photokathode

Die genannten Ergebnisse sind dem Ausdruck eines Rechenprogrammes zu entnehmen, der in Abbildung 11, 12 und 13 für zwei verschiedene Cerenkovwinkel sowohl die räumliche als auch die Winkelverteilung der Photonen auf der Photokathode für den ebenen und für den sphärischen Spiegel zeigt. Die in der Winkelverteilung auftretende Diskontinuität trennt die Photonen, die ohne Reflexion am Parabolspiegel die Brennebene erreichen, von denen, die reflektiert werden. Abbildung 12 gibt einen Schnitt durch die sehr unterschiedlichen räumlichen Verteilungen längs eines Durchmessers der Photokathode wieder. Der gleiche Sachverhalt ist in einer etwas anderen Form in Abbildung 13 dargestellt, in der der Auftreffpunkt der Photonen durch 26 äquidistante konzentrische Kreisringe wie bei einer Zielscheibe charakterisiert ist.

Eine weitere Verbesserung des optischen Systems ist möglich, wenn man in zwei zueinander senkrechtstehenden Ebenen verschiedene Krümmungsradien für den sphärischen Spiegel zuläßt. Eine Optimalisierung ist jedoch abhängig vom jeweiligen Strahlprofil und schränkt damit die allgemeine Anwendbarkeit weitgehend ein.

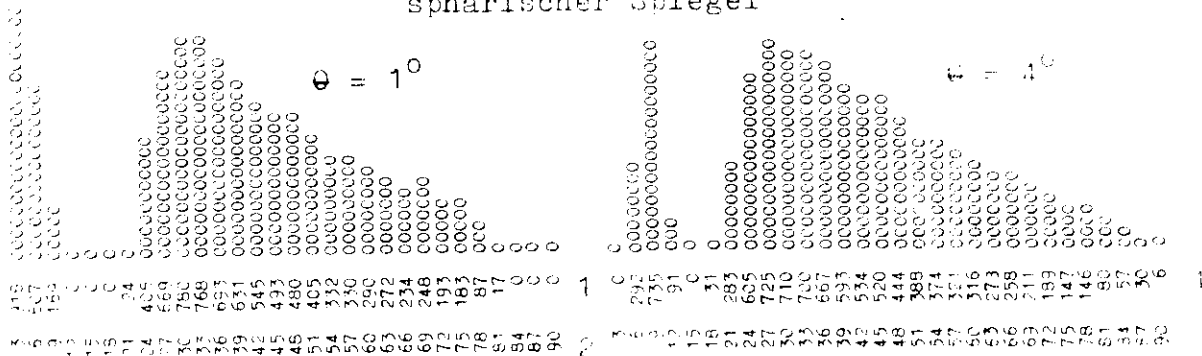
ebener Spiegel



CERENKOVWINKEL STRAHLDIVERGENZ = 0.0175
 ZAHL DER PÄHELLE , IN DENEN DAS PHOTON
 1.) DAS PARABOLOID VERFEHLT = 0
 2.) NACH RUECKWAERTS REFLEKTIERT WIRD = 15
 3.) IM QUARZ VERLOREN GEHT = 0.153
 VERLUST IN PROZENTEN = 0.163
 MITTLERE ZAHL DER REFLEXIONEN
 1.) AM ZYLINDERSPIEGEL = 0.960
 2.) AM PARABOLSPIEGEL = 2.123
 MITTLERE GESAMTZAHL DER REFLEXIONEN = 2.123

CERENKOVWINKEL STRAHLDIVERGENZ = 0.0700
 ZAHL DER PÄHELLE , IN DENEN DAS PHOTON
 1.) DAS PARABOLOID VERFEHLT = 1
 2.) NACH RUECKWAERTS REFLEKTIERT WIRD = 917
 3.) IM QUARZ VERLOREN GEHT = 97
 VERLUST IN PROZENTEN = 10.334
 MITTLERE ZAHL DER REFLEXIONEN
 1.) AM ZYLINDERSPIEGEL = 0.571
 2.) AM PARABOLSPIEGEL = 0.955
 MITTLERE GESAMTZAHL DER REFLEXIONEN = 2.526

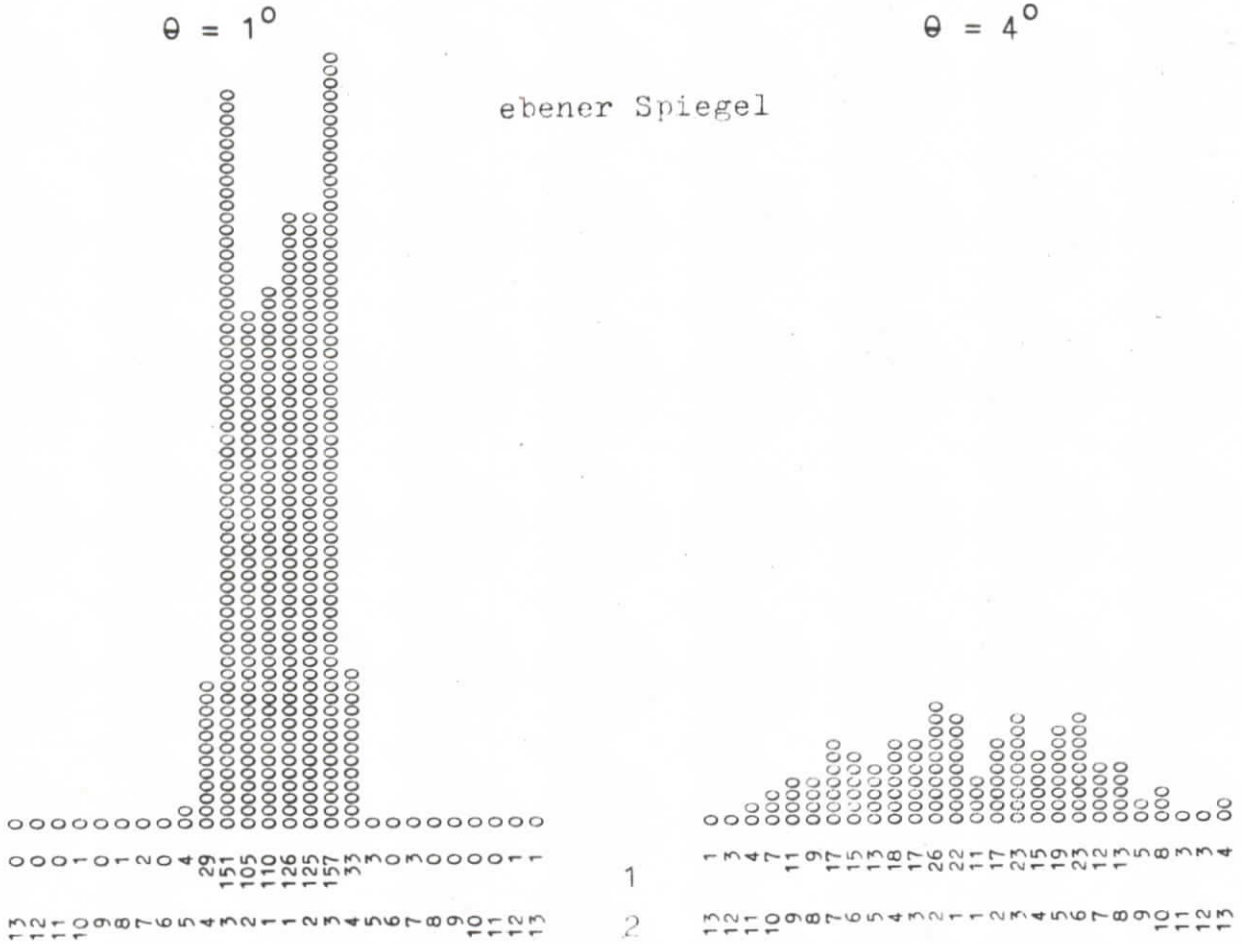
sphärischer Spiegel



CERENKOVWINKEL STRAHLDIVERGENZ = 0.0175
 ZAHL DER PÄHELLE , IN DENEN DAS PHOTON
 1.) DEN HOHLSPIEGEL VERFEHLT = 0
 2.) DAS PARABOLOID VERFEHLT = 0
 3.) NACH RUECKWAERTS REFLEKTIERT WIRD = 85
 4.) IM QUARZ VERLOREN GEHT = 0.862
 VERLUST IN PROZENTEN = 0.163
 MITTLERE ZAHL DER REFLEXIONEN
 1.) AM ZYLINDERSPIEGEL = 0.828
 2.) AM PARABOLSPIEGEL = 1.991
 MITTLERE GESAMTZAHL DER REFLEXIONEN = 1.991

CERENKOVWINKEL STRAHLDIVERGENZ = 0.0700
 ZAHL DER PÄHELLE , IN DENEN DAS PHOTON
 1.) DEN HOHLSPIEGEL VERFEHLT = 0
 2.) DAS PARABOLOID VERFEHLT = 0
 3.) NACH RUECKWAERTS REFLEKTIERT WIRD = 1
 4.) IM QUARZ VERLOREN GEHT = 110
 VERLUST IN PROZENTEN = 1.128
 MITTLERE ZAHL DER REFLEXIONEN
 1.) AM ZYLINDERSPIEGEL = 0.574
 2.) AM PARABOLSPIEGEL = 0.910
 MITTLERE GESAMTZAHL DER REFLEXIONEN = 2.483

Abb.11: Winkelverteilung der Photonen beim Auftreffen auf die Photokathode. 1: Anzahl der Photonen mit Winkeln zwischen φ und $\varphi-30^\circ$. Einfallswinkel φ , gemessen von der Achse des Parabolspiegels.



sphärischer Spiegel

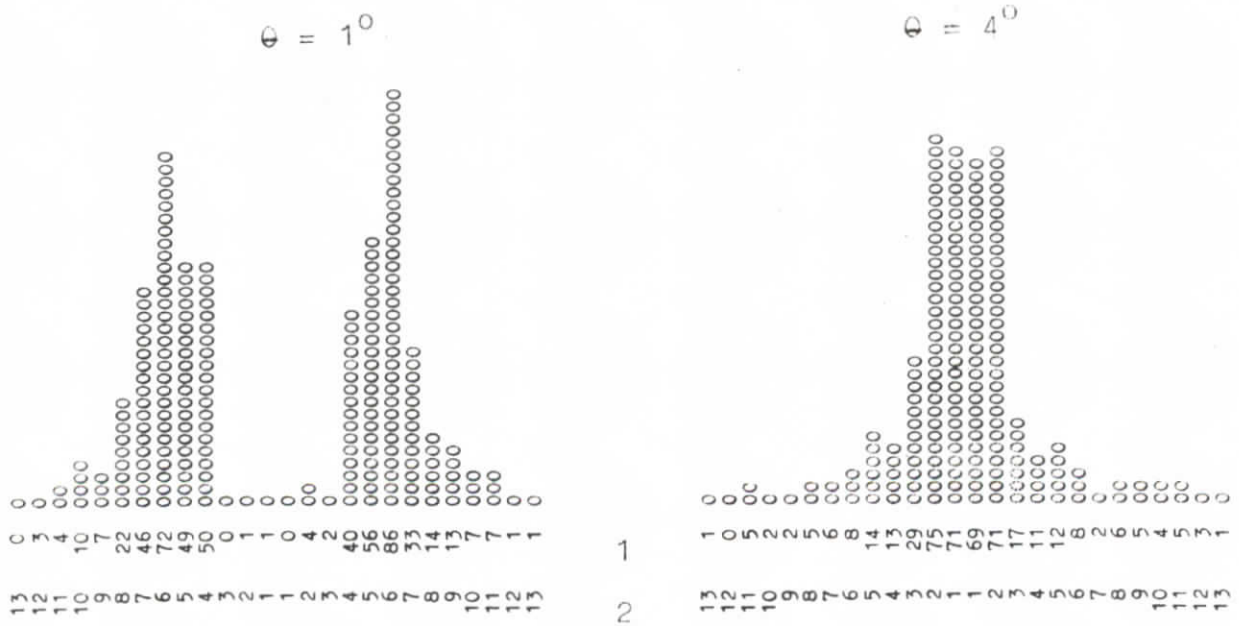


Abb.12: Räumliche Verteilung der Photonen längs eines Durchmessers der Photokathode. 1: Anzahl der Photonen, die in ein 4 mm langes und 2 mm breites Rechteck fallen. Die lange Seite des Rechteckes liegt in Richtung des Durchmessers. 2: Rechtecknummer, gezählt vom Zentrum nach außen.

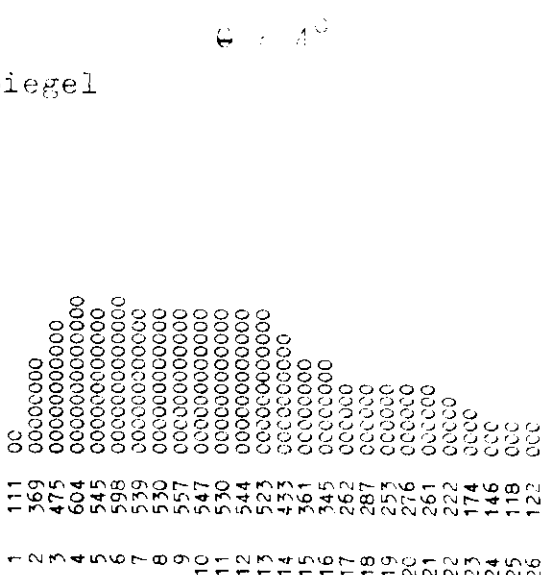
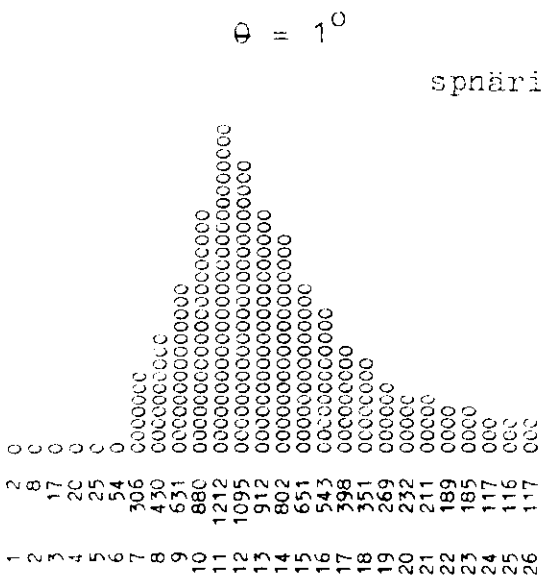
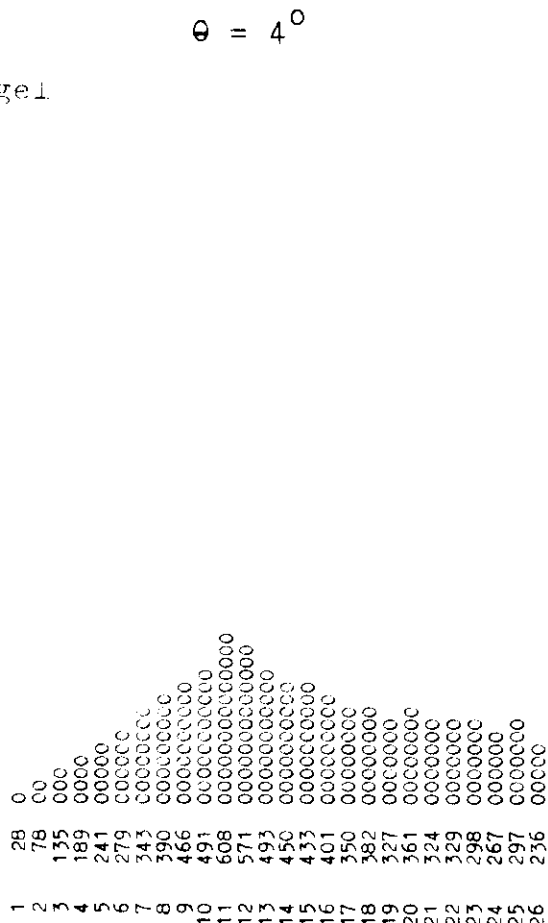
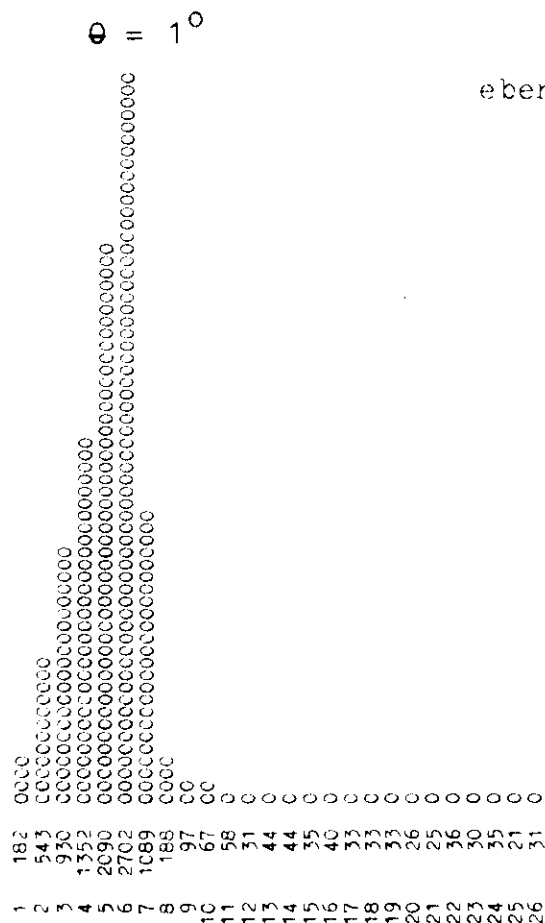


Abb.13: Raumlische Verteilung der Photonen auf der Photokathode.
 1: Anzahl der Photonen, die in einen 2 mm breiten
 konzentrischen Ring fallen. 2: Ringnummer, gezählt
 von innen nach außen.

D Messungen

Der Schwellen-Cerenkovzähler wurde zunächst bei Verwendung des ebenen 45° Spiegels mit einem Elektronenstrahl getestet. Daran schloß sich eine Meßreihe mit einem sekundären Teilchenstrahl an, der neben Positronen etwa gleich viele μ und π Mesonen enthielt. Während dieser zweiten Meßperiode trat an die Stelle des ebenen der sphärische Spiegel.

I Test mit Elektronen

1. Versuchsaufbau

Der Strahl wurde durch zwei kleine, in Koinzidenz geschaltete Szintillationszähler (S_1, S_2) definiert. Das Koinzidenzsignal diente als Trigger für den zwischen S_1 und S_2 befindlichen Cerenkovzähler.C. Ein Bleikollimator beschränkte die Intensität auf 100 Teilchen pro Sekunde. Die Impulsauflösung betrug $\pm 3\%$.

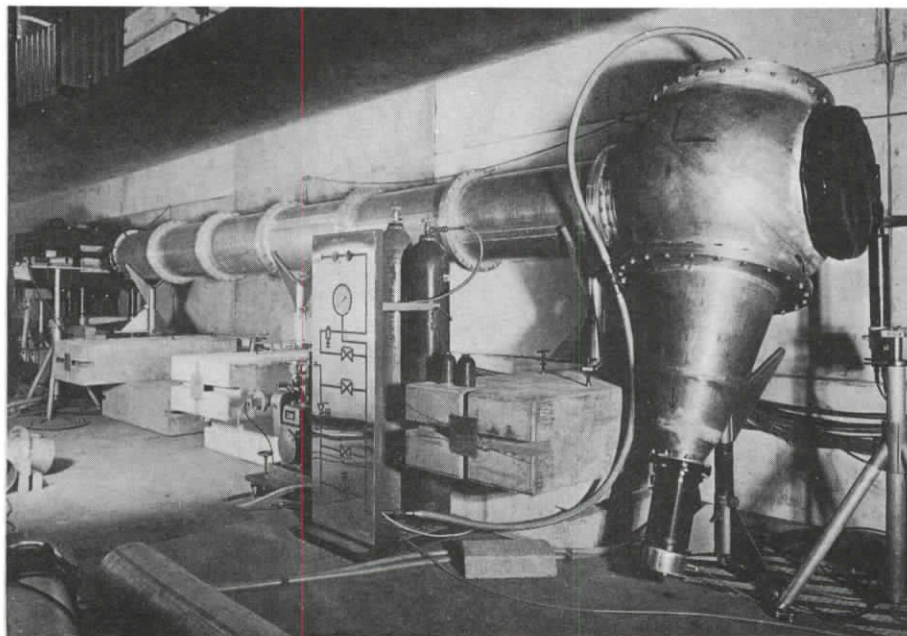


Abb. 14: Zähleransicht während einer Testmessung.

Eine mit dem Zähler verbundene Füllanlage erlaubte das Einstellen des gewünschten Druckes durch vom Meßstand aus gesteuerte elektromagnetische Ventile. Ein Potentiometer formte die Zeigerstellung eines Manometers in eine zum Druck proportionale Spannung um, welche außerhalb des Experimentierbereiches durch ein Drehspulmeßwerk angezeigt wurde. Mögliche Verunreinigungen des Radiators wurden durch einen in der Fülleitung befindlichen Filter absorbiert. Ein Sicherheitsventil sorgte dafür, daß der maximale Betriebsdruck von 1,5 ata nicht überschritten wurde.

Damit schon wenige Photoelektronen ausreichen, um einen Impuls zu geben, der größer ist als die Diskriminatorschwelle, muß die Verstärkung des 58 UVP Photomultipliers groß sein. Die Hochspannung wurde deswegen so hoch wie möglich eingestellt. Oberhalb von 2,45 kV bewirkte die starke Zunahme der Rauschzählrate und der damit verbundenen Totzeit der Elektronik ein Absinken der Ansprechwahrscheinlichkeit $\epsilon = S_1CS_2/S_1S_2$. Als endgültige Hochspannung wurde 2,4 kV gewählt.

2. Meßergebnisse

2.1. Impulshöhenspektren

Die mit einem Vielkanal aufgenommenen Impulshöhenspektren vom Cerenkovzähler zeigt Abbildung 15. Sie bestehen aus dem Rauschspektrum des Multipliers und einem vom Cerenkovlicht herrührenden Peak. Bei 984 Torr ist der Peak klar vom Rauschen getrennt. Mit abnehmendem Gasdruck verschiebt er sich auf das druckabhängige Rauschspektrum und geht unterhalb von 400 Torr völlig in diesem unter. Wenn man nur die Cerenkovsignale analysiert, bei denen gleichzeitig die Zweifachkoinzidenz S_1S_2 angesprochen hat, dann läßt sich das Rauschen eliminieren, wie aus Abbildung 16 hervorgeht. Der Vergleich der beiden Spektren macht deutlich, daß keine Rauschimpulse zur Zählrate in der Dreifachkoinzidenz beitragen.

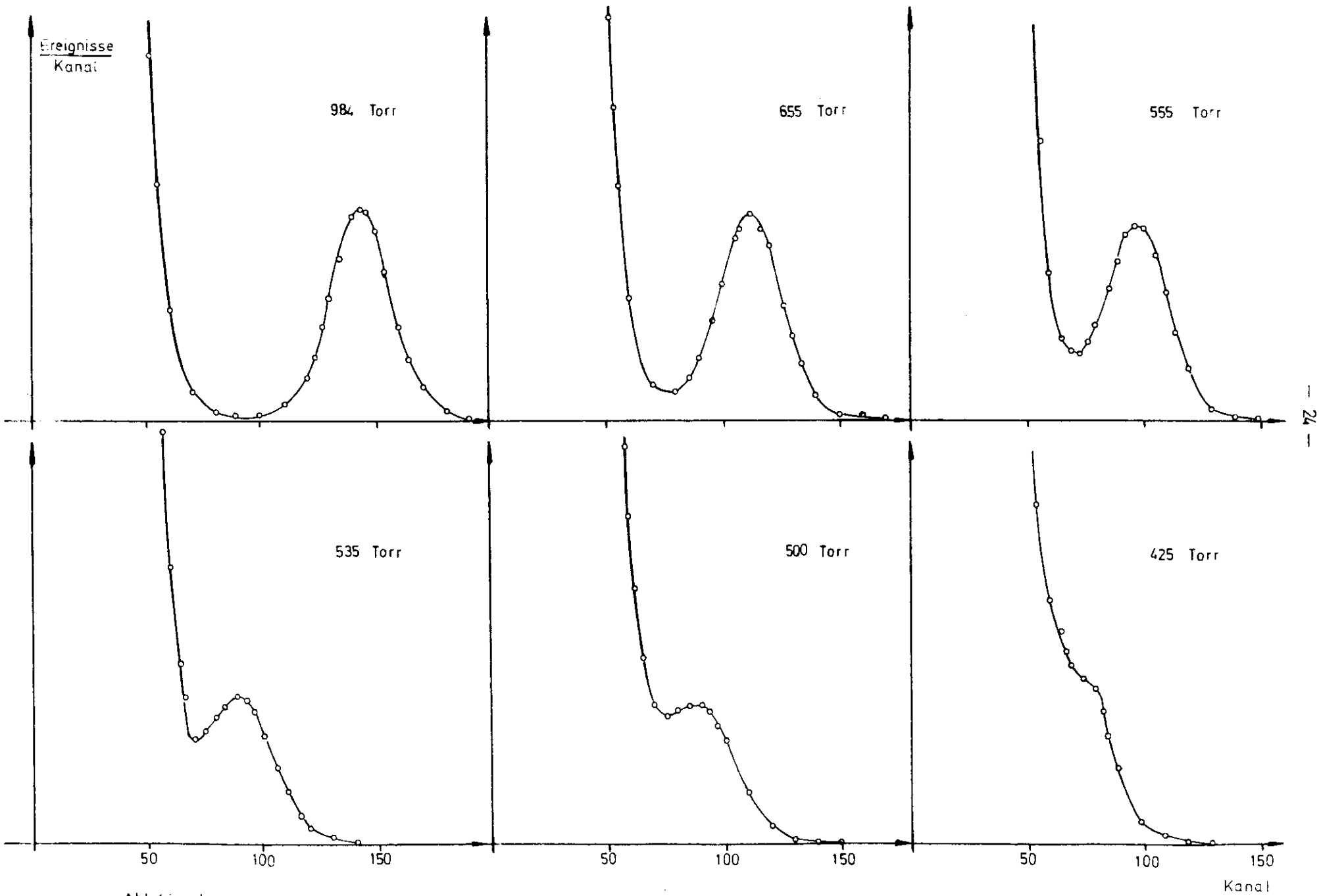


Abb. 12: Impulshöhenspektren vom Cerenkovzähler bei verschiedenen Drucken

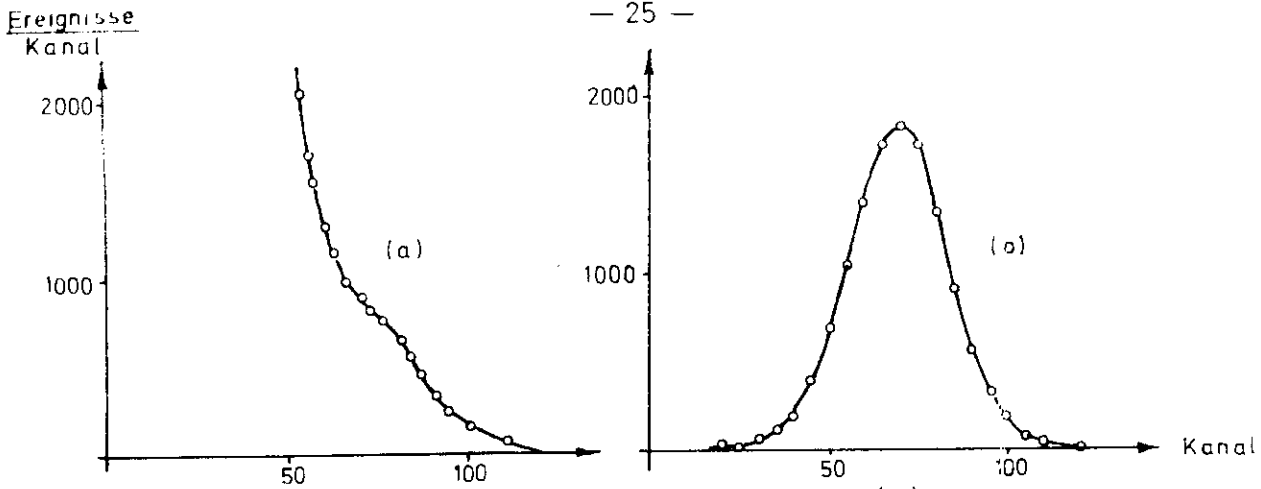


Abb. 16: Impulshöhenspektren bei 325 Torr (a) ohne Torschaltung (b) mit Torschaltung

2.2. Ansprechwahrscheinlichkeit und Auflösungsvermögen

Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des Cerenkovzählers wurde als Funktion des Druckes gemessen. Abbildung 17 zeigt die Ergebnisse für Äthylen bei zwei verschiedenen Zählerlängen. Für den 7,07 m langen Zähler mit einer effektiven Radiatorlänge von 6,50 m ergibt sich schon bei 100 Torr (Cerenkovwinkel 15,0 mrad) ein Ansprechvermögen von 99 %. Dieser Wert wird vom kürzeren Zähler erst bei 200 Torr (Cerenkovwinkel 21,5 mrad) erreicht. Beim zulässigen Maximaldruck beträgt $\epsilon = (99,92 \pm 0,02) \%$. Alle angegebenen Werte sind als untere Grenze für die Ansprechwahrscheinlichkeit anzusehen, da in der Dreifachkoinzidenz S_1CS_2 weniger zufällige Ereignisse enthalten sind als in der Zählrate von S_1S_2 .

In Figur 18 ist die Druckabhängigkeit von ϵ für Wasserstoff als Radiator der für Äthylen gegenübergestellt. Die sich aus diesen Messungen ergebenden Abbildungen 19 und 20 stellen eine Bestätigung des linearen Zusammenhanges $N \sim l \cdot (n - 1)$ dar, der für $\beta \approx 1$ und $\sin^2 \theta \ll 1$ aus Gleichung (4) folgt.

Da für den langen Zähler bei Verwendung von Äthylen die Ansprechwahrscheinlichkeit in einem 50 Torr breiten Druckintervall von 10 % auf 90 % ansteigt, erhält man in Abhängigkeit vom Impuls nach Gleichung (13) folgende Impulsauflösungsvermögen:

$p_2(90\%)$ GeV/c	$p_2(90\%) - p_1(10\%)$ MeV/c
6,0	825
4,0	275
2,0	37

Nach Gleichung (14) kann mit diesem Zähler zwischen Elektronen und Muonen bis zu einer Energie von 10,2 GeV und zwischen Muonen und Pionen bis zu 8,7 GeV unterschieden werden.

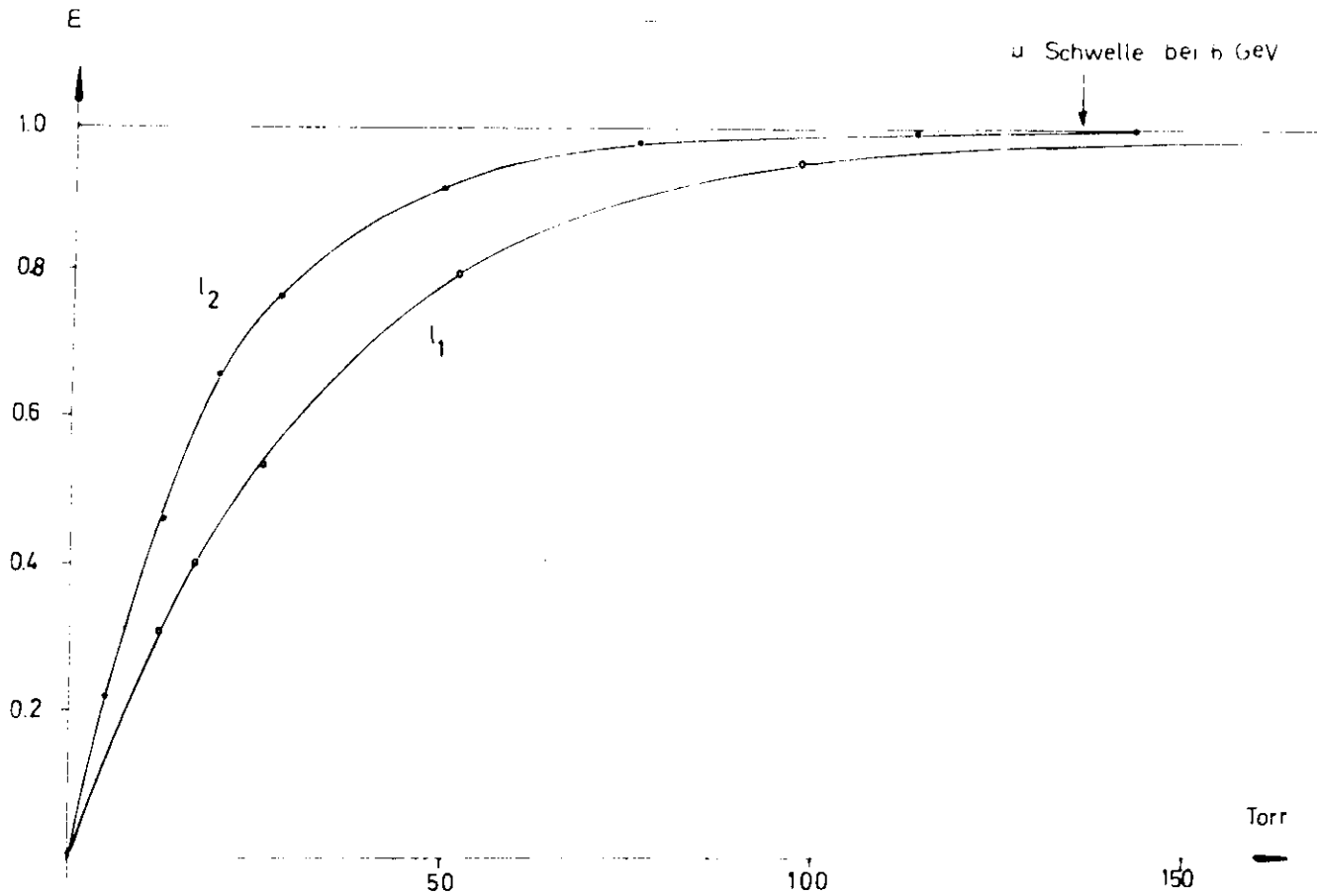


Abb.17: Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des Druckes bei zwei verschiedenen Zählerlängen. Effektive Radiatorlänge : $l_1 = 3,50$ m, $l_2 = 6,50$ m

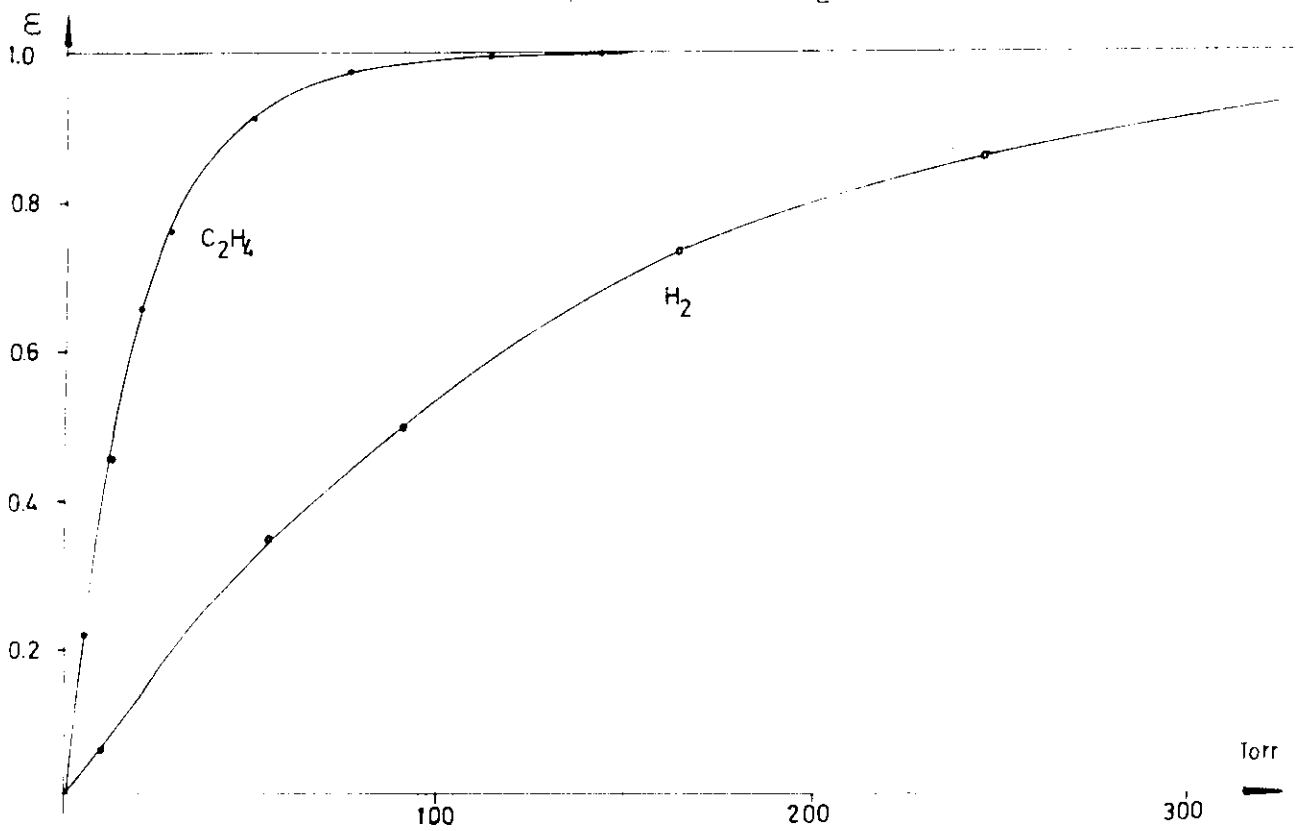
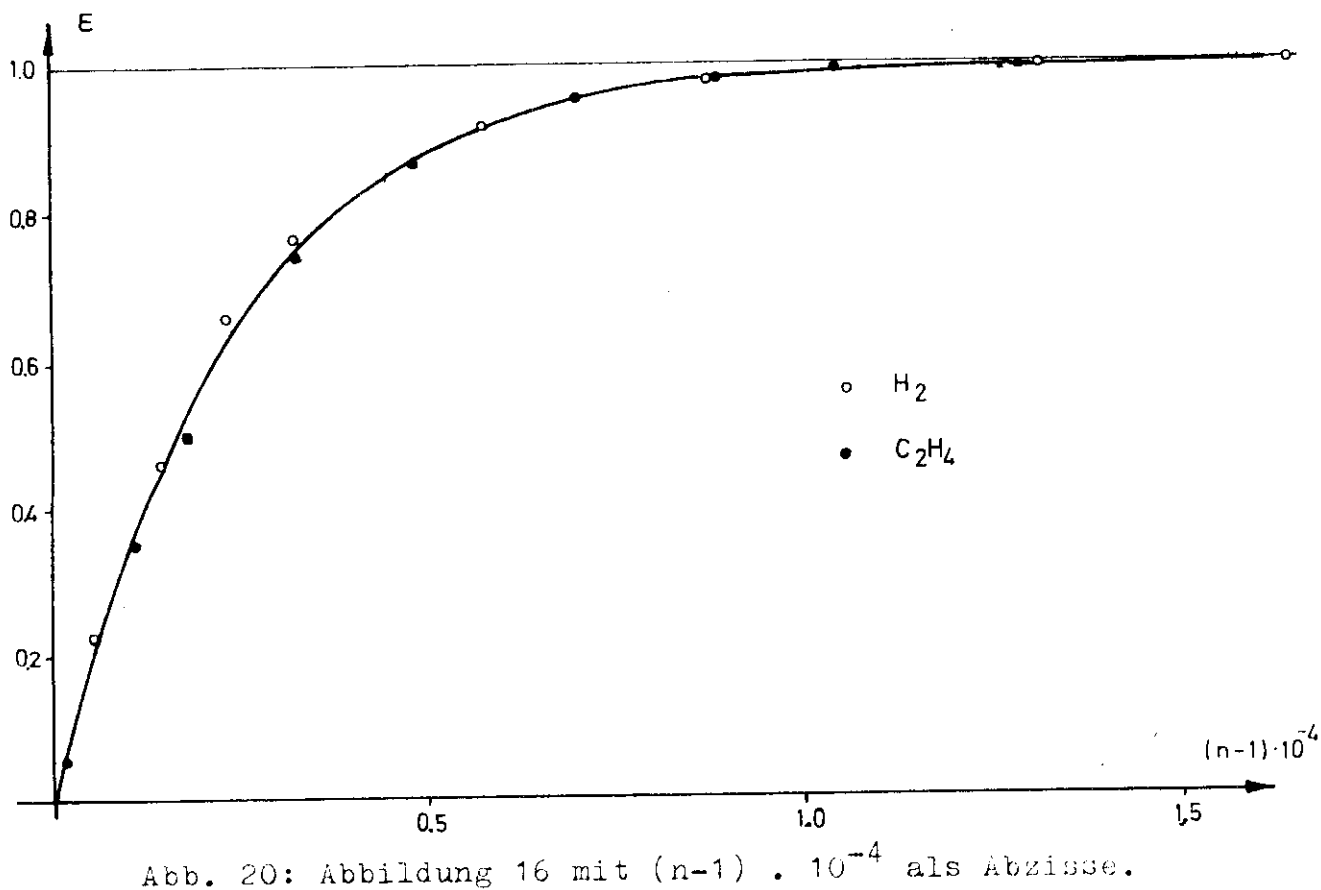
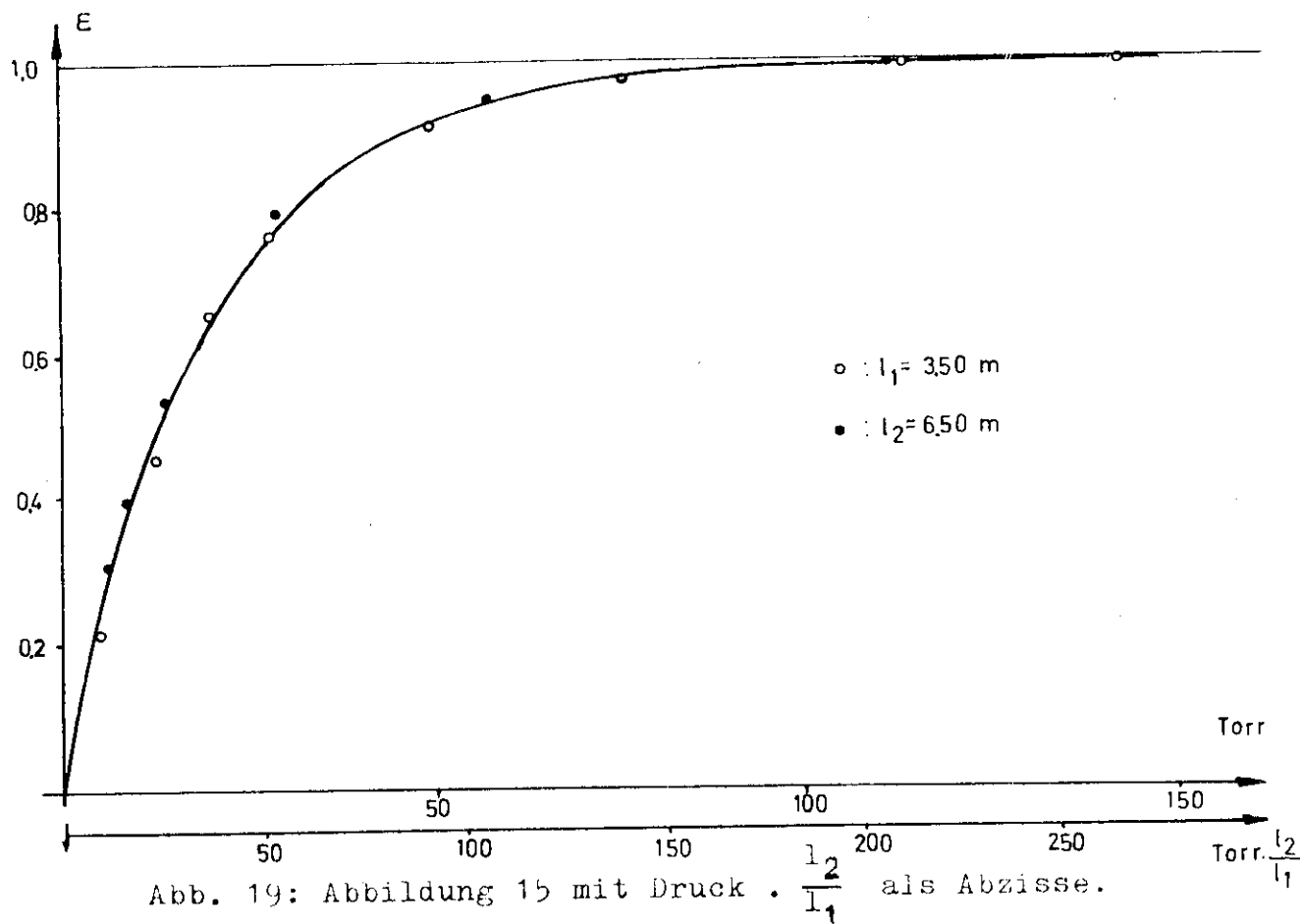


Abb.18: Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des Druckes für Äthylen und Wasserstoff.



2.3. Winkelabhängigkeit der Lichtsammlung

Um die Winkelabhängigkeit der Lichtsammlung zu überprüfen, wurde der auf 3 m Länge verkürzte Cerenkovzähler schräg zum Strahl gestellt und bei 976 Torr die Lage des Maximums der Impulshöhenverteilung für verschiedene Winkel θ bestimmt. Dabei setzt sich θ aus dem Cerenkovwinkel und dem aus Strahlrichtung und Zählerachse gebildeten Winkel zusammen. 2 cm breite Szintillationszähler legten die Strahlrichtung in der Horizontalen auf $\pm 0,2^\circ$ fest. Die auf einen Wert von 2,2 kV herabgesetzte Hochspannung gewährleistete, daß der Photomultiplier nicht gesättigt war. In Abbildung 21 sind die Meßpunkte und das damit im Einklang stehende Resultat der Monte-Carlo-Rechnung aufgetragen. Die Skala in Prozenten bezieht sich auf die theoretisch berechnete Kurve und gibt den Anteil des erzeugten Cerenkovlichtes an, der auf die Photokathode trifft. Danach wird bei Verwendung des ebenen Spiegels für Winkel größer als $3,5^\circ$ ein Teil der Photonen im Paraboloid nach rückwärts reflektiert. Dieser Verlust beeinträchtigt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers bei dem gemessenen Druck jedoch überhaupt nicht, da die Zahl der erzeugten Photoelektronen weit oberhalb der Nachweisschwelle liegt.

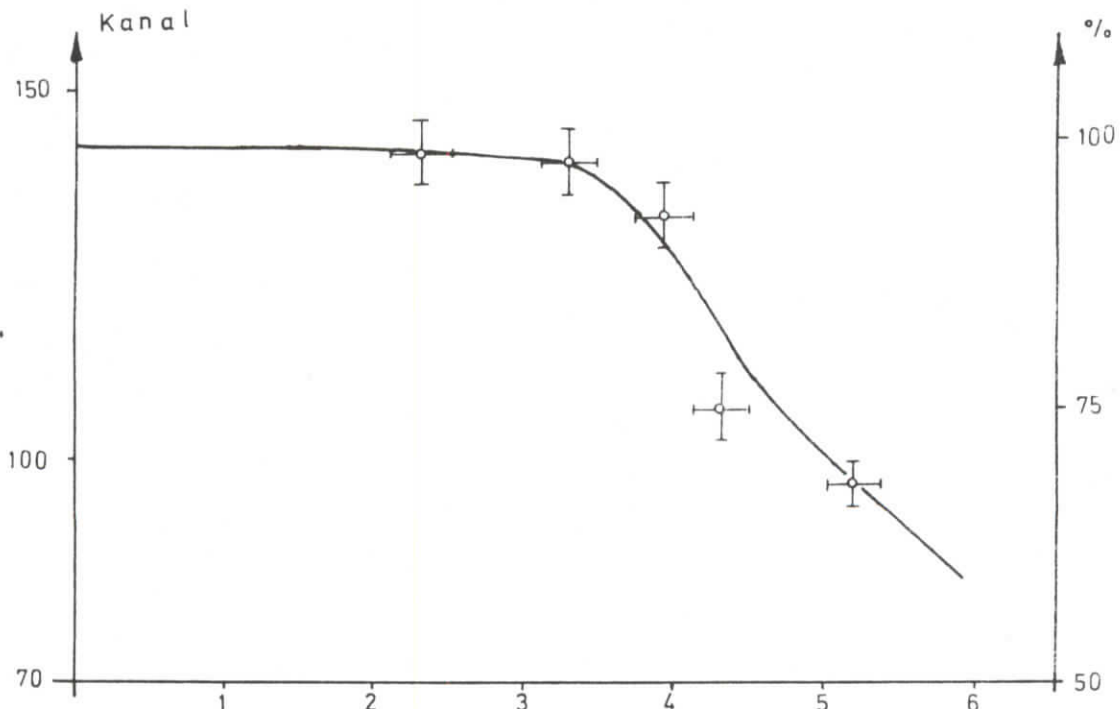


Abb.21: Winkelabhängigkeit der Lichtsammlung bei Verwendung des ebenen Spiegels. Die ausgezeichnete Kurve ist das Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung.

II Test mit Positronen, μ und π Mesonen

1. Erzeugung eines sekundären Teilchenstrahls

Um in einem Strahl mit definiertem Impuls die charakteristische Eigenschaft eines Schwellen-Cerenkovzählers, nämlich seine Fähigkeit zur Diskriminierung von Teilchen verschiedener Masse zu testen, wurde mit 6 GeV/c Elektronen an einem 1,4 Strahlungslängen dicken Kupfertarget ein sekundärer Teilchenstrahl hergestellt. Das Target befand sich im Strahl 20 hinter der Auslaßkammer des Synchrotrons. Gemessen wurde bei einer Energie von 3,5 GeV, bei der die Pionschwelle noch im verfügbaren Druckbereich des Cerenkovzählers liegt.

Da die Zahl der unter 0^0 erzeugten Positronen bei 3,5 GeV um einen Faktor 10 kleiner ist als die Elektronenzählrate, wurde das Transportsystem auf positive Polarität geschaltet, um so das Verhältnis von leichten zu schweren Teilchen günstig zu beeinflussen. Die Zahl der am Kupfertarget unter diesen Bedingungen gebildeten Positronen und Elektronen als Funktion der Targetdicke sind Abbildung 22 zu entnehmen. (3)

Das verwendete Transportsystem bestand aus zwei Abschnitten. Der erste diente zur Impulsanalyse und bildete das Target in beiden Ebenen auf einen Impulsschlitz ab. In der zweiten Stufe wurde die Impulsauffächerung rückgängig gemacht, um ein dispersionsfreies Bild in beiden Ebenen am zweiten Fokus zu erzeugen. Den Überschuß an Positronen beseitigte ein 6,1 Strahlungslängen dicker Bleiradiator. Dieser war kurz hinter dem ersten Fokus aufgebaut, um den durch Vielfachstreuung aufgeblähten Strahl mit den folgenden Magneten so gut wie möglich wieder bündeln zu können. Positronen, die durch Bremsstrahlung einen größeren Energieverlust erlitten als die Impulsauflösung des zweiten Strahlabschnitts zuließ, in diesem Fall $\pm 6\%$, wurden durch die folgenden Magnete so stark abgelenkt, daß der Kollimator unmittelbar vor der Meßanordnung diese Teilchen zurückhielt.

Abbildung 23 zeigt vom Analogrechner gemalte Strahlenveloppen in der Horizontalen. Die grüne Linie veranschaulicht den Einfluß des Bleiradiators.

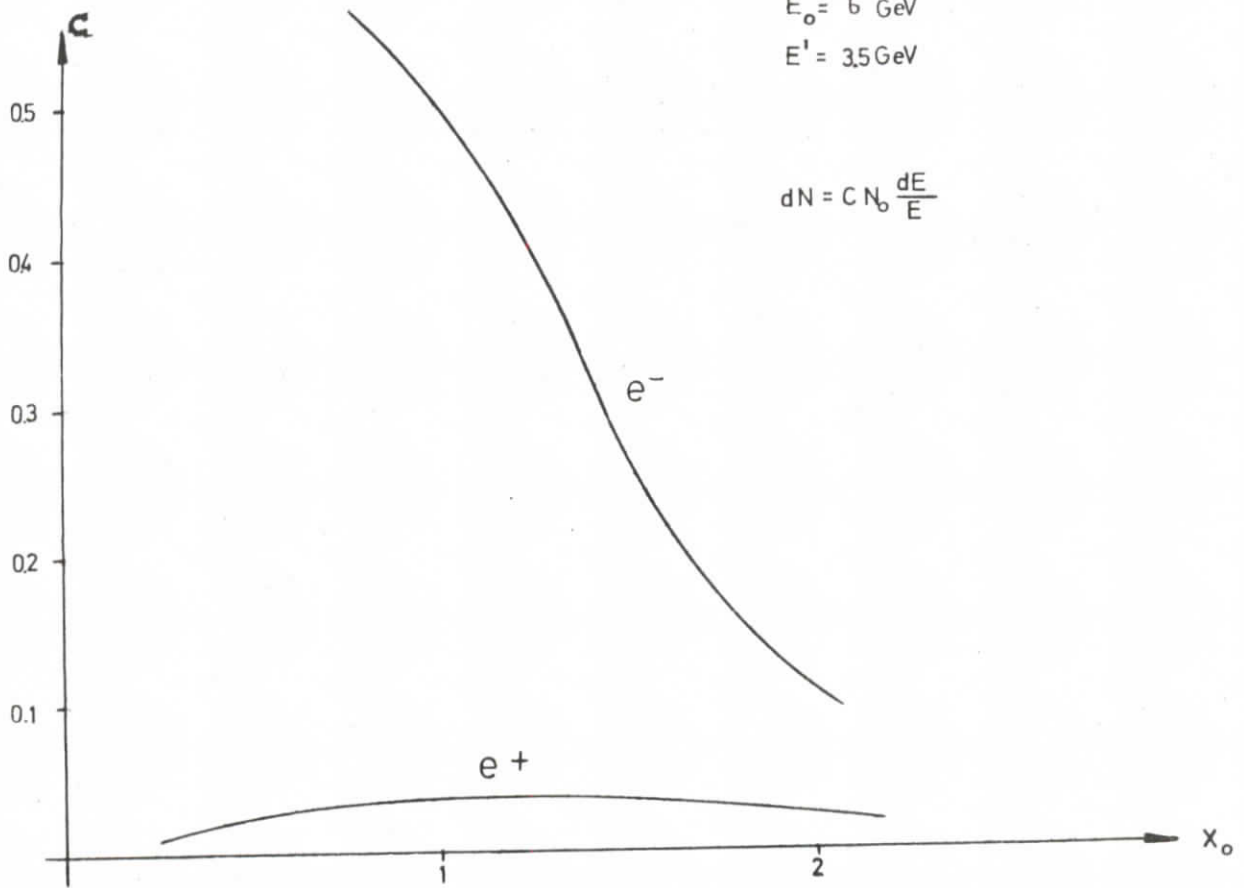


Abb.22: Anzahl der erzeugten Elektronen und Positronen pro einfallendes Elektron als Funktion der Targetdicke. (E_0, E' : Einfalls- und Sekundärenergie)

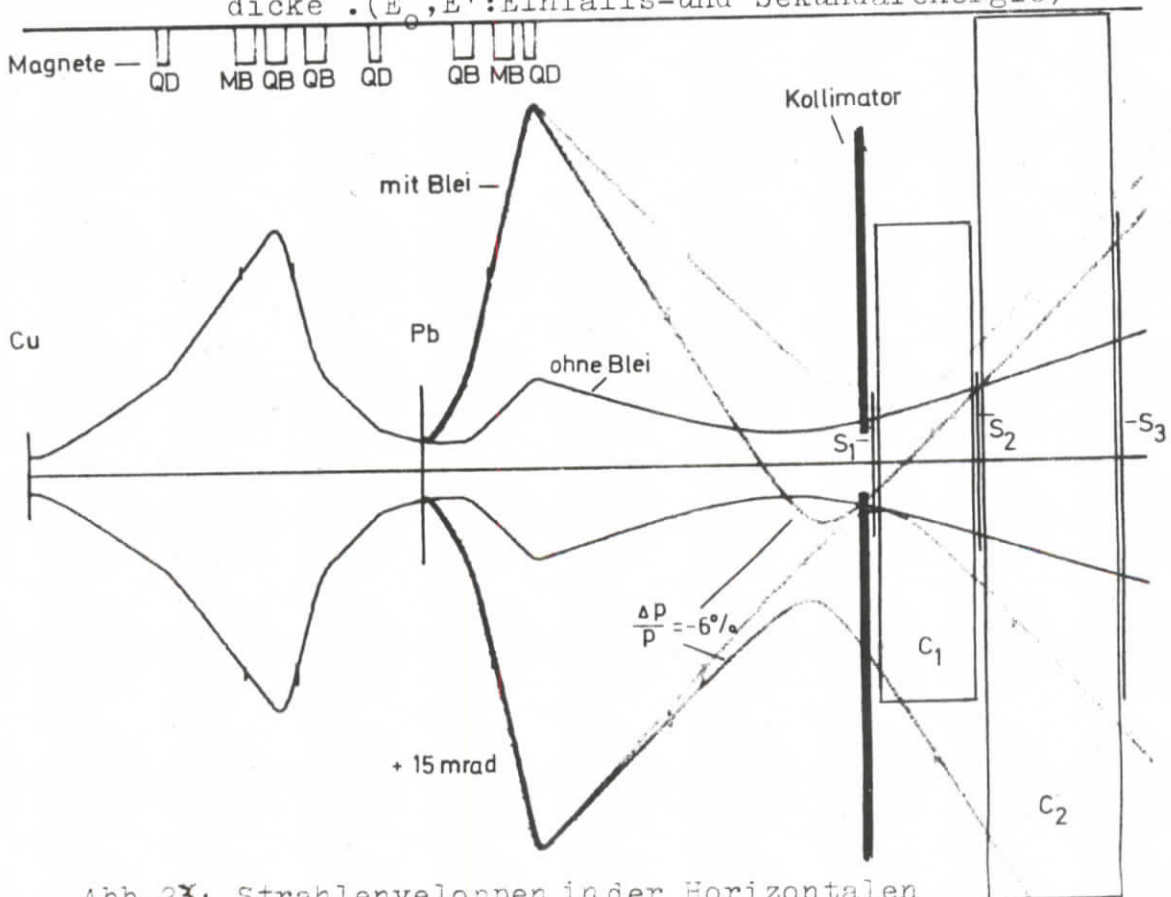


Abb.23: Strahlenveloppen in der Horizontalen

1.1 Zählratenabschätzung

Die im Kupfertarget von den einfallenden Elektronen erzeugten Bremsquanten liefern durch Photoproduktion den Hauptbeitrag zur Pionzählrate. Bei einer einfallenden Energie E_0 von 4,85 GeV und einer gestreuten Energie E' von 2,6 GeV ergaben Messungen bei CEA⁽⁴⁾ für die Photoproduktion von π Mesonen unter einem Laborwinkel von $2,7^\circ$ einen Wirkungsquerschnitt von

$$\frac{d^2}{d\Omega dp Q} = 0,43 \frac{\text{mb}}{\text{ster. GeV/c Q Kern}} \quad (15)$$

Q ist die Zahl der effektiven Quanten, d.h. die Anzahl der γ - Quanten mit der maximalen Energie k_{max} , die zusammen die gleiche totale Energie wie das aufintegrierte Bremsspektrum ergeben würde.

$$E_{\text{total}} = \int_0^{k_{\text{max}}} k \cdot N(k) dk = Q k_{\text{max}} \quad (16)$$

Sie berechnet sich aus

$$Q = (E - E_0)/E_0 = 1 - e^{-\frac{x}{x_0}} \quad , \quad (17)$$

wobei für x/x_0 die Targetdicke in Einheiten der Strahlungslänge einzusetzen ist. E bezeichnet die Energie der Elektronen nach Durchqueren der Schichtdicke x .

Die ähnlichen Versuchsbedingungen rechtfertigen die Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von π Mesonen unter 0° in dem gemessenen Energiebereich von der gleichen Größenordnung ist. Mit dem obigen Wert ergibt sich bei einer Impulsauflösung von $\pm 1\%$ und einem Raumwinkel von $1,6 \cdot 10^{-5}$ ster. eine Zählrate von

$$N = N_0 \cdot 3 \cdot 10^{-11} \quad 1/\text{sec.} \quad (18)$$

N_0 , die Zahl der auf das Target treffenden Elektronen, ist bei einem Maschinenstrom von 6 mA und einer Ejektion von 20 %

$$N_0 = 3,74 \cdot 10^{11} \quad 1/\text{sec.} \quad (19)$$

Demnach sind der Größenordnung nach 10 Pionen pro Sekunde zu erwarten. Der Muonfluß ist nach extrapolierten Daten vom Stanford Linearbeschleuniger über die Erzeugung eines sekundären Teilchenstrahls etwa um einen Faktor 2 kleiner⁽⁵⁾.

1.2. Reduzierung der Positronenintensität

Sowohl die viel zu hohe Zählrate bei der Messung im direkten Strahl als auch das unbrauchbare Verhältnis von 1 : 10⁷ für Positronen gegenüber Pionen macht die Beseitigung des Positronenüberschusses erforderlich. Bei einer Impulsauflösung von + 6 % im zweiten Strahlabschnitt läßt sich mit der Bethe Heitler Formel zeigen, daß die e⁻ Zählrate durch 6 Strahlungslängen Blei um einen Faktor 10⁸ reduziert werden kann.

Der differentielle Bethe Heitler Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Photons im Energieintervall (hν, hν - d(hν)) bei einer einfallenden kinetischen Energie E' der Positronen lautet:

$$d\sigma = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right) B Z^2 \frac{E' - m_e c^2}{E'} \frac{d(h\nu)}{h\nu} \quad (20)$$

B ist dabei eine schwach veränderliche Funktion der Energie und kann für Blei in erster Näherung als konstant mit dem Wert B = 15 angenommen werden. Daraus ergibt sich durch Integration die Zahl der in der Schichtdicke dl von N Positronen erzeugten Bremsquanten mit Energien zwischen 100 und 6 Prozent der Maximalenergie zu

$$dN = 1,93 \cdot \ln(16,67) \cdot N \cdot dl \quad (21)$$

Alle Teilchen, die solche Photonen emittieren, gehen verloren. Die restlichen Positronen, die nicht vom Kollimator zurückgehalten werden, berechnen sich aus

$$N_1 - dN = d(N_1 - N) = -5,43 \cdot (N_1 - N) \cdot dl \quad (22)$$

$$N = N_1 \cdot e^{-5,43 l} \quad (23)$$

Bei 3,4 cm Blei und gemäß Abbildung 20

$$N_1 = C \cdot dE/E \cdot N_0 = 1,35 \cdot 10^8 \quad (24)$$

einfallenden Teilchen pro Sekunde wird die zu erwartende Positronenzählrate

$$N = 1,3 \quad 1/\text{sec} \quad (25)$$

vergleichbar mit dem Mesonenfluß.

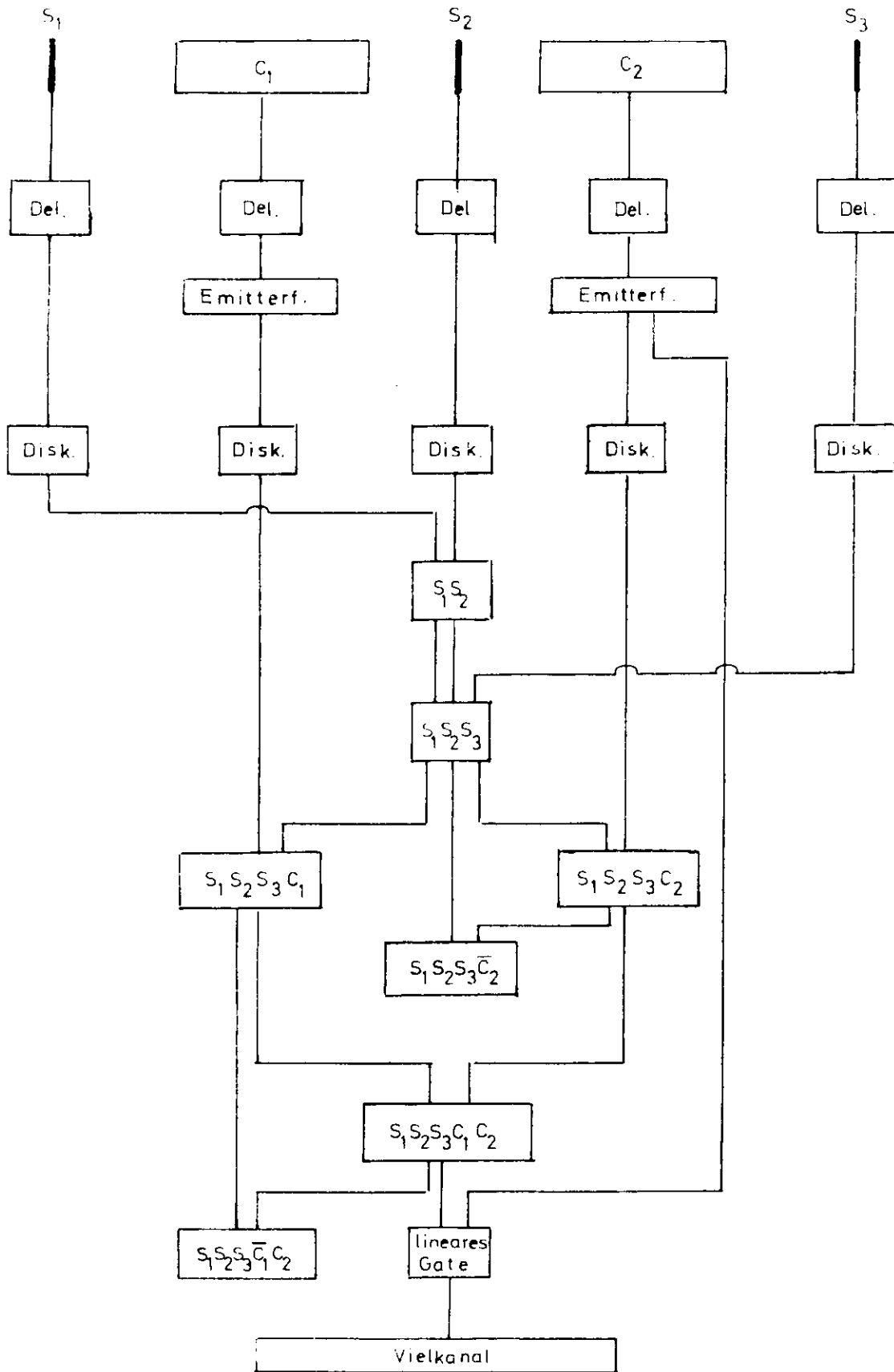
Die Zahl der am Kupfertarget erzeugten Mesonen wird im Vergleich zu den Positronen durch den Bleiradiator nur wenig beeinflusst. Da die Bremsstrahlung für Teilchen der Masse M mit $1/M^2$ abnimmt, ist der Energieverlust durch Emission von Bremsquanten klein gegenüber den 60 MeV, die die Mesonen durch Stöße mit den Elektronen der Bleiatome verlieren. Die Zahl der pro Zeiteinheit durch das Blei tretenden Muonen bleibt auf Grund ihrer schwachen Wechselwirkung unverändert. Dagegen werden die stark wechselwirkenden Pionen in ihrer Intensität durch nukleare Reaktionen um 30 % geschwächt.

2. Versuchsaufbau

Der Cerenkovzähler unterschied sich von dem in der ersten Meßreihe benutzten durch den Einbau des sphärischen Spiegels und die Verwendung eines anderen Photomultipliers, dessen geringes Rauschen eine Hochspannung von 2,5 kV zuließ.

Um schnell einen Überblick über den Anteil der im Strahl enthaltenen μ und π Mesonen zu bekommen und um die Wirkungsweise des Cerenkovzählers in einer Antikoinzidenzschaltung zu demonstrieren, befand sich vor dem zu testenden Zähler ein kleinerer Zähler ähnlicher Bauart. Beide wurden mit dem Koinzidenzsignal von drei Szintillationszählern ($S_1 S_2 S_3$) getriggert, die vor und hinter den Cerenkovzählern ($C_1 C_2$) aufgebaut waren (Abb.23).

Die Photomultipliersignale gelangten über 30 m lange 50 Ohm Kabel zum Meßstand. Dort formten Diskriminatoren sie in normierte Signale um. Die Breite der Diskriminatorausgangspulse war so eingestellt, daß die Auflösungszeit der Koinzidenzen



Blockschaltbild der Elektronik

etwa 12 nsec betrug. Zufällige Ereignisse wurden in Koinzidenzeinheiten registriert, bei denen das Signal eines Zählers um 50 nsec gegenüber den anderen verzögert war. Die Impulshöhen vom zu testenden Cerenkovzähler C_2 analysierte ein Vielkanal, der nur dann ansprach, wenn es das vorgeschaltete lineare Gate erlaubte.

Die Koinzidenzen $S_1 S_2 S_3 C_1$, $S_1 S_2 S_3 C_2 \bar{C}_1$, $S_1 S_2 S_3 \bar{C}_2$ wirkten als e , μ und π Zähler, sofern C_1 nur empfindlich für Elektronen war und C_2 Elektronen und μ Mesonen nachwies.

3. Meßergebnisse

3.1. Zählraten

Die gemessenen Zählraten sind der Größenordnung nach im Einklang mit den in Abschnitt 1.1. berechneten Werten. Da einerseits die Abschätzung auf mehreren Annahmen beruht und andererseits die geringe Intensität des Strahls keine optische Justierung ermöglichte, war eine bessere Übereinstimmung nicht zu erwarten. Es wurden 7,9 Positronen, 5,9 Muonen und 3,8 Pionen pro Sekunde nachgewiesen. Die niedrige Pionzählrate ist zum Teil durch den Verlust im Blei und durch den Zerfall der Teilchen erklärbar. Berücksichtigt man beide Einflüsse, so ergibt sich ein Pionfluß von 6,0 Teilchen pro Sekunde. Die pro Zeiteinheit zu große Anzahl von Positronen deutet darauf hin, daß einige Teilchen den 10 cm breiten und 20 cm hohen Bleiradiator verfehlen.

3.2. Impulshöhenspektrum

In Abbildung 24 sind die bei verschiedenem Druck aufgenommenen Impulshöhenspektren dargestellt. Die deutlich voneinander getrennten Maxima bei 910 Torr zeigen die dem Zähler zugänglichen Teilchenarten. Die Positronen mit der kleinsten Masse und somit der größten Geschwindigkeit erscheinen im Impulshöhenspektrum am weitesten rechts, da die Zahl der von ihnen erzeugten Photonen am größten ist. Bei 610 Torr treffen bereits sovieler auf die Photokathode, daß der Multiplier für die Positronensignale gesättigt ist.

Das wirkt sich darin aus, daß der Abstand zwischen dem Positronenpeak und dem Maximum, das von den μ Mesonen herührt, mit zunehmendem Druck kleiner wird.

Abbildung 25 zeigt, wie durch eine Antikoinzidenzschaltung mit C_1 die Positronen aus dem Spektrum eliminiert werden können. Wegen des großen Ansprechvermögens ist diese Betriebsweise für solche Zählexperimente nützlich, in denen ein hoher Untergrund leichter Teilchen zurückgewiesen werden soll.

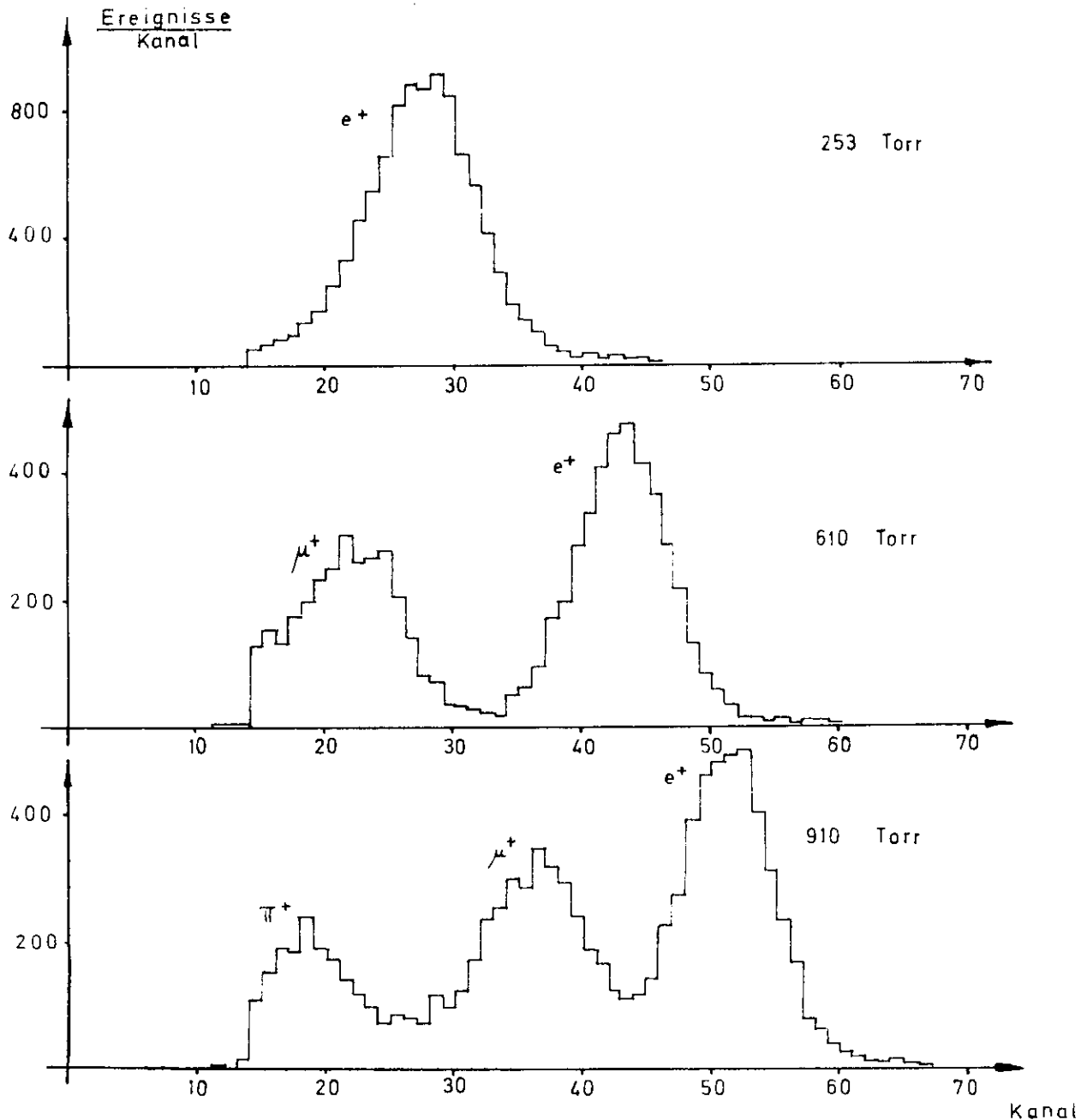


Abb.24: Impulshöhenspektren vom Cerenkovzähler bei verschiedenen Drucken.

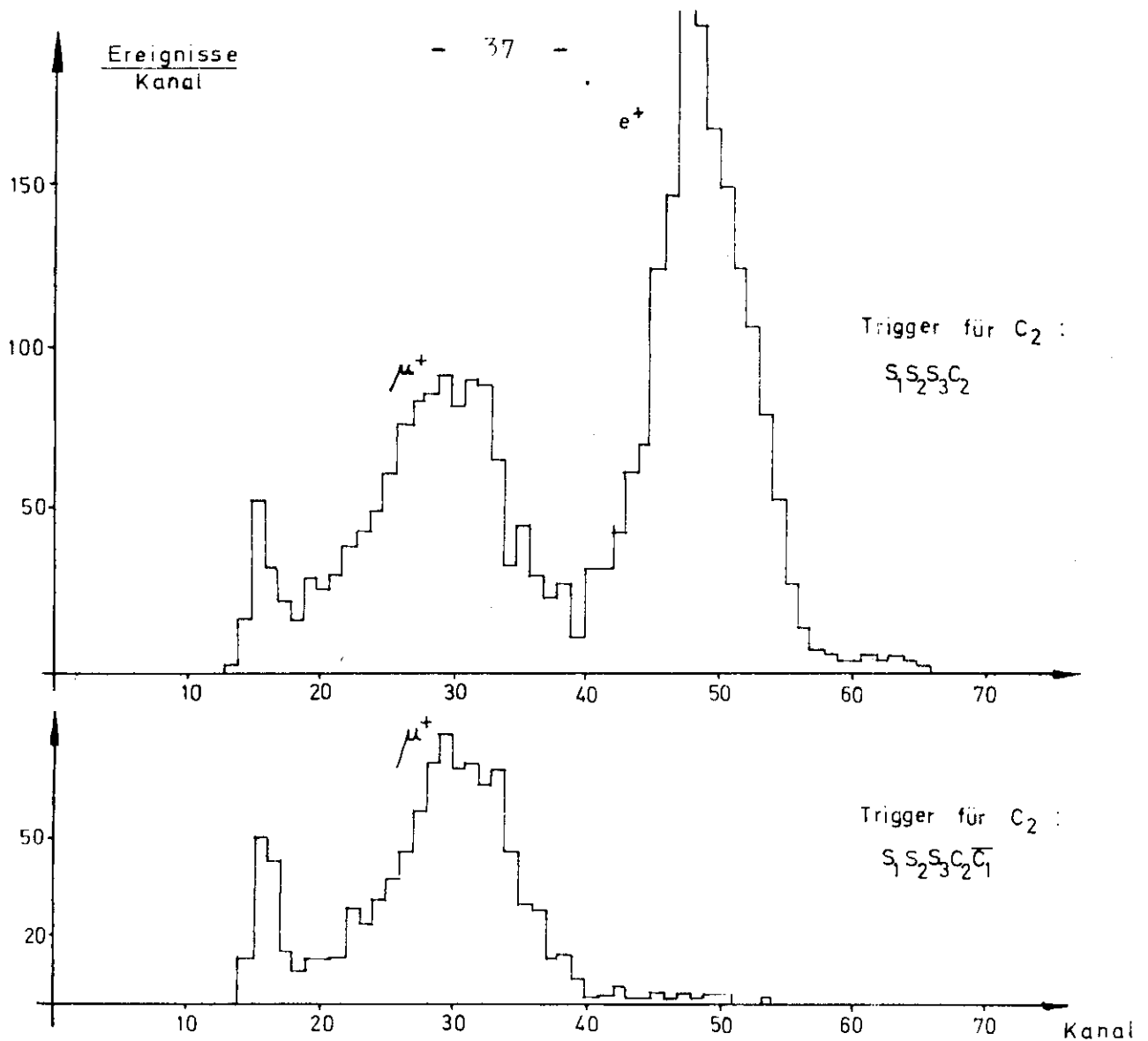


Abb. 25: Wirkungsweise einer Antikoinzidenzschaltung.
 C_1 : 260 Torr C_2 : 745 Torr

3.3. Druckkurve

Die Schwelleneigenschaft der Cerenkovstrahlung macht Abbildung 26 deutlich, in der die Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers C_2 als Funktion des Druckes aufgetragen ist. Die extrem relativistischen Positronen, bei denen eine Impulsunschärfe von mehreren Prozent auf die Lage der Schwelle so gut wie keinen Einfluß hat, ergeben das zwischen 100 und 350 Torr ausgeprägte Plateau. Die Verschmierung der μ Schwelle hat mehrere Ursachen. Da 15 % der Pionen nach der Impulsanalyse zerfallen, tragen hauptsächlich die dadurch erzeugten μ Mesonen zur Verbreiterung des Impulsbandes bei. Der Bleiradiator zusammen mit der Impulsauflösung des Strahles bewirken zusätzlich eine Unschärfe in der μ Schwelle von 80 Torr.

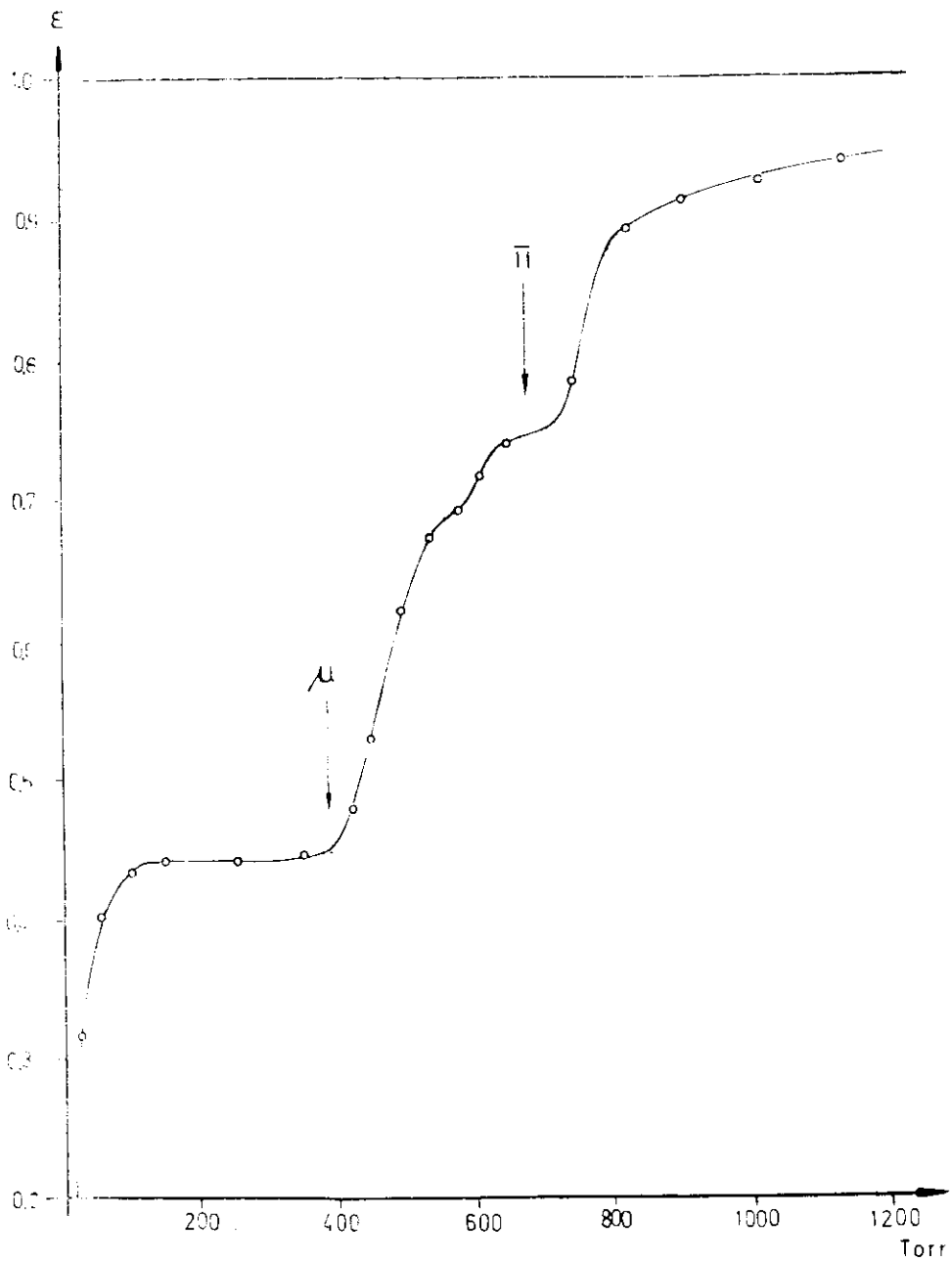


Abb. 66: Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des Druckes

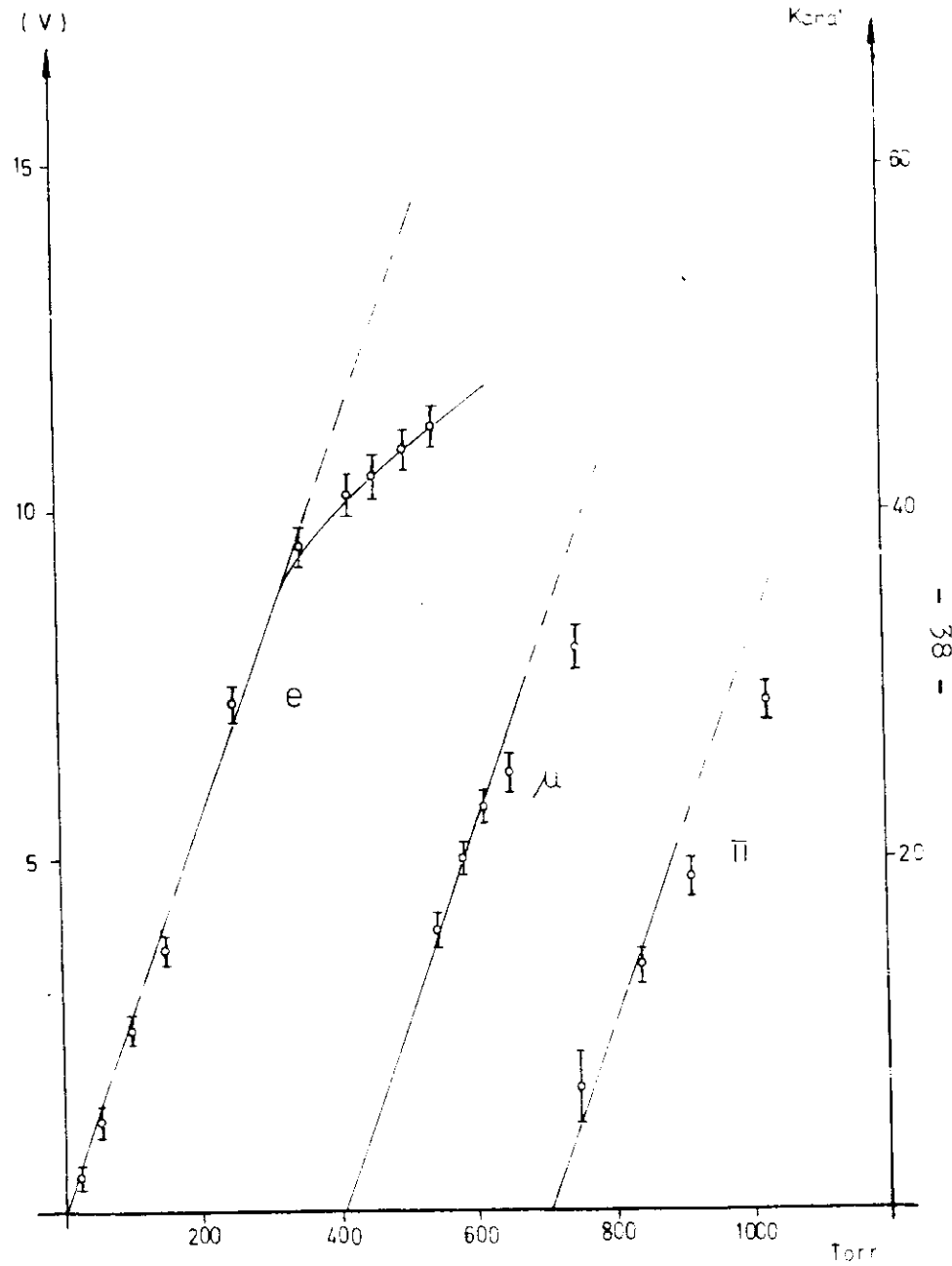


Abb. 67: Impulshöhen als Funktion des Druckes

Die Unebenheit in der Druckkurve bei 590 Torr weist darauf hin, daß die μ Komponente des Strahls außerdem aus zwei Anteilen mit verschiedenen Energien besteht. Neben den Muonen, deren Energie durch das Transportsystem festgelegt ist, gibt es solche, die um etwa 680 MeV energieärmer sind. Dieser Effekt ist durch die Geometrie der Versuchsanordnung bedingt, und zwar insofern als der Szintillationszähler S_1 8 cm und die Kollimatoröffnung nur 3 cm breit ist. Dadurch werden auch μ Mesonen nachgewiesen, die den Schlitz verfehlen und das 40 cm dicke Blei durchdringen, wobei sie einen Energieverlust der genannten Größe erleiden.

Die gleiche Erscheinung ist dafür verantwortlich, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers oberhalb der Pionschwelle nur etwas über 90 % beträgt. Die das Blei durchsetzenden π Mesonen verlieren nämlich auf Grund ihrer starken Wechselwirkung soviel Energie, daß der Cerenkovzähler selbst bei dem Maximaldruck für diese Teilchen unempfindlich bleibt.

3.4. Druckabhängigkeit der Impulshöhen

Abbildung 27 zeigt den linearen Anstieg der Impulshöhen mit zunehmendem Druck für die Signale der drei Teilchenarten. Da die nachgewiesenen Teilchen alle die gleiche Ladung haben, ist auch die Abhängigkeit der erzeugten Photonen vom Druck dieselbe und die eingezeichneten Geraden müssen deswegen parallel sein.

Daß die Impulshöhen für Positronen oberhalb von 350 Torr nicht mehr linear anwachsen, liegt an der eintretenden Sättigung des Photomultipliers. Die Meßpunkte für μ und π Mesonen stimmen nur in der Nähe der Schwelle mit dem geforderten Verhalten überein. Bei steigendem Druck werden auch die den Kollimator durchdringenden Teilchen gezählt. Ihre geringere Impulshöhe bewirkt, daß das Maximum der Impulshöhenverteilung in einem niedrigeren Kanal erscheint. Das erklärt die in Abbildung 27 bei höherem Druck auftretende Abweichung.

E Auswertung

I χ^2 Test

Die Wahrscheinlichkeit, mit der die Elektronen aus der Photokathode des Multipliers treten, wird bei kleiner Quantenausbeute $S(\lambda)$ durch eine Poisson-Verteilung beschrieben. Ein χ^2 Test ist geeignet, um zu prüfen, ob diese Statistik sich in der Signalamplitude am Ausgang des Photomultipliers widerspiegelt. Die Impulshöhenspektren der Positronen, die wegen ihrer extrem relativistischen Geschwindigkeiten bei einer Impulsunschärfe keine Verbreiterung der Verteilung verursachen, wurden diesem Prüfverfahren unterzogen. Dabei ergab sich, daß für die Spektren oberhalb von 250 Torr bei einer Wiederholung der Messung die Wahrscheinlichkeit, eine größere Impulshöhe zu messen, kleiner als 0,02 war. Die Amplituden der Positronensignale genügen bei diesen Drucken somit nicht länger einer Poisson-Verteilung. Dafür sind die großen Impulshöhen verantwortlich, die schon bei 350 Torr zu einer Sättigung des Photomultipliers führen.

II Anpassung an Poisson-Verteilungen und mittlere Anzahl der Photoelektronen

Um die mittlere Anzahl der Photoelektronen \bar{N} zu berechnen, können nur Impulshöhenspektren verwandt werden, die die Statistik der Photoelektronenerzeugung an der Kathode des Multipliers unverfälscht enthalten. Das ist z.B. der Fall für die in Abbildung 28 dargestellten Spektren, die bei kleinem Druck gemessen wurden.

Die relative quadratische Schwankung der mittleren Signalamplitude A ist nach Morton⁽¹⁾

$$\frac{\overline{\Delta A^2}}{A^2} = \frac{1}{\bar{N}} \frac{\sigma}{\sigma - 1} \quad (26)$$

Ereignisse
Kanal

- 41 -

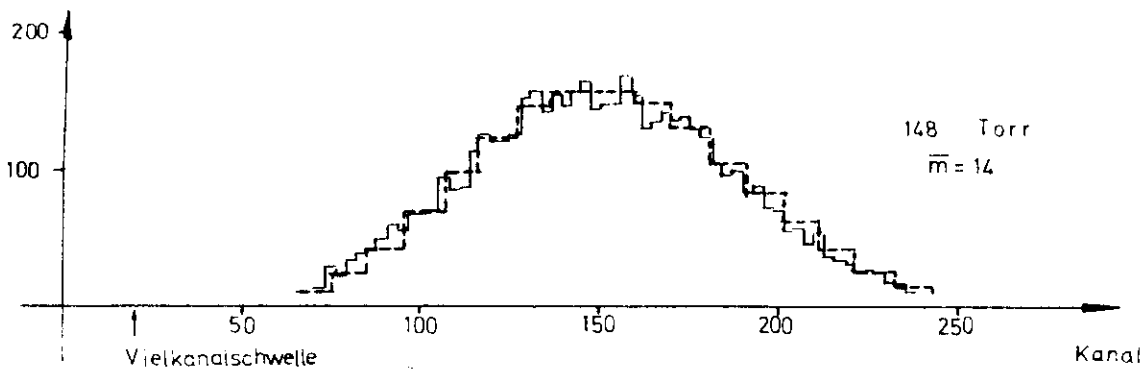
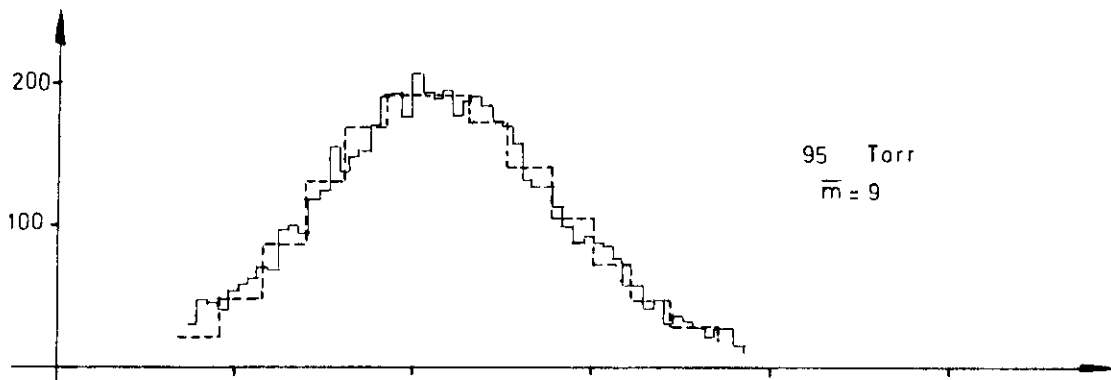
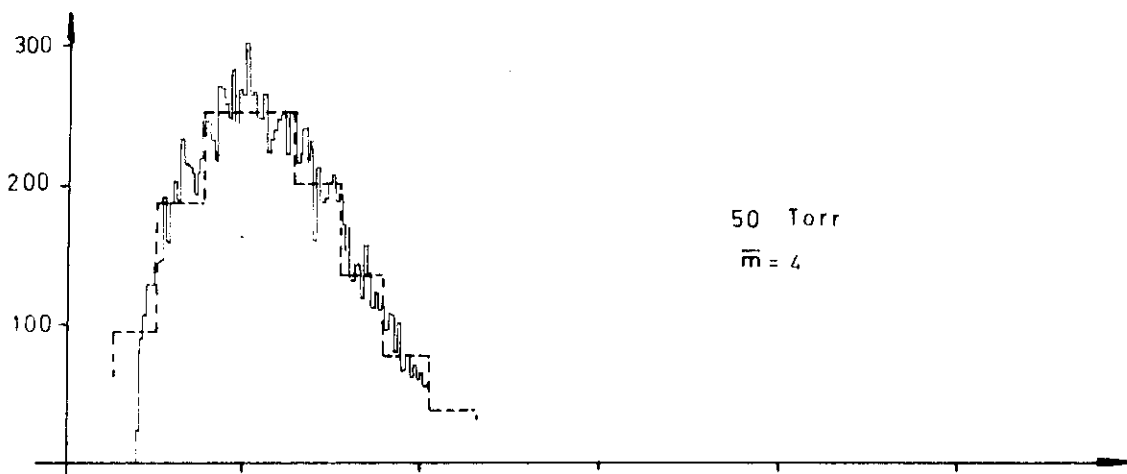
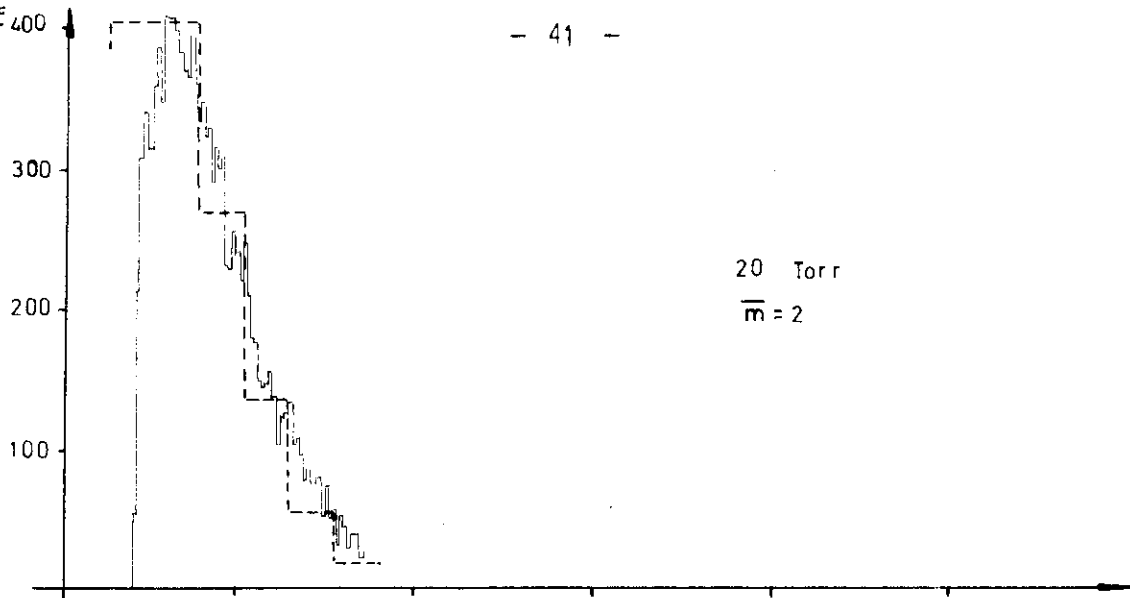


Abb.28: Impulshöhenspektren mit angepaßten Poisson-Verteilungen

Für eine Poisson-Verteilung um den Mittelwert \bar{m} gilt

$$\frac{\overline{\Delta A^2}}{A^2} = \frac{1}{\bar{m}}, \text{ so daß :}$$
$$\bar{N} = \bar{m} \frac{\sigma - 1}{\sigma} . \quad (27)$$

Wenn man den Sekundäremissionskoeffizient⁽⁶⁾ σ kennt, kann man also aus der Form des Impulshöhenspektrums auf die mittlere Anzahl \bar{N} der emittierten Elektronen schließen. Ein Fortran Programm berechnete zunächst aus Breite und Lage des Peaks einen angenäherten Wert für \bar{m} , um dann verschiedene Poisson-Verteilungen mit Mittelwerten im Intervall $(\bar{m}-7, \bar{m}+7)$ mit der experimentell gemessenen Statistik zu vergleichen. Die Abweichung zwischen gemessenem Spektrum und daran angepaßter Poisson-Verteilung wurde durch eine Summe über alle Punkte der Poisson-Verteilung ausgedrückt, deren Summanden aus den positiven Differenzen von einander entsprechenden Ordinaten bestand. Als Funktion des vorgegebenen Mittelwertes wies diese Abweichung ein deutliches Minimum auf. Das dazu gehörende \bar{m} ergab nach Gleichung (27) mit $\sigma = 3,7$ die mittlere Anzahl der Photoelektronen.

Abbildung 29 zeigt diese Zahl in Abhängigkeit vom Druck und gibt die Ergebnisse bei Verwendung des ebenen und des sphärischen Spiegels wieder. Dabei gilt die Gerade mit der kleineren Steigung für die Messung am Planspiegel. Punkte, die zu verschiedenen Hochspannungen gehören, stimmen innerhalb der Fehlergrenzen gut überein und bestätigen, daß die aus den Spektren ermittelte Photoelektronenanzahl unabhängig von der gewählten Hochspannung ist.

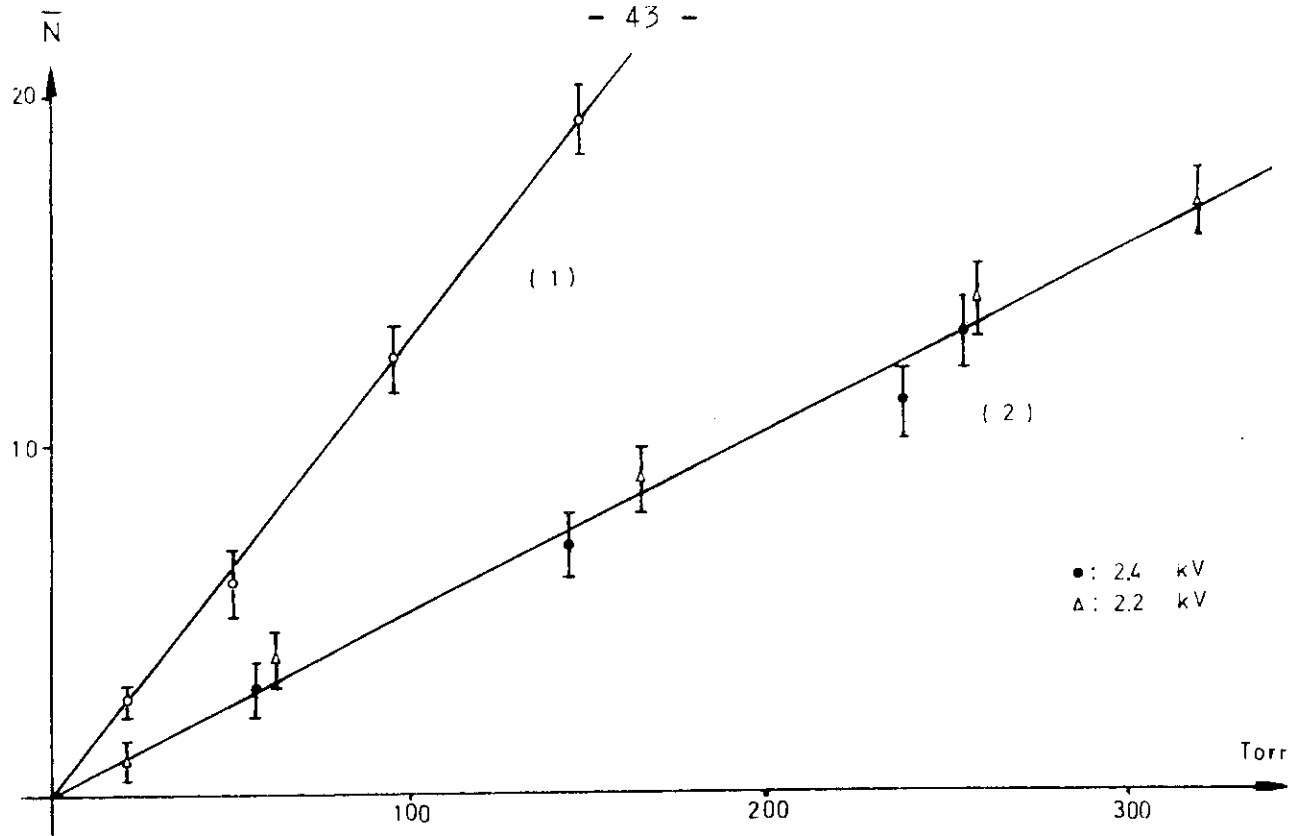


Abb.29: Mittlere Photoelektronenanzahl als Funktion des Druckes, (1) bei Verwendung des sphärischen Spiegels, (2) bei Verwendung des ebenen Spiegels

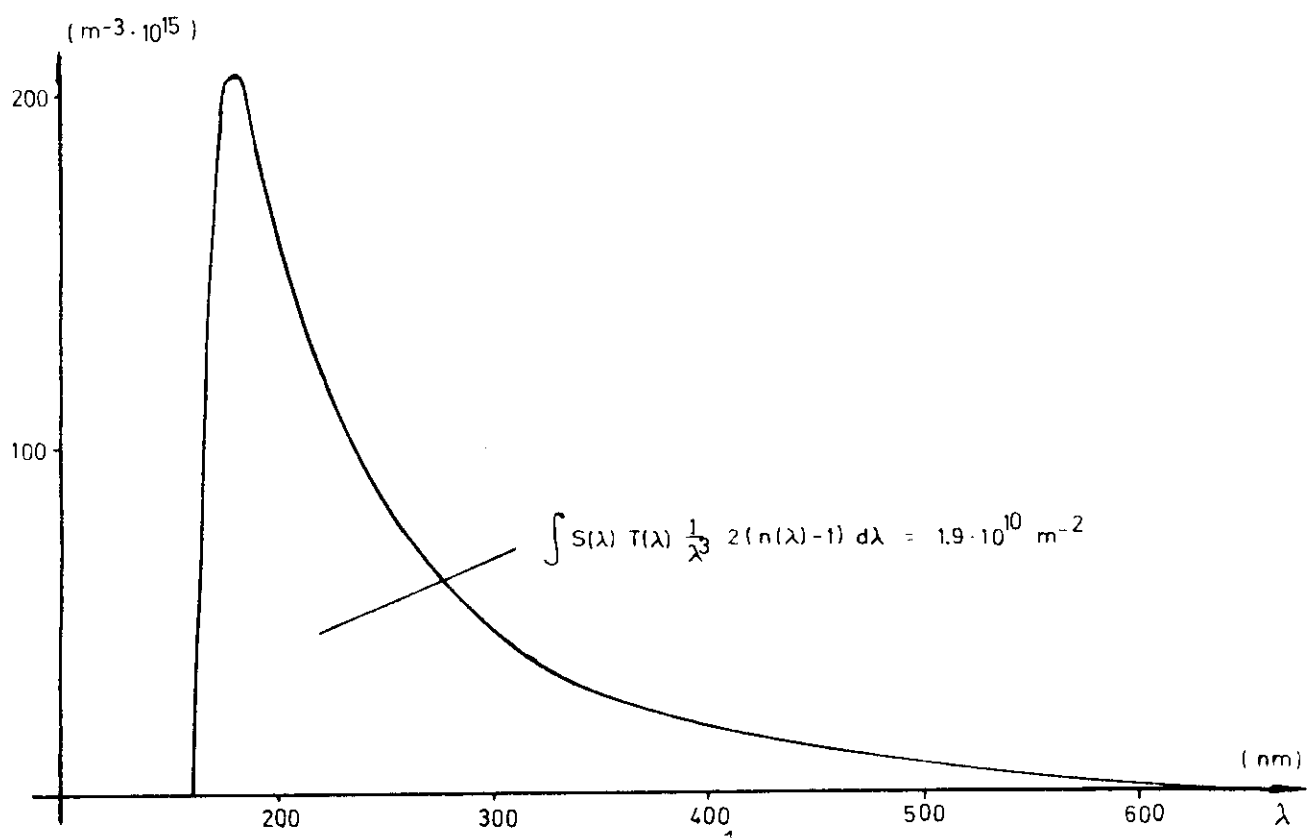


Abb.30: Die Funktion $S(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot \frac{1}{\lambda^3} \cdot 2(n(\lambda)-1)$ in Abhängigkeit der Wellenlänge .

III Lichtsammlung

Die Lichtsammlung η des Cerenkovzählers ergibt sich aus dem Verhältnis von gemessener zu berechneter Photoelektronenanzahl

$$\eta = \frac{\bar{N} \text{ exp.}}{\bar{N} \text{ theor.}}$$

Zur Berechnung der theoretisch zu erwartenden Zahl eignet sich das Energiespektrum der Cerenkovstrahlung, da die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode $S(\lambda)$ vom Hersteller in mA/W angegeben wird. Nach Gleichung (2) ist bei einem Radiator der Länge l die an der Kathode erzeugte Ladung Q

$$Q = 4 \pi^2 \cdot e^2 \cdot \int S(\lambda) \frac{1}{\lambda^3} \cdot 2(n(\lambda)-1) d\lambda \quad (28)$$

bzw. die mittlere Anzahl der Photoelektronen

$$\bar{N}_{\text{theor.}} = 4 \pi^2 \cdot e \cdot \int S(\lambda) \frac{1}{\lambda^3} \cdot 2(n(\lambda)-1) d\lambda \quad (29)$$

Dabei ist die für Äthylen zulässige Näherung $\sin^2 \theta = 2(n-1)$ gemacht worden. Berücksichtigt man die Absorption des Lichtes in der 1 cm dicken Quarzplatte, deren Transmission mit $T(\lambda)$ bezeichnet sei (Abb.35), dann folgt:

$$\bar{N}_{\text{theor.}} = 4 \pi^2 \cdot e \cdot \int S(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot \frac{1}{\lambda^3} \cdot 2(n(\lambda)-1) d\lambda \quad (30)$$

Der Integrand ist als Funktion der Wellenlänge in Abbildung 30 dargestellt. Die graphische Integration in den Grenzen $\lambda_1 = 164 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 650 \text{ nm}$ liefert:

$$\bar{N}_{\text{theor.}} = 7,20 \cdot 10^{-2} \cdot l \cdot p \quad (31)$$

Bei einer effektiven Zählerlänge von 6,50 m folgt

$$\bar{N}_{\text{theor.}} = 0,47 \cdot p \quad (32)$$

wobei der Gasdruck p in Torr einzusetzen ist. Vergleicht man die letzte Beziehung mit den in Abbildung 29 eingezeichneten Geraden, so erhält man als Lichtsammlung bei

Verwendung des ebenen Spiegels $\eta = 10,9\%$ und im Fall des sphärischen Spiegels $\eta = 27,4\%$. Messungen von U.Kötz⁽⁷⁾ und J.M. McElroy⁽⁸⁾ an Schwellen-Cerenkovzählern mit kleinerer Akzeptanz, aber ähnlicher Optik, ergaben für die Lichtsammlung Werte zwischen 8 und 17 %.

Die Meßgenauigkeit und die bei der Berechnung von $\bar{N}_{\text{theor.}}$ gemachte Annahme über das Verhalten der Kathodenempfindlichkeit und des Brechungsindex bei kleinen Wellenlängen verursachen in η einen mittleren absoluten Fehler von

$$\Delta\eta = \Delta \left(\frac{\bar{N}_{\text{exp.}}}{\bar{N}_{\text{th.}}} \right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta\bar{N}_{\text{exp.}}}{\bar{N}_{\text{exp.}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\bar{N}_{\text{th.}}}{\bar{N}_{\text{th.}}} \right)^2} \cdot \frac{\bar{N}_{\text{exp.}}}{\bar{N}_{\text{th.}}} \quad (33)$$

Die auf ± 20 Torr genaue Druckmessung und der Fehler bei der experimentellen Bestimmung der mittleren Photoelektronenanzahl lassen in Figur 29 Geraden mit verschiedener Steigung zu, die innerhalb der Fehlergrenzen mit den Meßpunkten verträglich sind. Daraus ergibt sich $\Delta\bar{N}_{\text{exp.}}/\bar{N}_{\text{exp.}} = \pm 10\%$. Die Extrapolation des Brechungsindex und der Kathodenempfindlichkeit von $\lambda = 230$ nm bis $\lambda = 164$ nm hat eine Unsicherheit in $\bar{N}_{\text{theor.}}$ von $\pm 20\%$ zur Folge. Das Zusammenwirken dieser beiden Anteile führt nach Gleichung (33) zu einem Gesamtfehler in der Lichtsammlung von $\frac{\Delta\eta}{\eta} = \pm 22\%$, so daß für den ebenen Spiegel

$$\eta = (10,9 - 2,4) \% \quad (34)$$

und für den sphärischen Spiegel

$$\eta = (27,4 - 6,0) \% \quad (35)$$

gilt.

Die bessere Lichtsammlung bei Benutzung des sphärischen Spiegels kann nicht allein durch den unterschiedlichen Strahlengang erklärt werden. Vielmehr ist wohl die andersartige Bedampfung der beiden Spiegel für die eindeutige Überlegenheit verantwortlich. Zur Erreichung besserer

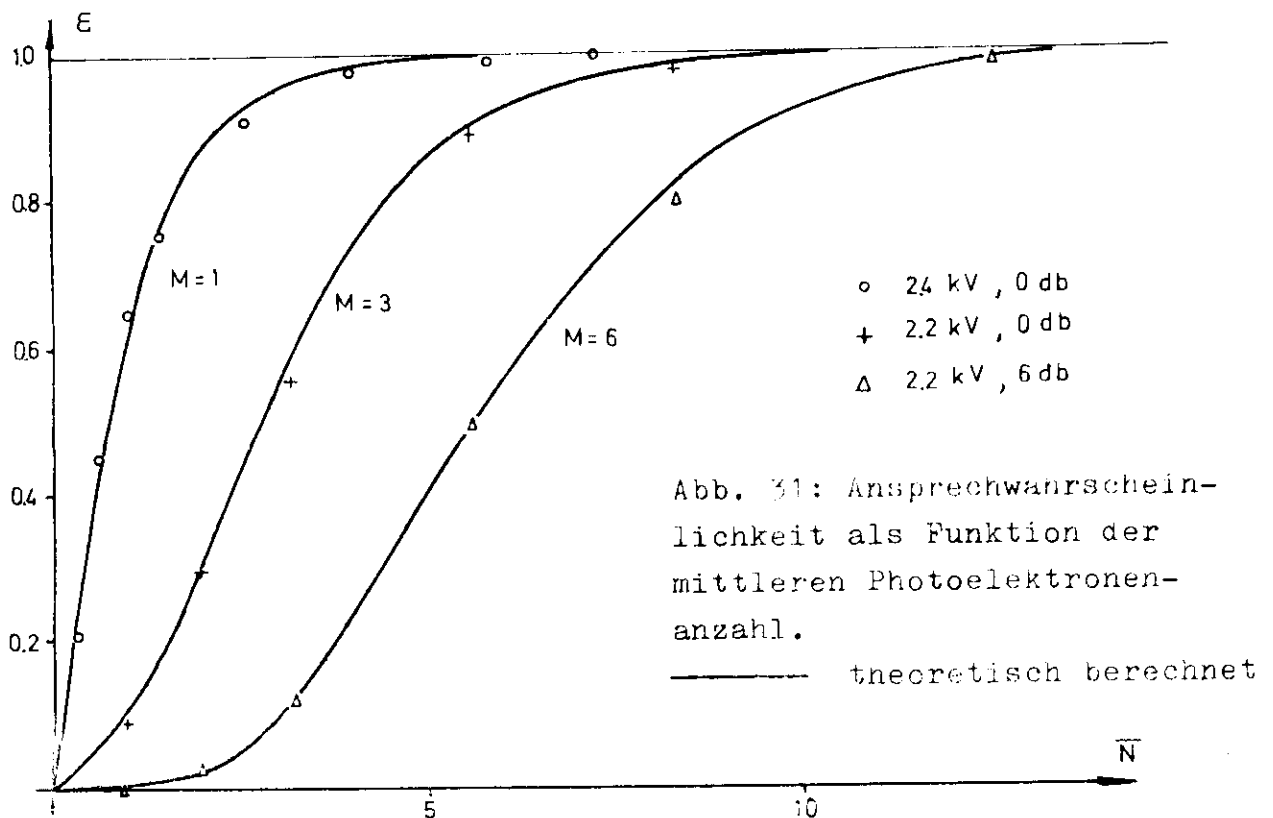
Reflexionsvermögen und somit höherer Werte für die Lichtsammlung ist deswegen die Verspiegelung durch Beschuß von Aluminium mit Elektronen zu empfehlen.

IV Schwelle der Elektronik

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers läßt sich auf Grund der Beziehung

$$\bar{N}_{\text{exp.}} = 0,47 \cdot \eta \cdot p \quad (36)$$

als Funktion der mittleren Photoelektronenzahl ausdrücken. Dadurch wird es möglich, die auf Seite 9 berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit mit der experimentellen zu vergleichen. Abbildung 31 zeigt die bei unterschiedlichen Bedingungen mit dem ebenen Spiegel gemessenen Werte. Daran angepaßt ist jeweils die theoretische Funktion $\epsilon(\bar{N}, M)$. Bei einer Hochspannung von 2,4 kV hat man für $M = 1$ eine gute Übereinstimmung mit den Meßpunkten, d.h. daß bereits ein Photoelektron genügt, um zu einem Impuls verstärkt zu werden, der größer ist als die Diskriminatorschwelle. Wenn die Hochspannung nur 2,2 kV beträgt, dann sind zur Erreichung der gleichen Impulshöhe 3 Photoelektronen nötig. Meßpunkte, die zu einer um einen Faktor 2 erhöhten Diskriminatorschwelle gehören, passen gut zu dem Parameter $M = 6$.



F Zusammenfassung

In dem vorliegenden Bericht wird die Konstruktion und die Fertigung eines Schwellen Gas Cerenkovzählers beschrieben, dessen Optik durch eine Monte Carlo Rechnung optimalisiert war. Die für den Zähler charakteristischen Daten wurden in Testmessungen ermittelt. Um seine Fähigkeit zur Diskriminierung von Teilchen verschiedener Masse in einem Strahl mit definiertem Impuls zu prüfen, wurde ein sekundärer Teilchenstrahl erzeugt, der neben Positronen etwa gleich viele μ und π Mesonen enthielt. Die Messungen ergaben:

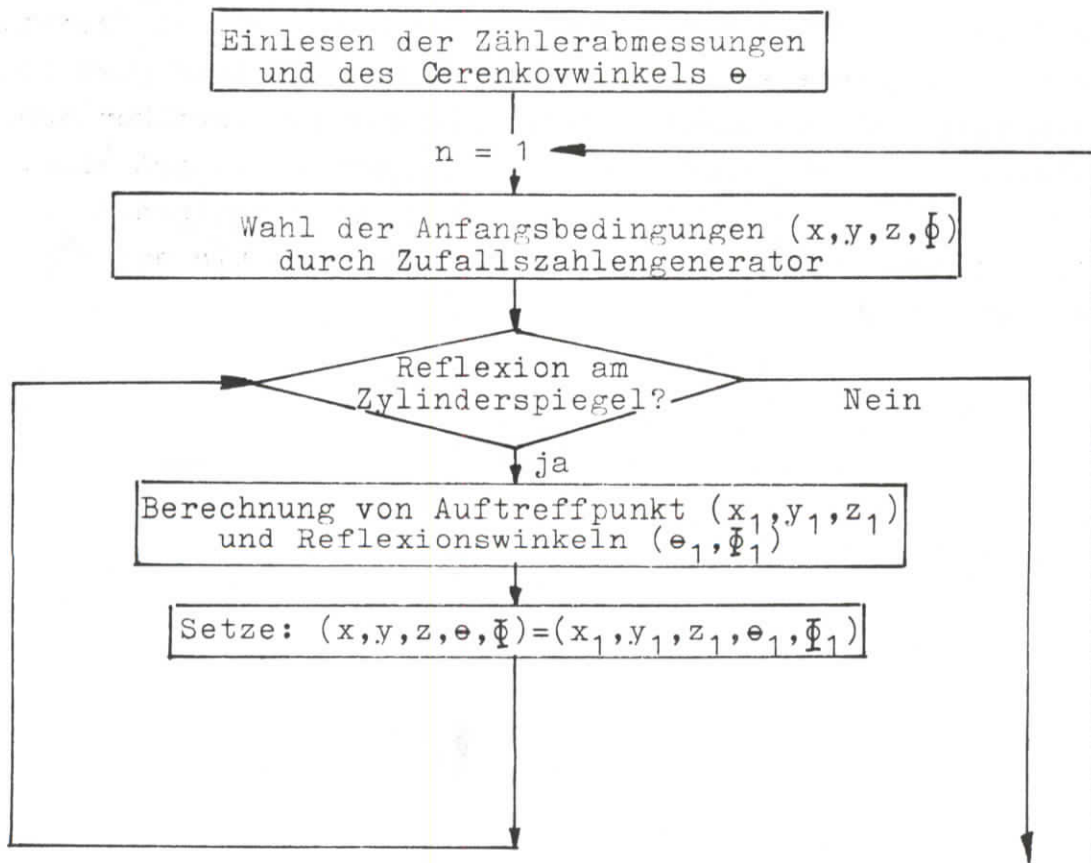
Der 7,07 m lange mit Äthylen gefüllte Zähler hat bei dem maximal zulässigen Betriebsdruck von 1,5 ata ohne Korrektur von zufälligen Ereignissen eine Ansprechwahrscheinlichkeit von $(99,92 \pm 0,2) \%$. Selbst bei einer Energie von 6 GeV beträgt das Ansprechvermögen für Elektronen unterhalb des Schwellendruckes, bei dem der Zähler für Muonen empfindlich wird, schon 99 %. Als Impulsauflosungsvermögen ergibt sich bei 6 GeV 0,14 und bei 2 GeV 0,019. Die Lichtsammlung des Zählers beträgt $\eta = (27,4 \pm 6,0) \%$. Ihre Winkelabhängigkeit bestätigt das Ergebnis der Monte Carlo Rechnung. Danach geht bei Verwendung des ebenen Spiegels ein hoher Prozentsatz an erzeugten Photonen verloren, wenn der Winkel, mit dem das Cerenkovlicht bezüglich der optischen Achse des Zählers emittiert wird, größer als $3,5^\circ$ ist. Durch den Einbau des sphärischen Spiegels konnte der brauchbare Winkelbereich bis auf 6° erweitert werden.

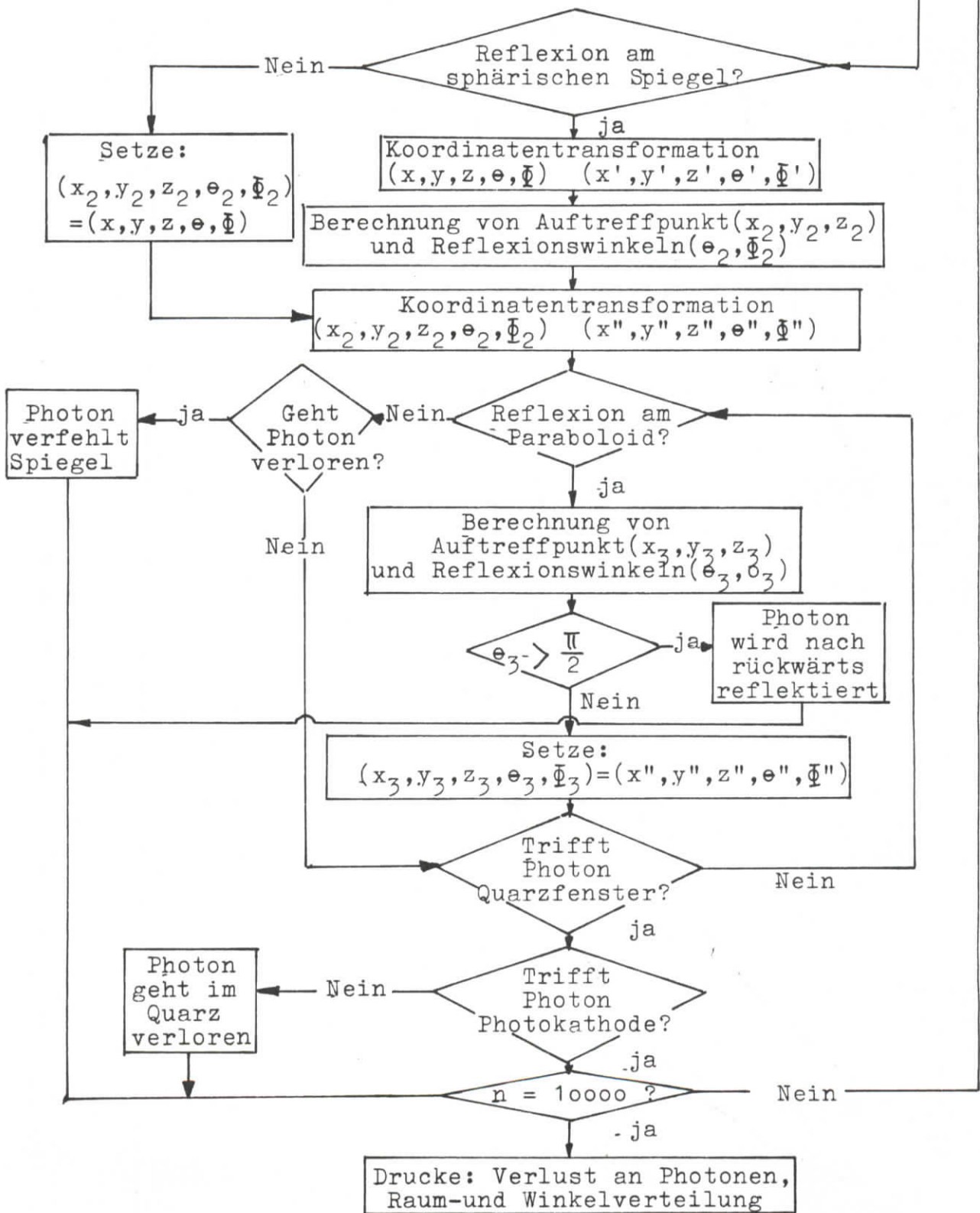
G Anhang

I Flußdiagramm der Monte Carlo Rechnung

Das Programm verfolgt den Weg eines Photons im optischen System des Cerenkovzählers vom Entstehungsort, für den alle Punkte im Radiator vor dem sphärischen Spiegel zugelassen sind, bis zum Auftreffpunkt auf der Photokathode des Multipliers. Von einem Zufallszahlengenerator werden die Anfangskoordinaten und die Emissionsrichtung des Cerenkovlichtes vorgegeben, zu deren Festlegung der konstante Cerenkovwinkel θ und das Azimut ϕ nötig sind. Zur Beschreibung der Flugbahn des Photons werden drei verschiedene Koordinatensysteme verwandt. Für die Reflexion der Teilchen am Zylinderrohr und am Paraboloid eignen sich Systeme, die sich in den Achsen dieser Körper befinden. Die Wirkungsweise des sphärischen Spiegels läßt sich besonders einfach in einem Koordinatensystem darstellen, dessen Ursprung in dem zum Hohlspiegel gehörenden Kugelmittelpunkt liegt.

Flußdiagramm:





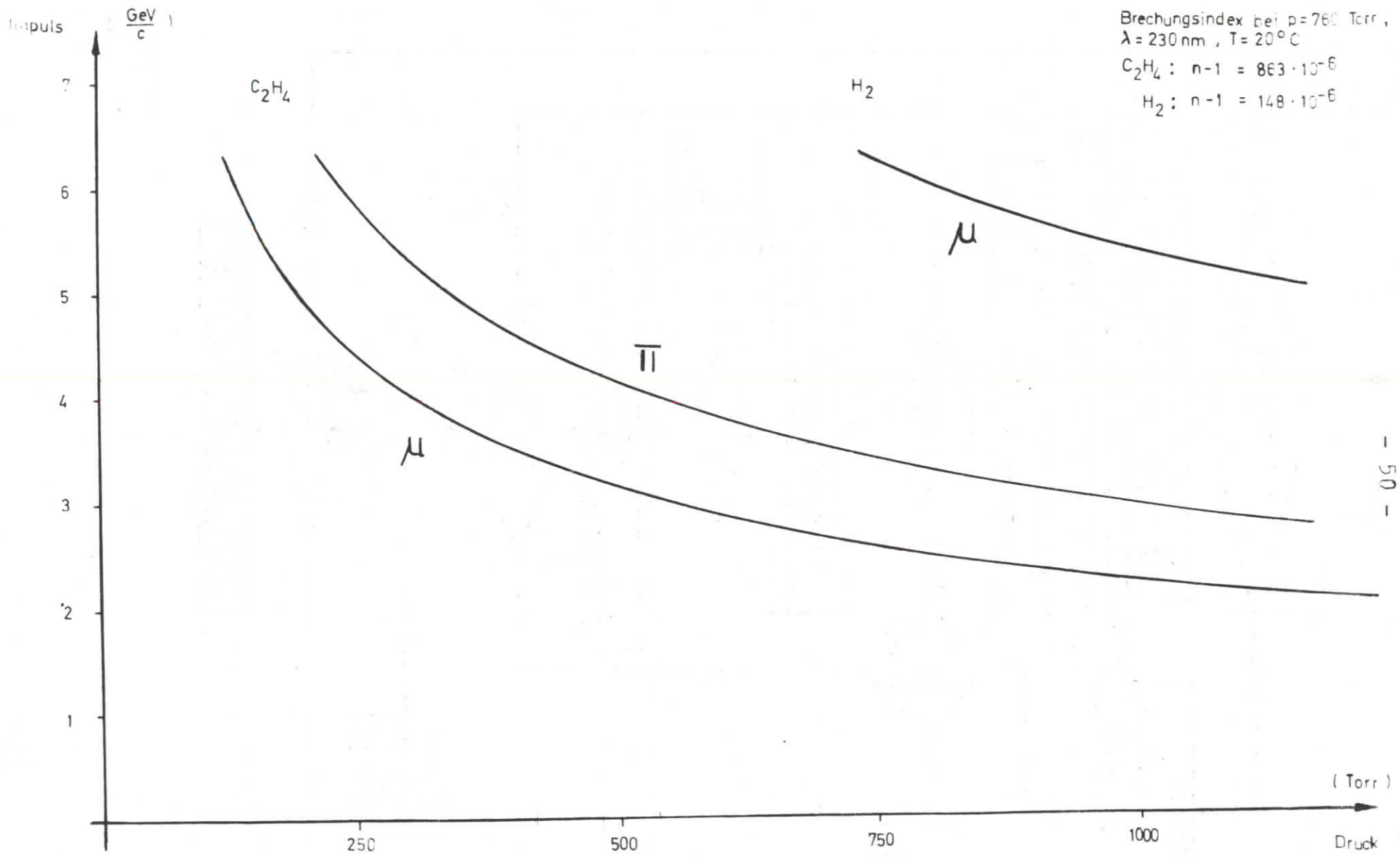


Abb. 52: Schwellendruck für den Nachweis von μ und π Mesonen als Funktion des Impulses.

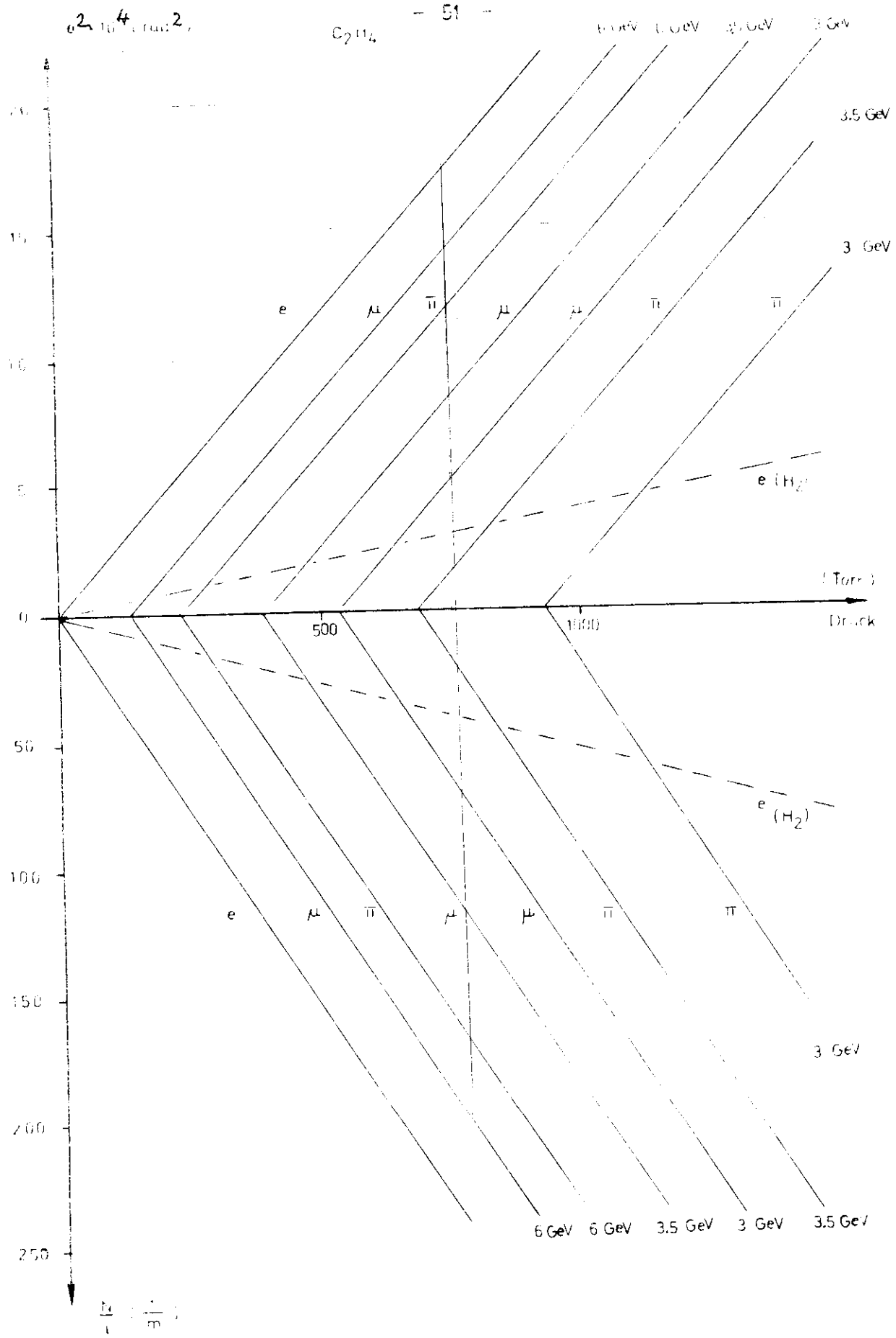


Abb.33: Cerenkovwinkel und Anzahl der erzeugten Photonen pro m in Abhängigkeit vom Druck bei verschiedenen Teilchenenergien

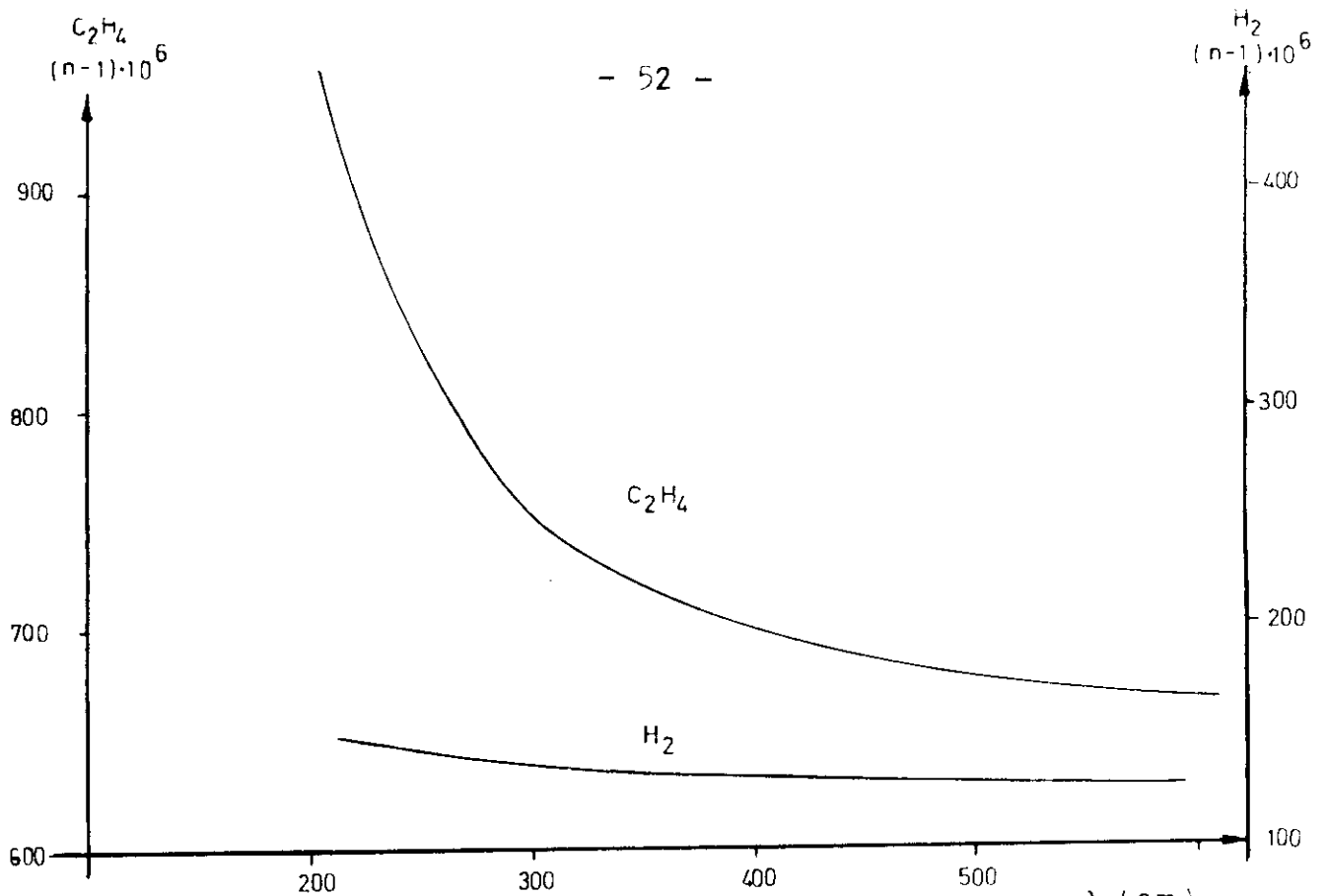


Abb.34: Brechungsindex von Äthylen und Wasserstoff λ (nm) und 760 Torr als Funktion der Wellenlänge . Die bei 0°C gemessenen im Larsen Bd.II/8 angegebenen Werte sind gemäß $n_{t,0} - 1 = \frac{n_{0,0} - 1}{1 + \alpha t} \cdot \frac{p}{760}$ auf $t=20^{\circ}\text{C}$ umgerechnet . (α : Ausdehnungskoeffizient)

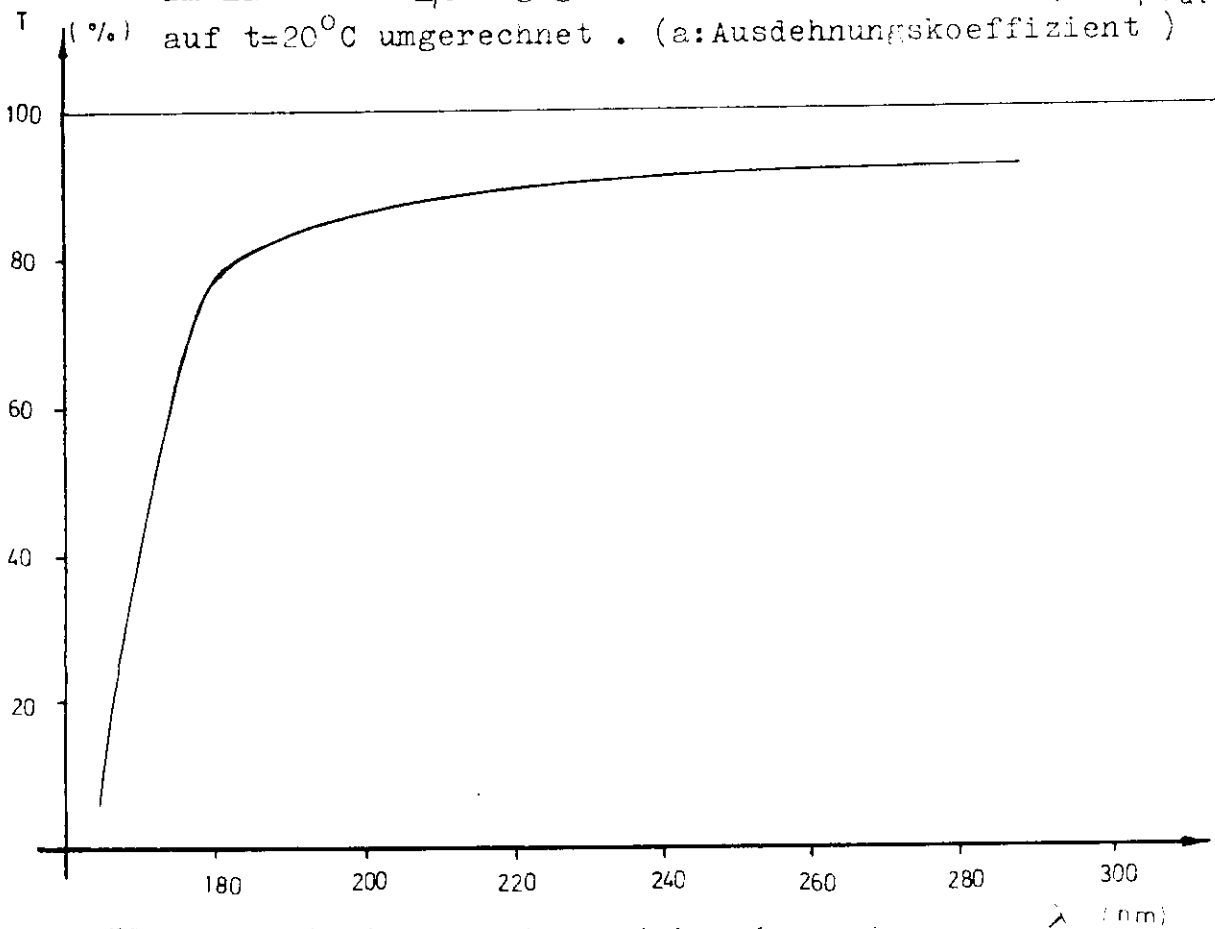


Abb.35: Transmission von 1 cm dickem Quarzglas (Suprasil) als Funktion der Wellenlänge .

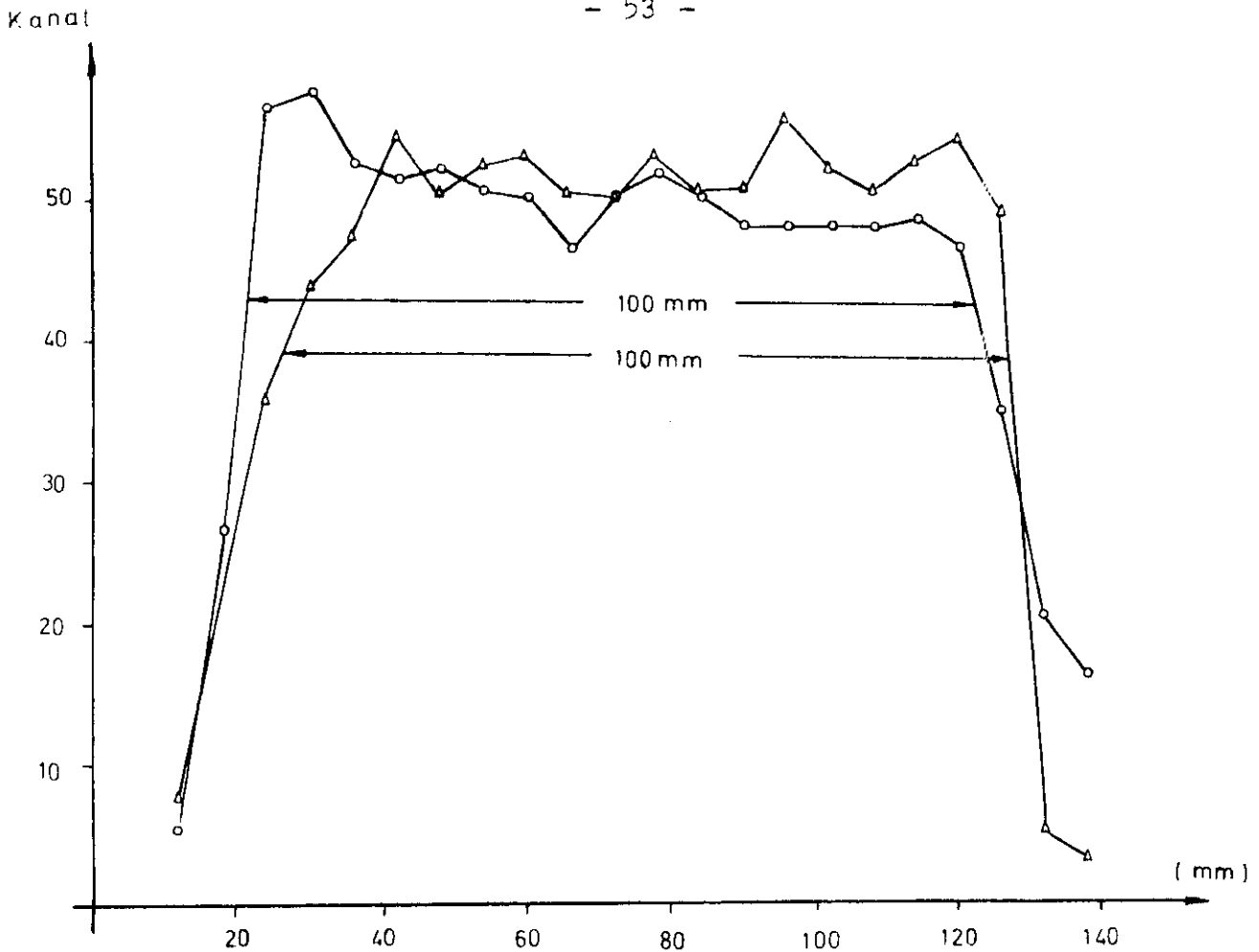


Abb.36: Kathodenempfindlichkeit des Multipliers als Funktion des Ortes in zwei zueinander senkrecht stehenden Ebenen.

Von einer Blitzlampe, deren Lage relativ zur Kathode veränderlich war, gelangten in einem Zeitintervall von 3 nsec etwa 200 Photonen auf eine Fläche von 20 mm^2 . Die Impulse des Multipliers analysierte ein Vielkanal. In der obigen Abbildung ist der zum Maximum des Impulshöhenspektrums gehörende Kanal für verschiedene Stellungen der Blitzlampe wiedergegeben.

Literaturverzeichnis

- 1.) J.V.Jelly, CERENKOV RADIATION AND ITS APPLICATION.
Pergamon, (1958)
- 2.) M.Vivargent et al., A THRESHOLD GAS CERENKOV COUNTER.
Nucl. Instr. and Methode 22, 165-168, (1963)
- 3.) K.W. Robinson, CALCULATION OF POSITRON PRODUKTION BY
ELECTRONS CEA - TM - 125, JANU. 8, (1964)
- 4.) W.A. Blanpied et al., PHOTOPRODUCTION OF NEGATIVE AND
POSITIVE PIONS FROM CARBON AT FORWARD ANGLES, Physical
Review Letters, Vol. 11, (1963)
- 5.) A. Barna et al., SECONDARY PARTICLE YIELDS AT 0° FROM
THE NEW STANFORD ELECTRON ACCELERATOR, SLAC - PUB - 262,
(1967)
- 6.) Valvo Handbuch, Spezialröhren II, (1967)
- 7.) U. Kötz, Dissertation, Hamburg (1967)
- 8.) J.M. McElroy, Interner Bericht der Gruppe F 22, (1966)
- 9.) A.S. Vovenko et al., GAS FILLED CERENKOV COUNTERS.
Sov. Phys. Ups. 6, 794, (1954)
- 10.) H. Neuert, Kernphysikalische Meßverfahren, G. Braun, (1966)
- 11.) B. Rossi, HIGH ENERGY PARTICLES, Prentice Hall, (1956)
- 12.) W. Heitler, THE QUANTUM THEORY OF RADIATION,
Clarendon Press, (1960)
- 13.) K. Behling, Differentieller Gas Cerenkovzähler für den
Nachweis von π und K-Mesonen im GeV Bereich, Diplomarbeit,
Hamburg, (1967)
- 14.) K.P. Schüler, Ein richtungsempfindlicher Cerenkovzähler
für Elektronen im GeV Bereich, DESY Bericht, Dez. (1967)
- 15.) Dobbs et al., A THRESHOLD GAS CERENKOV COUNTER WITH
LARGE SOLID ANGLE, Nucl. Instr. and Methods 50,
237 - 241, (1967)
- 16.) J. Rathje, Über die für Hochenergieexperimente wichtigen
Eigenschaften von Photomultipliern, DESY - E6,
Interner Bericht 3, (1967)
- 17.) Evans, THE ATOMIC NUCLEUS, McGraw-Hill Book Company,
(1955)
- 18.) Landolt-Börnstein, Bd.II/8, Optische Konstanten, (1962)

1§.) Hersteller des Araldit : CIBA Aktiengesellschaft,
Basel (Schweiz)

2§.) Hersteller des Astorit : ASTORIT AG., 8840 Einsiedeln,
Postfach 98 (Schweiz)

Ich danke Herrn Professor Dr. G. Weber sehr für die Anregung und Förderung dieser Arbeit. Herrn Dr. J.M. McElroy danke ich für seine ständige Bereitschaft zur Diskussion und für Hinweise und wertvolle Ratschläge. Für die präzise Ausführung bei der Herstellung der optischen Bauteile des Zählers möchte ich besonders Herrn C.H. Sellmer und Herrn U. Balszuweit danken. Den Herren R. Herber, P. Lüthke, J.P. Maegli, V. Masbender und M. Schwartz bin ich für die Lösung technischer Probleme zu Dank verpflichtet. Für die freundliche Unterstützung und die Mitarbeit bei Testmessungen danke ich allen Mitgliedern der Gruppe F 22.