

# Das Geiger-Müller-Zählrohr

## 1. Einleitung

Das Geiger-Müller-Zählrohr ist ein Messinstrument, das in der Kernphysik verwendet wird, um die Intensität ionisierender Strahlung zu messen; denn es ist in der Lage, einen elektrischen Impuls zu erzeugen, wenn in seinem Innern ein  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Teilchen oder auch ein  $\gamma$ - bzw. Röntgen-Quant absorbiert wird. Schließt man daher an seinen Ausgang einen elektronischen Impulszähler an, dann kann man die Zahl der pro Zeit- und Flächeneinheit einfallenden Teilchen (bzw. Quanten) und damit die Intensität der Strahlung messen. Wegen seiner einfachen Konstruktion und den geringen Anforderungen an die elektronischen Zusatzgeräte, wie Spannungsversorgung und Verstärker, wird es auch heute noch trotz seiner Nachteile, die es zweifellos besitzt, häufig verwendet.

Im vorliegenden Experiment werden zunächst der Aufbau und die Wirkungsweise des Geiger-Müller-Zählrohrs erläutert. Dabei werden einige wichtige Kenndaten, wie z.B. Plateau-Anstieg und Totzeit, eingeführt. Daran anschließend werden Messverfahren beschrieben, die es gestatten, die Kenndaten zu ermitteln.

## 2. Aufbau und Wirkungsweise

Das Geiger-Müller-Zählrohr besteht aus einem Kathodenzyylinder (Radius  $r_k$ ) und einem darin axial verlaufenden Anodendraht (Radius  $r_a$ ). Das Innere ist mit einem Gasgemisch gefüllt (Beispiel: 100 mbar Argon und 10 mbar Ethylalkohol). Durch Anlegen einer äußeren Spannung  $U$  (ca. 300 bis 2000 V) erhält man zwischen Kathode und Anode ein radialsymmetrisches Feld. Die Feldstärke hat im Abstand  $r$  von der Zählrohrachse den Wert

$$(1) \quad E(r) = \frac{U}{r \ln(r_k / r_a)} \quad .$$

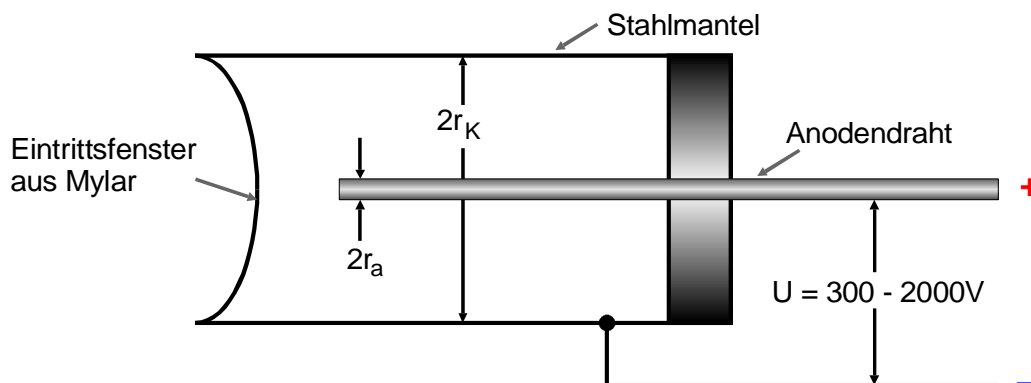


Abb.1: Querschnitt durch ein Endfenster-Zählrohr

Die Beschleunigung, die ein geladenes Teilchen in diesem Feld erfährt, wächst bei seiner Annäherung an den Draht wie  $1/r$  ( $r_a < r < r_k$ ). Sie kann somit beliebig groß werden, wenn man nur  $r_a$  hinreichend klein wählt.

Was geschieht nun, wenn ein geladenes Teilchen in das Zählrohrvolumen eindringt und dort vollständig absorbiert wird? Es wird sich solange durch den Gasraum bewegen, bis seine Energie durch Ionisationsakte aufgebraucht ist. Da im Mittel pro gebildetem Ionenpaar eine Energie von nur 26 eV<sup>1</sup> gegenüber einer Teilchenenergie von der Größenordnung 100 keV benötigt wird, ist die Anzahl der entstehenden Elektronen und positiven Ionen proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Die im Anschluss an die Primärlonisation im Zählrohr ablaufenden Vorgänge hängen stark von der angelegten Spannung ab. Man beachte dazu die Abb.2. Bei kleinen Zählrohrspannungen

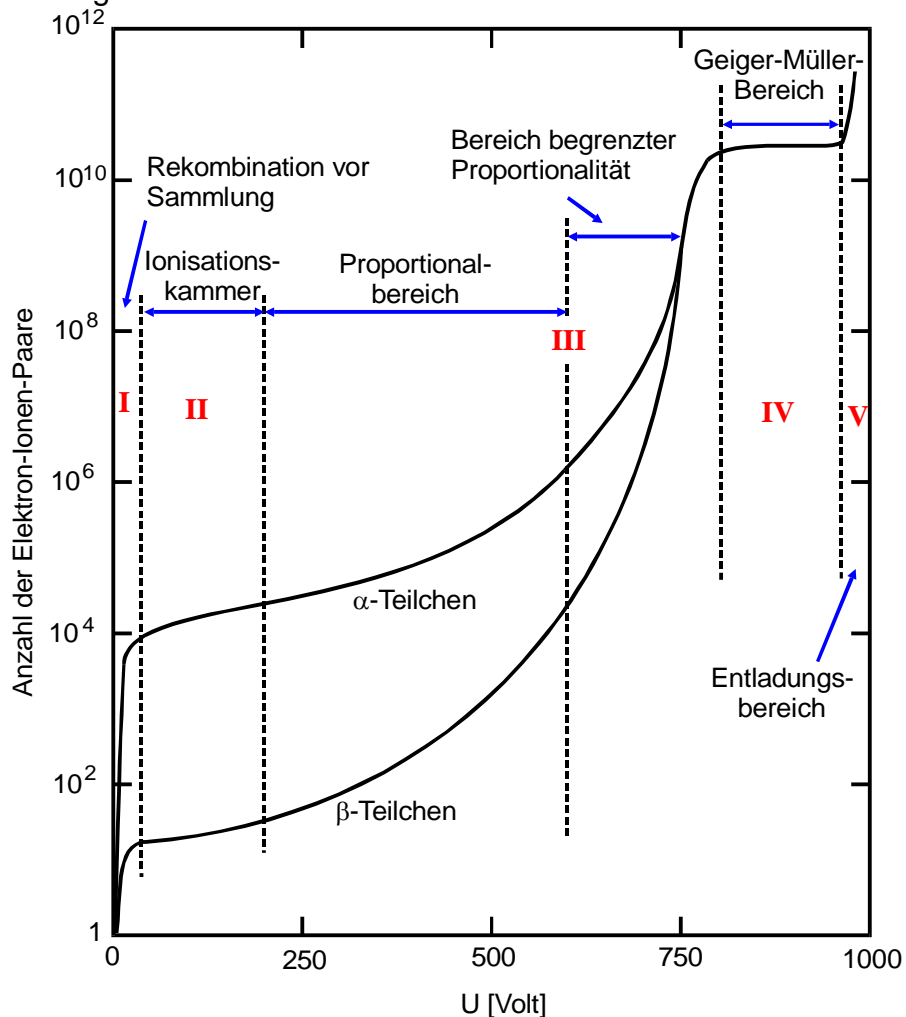


Abb.2: Anzahl der erzeugten Elektron-Ionenpaare als Funktion der Spannung  $U$  bei einem Proportionalzählrohr (nach Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlen)

$U$  erreicht nur ein Teil der erzeugten Elektronen den Draht; der Rest geht durch Rekombination verloren (Bereich I in Abb.2). Bei höherer Feldstärke sinkt die Rekombinationswahrscheinlichkeit schnell ab, sodass praktisch alle erzeugten Elektronen bis zum Anodendraht gelangen. Der kontinuierlich zwischen Anode und Kathode fließende Ionisationsstrom ist dann proportional zur Energie und zur Intensität der einfallenden Strahlung. Ein Gerät, das unter diesen Bedingungen arbeitet, stellt eine Vorstufe zum Zählrohr dar. Es wird üblicherweise als **Ionisationskammer** bezeichnet. Sie kann, da

<sup>1</sup> nach K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlen

die Ionisationsströme nur sehr gering sind, praktisch nur bei hohen Strahlintensitäten eingesetzt werden (Bereich II in Abb.2).

Bei weiterer Erhöhung der Spannung erreicht die Feldstärke in Drahtnähe solche Werte, dass die freigesetzten Elektronen zwischen den Zusammenstößen mit den Argon-Atomen genügend Energie aufnehmen, um ihrerseits ionisieren zu können. Man bezeichnet diesen Vorgang als **Stoßionisation**. Die so erzeugten freien Elektronen können bei hinreichend hoher Spannung ebenfalls ionisieren. Ihre Zahl nimmt daher lawinenartig zu. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer **Townsend-Lawine**. Die pro einfallendes Teilchen am Zählrohrdraht gesammelte Ladung  $Q$  ist jetzt so groß, dass sie als Ladungsimpuls gemessen werden kann. Da  $Q$  aber immer noch proportional zur Energie ist, die das einfallende Teilchen ursprünglich an das Gasvolumen abgegeben hat, kann der Ladungsimpuls als Maß für die Teilchenenergie genommen werden. Man ist also in diesem Spannungsbereich in der Lage, mit dem Zählrohr neben der Strahlintensitätsmessung auch Energiemessungen durchzuführen. Wegen der Proportionalität von  $Q$  und der Primärteilchenenergie bezeichnet man den Detektor hier als **Proportionalzählrohr** (Bereich III in Abb.2).

Liegt die Betriebsspannung  $U$  über dem Proportionalbereich, so wird die Ladung  $Q$  schließlich unabhängig von der Primärionisation. Man spricht vom **Auslösebereich** (Bereich IV in Abb.2). Das ist der Arbeitsbereich des Geiger-Müller-Zählrohrs im engeren Sinn. Hier bleibt die Entladung nicht auf lokalisierte Elektronenlawinen beschränkt, die sich nur in Feldrichtung ausdehnen, sondern sie breitet längs des gesamten Zählrohrdrahtes aus. Es entstehen nämlich in der primären Elektronenlawine in großer Zahl **UV-Photonen** infolge der Anregung von Argon-Atomen durch Elektronenstoß, die im Zählrohrvolumen freie Elektronen erzeugen. Da sich die Photonen wegen ihrer Ladungsneutralität auch **senkrecht** zum elektrischen Feld ausbreiten können, bilden sie den Ausgangspunkt für weitere Elektronenlawinen im **gesamten** Zählrohrvolumen. Die am Zählrohrdraht gesammelte Ladung hängt dann nur noch vom Volumen des Zählrohrs und der Höhe der Betriebsspannung und nicht mehr von der Primärionisation ab. In diesem Betriebsbereich kann das Zählrohr nur noch zur Intensitätsmessung benutzt werden. Eine Energiemessung radioaktiver Strahlung ist jetzt nicht mehr möglich. Die pro einfallendem Teilchen freigesetzte Ladung ist jetzt so groß, dass sie bereits mit geringem elektronischen Aufwand nachgewiesen werden kann. Das ist beim Proportionalzählrohr nicht unbedingt der Fall. Der Auslösebereich beginnt in Abb.2 etwa dort, wo die  $\alpha$ - und die  $\beta$ -Kurve in einander übergehen, wo also der Ladungsimpuls am Ausgang des Zählrohres unabhängig vom Ionisationsvermögen der einfallenden Strahlung wird.

### 3. Einfluss der positiven Ionen auf die Vorgänge im Zählrohrinnern: Totzeit, Nachentladungen

Während die beim Entladevorgang entstehenden Elektronen relativ schnell zum Draht abwandern, halten sich die positiven Ionen aufgrund ihrer wesentlich größeren Masse länger im Gasraum zwischen Anode und Kathode auf. Sie bauen vorübergehend eine

radialsymmetrische, positive Raumladung („Ionschlauch“) auf. Diese setzt die Feldstärke in Drahtnähe für eine Zeit  $T$  soweit herab, dass praktisch keine Stoßionisation mehr möglich ist. Ein während dieser Zeit eintreffendes Teilchen wird vom Zählrohr nicht registriert. Aus diesem Grunde nennt man  $T$  die **Totzeit** des Zählrohrs. Mit dem Abwandern der positiven Ladungswolke zum Zählrohrmantel steigt die Feldstärke an, und die Lawinenbildung ist wieder möglich. Die abgegebenen Ladungsimpulse  $Q$  erreichen aber erst dann wieder ihre ursprüngliche Höhe, wenn die Ionen vor einer erneuten Zündung vollständig neutralisiert wurden und wieder die durch (1) gegebene Feldstärke herrscht. An die Totzeit  $T$  schließt sich daher ein Zeitraum  $T_E$  an, in dem die Ausgangsimpulse eine geringere Höhe haben. Man nennt  $T_E$  die **Erholungszeit** des Zählrohrs (siehe Abb.3).

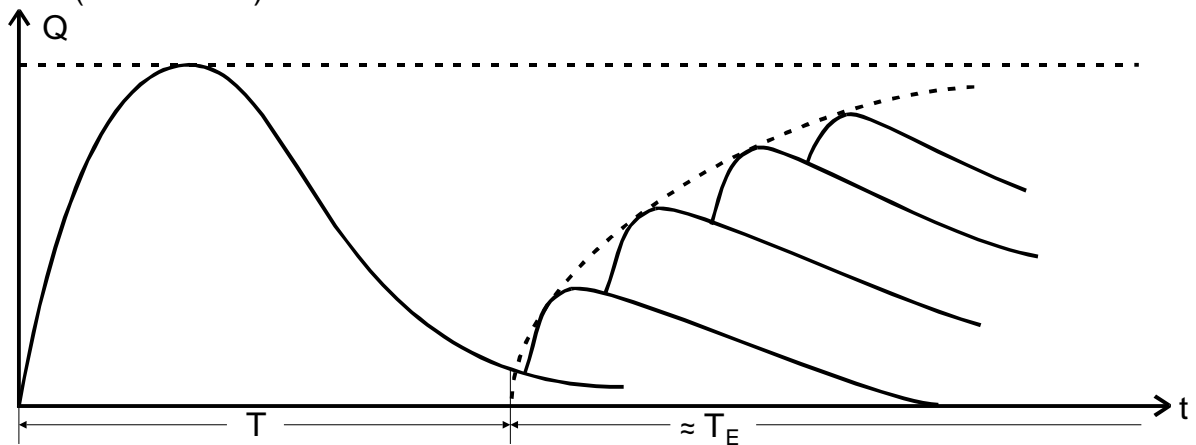


Abb.3: Tot- und Erholungszeit eines Zählrohrs, dargestellt im Ladungs-Zeit-Diagramm ( $T_E$  ist wegen des flachen Verlaufes der Einhüllenden (gestrichelte Linie) in der Praxis nur ungenau zu bestimmen.)

Die auf dem Zählrohrmantel auftreffenden Ionen sind in der Lage, dort Elektronen aus der Metalloberfläche zu befreien; denn bei der Neutralisation der Ionen wird soviel Energie frei, dass die Austrittsarbeit für Elektronen aufgebracht werden kann. Die auf diese Weise freigesetzten „Sekundärelektronen“ können, da sie das gesamte Zählrohrpotential  $U$  durchlaufen, die Zählrohrentladung erneut zünden, sodass nach dem Durchgang eines **einzigen** Teilchens durch das Gasvolumen mehrere, zeitlich versetzte Ausgangsimpulse entstehen. Man bezeichnet diese zusätzlich auftretenden Impulse als **Nachentladungen**. Ihr zeitlicher Abstand entspricht der Laufzeit  $T_L$  der Ionen von ihrem Entstehungsort (in Drahtnähe) bis zur Zählrohrwand. Da  $T_L$  größer als die Totzeit  $T$  ist, sind die Nachentladungen im höchsten Maße unerwünscht, da sie den Durchgang von ionisierenden Teilchen vortäuschen. Man ist daher bemüht, ihre Häufigkeit so weit wie möglich herunterzudrücken. Das gelingt recht gut mit dem in Kap. 2 erwähnten Zusatz von Alkoholdämpfen zum Zählrohrgas. Auf ihrem Wege zur Kathode stoßen die Edelgasionen mit den Alkoholmolekülen zusammen. Dabei werden letztere zumeist ionisiert, da ihre Ionisierungsenergie kleiner als die des Edelgases ist. Die Alkoholionen wandern dann anstelle der Edelgasionen zur Kathode und werden dort neutralisiert. Die dabei freiwerdende Energie führt jedoch nicht mehr zur Emission eines Elektrons (wie bei den  $\text{Ar}^+$ -Ionen), sondern sie wird jetzt zur Anregung von Schwingungen der

vielatomigen Alkoholmoleküle verbraucht.<sup>2 3</sup> Die Entladung erlischt damit, da keine neuen Elektronen aus der Kathode freigesetzt werden können. Das Zählrohr wird jetzt nur noch, wie gewünscht, durch ein neu einfallendes Teilchen ausgelöst.

#### 4. Charakteristik des Zählrohres

Wenn man für ein Geiger-Müller-Zählrohr die registrierte Teilchenzahl  $N$  bei konstanter Strahlungsintensität gegen die angelegte Spannung  $U$  aufträgt, erhält man seine sogenannte **Charakteristik**. Sie hat in etwa die in Abb.4 wiedergegebene Gestalt.

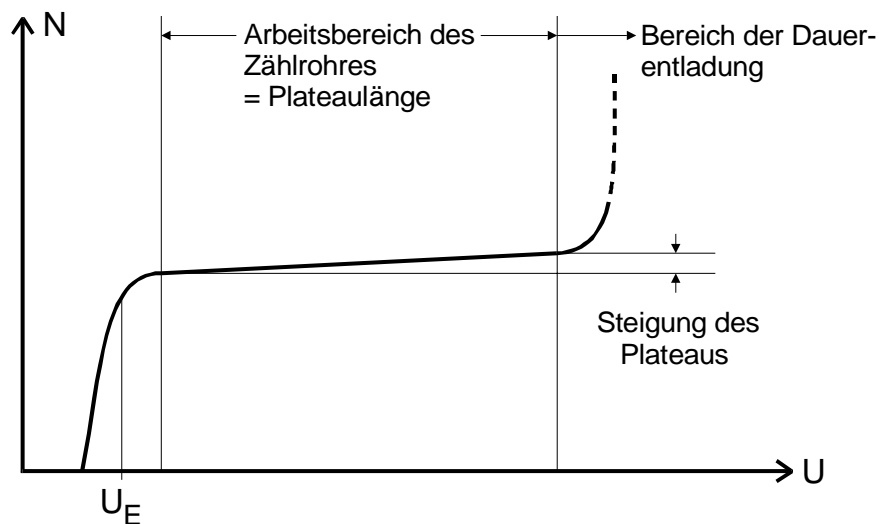


Abb.4: Zählrohrcharakteristik (einfallende Strahlungsintensität konstant)

Etwa bei der Spannung  $U_E$  setzt der Auslösebereich ein. Der sich rechts daran anschließende, lineare Teil der Kurve heißt **Plateau**. Bei einem ideal arbeitenden Zählrohr sollte die Plateausteigung null sein. Es wird jedoch immer eine geringe Zunahme von  $N$  mit der Spannung  $U$  zu beobachten sein. Sie wird hervorgerufen durch einige wenige Nachentladungen, die trotz des Alkoholdampfzusatzes entstehen. Je geringer die Steigung und je länger das Plateau ist, desto höher ist die Qualität des Zählrohres. Am Ende des Plateaus nimmt die Zahl der Nachentladungen gewaltig zu. Sie leitet schließlich in den Bereich der selbständigen Gasentladung über, wo im Zählrohr durch ein einzelnes ionisierendes Teilchen eine Dauerentladung gezündet wird. Wegen der dabei auftretenden hohen Stromdichten (negative Strom-Spannungscharakteristik) wird das Zählrohr in diesem Bereich schnell zerstört. (Bereich V in Abb.2)

<sup>2</sup> Ein  $n$ -atomiges Molekül besitzt  $3n-6$  Schwingungszustände mit (zumeist) unterschiedlichen Frequenzen, während bei einem Edelgasatom keine derartigen Oszillationen möglich sind.

<sup>3</sup> Die Schwingungsamplituden können so groß werden, dass das Molekül dissoziiert. Mit der Zeit wird daher der Vorrat an Alkoholdampf verbraucht. Die Lebensdauer eines mit organischen Substanzen gefüllten Zählrohres ist daher begrenzt. Typische Werte liegen zwischen  $10^9$  und  $10^{10}$  Impulsen. Diesen Nachteil besitzen die sogenannten **Halogen-Zählrohre** nicht; denn die hier bei der Entladung entstehenden Chlor- oder Brom-Atome können zum größten Teil wieder rekombinieren.

## 5. Ansprechvermögen des Zählrohrs

Unter diesem Begriff versteht man die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein einfallendes Teilchen im Zählrohr nachgewiesen wird. Man kann zeigen, dass das Ansprechvermögen für geladene Teilchen, wie  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen, wegen ihres hohen Ionisationsvermögens nahezu bei 100% Prozent liegt. Es muss aber realisiert werden, dass die Teilchen überhaupt in das Zählrohrvolumen eindringen. Wegen ihrer hohen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie werden sie im metallischen Zählrohrmantel vollständig absorbiert. Man baut daher sogenannte **Endfensterzählrohre**, deren Stirnseite aus einem dünnwandigen Material mit Atomen niedriger Ordnungszahl besteht<sup>4</sup>. Mit sogenannter Mylar-Folie<sup>5</sup> erreicht man Massenbelegungen<sup>6</sup> bis zu  $1 \text{ mg/cm}^2$  herunter. Solche Fenster können selbst  $\alpha$ -Teilchen durchdringen. In Abb.1 ist ein Endfensterzählrohr schematisch angedeutet. Durch den Unterdruck im Zählrohr ist die dünne Folie nach innen gewölbt.

Das Ansprechvermögen für Photonen ist dagegen im Vergleich zu geladenen Teilchen äußerst gering. Es liegt wegen der geringen Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen mit Materie (siehe V 704) in der Größenordnung von 1 %, sodass das Geiger-Müller-Zählrohr eigentlich nur bei der Messung hoher  $\gamma$ -Intensitäten sinnvoll eingesetzt werden kann. Bei den vergleichsweise **niederenergetischen Röntgen-Quanten** sieht es günstiger aus insbesondere dann, wenn ein schweres Füllgas wie Xenon verwendet wird.

## 6. Experimentelle Untersuchungen am Zählrohr

Für die nachfolgend beschriebenen experimentellen Untersuchungen am Zählrohr kann man die in Abb.5 skizzierte Versuchsanordnung benutzen. Die auf dem Zählrohr gesammelte Ladung  $Q$  fließt über den Widerstand  $R$  ab und erzeugt dort einen Spannungsimpuls. Dieser wird über den Kondensator  $C$  ausgekoppelt, im Verstärker vergrößert und im Zählgerät registriert. Außerdem kann er auch auf dem Schirm eines Oszillographen sichtbar gemacht werden.

---

<sup>4</sup> Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Kathodenzyylinder in Form einer Drahtspirale auszubilden, sodass die Teilchen zwischen den Windungen eindringen können. Der Zählrohrkörper wird dann aus extrem dünnwandigem Glas hergestellt. Ein solches Zählrohr wird wegen seiner großen Eintrittsfläche bei V702 verwendet.

<sup>5</sup> schwerstes Element: Sauerstoff

<sup>6</sup> Unter diesem Begriff versteht man das Produkt aus Dichte und Schichtdicke

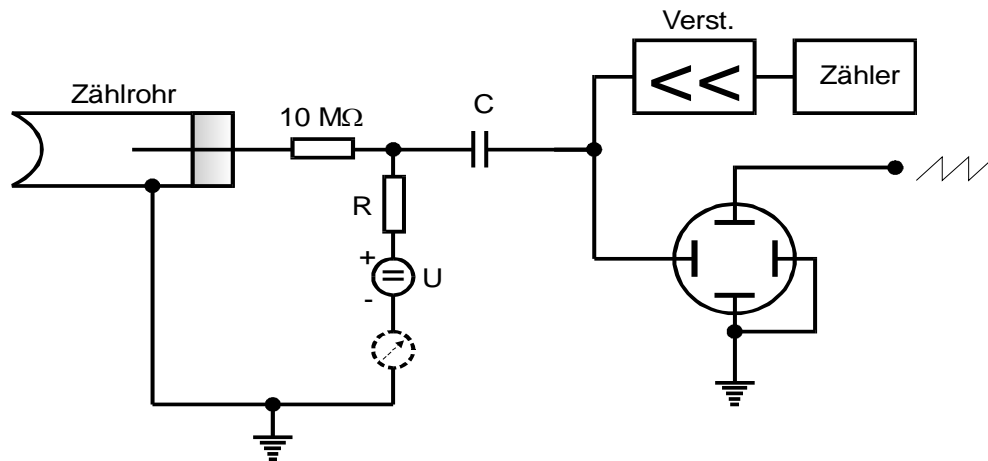


Abb.5: Skizze der Messapparatur

### a) Aufnahme der Charakteristik des Zählrohres

Eine  $\beta$ -Quelle wird vor das Fenster des Zählrohres gestellt und die Zählrate in Abhängigkeit von der Betriebsspannung  $U$  gemessen. Dabei sollte die maximale Impulsrate (zur Vermeidung von Totzeit-Korrekturen) nicht wesentlich über 100/s steigen. Da der Plateau-Anstieg nur sehr gering ist, müssen die einzelnen Messpunkte sehr genau ausgemessen werden. Man wähle eine solche Messzeit, dass der relative statistische Fehler jedes Messpunktes  $< 1\%$ <sup>7</sup> ist. Bei dem hier verwendeten Zählrohr muss  $U \leq 700$  V bleiben, da man sonst in den Bereich der selbständigen Gasentladung gerät, wo das Zählrohr zerstört wird.

### b) Sichtbarmachung von Nachentladungen

In einen nur qualitativen Experiment versuche man die Nachentladungen mit dem Oszilloskop nachzuweisen, die für den Plateau-Anstieg verantwortlich sind. Zu diesem Zwecke senke man die Strahlintensität der  $\beta$ -Quelle soweit ab, dass während der Laufzeit des Kathodenstrahls von links nach rechts praktisch kein weiterer Impuls, der von einem weiteren  $\beta$ -Teilchen stammt, auf dem Bildschirm mehr zu sehen ist. Eine brauchbare Ablenkgeschwindigkeit für dieses Experiment ist  $50\mu\text{s}/\text{cm}$ . Die Zählrohrspannung muss in einem Bereich liegen, wo die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Nachentladungen vernachlässigbar gering ist, etwa bei  $U = 350$  V. Nach diesen Vorbereitungen schalte man die Zählrohrspannung auf 700 (bis maximal 710) V hoch. Was beobachtet man nun? Man messe den zeitlichen Abstand zwischen Primär- und Nachentladungsimpuls aus.

### c) Oszillographische Messung der Totzeit

Man Sorge dafür, dass jetzt eine hohe Strahlintensität in das Zählrohr eintritt. Wird die Zeitablenkung des Oszillographen durch die Anstiegsflanke der Zählrohrimpulse getriggert, so beobachtet man auf dem Schirm ein Oszillogramm gemäß Abb.3, aus dem die Totzeit abgelesen werden kann, wenn die Ablenkgeschwindigkeit des Kathodenstrahls bekannt ist. Die Erholungszeit lässt sich nur grob abschätzen.

<sup>7</sup> Näheres hierzu: siehe z.B. „Fehlerrechnung“, Kap.5 (Stichwort: „ $\sqrt{n}$  -Gesetz“)

#### d) Bestimmung der Totzeit mit der Zwei-Quellen-Methode

Aufgrund der Totzeit  $T$ , die das Geiger-Müller-Zählrohr besitzt, ist die registrierte Impulsrate  $N_r$  immer kleiner als die Zahl  $N_w$  der in das Zählvolumen pro Zeiteinheit eindringenden und absorbierten Teilchen. Werden zum Beispiel  $N_r$  Impulse pro Zeiteinheit registriert, so ist das Zählrohr für den Bruchteil  $TN_r$  der Messzeit unempfindlich und nur für den Rest  $1 - TN_r$  messbereit<sup>8</sup>. Die wahre Impulsrate beträgt daher

$$(2) \quad N_w = \frac{\text{Impulsrate}}{\text{Meßzeit}} = \frac{N_r t}{(1 - TN_r)t} = \frac{N_r}{1 - TN_r}$$

Auf der Grundlage dieser Formel existiert eine Totzeitbestimmung, bei der man mit zwei radioaktiven Präparaten arbeitet: Man misst zunächst möglichst genau die Zählrate  $N_1$ , die das Präparat 1 im Zählrohr hervorruft. Sodann fügt man das 2. Präparat hinzu und misst die Summenzählrate  $N_{1+2}$ , **ohne die Lage des ersteren relativ zum Zählrohr zu verändern**. Danach wird das erste Präparat entfernt und die Zählrate  $N_2$  des zweiten registriert. Hätte das Zählrohr keine Totzeit, so wäre

$$N_{1+2} = N_1 + N_2 .$$

Man beobachtet aber, dass

$$N_{1+2} < N_1 + N_2$$

ist; denn die Zahl  $N_{w1}$  der vom Präparat 1 emittierten und in das Zählrohrvolumen eingedrungenen Teilchen beträgt gemäß (2)

$$N_{w1} = \frac{N_1}{1 - TN_1} ,$$

ebenso gelten die Gleichungen

$$N_{w2} = \frac{N_2}{1 - TN_2}$$

und

$$N_{w_{1+2}} = \frac{N_{1+2}}{1 - TN_{1+2}} .$$

Da  $N_{w_{1+2}} = N_{w1} + N_{w2}$  ist, erhält man

$$(3) \quad \frac{N_{1+2}}{1 - TN_{1+2}} = \frac{N_1}{1 - TN_1} + \frac{N_2}{1 - TN_2}$$

Die Größen  $N_1$ ,  $N_2$  und  $N_{1+2}$  sind durch die Messung bekannt, also lässt sich aus (3) die Totzeit  $T$  bestimmen. Solange  $T^2 N_i^2 \ll 1$  ist ( $i = 1, 2, 1+2$ ), kann man anstelle von (3) näherungsweise schreiben

$$T \approx \frac{N_1 + N_2 - N_{1+2}}{2N_1 N_2} .$$

---

<sup>8</sup> Vereinfachender, jedoch hier brauchbarer Ansatz.



### e. Messung der pro Teilchen vom Zählrohr freigesetzten Ladungsmenge

Mit Hilfe eines empfindlichen Strommessgerätes kann gemäß Abb.5 der mittlere Zählrohrstrom

$$\bar{I} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \frac{U(t)}{R} dt \quad (\tau \gg T)$$

gemessen werden, der bei hohen Zählraten auftritt. Aus  $\bar{I}$  lässt sich bei bekannter Impulszahl pro Zeiteinheit die pro eindringendes Teilchen vom Zählrohr freigesetzte Ladungsmenge berechnen. Gemäß der Definition des Stromes als die pro Zeitintervall  $\Delta t$  transportierte Ladungsmenge  $\Delta Q$  gilt, wenn  $Z$  Teilchen in der Zeit  $\Delta t$  registriert wurden.

$$\bar{I} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} Z$$

$\Delta Q$  hängt von der Zählrohrspannung  $U$  ab. Es daher zweckmäßig,  $\Delta Q$  in Abhängigkeit von  $U$  zu untersuchen.

### 7. Aufgaben

- Man nehme eine Zählrohr-Charakteristik von dem im Experiment verwendeten Halogenzählrohr auf und zeichne die Messpunkte mit Fehlerbalken in einem Diagramm ein. Man gebe die Länge des Plateau-Bereiches an, führe für diesen Kurvenabschnitt eine lineare Ausgleichsrechnung durch und zeichne die gerechnete Gerade in das Diagramm ein. Die Plateau-Steigerung wird üblicherweise in % pro 100 V angegeben. Man entnehme der Charakteristik eine für die folgenden Messungen geeignete Zählrohrspannung.
- Man gebe den zeitlichen Abstand zwischen Primär- und Nachentladungsimpulsen an.
- Man bestimme die Totzeit des verwendeten Zählrohres bei einer geeigneten Betriebsspannung 1. mit Hilfe eines Oszilloskops und 2. nach der Zwei-Quellen-Methode (Fehlerangabe!)
- Man messe die pro einfallendem Teilchen im Zählrohr freigesetzte Ladung in Abhängigkeit von der Zählrohrspannung und gebe sie in Einheiten der Elementarladung an.

### 8. Literatur

P. Marmier, Kernphysik I, Verlag d. Fachvereine an den schweizerischen Hochschulen u. Techniken  
 K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner 1984  
 O.C. Allkofer, Teilchen-Detektoren, K. Thiemig KG 1971

#### detaillierte Darstellung:

E. Fünfer, H. Neuert; Zählrohre und Szintillationszähler, G. Braun, 1959

#### Originalliteratur:

H. Geiger, W. M. Müller, Das Elektronenzählrohr, Phys. Z. **29**, 839 (1928)