

# **V703 Das Geiger-Mueller-Zaehlrohr**

Connor Magnus Böckmann

email: connormagnus.boeckmann@tu-dortmund.de

Tim Theissel

email: tim.theissel@tu-dortmund.de

19. Januar 2021

# Inhaltsverzeichnis

|          |   |          |
|----------|---|----------|
| <b>1</b> | <b>Zielsetzung</b>  | <b>3</b> |
| <b>2</b> | <b>Theoretische Grundlagen</b>                                | <b>3</b> |
| 2.1      | Aufbau und prinzipielle Funktionsweise . . . . .              | 3        |
| 2.2      | Totzeit und Nachentladungen . . . . .                         | 5        |
| 2.3      | Charakteristik des Zaehlröhrs . . . . .                       | 6        |
| 2.4      | Ansprechvermögen eines Zaehlröhres . . . . .                  | 6        |
| <b>3</b> | <b>Experimentelle Untersuchungen am Zaehlröhr</b>             | <b>7</b> |
| 3.1      | Aufnahme der Charakteristik . . . . .                         | 7        |
| 3.2      | Sichtbarmachung von Nachentladungen . . . . .                 | 7        |
| 3.3      | Bestimmung der Totzeit mit der Zwei-Quellen-Methode . . . . . | 8        |
| 3.4      | Messung der freigesetzten Ladungsmenge pro Teilchen . . . . . | 8        |

# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch wird das Geiger-Mueller-Zaehrohr untersucht, welches ionisierende Strahlung detektieren und messen kann. Es ist in der Lage einen elektrischen Impuls auszugeben, sollte ein  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Teilchen im Inneren detektiert werden. Dieser Impuls kann dann von einem Impulszaehler gezaehlt werden und die pro Zeit- und Flaecheneinheit einfallenden Teilchen bzw. Quanten messen und dadurch die Intensitaet bestimmen.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Aufbau und prinzipielle Funktionsweise

Der prinzipielle Aufbau des Zaehrohrs ist in 1 zu sehen.

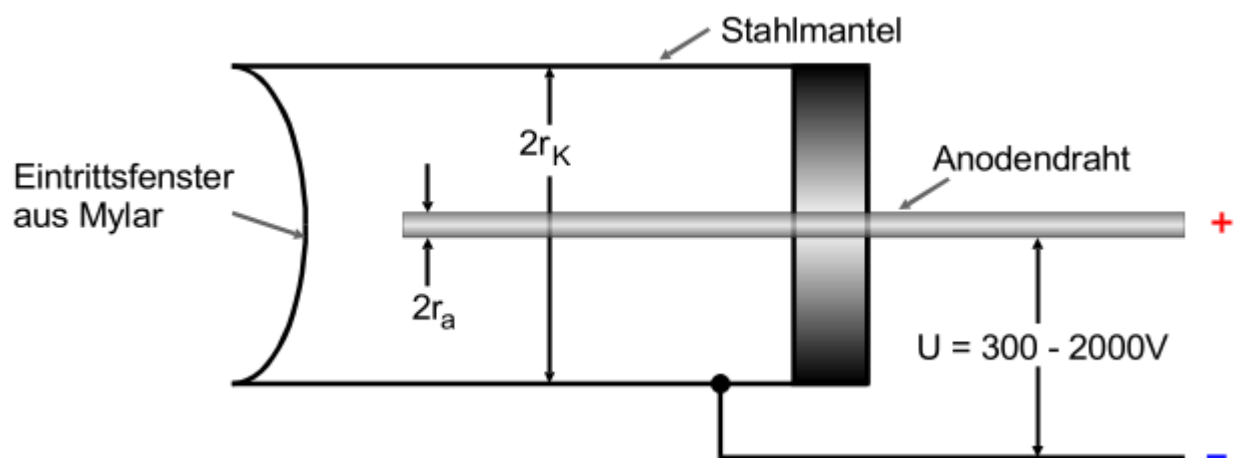


Abbildung 1: Aufbau eines Geiger-Mueller-Zaehrohrs mit Endfenster

Das Zaehrohr besteht aus einem Stahlzylinder mit dem Radius  $r_k$ , welcher die Kathode darstellt. In seinem Inneren befindet sich ein Draht, welcher die Anode (Radius  $r_a$ ) darstellt. Der Zylinder ist versiegelt und mit einem Gasgemisch gefuellt. Durch das Anlegen einer ausseren Spannung  $U$  (ca. 300 bis 2000V) bildet sich ein elektrisches, radialsymmetrisches Feld aus. Die Feldstaerke betraegt im Abstand  $r$  von der Mittelachse  $E(r) = \frac{U}{r \ln(\frac{r_k}{r_a})}$ . Wenn ein geladenes Teilchen in das Zaehrohr eintritt, wird es in dem E-Feld beschleunigt. Diese Beschleunigung steigt bei Annaeherung an den Draht mit  $\frac{1}{r}$  mit ( $r_a < r < r_k$ ). Theoretisch kann diese als beliebig gross werden, wenn nur der Drahtradius  $r_a$  hinreichend klein gewaehlt wird.

Sollte nun ein geladenes Teilchen ins Zaehrohr gelangen, bewegt es sich so lange durch den Gasraum bis seine Energie durch Ionisation aufgebraucht ist. Da eine Ionenpaarbildung im Mittel nur etwa 26eV benoetigt, gegenueber einer Teilchenenergie von etwa 100keV, ist die Anzahl der positiven Ionen und Elektronen proportional zur Energie des ins Zaehrohr eingefallenen Teilchens. Die angelegte Spannung hat nun einen grossen Einfluss auf die

nach der Primaerionisation stattfindenden Prozesse. Eine Visualisierung findet sich in dem Diagramm in 2.

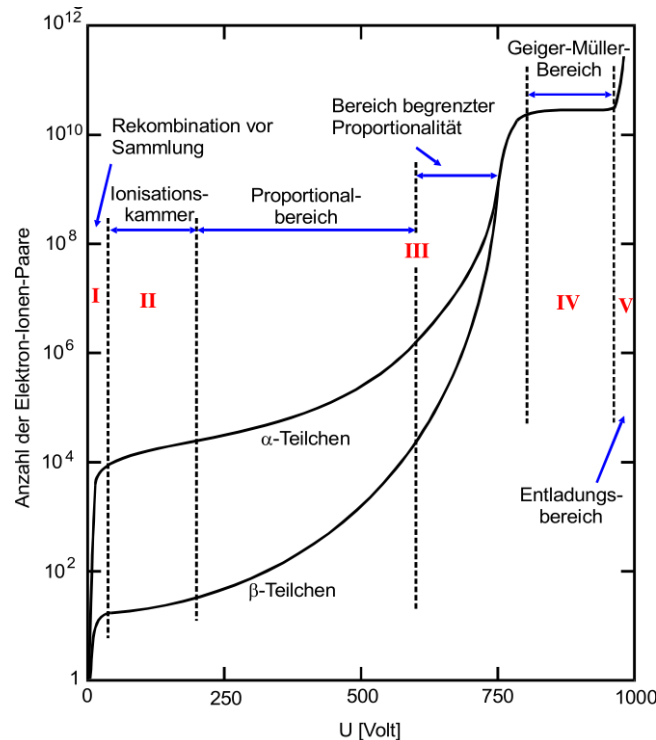


Abbildung 2: Anzahl der erzeugten Ionenpaare gegenueber der angelegten Spannung

Das Diagramm laesst sich dabei in verschiedene Bereiche einteilen. Zu Beobachten ist zum Beispiel der Bereich fuer sehr kleine Spannungen. Dabei werden die Ionen nicht stark genug beschleunigt, um den Draht zu erreichen. Viele rekombinieren sich vorher bereits (Bereich I). Je groesser die Spannung wird, desto groesser wird die Wahrscheinlichkeit, dass die Ionen sich nicht vor Erreichen des Drahtes rekombinieren. Es erreichen somit quasi alle Elektronen den Draht. In diesem Bereich ist der Ionisationsstrom zwischen Kathodenzyylinder und Anodendraht proportional zur Energie und Intensitaet der einfallenden Teilchen. Dieser Zustand nennt sich Ionisationskammer und ist in Bereich II zu sehen. Zur tadellosen Funktion wird hierbei aber eine grosse Strahlungsintensitaet benoetigt. Bei noch hoerer Spannung wird die Feldstaerke in Drahtnaehe so gross, dass die entstehenden Elektronen zwischen zwei Zusammenstoessen genuegend Energie aufnehmen, um ihrerseits andere Gasteilchen ionisieren zu koennen. Dieser Vorgang nennt sich Stossionisation. Unter ausreichend grosser Spannung koennen die freigesetzten Elektronen selbst andere Teilchen ionisieren. Es bildet sich eine so genannte Townsend-Lawine. Hier ist nun auch die pro Teilchen einfallende Ladung gross genug, um sie als Ladungsimpuls zu messen. Durch die vorhandene Proportionalitaet zwischen der Ladung  $Q$  und der Teilchenenergie, laesst sich am Ladungsimpuls ein Mass fuer die Teilchenenergie festmachen. Eine Apparatur, die sich diese Proportionalitaet zu Nutze

macht, nennt sich Proportionalitätszählrohr (Bereich III). Bei wiederum höheren Spannungen  $U$  ist die Ladung nicht mehr proportional zur Primäerionisation. Dieser Bereich nennt sich Auslösebereich (Bereich IV). In diesem Bereich arbeitet ein Geiger-Mueller-Zählrohr unter normalen Bedingungen. Statt einer lokalen Elektronenlawine breitet sich die Lawine nicht nur in radialer Richtung, sondern auch entlang des Drahtes aus. Ausgelöst wird dieser Prozess durch die in der primären Lawine entstandenen UV-Photonen, welche durch die Anregung von Argon-Atomen im Füllgas freisetzen. Diese Photonen können sich auf Grund ihrer Ladungsneutralität auch senkrecht zum E-Feld bewegen. Ihre Energie, welche sie durch Zusammenstöße abgeben können, bildet den Grundstein für neue Elektronenlawinen im vollständigen Zählvolumen. Die am Draht gemessene Ladung hängt dann nicht mehr von der ersten Ionisation ab, sondern bloss vom Volumen des benutzten Zählrohrs und der angelegten Spannung. Bei dieser Spannung kann das Zählrohr nur noch als Intensitätsmessgerät benutzt werden. Eine Energiemessung ist nicht mehr möglich. Dafür kann die freigesetzte Ladung eines einfallenden Teilchens nun auf Grund ihrer nun relativ grossen Grösse mit geringem elektronischem Aufwand gut gemessen werden. Der so genannte Auslösebereich beginnt in 2 dort, wo  $\alpha$ - und  $\beta$ -Kurve in einander übergehen. Dort ist der Ladungsimpuls abgekoppelt vom Ionisationsvermögen der einfallenden Strahlung.

## 2.2 Totzeit und Nachentladungen

Die entstehenden positiven Ionen haben eine bedeutend höhere Masse als die Elektronen, weshalb sie deutlich langsamer abwandern. Sie halten sich also länger im Raum zwischen Anode und Kathode. Aus diesem Grund bilden sie eine temporäre, radialsymmetrische, positive Raumladung aus. Diese wird auf Grund der zylindrischen Form des Rohrs auch Ionenschlauch genannt. Dadurch wird kurzzeitig für eine Zeit  $T$  die Feldstärke in Drahtnähe soweit herab, dass praktisch keine Stössionisation mehr möglich ist. In dieser Zeit ist das Zählrohr nicht in der Lage eintreffende Teilchen zu detektieren, weshalb man diese Zeit auch Totzeit  $T$  nennt. Der Zustand löst sich durch Wandern der positiven Ladung in Richtung des Mantels auf. Die normale Feldstärke stellt sich wieder her nachdem die Ionen vollständig neutralisiert wurden. Diese Zeit der Wiederherstellung des Normalzustandes nennt sich treffenderweise Erholungszeit  $T_E$ , welche sich an die Totzeit anschliesst, bis das Zählrohr wieder unter Normalbedingungen detektieren kann. Auf der Manteloberfläche können die auftreffenden Ionen, durch ihre Neutralisationsenergie, Elektronen freisetzen. Diese Sekundärelektronen werden zum Messdraht hin beschleunigt durch das E-Feld und sorgen auf diesem dann für ein erneutes Auslösen des Messgeräts. Dadurch kann durch ein einzelnes eintreffendes Teilchen mehrere Entladungen am Zählrohrdraht hervorgerufen werden. Diese zusätzlichen Entladungen nennen sich Nachentladungen. Der zeitliche Abstand der Nachentladungen entspricht der Laufzeit  $T_L$  der Elektronen von der Zylinderwand zum Draht. Diese Nachentladungen sind sehr unerwünscht, da sie das Vorhandensein von ionisierender Strahlung vortäuschen. Sie sollten also so weit wie möglich unterbunden werden, was durch eine kleine Beimengung von Alkoholdämpfen zum Füllgas gut gelingt.

### 2.3 Charakteristik des Zaehlrohrs

Die Charakteristik eines Geiger-Mueller-Zaehlrrohr wird gegeben durch eine Auftragung der eintreffenden Teilchenzahl  $N$  gegen die Betriebsspannung  $U$ . In etwa sieht eine Charakteristik so aus:

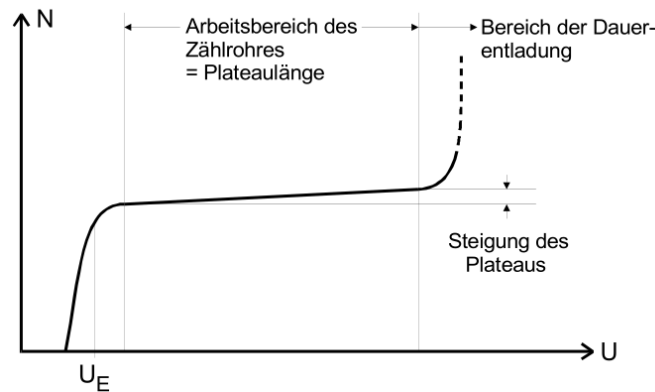


Abbildung 3: Charakteristik eines Geiger-Mueller-Zaehlrrohres bei konstanter Strahlungsintensitaet

Der Ausloesebereich beginnt hierbei etwa bei der Spannung  $U_E$ . Der linear steigende, abgeflachte Teil nennt sich Plateau. Die Steigung in diesem Bereich der Kurve ist bestenfalls moeglichst klein. Idealerweise waere diese also null, was aber nicht erreichbar ist. Diese Unmoeglichkeit ruegt von vereinzelt Nachentladungen her, welche trotz des Alkoholdampfes vorkommen. Am Ende des Plateaus nimmt die Zahl der Nachentladungen extrem zu, was den starken Anstieg erklart. Je hoeher die Qualitaet des Zaehlrrohres, desto laenger und flacher ist das Plateau.

Nach Ende des Plateaus geht das Zaehlrrohr in den Bereich der selbststaendigen Gasentladung ueber. Dort zuendet ein einzelnes ionisierendes Teilchen eine Dauerentladung. Dies ist sehr schaedlich fuer das Zaehlrrohr auf Grund der hohen Stromdichten und wird das Messgeraet schnell zerstoenen, sollte also auf jeden Fall vermieden werden.

### 2.4 Ansprechvermoegen eines Zaehlrrohres

Das Ansprechvermoegen eines Zaehlrrohres ist ein Mass dafuer wie wahrscheinlich es ist, dass ein einfallendes Teilchen auch tatsaechlich detektiert wird. Fuer  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen ist das Ansprechvermoegen nahezu 100%. Allerdings muss dazu natuerlich gewaehrleistet sein, dass die Teilchen auch tatsaechlich ins Innere des Zaehlrrohres gelangen. Da diese Teilchen sehr wahrscheinlich mit Materie wechselwirken, werden sie im Metallmantel des Zaehlrrohres absorbiert. Aus diesem Grund gibt es Endfensterzaehlrrohre, welche am Ende des Volumens von einer duennen Mylar-Folie verschlossen werden. Diese kann selbst von  $\alpha$ -Teilchen durchdrungen werden. Ein solches Endfensterzaehlrrohr ist in 1 dargestellt. Bei Photonen hingegen liegt das Ansprechvermoegen bei geringen Werten von etwa 1%. Das folgt aus der geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Photonen mit hoher

Energie mit Materie. Die Nutzung eines Geiger-Mueller-Zählrohrs zur Detektion von  $\gamma$ -Strahlung ist also nur bei hohen Intensitäten dieser möglich und sinnvoll.

### 3 Experimentelle Untersuchungen am Zählrohr

Für die gemachten Messungen wurde die im folgende skizzierte Messapparatur verwendet.

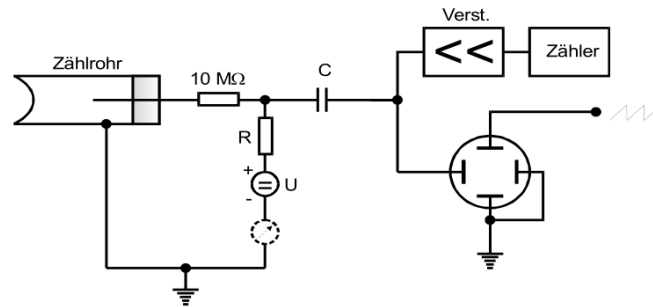


Abbildung 4: Aufbau der Messapparatur

Über den Widerstand  $R$  fließt die am Zählrohr gesammelte Ladung  $Q$  ab. Ein Spannungsimpuls wird erzeugt. Nach Auskoppelung im Kondensator  $C$  wird dieser verstärkt und im Zählgerät gezählt. Auf dem Schirm eines Oszillographen kann dieser Impuls dann sichtbar gemacht werden.

#### 3.1 Aufnahme der Charakteristik

Ein  $\beta$ -Strahler wird vor das Einlassfenster des Messgeräts gestellt. Dabei wird die Zählrate gemessen und in Abhängigkeit von der Betriebsspannung gesetzt. Zu Beachten ist dabei, dass die Zählrate 100 pro Sekunde nicht überschreitet. Hierbei sollte den Möglichkeiten entsprechend sehr genau gemessen werden, da die Plateauabsteigung sowieso schon sehr gering ist. Desweiteren darf beim verwendeten Zählrohr die Betriebsspannung nicht über 700 Volt hinausgehen. Andernfalls gerät das Zählrohr in den Bereich der bereits genannten selbstständigen Gasentladung. Bei Missachtung folgt schnell die Zerstörung des Messgerätes.

#### 3.2 Sichtbarmachung von Nachentladungen

Es sollen die Nachentladungen mit einem Oszilloskop qualitativ sichtbar gemacht werden. Dazu wird die Intensität der Strahlenquelle soweit gesenkt, dass auf dem Bildschirm des Oszilloskops während der Laufzeit des Strahls von links nach rechts kein weiterer Impuls zu sehen ist. Die Zählrohrspannung muss so gering sein, dass die Wahrscheinlichkeit für Nachentladungen sehr gering ist. Hier werden 350V verwendet. Nun wird die Zählrohrspannung schrittweise bis auf 700V erhöht. Der zeitliche Abstand zwischen der Primär- und Nachentladung wird gemessen.

### 3.3 Bestimmung der Totzeit mit der Zwei-Quellen-Methode

Die Totzeit  $T$  sorgt fuer eine registrierte Impulsrate  $N_r$ , welche immer kleiner ist als die tatsaechliche Anzahl der eingedrungenen Teilchen  $N_W$ . Wenn  $N_r$  Impulse pro Zeiteinheit registriert werden, so ist das Geraet fuer den Bruchteil  $TN_r$  nicht in der Lage Teilchen zu registrieren, weshalb es nur im Bereich  $1 - TN_r$  messbereit ist. Die wahre Impulsrate ist also:

$$N_W = \frac{\text{Impulsrate}}{\text{Messzeit}} = \frac{N_r t}{(1 - TN_r)t} = \frac{N_r}{1 - TN_r} \quad (1)$$

Nun kann mit dieser Formel die Totzeit bestimmt werden. Dazu werden zwei Radioaktive Praeparate benoetigt. Es wird dazu zuerst die Zaehlrates  $N_1$  des Messgeraets mit dem ersten Praeparat gemessen. Danach wird ein zweites Praeparat hinzugenommen ohne die Position des ersten Praeparates zu veraendern. Die Zaehlrates  $N_{1+2}$  wird gemessen. Daraufhin wird das erste Praeparat entfernt und die Messrate  $N_2$  gemessen.

Ohne Totzeit waere

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

Stattdessen laesst sich aber beobachten, dass  $N_{1+2} < N_1 + N_2$  ist. Gemaess 1 gilt fuer die von den Praeparaten emittierten und ins Zaehlrohr eingedrungenen Teilchen

$$\begin{aligned} N_{W_1} &= \frac{N_1}{1 - TN_1} \\ N_{W_2} &= \frac{N_2}{1 - TN_2} \\ N_{W_{1+2}} &= \frac{N_{1+2}}{1 - TN_{1+2}} \end{aligned}$$

Ausserdem ist  $N_{W_{1+2}} = N_{W_1} + N_{W_2}$ . Daraus erhaelt man dann

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

Da die Groessen  $N_1$ ,  $N_2$  und  $N_{1+2}$  bekannt sind kann aus 2 die Totzeit  $T$  bestimmt werden.  $T$  laesst sich naeherungsweise schreiben als

$$T \approx \frac{N_1 + N_2 - N_{1+2}}{2N_1N_2} \quad (3)$$

### 3.4 Messung der freigesetzten Ladungsmenge pro Teilchen

Wie in 4 kann mit einem empfindlichen Strommessgeraet der mittlere Strom des Zaehlrohrs gemessen werden.

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



Daraus laesst sich nun die pro eindringendes Teilchen freigesetzte Ladungsmenge bei bekannter Impulszahl pro Zeiteinheit berechnen. Es gilt der Zusammenhang

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

Dabei ist  $\Delta Q$  die pro Zeitintervall  $\Delta t$  transportierte Ladungsmenge, wenn  $Z$  die Anzahl der registrierten Teilchen ist.