VERSUCH 703

Das Geiger-Müller-Zählrohr

Annika Bennemann
annika.bennemann@tu-dortmund.de

Paulin Vehling
paulin.vehling@tu-dortmund.de

Durchführung: 28.06.2022 Abgabe: 05.07.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung

Ziel dieses Versuches ist Untersuchung der Funktionsweise sowie die charakteristichen Parameter eines Geiger-Müller-Zählrohrs bei der Detektion von ionisierender Strahlung.

2 Theorie

Im Folgendem wird der Grundlegende Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohrs erklärt und anschließend die physikalischen Abläufe im Inneren, sowie die Zählrohrcharakteristik.

2.1 Aufbau und Funktionsweise eines Geiger-Müller-Zählrohrs

Das Geiger-Müller-Zählrohr wird dazu verwendet um die Intensität der ionisierender Strahlung zu messen. Der Aufbau besteht aus einem Hohlzylinder, dessen Außenwand mit dem Radius r_A als Kathode dient, sowie einem Anodendraht mit dem Radius r_k in der Mitte. Das Innere des Hohlzylinders ist mit einem Gasgemisch gefüllt und unterliegt einem Unterdruck. Dies führt dazu, dass die dünnwandige Mylar-Folie am Eintritt des Zählrohrs nich innen wölbt. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 1 dargestellt.

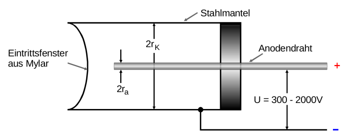


Abbildung 1: Schematische Aufbaue eines Geiger-Müller-Zählrohrs.[1]

Mit diesem Aufbau lässt sich die Teilchezahl pro Zeit- und Flächeneinheit bestimmen, woraus sich auch die Strahlungsintensität ergibt. Es wird eine Spannung zwischen Kathode und Anode angelegt, weshalb sich ein radialsymmetrisches elektrisches Feld innerhal des Messrohrs aufbaut, wobei die Feldstärke in Abhängigkeit vom Radius

$$E(r) = \frac{U}{r \ln(\frac{r_k}{r_a})}$$

entspricht. Trifft ein geladenes Teilchen auf das Zählrohrvolumen, so bewegt sich das Teilchen durch den Gasraum und ionisiert dabei weitere Teilchen, bis die eigene Energie aufgebraucht ist. Daraufhin finden verschieden Prozesse statt, die eine Abhängigkeit von der angelegten Beschleunigungsspannung besitzen. Der charakteristische Verlauf ist in Abbildung 2 gezeigt.

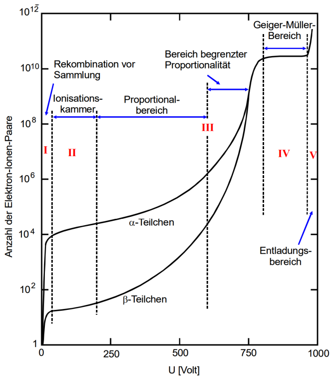


Abbildung 2: Arten der Prozesse in Abhängigkeit der angelegten Spannung und Anzahl der Elektron-Ionen-Paare.[1]

Daraus ergibt sich, dass in Bereich I nur ein kleiner Anteil der Elektronen den Draht erreicht, wobei alle weiteren durch vorherige Rekombinationsereignisse verloren gehen. Dieser Bereich wird Rekombination vor Sammlung genannt.

In dem nächsten Bereich II ist die Wahrscheinlichkeit für Rekombinationsprozesse geringer und nahezu alle erzeugten Elektronen erreichen den Draht. Dieser Bereich wird Ionisationskammer genannt, weil der Ionisationsstrom im Zählrohr proportional zur Energie wird.

In Bereich III erhalten die frei gewordenen Elektronen, aufgrund der erhöhten Beschleunigungsspannung, genug Energie, sodass sie ebenfalls Atome ionisieren. Diese Ionisierung wird als Stoßionisation bezeichnet und führt zu einem Lawineneffekt, dem Townsend-Lawine. Die Ladung der Teilchen ist so groß, dass sie am Zählrohrdraht messbar wird. Dieser Bereich wird als Proportionalbereich bezeichnet, weil die Ladung proportional zur Energie und zur Intensität ist.

In Bereich IV wird die Beschleunigungsspannung weiter erhöht und die Ladung wird unabhängig von der Primärionisation und dieser Bereich wird Auslösebereich oder Arbeitstbereich des Geiger-Müller-Zählrohrs genannt. Neben der Elektronlawine entstehen außerdem UV-Photonen bei der Anregung von Argon-Atomen. Diese können sich ausbreiten und die gesammelte Ladung am Zählrohrdraht ist nur noch von dem Volumen des Rohres und der Dosis der Betriebsspannung abhängig. Das Zählrohr kann nur noch zur Intensitätsmessung genutzt werden, weil keine Proportionalität zwischen Primärionisation und Beschleunigungsspannung existiert.

In Bereich V kommt es zu einer unkontrollierten Kettenreaktion von Nachladungen, welche zur Zerstörung des Zählrohrs führt.

2.2 Einfluss der positiv geladenen Ionen

Positiv geladenen Ionen besitzen eine höhere Masse und bewegen sich deutlich langsamer auf die Kathode zu. Dadurch entsteht ein positiver Ionenschlauch, der die Feldstärke um die in der Nähe der Anode herabsetzt, sodass keine Stoßionisation mehr möglich ist. Dies führt zu einer gewissen Totzeit des Zählrohrs, in der eintreffende Teilchen nicht registriert werden. Dieser Ionenschlauch wird über eine bestimmte Zeit neutralisiert, sodass nach der Totzeit T eine Erholungszeit T_E eintritt, in der die ausgehenden Impulse flacher sind. Die Verläufe sind in Abbildung 3 dargestellt.

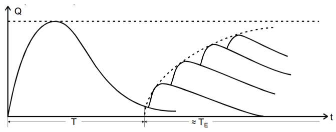


Abbildung 3: Charakteristische Verläufe der Totzeit und Erholungszeit des Zählrohrs.[1]

Ionen, die auf den Zählrohrmantel auftreffen, können Elektronen auslösen, weil die Energie, die durch die Neutralisation frei wird, ausreicht um die Austrittsarbeit für Sekundärelektronen zu lösen. Diese Bewegen sich auch zu der Anode und fühern zu einer Nachentladung, sodass durch ein eintreffendes Teilchen zwei oder mehr Ausgangsimpulse entstehen. Die Zeitdifferenz zum Ersteimpuls ist größer als die Totzeit, weswegen die Nachentladungen als reguläre Impulse aufgezeichnet werden. Um diese Messunsichert heit auszugleichen, ist in den Zählrohrvolumen neben dem Edelgas auch Alkoholdampf. Dies führt dazu, dass Edelgasionen vor dem Eintreffen an der Kathode mit den Alkoholmolekülen zusammen stoßen und diese werden zu Schwingungen angeregt, aufgrund der niedrigen Ionisationsenergie. Durch den Zusammenstoß bleiben die Edelgasatome am Ort des Zusammenstoß und nur die Alkoholmoleküle wandern zur Kathode und werden dort neutralisiert. Aufgrund der bereits in Schwingungen umgesetzten Energie reicht die Energie nicht aus weitere Elektronen auszulösen. Es wird somit nur ein Impuls ausgelöst, wenn tatsächlich ein ionisierendes Teilchen in das Zählrohr fällt. Dies entspricht nur dem Idealfall.

2.3 Charakteristik des Zählrohrs

Im Folgenden wird der Arbeitstbereich (Bereich IV in Abbildung 2) und seine unmittelbare Umgebung genauer betrachtet. Abbildung 4 zeigt, dass beim Auftragen der Teilchenzahl N gegen die angelegte Spannung U sich die Charakteristik des Zählrohrs ergibt.

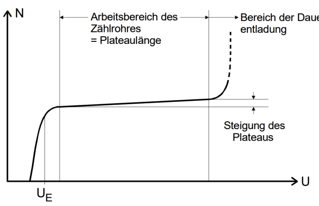


Abbildung 4: Charakteristisches Plateau eines Zählrohrs.[1]

Dabei ist der Startpunkt des Auslösebereichs U_E, welcher aus einem linearen Teil, dem Plateau besteht. Unter idealen Bedingungen besitzt das Plateau keine Steigung, jedoch gibt es immer eine Nachentladung und somit eine Steigung. Je niedriger die Steigung, desto hochqualitativer ist das Zählrohr. Am Ende des Plateaus kommt es zu einer selbständigen Gasentladung, einer Kettenreaktion, die nicht zu kontrollieren is. Dieser Bereich der Beschleunigungsspannung sollte nicht erreicht werden, um die Zerstörung des Zählrohrs zu verhindern.

2.4 Ansprechvermögen des Zählrohrs

Das Ansprechvermögen ist die Wahrscheinlichkeit mit der ein einfallendes Teilchen einen Ausgangsimpuls auslöst. Die α- und β-Strahlung besitzen ein Ansprechvermögen von 100 %. Die Öffung wird mit einer dünnen Mylar-Folie ausgestattet, damit diese in das Zählrohrvolumen eindringen können. Diese Folie aus Atomen geringer Ordnungszahl, durch das selbst α-Teilchen dringen können. Photonen, also γ-Strahlung, können mit diesem Versuchsaufbau nicht detektiert werden. Diese besitzen ein Ansprechvermögen von 1 %. Um das Prinzip des Geiger-Müller-Zählrohrs trotzdem verwenden zu können, muss ein schweres Edelgas wie Xenon als Füllgas verwendet werden.

3 Durchführung

Um Messungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr durchzuführen wird der Versuch wie in Abbildung 5 aufgebaut.

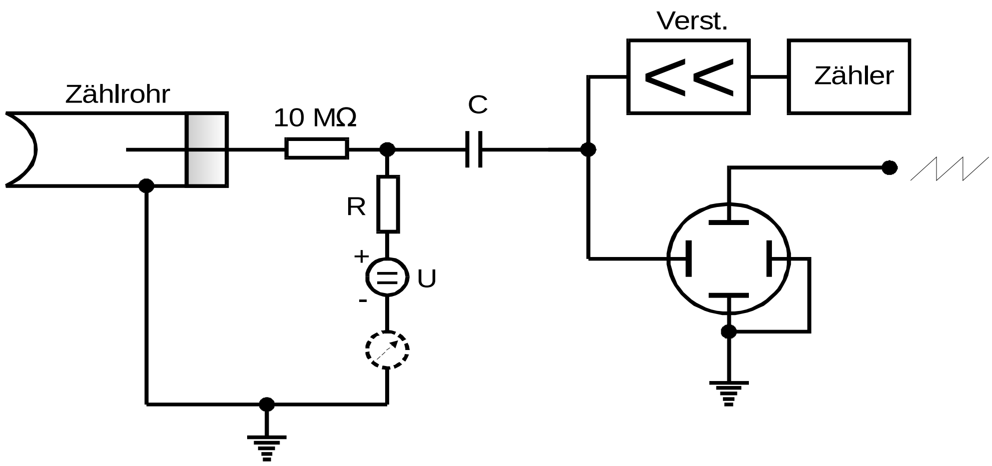


Abbildung 5: Schaltkreis des Versuchs.[1]

Die Funktion des Geiger-Müller-Zählrohrs wird in Abschnitt 2 bereits erläutert. Das Geiger-Müller-Zählrohr ist an eine Spannungsquelle angeschlossen. Zudem kann über ein Amperemessgerät am Zählrohr der Zählrohrstrom I abgelesen werden. Außerdem ist es über einen Verstärker an einen Zähler gekoppelt.

3.1 Charakteristik des Zählrohrs

Um die Charakteristik des Zählrohrs aufzunehmen wird vor das Zählrohrfenster eine β-Quelle positioniert. In Abhängigkeit von der Spannung wird die Zählrate gemessen. Die Messung der Zählrate wird für Spannungen im Abstand von 10 V in einem Bereich von 320 V bis 700 V für jeweils $t = 60\,\mathrm{s}$ durchgeführt, damit die Standardabweichung der Poissonverteilung unter 1 % bleibt.
Zudem wird für die spätere Bestimmung der freigesetzten Ladungen pro Teilchen der Zählrohrstrom aufgenommen. Damit Dauerentladungen verhindert werden, die das Zählrohr zerstören können, wird die Spannung nicht über 700 V erhöht.

3.2 Totzeit des Zählrohrs

Die Totzeit des Zählrohrs kann mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt werden.
Zunächst wird der Ausgang des Zählrohrs an das Oszilloskop angeschlossen. Auf dem Bildschirm ist dann eine Kurve zu sehen, woraus die Totzeit mithilfe der Skala abgelesen wird.
Zudem wird die Totzeit mit der Zwei-Quellen-Methode bestimmt. Hierfür wird zuerst die Zählrate N_1 des einen Präparats gemessen. Dann wird eine zweite Quelle hinzugefügt und die Zählrate N_{12} wird bestimmt. Zuletzt wird noch der Wert für N_2 gemessen und die Totzeit errechnet.

4 Auswertung

4.1 Charakteristik des Zählrohrs

Die Messung wird nach Unterabschnitt 3.1 durchgeführt. Die Messwerte zu Spannung, Stromstärke und die Zählrate, sowie der Fehler der Zählrate werden in Tabelle 1 aufgetragen. N ist hierbei schon umgerechnet in Impulse pro Sekunde und der Fehler wird aufgrund der Poissonverteilung nach der Formel

$$\Delta N = \sqrt{N}$$

bestimmt.

Tabelle 1: Messwerte zur Bestimmung der Charakteristik des Zählrohrs.

U / V	I / µA	N / $\frac{Impulse}{\text{s}}$
320	0,2	$106{,}08 \pm 10{,}30$
330	0,2	$109{,}25 \pm 10{,}45$
340	0,2	$109{,}52 \pm 10{,}47$
350	0,2	$110{,}15 \pm 10{,}50$
360	0,2	$111{,}33 \pm 10{,}55$
370	0,2	$113{,}85 \pm 10{,}67$
380	0,2	$111{,}55 \pm 10{,}56$
390	0,2	$112{,}40 \pm 10{,}60$
400	0,2	$114{,}37 \pm 10{,}69$
410	0,2	$111{,}65 \pm 10{,}57$
420	0,2	$113{,}35 \pm 10{,}65$
430	0,3	$112{,}92 \pm 10{,}63$
440	0,3	$113{,}75 \pm 10{,}67$
450	0,3	$111{,}25 \pm 10{,}55$
460	0,4	$113{,}18 \pm 10{,}64$
470	0,4	$110{,}13 \pm 10{,}49$
480	0,4	$115{,}18 \pm 10{,}73$
490	0,4	$114{,}25 \pm 10{,}69$
500	0,4	$115{,}50 \pm 10{,}75$
510	0,4	$113{,}17 \pm 10{,}64$
520	0,4	$112{,}77 \pm 10{,}62$
530	0,5	$114{,}62 \pm 10{,}71$
540	0,5	$113{,}18 \pm 10{,}64$
550	0,5	$114{,}90 \pm 10{,}72$
560	0,5	$114{,}75 \pm 10{,}71$
570	0,6	$115{,}30 \pm 10{,}74$
580	0,6	$115{,}40 \pm 10{,}74$
590	0,6	$112{,}48 \pm 10{,}61$
600	0,6	$117{,}58 \pm 10{,}84$
610	0,6	$116{,}65 \pm 10{,}80$
620	0,7	$116{,}95 \pm 10{,}81$
630	0,7	$118{,}35 \pm 10{,}88$
640	0,7	$116{,}77 \pm 10{,}81$
650	0,7	$116{,}97 \pm 10{,}81$
660	0,6	$116{,}48 \pm 10{,}79$
670	0,7	$115{,}98 \pm 10{,}77$
680	0,7	$117{,}95 \pm 10{,}86$
690	0,8	$119{,}42 \pm 10{,}93$
700	0,8	$120{,}02 \pm 10{,}96$

Aus den Messwerten wird die Zählrohrcharakteristik graphisch in Abbildung 6 dargestellt, also die Zählrate N gegenüber der Spannung aufgetragen. Um den Plateauanstieg zu bestimmen wird zudem mithilfe der Pythonmodule Matplotlib[2], Scipy[3], Uncertainties[4] und Numpy[5] eine Ausgleichsgerade nach $N = aU + b$ bestimmt.

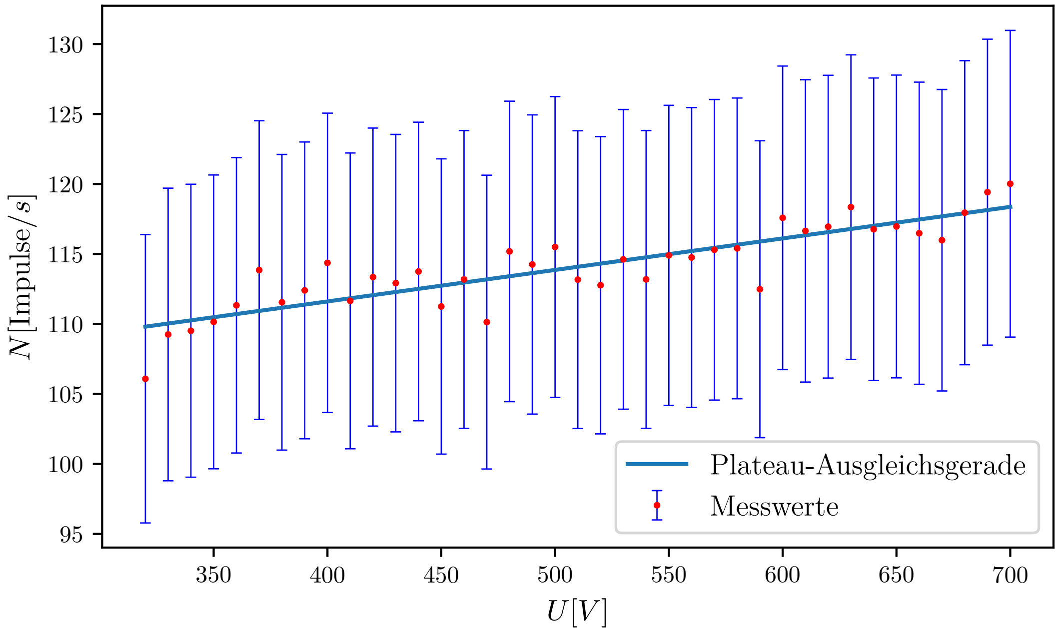


Abbildung 6: Graphische Darstellung der Zählrohrcharakteristik mit Messwerten aus Tabelle 1.

Die Parameter der linearen Regression betragen

$$a = (0.0225 \pm 0.0022)\frac{1}{\mathrm{V}}$$
$$b = (102.60 \pm 1.13)\frac{1}{\mathrm{s}}$$

Die Plateaulänge liegt bei 380V und der relative Plateauanstieg wird zu

$$\begin{aligned} a_{\mathrm{rel}} &= \left(\frac{N(U = 700\,\mathrm{V})}{N(U = 320\,\mathrm{V})} - 1\right) \cdot \frac{100\,\mathrm{V}}{(700 - 320)\,\mathrm{V}} \cdot 100 \\ &= (3.46 \pm 3.97)\%/100\mathrm{V} \end{aligned}$$

bestimmt.

4.2 Totzeit des Zählrohrs

Wie in Unterabschnitt 3.2 beschrieben, wird die Totzeit des Zählrohrs auf zwei verschiedene Arten bestimmt.

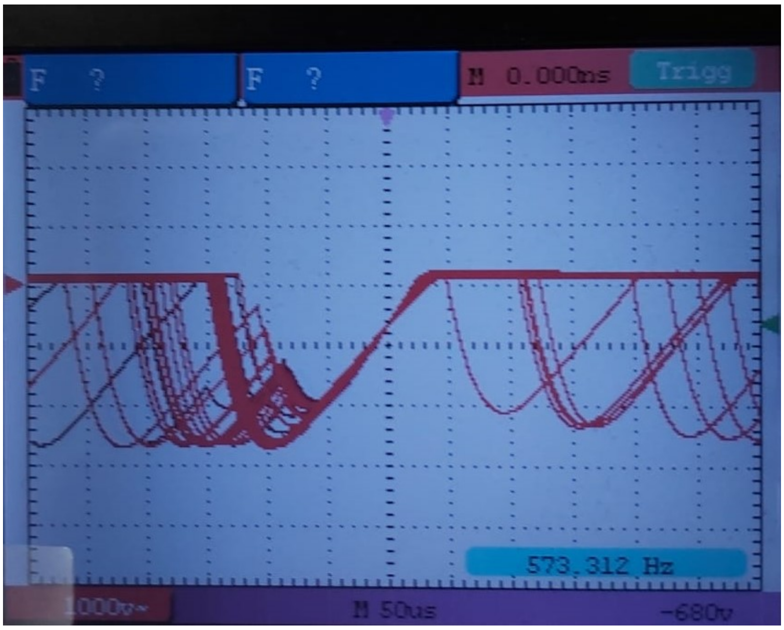


Abbildung 7: Bildschirmfotos des Oszilloskops zur Abschätzung der Totzeit.

Aus Abbildung 7 wird die Totzeit

$$T = 125\mu\text{s}$$

abgelesen.
Die Messwerte der Zwei-Quellen-Methode betragen bei einer Messdauer von $t = 120\text{s}$

$$N_1 = 87579/120\frac{1}{\text{s}}$$
$$N_2 = 126615/120\frac{1}{\text{s}}$$
$$N_{12} = 199854/120\frac{1}{\text{s}}$$

Die Totzeit wird mithilfe von

$$T = \frac{N_1 + N_2 - N_{12}}{2 \cdot N_1 \cdot N_2}$$

zu

$$T_2 = (78 \pm 36)\mu\text{s}$$

bestimmt.

4.3 Freigesetzte Ladungen

Aus den Messwerten kann zusätzlich mithilfe von

$$Z = \frac{I}{N * e}$$

die Zahl der freigesetzten Ladungen pro detektiertem Teilchen bestimmt werden. Z ist dabei als Anzahl der Vielfachen der Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19}\mathrm{C}$ angegeben. Die berechneten Werte sind in Tabelle 2 eingetragen.

Tabelle 2: Messwerte des Zählrohrs und berechnete Ladung pro einfallendes Teilchen.

U / V	I / µA	N / $\frac{Impulse}{\mathrm{s}}$	Z / 10^{10}
320	0,2	$106{,}08 \pm 10{,}30$	$1{,}18 \pm 0{,}11$
330	0,2	$109{,}25 \pm 10{,}45$	$1{,}14 \pm 0{,}11$
340	0,2	$109{,}52 \pm 10{,}47$	$1{,}14 \pm 0{,}11$
350	0,2	$110{,}15 \pm 10{,}50$	$1{,}13 \pm 0{,}11$
360	0,2	$111{,}33 \pm 10{,}55$	$1{,}12 \pm 0{,}11$
370	0,2	$113{,}85 \pm 10{,}67$	$1{,}10 \pm 0{,}10$
380	0,2	$111{,}55 \pm 10{,}56$	$1{,}12 \pm 0{,}11$
390	0,2	$112{,}40 \pm 10{,}60$	$1{,}11 \pm 0{,}10$
400	0,2	$114{,}37 \pm 10{,}69$	$1{,}09 \pm 0{,}10$
410	0,2	$111{,}65 \pm 10{,}57$	$1{,}12 \pm 0{,}11$
420	0,2	$113{,}35 \pm 10{,}65$	$1{,}10 \pm 0{,}10$
430	0,3	$112{,}92 \pm 10{,}63$	$1{,}66 \pm 0{,}16$
440	0,3	$113{,}75 \pm 10{,}67$	$1{,}65 \pm 0{,}15$
450	0,3	$111{,}25 \pm 10{,}55$	$1{,}68 \pm 0{,}16$
460	0,4	$113{,}18 \pm 10{,}64$	$2{,}21 \pm 0{,}21$
470	0,4	$110{,}13 \pm 10{,}49$	$2{,}27 \pm 0{,}22$
480	0,4	$115{,}18 \pm 10{,}73$	$2{,}17 \pm 0{,}20$
490	0,4	$114{,}25 \pm 10{,}69$	$2{,}19 \pm 0{,}20$
500	0,4	$115{,}50 \pm 10{,}75$	$2{,}16 \pm 0{,}20$
510	0,4	$113{,}17 \pm 10{,}64$	$2{,}21 \pm 0{,}21$
520	0,4	$112{,}77 \pm 10{,}62$	$2{,}21 \pm 0{,}21$
530	0,5	$114{,}62 \pm 10{,}71$	$2{,}72 \pm 0{,}25$
540	0,5	$113{,}18 \pm 10{,}64$	$2{,}76 \pm 0{,}26$
550	0,5	$114{,}90 \pm 10{,}72$	$2{,}72 \pm 0{,}25$
560	0,5	$114{,}75 \pm 10{,}71$	$2{,}72 \pm 0{,}25$
570	0,6	$115{,}30 \pm 10{,}74$	$3{,}25 \pm 0{,}30$
580	0,6	$115{,}40 \pm 10{,}74$	$3{,}25 \pm 0{,}30$
590	0,6	$112{,}48 \pm 10{,}61$	$3{,}33 \pm 0{,}31$
600	0,6	$117{,}58 \pm 10{,}84$	$3{,}19 \pm 0{,}30$
610	0,6	$116{,}65 \pm 10{,}80$	$3{,}21 \pm 0{,}30$
620	0,7	$116{,}95 \pm 10{,}81$	$3{,}74 \pm 0{,}35$
630	0,7	$118{,}35 \pm 10{,}88$	$3{,}69 \pm 0{,}34$
640	0,7	$116{,}77 \pm 10{,}81$	$3{,}74 \pm 0{,}35$
650	0,7	$116{,}97 \pm 10{,}81$	$3{,}74 \pm 0{,}35$
660	0,6	$116{,}48 \pm 10{,}79$	$3{,}22 \pm 0{,}30$
670	0,7	$115{,}98 \pm 10{,}77$	$3{,}77 \pm 0{,}35$
680	0,7	$117{,}95 \pm 10{,}86$	$3{,}70 \pm 0{,}34$
690	0,8	$119{,}42 \pm 10{,}93$	$4{,}18 \pm 0{,}38$
700	0,8	$120{,}02 \pm 10{,}96$	$4{,}16 \pm 0{,}38$

In Abbildung 8 wird Z gegenüber der anliegenden Spannung aufgetragen.

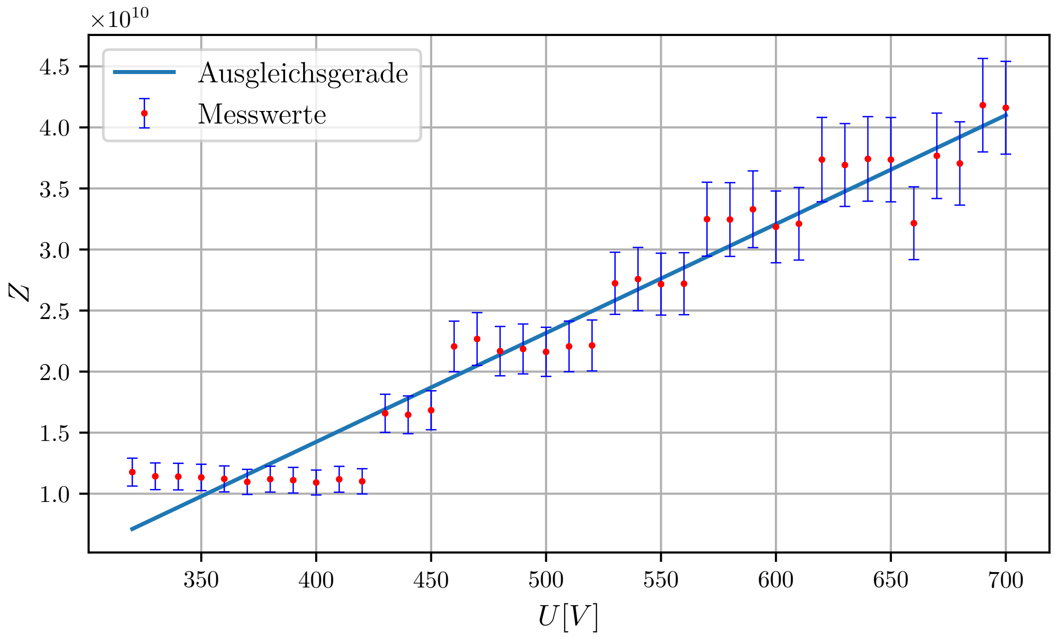


Abbildung 8: Freigesetzte Ladungen pro Teilchen gegenüber der anliegenden Spannung.

5 Diskussion

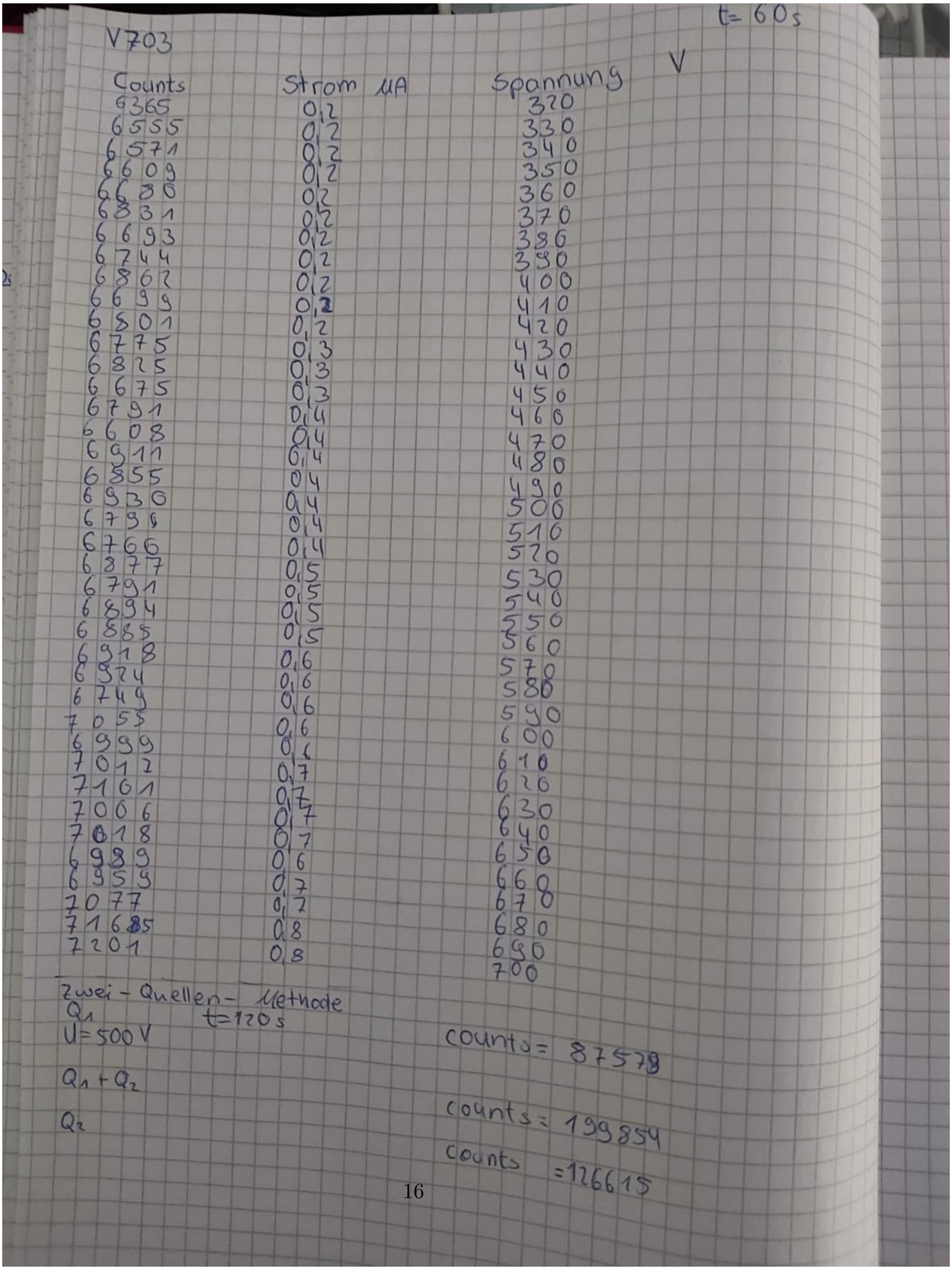
Die in Abbildung 6 dargestellte Charakteristik zeigt nicht ganz das zu erwartende Bild. Es gibt keinen Anstieg vor oder nach dem Plateau. Dies kann am Abstand der Quelle zum Zählrohr liegen. Die Steigung des Plateaus von $a_{\text{rel}} = (3.46 \pm 3.97)\%/100\text{V}$ entspricht jedoch der zu erwartenden Größenordnung. Die Fehler der einzelnen Werte sind aufgrund der Poissonverteilung relativ hoch, das Zählrohr scheint daher geeignet für eine Messung der Intensität von hochenergetischer Strahlung zu sein, aber die Präzision ist nicht sehr hoch.
Die bestimmten Totzeiten

$$T = 125\,\mu\text{s}$$
$$T_2 = (78 \pm 36)\,\mu\text{s}$$

weichen um $(60.26 \pm 73.96)\%$ voneinander ab. Gründe dafür sind eine sehr schlechte Ablesbarkeit beim Oszilloskop und die hohen Fehler der Zählraten bei der Zwei-Quellen-Methode. Durch eine digitale Anzeige oder bessere Skalierung könnte die Genauigkeit der mithilfe des Oszilloskop bestimmten Totzeit verbessert werden.
Die Anzahlen der freigesetzten Ladungen pro einfallendem Teilchen sind deutlich höher als die Zählrate, was zeigt, dass ein einfallendes Teilchen tatsächlich viele Townsend-Lawinen

auslöst. Außerdem scheint der Zusammenhang zwischen der angelegten Spannung und der Anzahl der freigesetzen Ladungen linear steigend zu sein.

6 Anhang



V703 t= 60s

Counts	Strom µA	Spannung V
6365	0,2	320
6555	0,2	330
6571	0,2	340
6609	0,2	350
6680	0,2	360
6831	0,2	370
6693	0,2	380
6744	0,2	390
6862	0,2	400
6699	0,2	410
6801	0,2	420
6775	0,3	430
6825	0,3	440
6675	0,3	450
6791	0,4	460
6608	0,4	470
6911	0,4	480
6855	0,4	490
6930	0,4	500
6796	0,4	510
6766	0,4	520
6877	0,5	530
6791	0,5	540
6894	0,5	550
6885	0,5	560
6918	0,6	570
6924	0,6	580
6749	0,6	590
7055	0,6	600
6999	0,6	610
7012	0,7	620
7101	0,7	630
7006	0,7	640
7018	0,7	650
6989	0,6	660
6959	0,7	670
7077	0,7	680
71685	0,8	690
7201	0,8	700

Zwei-Quellen-Methode t=120s

Q_1 U=500V counts= 87578

Q_1+Q_2 counts= 199854

Q_2 counts =126615

Abbildung 9: Messwerte zum Versuch.

Literatur

[1] *Versuchsanleitung zu Versuch Nr. 703 Das Geiger-Müller-Zählrohr*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2022.

[2] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: http://matplotlib.org/.

[3] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: http://www.scipy.org/.

[4] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: http://pythonhosted.org/uncertainties/.

[5] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: http://www.numpy.org/.