

V 703

Das Geiger-Müller-Zählrohr

Felix Symma

felix.symma@tu-dortmund.de

Joel Koch

joel.koch@tu-dortmund.de

Durchführung: 31.05.2022

Abgabe: 07.06.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Teilbereiche eines Zählrohres	4
2.2 Einfluss der positiven Ionen auf die Verlaufskurve	5
2.3 Charakteristik des Zählrohres	6
2.4 Ansprechvermögen des Zählrohres	7
3 Durchführung	8
4 Auswertung	9
4.1 Zählrohr-Charakteristik	9
4.2 Totzeit	11
4.3 Freigesetzte Ladung pro Teilchen	13
5 Diskussion	14
Literatur	15
Anhang	16

1 Zielsetzung

Das Geiger-Müller-Zählrohr ist ein in der Kernphysik zur Messung ionisierender Strahlung verwendetes Messgerät. Im folgenden Versuch sollen Aufbau und Wirkungsweise verstanden und Charakteristika des Zählrohres untersucht werden.

2 Theorie

Bevor das Geiger-Müller-Zählrohr beschrieben und erläutert wird, wird zunächst auf ionisierende Strahlung eingegangen. Als ionisierende Strahlung wird sowohl Teilchen-, als auch elektromagnetische Strahlung bezeichnet, die aus anderen Atomen und Molekülen Elektronen herauslösen können. In dem folgenden Versuch wird ionisierende β -Strahlung betrachtet, die von Thallium emittiert wird. Ionisierende Strahlung kann für den menschlichen Körper gesundheitliche Schäden verursachen, weshalb es wichtig ist die drei A-Regeln zu beachten, um das Risiko so gut wie möglich zu verringern. Die drei A-Regeln lauten wie folgt,

1. Abstand zum strahlenden Stoff vergrößern.
2. Aussetzungszeit, also die Kontaktzeit zum Stoff, verringern.
3. Abschirmen, sodass die Strahlung möglichst viel Materie durchdringen muss, um sie weitestgehend abzuschwächen.

Ein Geiger-Müller-Zählrohr besteht aus einem Kathodenzyylinder mit dem Radius r_K mit einem darin axial verlaufenden Anodendraht mit dem Radius r_A . Wenn eine äußere Spannung angelegt wird, so entsteht ein radialsymmetrisches Feld zwischen der Kathode und der Anode. Das Feld hat die Feldstärke

$$E(r) = \frac{U}{\rho \ln(r_K/r_A)}, \quad (1)$$

wobei ρ der Abstand von der Zählrohrachse ist. Die Beschleunigung, die ein Teilchen in dem Radialfeld erfährt ist beliebig groß, wenn r_A beliebig klein gewählt wird.

Die Zylinderkathode ist mit einem Gas, wie zum Beispiel 100 mbar Argon und 10 mbar Ethylalkohol, gefüllt. Dringt ein geladenes Teilchen in das Zählrohrvolumen ein, so bewegt es sich solange durch den Gasraum, bis die Energie des Teilchens vollständig durch Ionisationsakte aufgebraucht wird. Die Anzahl der in diesem Prozess entstehenden Elektronen ist dabei proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. In Abbildung 1 ist der schematische Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohres abgebildet.

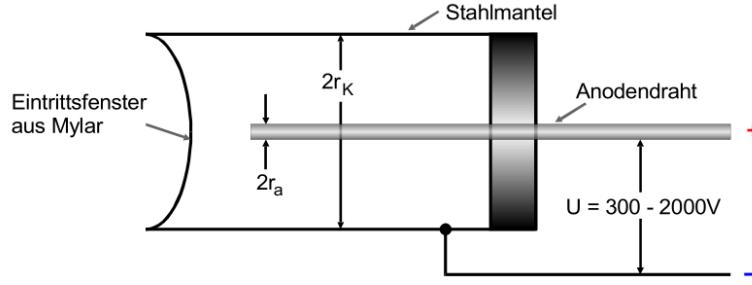


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Geiger-Müller-Zählrohres [1].

2.1 Teilbereiche eines Zählrohrs

Die im Zählrohr ablaufenden Vorgänge sind stark abhängig von der im Zylindermantel angelegten Spannung. Eine Darstellung der Anzahl der emittierten Elektronen ist in Abbildung 2 gegenüber der angelegten Spannung in einem Proportionalzählrohr abgebildet. Es werden fünf verschiedene Teilbereiche unterschieden, die im folgenden näher erläutert werden sollen.

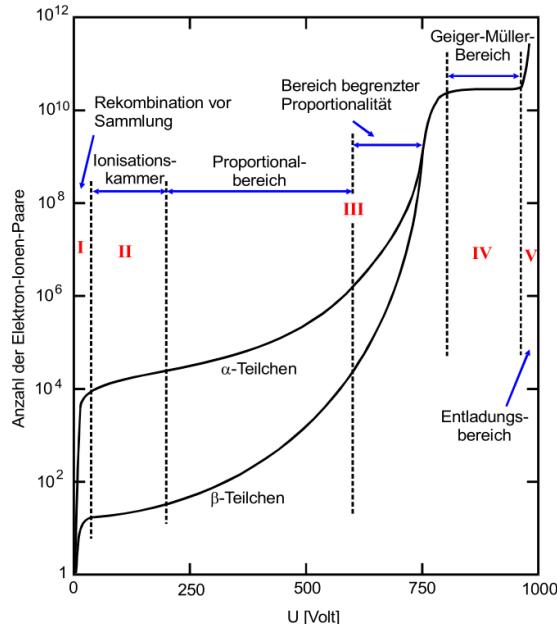


Abbildung 2: Anzahl der erzeugten Elektronen in Abhängigkeit der angelegten Spannung U [1].

Der erste Teilbereich ist der Bereich, in dem nur ein Teil der erzeugten Elektronen den Draht erreicht, da eine zu kleine Spannung U angelegt ist und der Rest durch Rekombination verloren geht (Bereich I).

Die Rekombinationswahrscheinlichkeit sinkt bei einer höheren Betriebsspannung U , denn es erreichen fast alle Elektronen den Anodendraht. Der kontinuierlich fließende Ioni-

sationsstrom ist in diesem Bereich proportional zur Energie und zu der Intensität der einfallenden Strahlung. Ein Gerät, das unter ebendiesen Bedingungen arbeitet, stellt eine Vorstufe zu einem Zählrohr dar und wird Ionisationskammer genannt. Weil die Ionisationsströme nur sehr gering sind, kann so ein Gerät nur bei hohen Strahlungsintensitäten eingesetzt werden (Bereich II).

Wird die Feldstärke weiter erhöht, so erreicht sie in Drahtnähe so hohe Werte, dass die emittierten Elektronen zwischen den Zusammenstößen mit den Argon-Atomen so viel Energie besitzen, um selber Ionisation zu erzeugen. Dieser Vorgang wird Stoßionisation genannt. Durch die von den Elektronen hervorgerufene Ionisation werden weitere Elektronen emittiert und es kommt zu einem lawinenartigen Anstieg ihrer Anzahl, was als Townsend-Lawine bezeichnet wird. Die pro einfallendes Teilchen am Zählrohrdraht gesammelte Ladung Q ist in diesem Teilbereich so groß, dass sie als Ladungsimpuls gemessen werden kann. Dieser Ladungsimpuls kann, aufgrund der weiterhin vorliegenden Proportionalität zwischen Ladung und Energie, als Maß für die Teilchenenergie genommen werden. Es ist in diesem Strahlungsbereich also möglich neben der Strahlungsintensität auch die Teilchenenergie zu messen. Die in diesem Teilbereich arbeitenden Zählrohre werden deshalb als Proportionalzählrohre bezeichnet (Bereich III).

Wird die Betriebsspannung U weiter erhöht, so wird die Ladung Q unabhängig von der Primärionisation. Deshalb wird dieser Bereich auch Auslösebereich genannt. In diesem Bereich arbeitet das Geiger-Müller-Zählrohr. Die Entladung beschränkt sich hier nicht nur auf lokalisierte Elektronenlawinen, die sich nur in Feldrichtung ausbreiten, sondern breiten sich auch längs des gesamten Zählrohrdrahtes aus. Denn in der primären Elektronenlawine entstehen UV-Photonen durch die Anregung der Argon-Atome durch Elektronenstöße. Diese UV-Photonen wiederum erzeugen durch Ionisation weitere freie Elektronen. Weil Photonen aber elektrisch neutral geladen sind, können sie sich auch senkrecht zum elektrischen Feld ausbreiten und erzeugen deshalb im gesamten Zylinder neue Elektronenlawinen. Die am Zählrohr gesammelte Ladung hängt nur noch vom Volumen des Zählrohrs und der Höhe der Betriebsspannung ab, weshalb das Zählrohr nur noch zur Intensitätsmessung benutzt werden kann. Der Auslösebereich beginnt in Abbildung 2 dort an, wo die α - und β -Kurven ineinander übergehen. Dort ist der Ladungsimpuls am Ausgang des Zählrohrs unabhängig vom Ionisationsvermögen der einfallenden Strahlung (Bereich IV).

2.2 Einfluss der positiven Ionen auf die Verlaufskurve

Die beim Entladevorgang entstehenden Elektronen bewegen sich relativ schnell zum Draht. Die positiv geladenen Ionen halten sich allerdings länger im Gasraum auf, weil sie eine wesentlich größere Masse besitzen. Sie bauen, wegen ihrer elektrischen Ladung, vorübergehend eine radialsymmetrische, positive Raumladung, den Ionenschlauch, auf. Das setzt die Feldstärke des Drahtes für eine gewisse Zeit herab und es findet praktisch keine Stoßionisation mehr statt. Während dieser Zeit werden keine eintreffenden Teilchen vom Zählrohr detektiert, weshalb man diesen Zeitraum auch als Totzeit T bezeichnet. Nachdem die positiven Ladungen abgewandert sind erreichen die abgegebenen Ladungsimpulse aber erst ihr ursprüngliches Maximum, wenn die positiven Ionen vollständig

neutralisiert sind. Deshalb folgt auf die Totzeit T eine weitere Zeit, in dem die Ausgangsimpulse eine geringere Höhe haben, die Erholzeit T_E . Eine schematische Darstellung der Tot- und Erholzeiten sind in Abbildung 3 dargestellt.

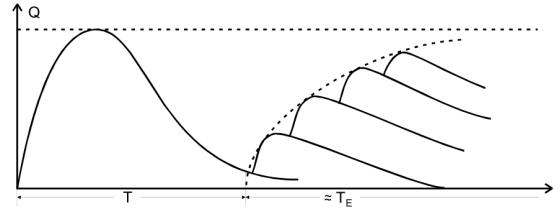


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Tot- und Erholzeiten [1].

Treffen Ionen auf dem Zählrohrmantel auf, so können sie Elektronen aus der Metalloberfläche herauslösen, weil die bei der Neutralisation freigesetzte Energie groß genug ist, um die Austrittsarbeit für Elektronen zu überwinden. Elektronen, die aus der Metalloberfläche gelöst werden, werden Sekundärelektronen genannt. Sie durchlaufen das gesamte Zählrohrpotential und können deshalb erneute Zählrohrentladungen entzünden. Nach dem Durchgang eines einzelnen Teilchens durch das Gasvolumen, entstehen also mehrere, zeitlich versetzte Ausgangsimpulse, die als Nachentladungen bezeichnet werden. Ihr zeitlicher Ablauf T_L ist größer, als die Totzeit T und ist deshalb höchst unerwünscht. Um die Nachentladungen möglichst gering zu halten, wird zum Zählrohrgas zusätzlich ein Anteil von Alkoholdämpfen hinzugefügt. Die Argonionen stoßen mit den Alkoholmolekülen zusammen und werden aufgrund einer geringeren Ionisierungsenergie ionisiert und wandern zur Kathode, wo sie neutralisiert werden. Die Energie, die dabei freigesetzt wird, reicht nicht mehr für die Emission von Elektronen aus und wird zur Anregung von Schwingungen der Alkoholmoleküle verwendet. Das Zählrohr wird somit nur noch durch neu einfallende Teilchen ausgelöst.

Ein Ausdruck für die Totzeit ist nährungswise gegeben als

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

wobei N_1 , N_2 und N_{1+2} die Zählraten mit dem ersten, dem zweiten und beiden Präparaten sind.

Die Ladungsmenge ΔQ , die pro einfallendem Teilchen freigesetzt wird, ist durch

$$\Delta Q = I \frac{\Delta t}{N} \quad (3)$$

gegeben. Hierbei ist N erneut die Zährlrate, I der Zählrohrström und Δt die Zeit.

2.3 Charakteristik des Zählrohres

Wird die Anzahl der im Geiger-Müller-Zählrohr eintreffenden Teilchen N bei einer konstanten Strahlungsintensität gegen die angelegte Betriebsspannung U angelegt, so erfolgt die in Abbildung 4 abgebildete schematische Darstellung.

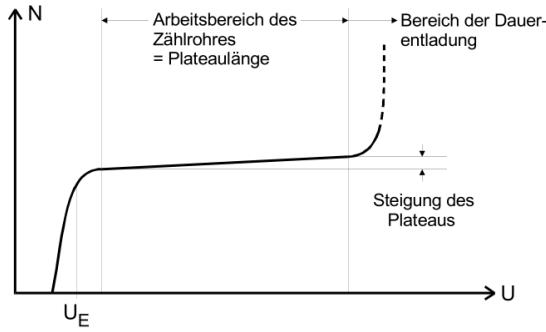


Abbildung 4: Schematische Darstellung der Zählrohrcharakteristik bei konstanter Strahlungsintensität [1].

Ungefähr ab der Spannung U_E fängt der Auslösbereich des Zählrohrs an. Bei höherer Betriebsspannung setzt ein linearer Teil ein, der Plateau genannt wird. Bei einem idealen Zählrohr wäre die Plateausteigung null, in der Praxis ist aber immer eine geringe Spannung zu erkennen. Das liegt vor allem daran, dass einige Nachladungen, trotz des Zusatzes der Alkoholanteile, noch entstehen. Das Plateau ist ein Indikator für die Qualität des Zählrohrs, denn je geringer die Steigung und je länger das Plateau, desto höher ist die Qualität des Zählrohrs. Das Ende des Plateaus geht in den Bereich der selbstständigen Ladung über, in der im Zählrohr durch ein einzelnes Teilchen eine Dauerentladung entsteht. Das Zählrohr kann in diesem Bereich aufgrund der hohen Spannungsanstiegen schnell zerstört werden. Der besprochene Bereich ist in Abbildung 2 in Abschnitt V eingetragen.

2.4 Ansprechvermögen des Zählrohres

Als Ansprechvermögen des Zählrohrs wird die Wahrscheinlichkeit bezeichnet ein einfalldendes Teilchen im Zählrohr nachzuweisen. Bei α - und β -Strahlung liegt das Ansprechvermögen, wegen ihres hohen Ionisationsvermögen, bei nahezu 100%. Wegen der hohen Wechselwirkung mit Materie wird diese Art von Strahlung im Zählrohrmantel vollständig absorbiert. Es muss aber garantiert werden, dass die Strahlung überhaupt erst in das Zählrohr gelangt. Dazu werden Endfensterzählrohre, deren Stirnseite aus einem Material mit niedriger Ordnungszahl besteht, verbaut. Diese auch als Mylar-Folie bezeichnete Öffnung ermöglicht es, dass selbst α -Teilchen hindurchgehen und somit in das Zählrohr eindringen können. Durch den Unterdruck im Zählrohr ist die Folie nach innen gekrümmt. Das Ansprechvermögen für Photonen ist wegen der geringen Wechselwirkung eher gering und liegt bei hochenergetischer Photonenstrahlung bei ungefähr 1%. Geiger-Müller-Zählrohre eignen sich also nur bei hochenergetischer γ -Strahlung. Allerdings auch bei niederenergetischen Röntgenstrahlen, die vor allem mit schweren Füllgaselementen wie Xenon gut messbar sind.

3 Durchführung

Der Versuch wird nach Abbildung 5 aufgebaut. Eine Darstellung, wie der Aufbau in dem von uns durchgeföhrten Versuch aussah, ist in den Abbildungen 6 und 7 zu sehen.

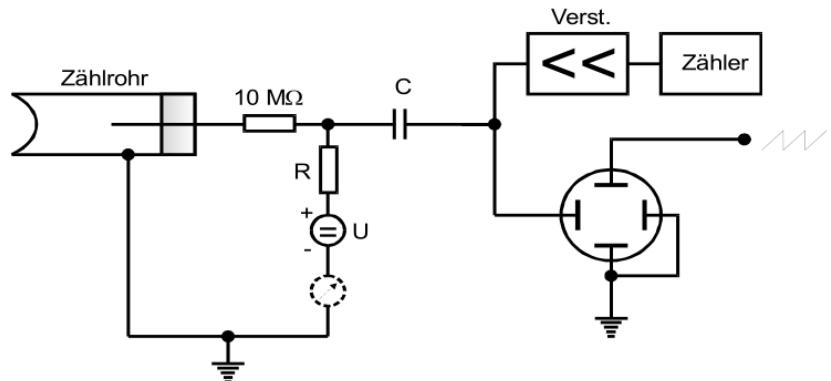


Abbildung 5: Schaltplan des Versuchsaufbaus [1].

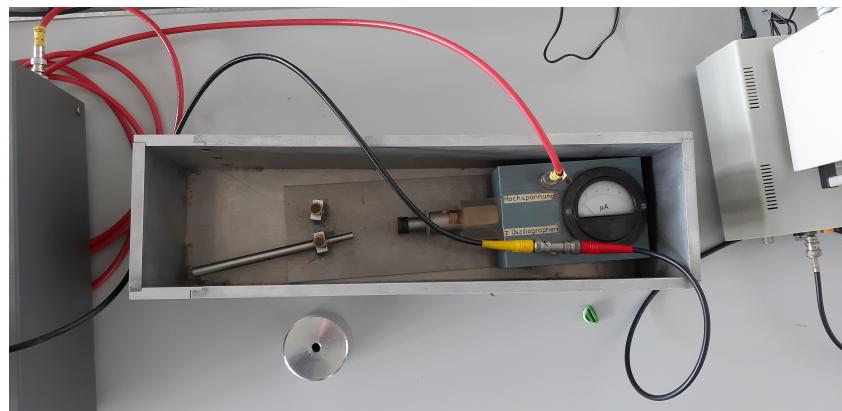


Abbildung 6: Aufbau des Versuches.



Abbildung 7: Aufbau der Messapparatur.

Im ersten Schritt wird ein β -Strahler vor das Fenster des Zählrohres positioniert. Es wird die Anzahl der in 120 s eindringenden Elektronen in Abhängigkeit der Betriebsspannung U in einem Bereich von 300 V bis 700 V gemessen. Dabei ist mit besonderer Vorsicht darauf zu achten, dass die Betriebsspannung die 700 V nicht übersteigt, da sonst der Bereich der selbstständigen Gasentladung erreicht wird und das Zählrohr zerstört würde. Während die eindringenden Elektronen gemessen werden, wird gleichzeitig der Zählrohrstrom gemessen.

In einem zweiten Schritt wird mithilfe des Ozilloskopes die Plateausteigung qualitativ untersucht. Die Strahlungsintensität der β -Quelle wird dabei soweit herabgesetzt, dass kein weiterer Impuls eines β -Teilchens auf dem Bildschirm zu sehen ist. Außerdem muss die Betriebsspannung auf etwa 350 V herabgesetzt werden, sodass die Nachentladungen vernachlässigbar gering sind. Mithilfe der aufgenommenen Daten wird auch die Totzeit gemessen.

Im letzten Schritt wird mithilfe der Zwei-Quellen-Methode erneut die Totzeit bestimmt. Dazu wird zuerst die Zählrate eines einzelnen Präparates gemessen. Danach wird ein zweites hinzugefügt, ohne dass die Lage des ersten relativ zum Zählrohr verändert wird. Es wird erneut die Zählrate der eintreffenden Teilchenanzahl mit beiden Quellen gemessen. Als letztes wird das erste Präparat entfernt und nur die Zählrate des zweiten gemessen.

4 Auswertung

4.1 Zählrohr-Charakteristik

Die gemessenen Werte zur Bestimmung der Charakteristik sind in Tabelle 1 zu finden.

Tabelle 1: Messwerte zur Zählrohr-Charakteristik.

U [V]	N [Imp/120 s]	U [V]	N [Imp/120 s]
320	11680 ± 108	520	12344 ± 111
330	11939 ± 109	530	12406 ± 111
340	11946 ± 109	540	12626 ± 112
350	12320 ± 111	550	12504 ± 112
360	12291 ± 111	560	12545 ± 112
370	12371 ± 111	570	12832 ± 113
380	12393 ± 111	580	12695 ± 113
390	12433 ± 112	590	12612 ± 112
400	12259 ± 111	600	12620 ± 112
410	12157 ± 110	610	12574 ± 112
420	12428 ± 111	620	12907 ± 114
430	12475 ± 112	630	12812 ± 113
440	12566 ± 112	640	12769 ± 113
450	12440 ± 112	650	12848 ± 113
460	12645 ± 112	660	12977 ± 114
470	12446 ± 112	670	13033 ± 114
480	12625 ± 112	680	13026. ± 114
490	12516 ± 112	690	13363. ± 116
500	12415 ± 111	700	13219. ± 115
510	12632 ± 112		

Die Charakteristik ist zusammen mit einer Ausgleichsgeraden für die Werte des Plateau-Bereichs in Abbildung 10 dargestellt. Der Plateau-Bereich wurde hierfür von 420 V bis 560 V gewählt.

Da die Werte der Zählrate Poisson-verteilt sind, ist ihr Fehler ΔN als \sqrt{N} anzunehmen.

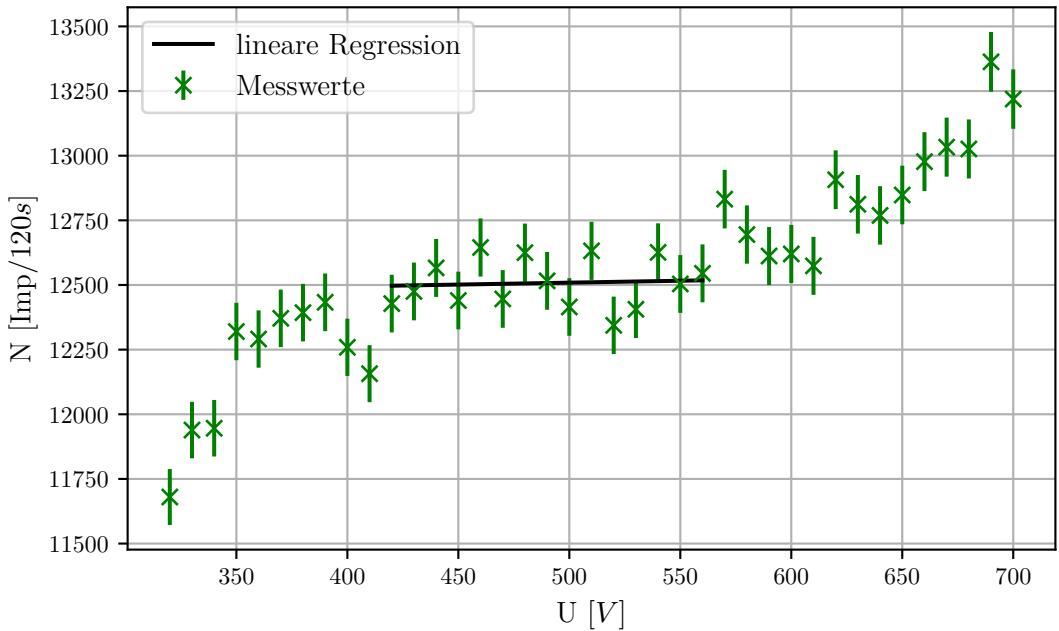


Abbildung 8: Teilchenanzahl in Abhängigkeit der Spannung.

Für die Ausgleichsgerade der Form $y = a \cdot x + b$ ergeben sich die Werte

$$a = (0,14 \pm 0,5927) \frac{1}{V}$$

$$b = (12434 \pm 291,53)$$

Die Plateausteigung ist durch

$$N_{\text{rel}} = \frac{100a}{N(U_m)}$$

gegeben, wobei U_m als mittlerer Plateauwert gewählt wird.

Der Fehler der Plateausteigung kann über die Gaus'sche Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta N_{\text{rel}} = \sqrt{\left(\frac{100}{N} \Delta a\right)^2 + \left(\frac{100a}{N^2} \Delta N\right)^2}$$

bestimmt werden.

Daraus ergibt sich eine Plateau-Steigerung von

$$N_{\text{rel}} = (0,11 \pm 0,47) \% / 100V$$

4.2 Totzeit

Zur Bestimmung der Totzeit wurde, wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, ein Oszilloskop verwendet. Das Ergebniss ist in Abbildung 9 zu sehen.

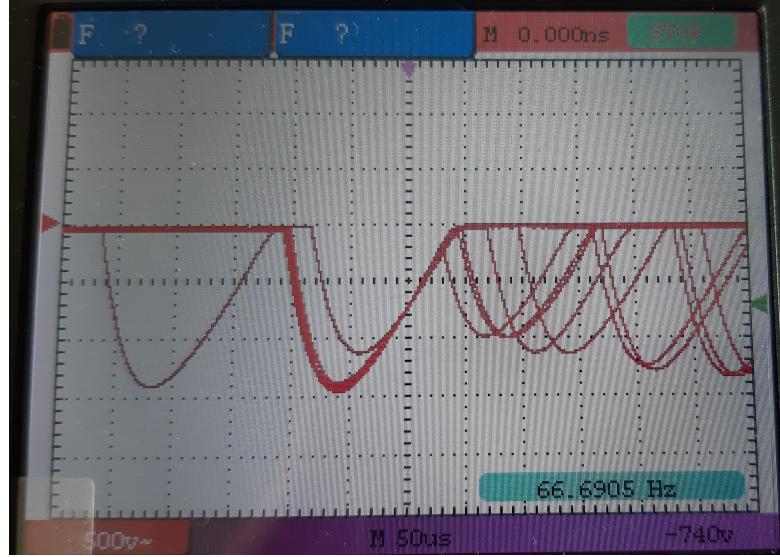


Abbildung 9: Ergebnisse der Messung mit dem Oszilloskop.

Die Totzeit kann durch Ablesen bestimmt werden zu

$$T_t = (110 \pm 10)\mu\text{s},$$

die Nachladung zu

$$T_n = (130 \pm 10)\mu\text{s},$$

Die Totzeit wurde ebenfalls mittels der Zwei-Quellen-Methode bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen mit dem ersten Präparat N_1 , die mit beiden Präparaten N_{1+2} und die nur mit dem zweiten N_2 sind im Folgenden aufgeführt.

$$N_1 = 19.344 \pm 139$$

$$N_{1+2} = 34.387 \pm 185$$

$$N_2 = 15.440 \pm 124$$

Mit Hilfe von Gleichung (2) kann nun die Totzeit zu

$$T \approx (79,75 \pm 0,30)\mu\text{s}$$

bestimmt werden. Der Fehler wurde dabei mit der Gleichung

$$\Delta T = \sqrt{\left(\frac{N_1 - N_{1+2}}{2N_2 N_1^2} \cdot \Delta N_1\right)^2 + \left(\frac{N_{1+2} - N_1}{2N_1 N_2^2} \cdot \Delta N_2\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{1+2}}{2N_1 N_2}\right)^2}$$

berechnet.

4.3 Freigesetzte Ladung pro Teilchen

Beim Aufnehmen der Messwerte für die Bestimmung der Charakteristik wurden nebenher die jeweils zu den Spannungen zugehörigen Zählrohrströme gemessen. Mit Hilfe von Gleichung (3) lässt sich daraus die pro Teilchen freigesetzte Ladungsmenge ΔQ berechnen. Die Messwerte sind zusammen mit den errechneten Ladungsmengen in Tabelle 2 aufgeführt. Der Fehler von ΔQ ist dabei gegene durch

$$\Delta(\Delta Q) = \sqrt{\left(\frac{t}{N} \cdot \Delta I\right)^2 + \left(\frac{I \cdot t}{N^2} \cdot \Delta Z\right)^2}.$$

Tabelle 2: Werte der Regression vom Grad drei.

U [V]	N [Imp/s]	I [μ A]	ΔQ [10^9 C]	$10^{10} \frac{\Delta Q}{e}$
350	12320 ± 111	$0,2 \pm 0,05$	$1,95 \pm 0,487$	1,22
450	12440 ± 112	$0,3 \pm 0,05$	$2,89 \pm 0,483$	1,80
540	12626 ± 112	$0,4 \pm 0,05$	$3,80 \pm 0,476$	2,37
580	12695 ± 113	$0,5 \pm 0,05$	$4,73 \pm 0,474$	2,95
670	13033 ± 114	$0,6 \pm 0,05$	$5,52 \pm 0,463$	3,45
700	13219 ± 115	$0,7 \pm 0,05$	$6,35 \pm 0,457$	3,96

Nun kann die Ladungsmenge gegen die zugehörige Spannung aufgetragen werden.

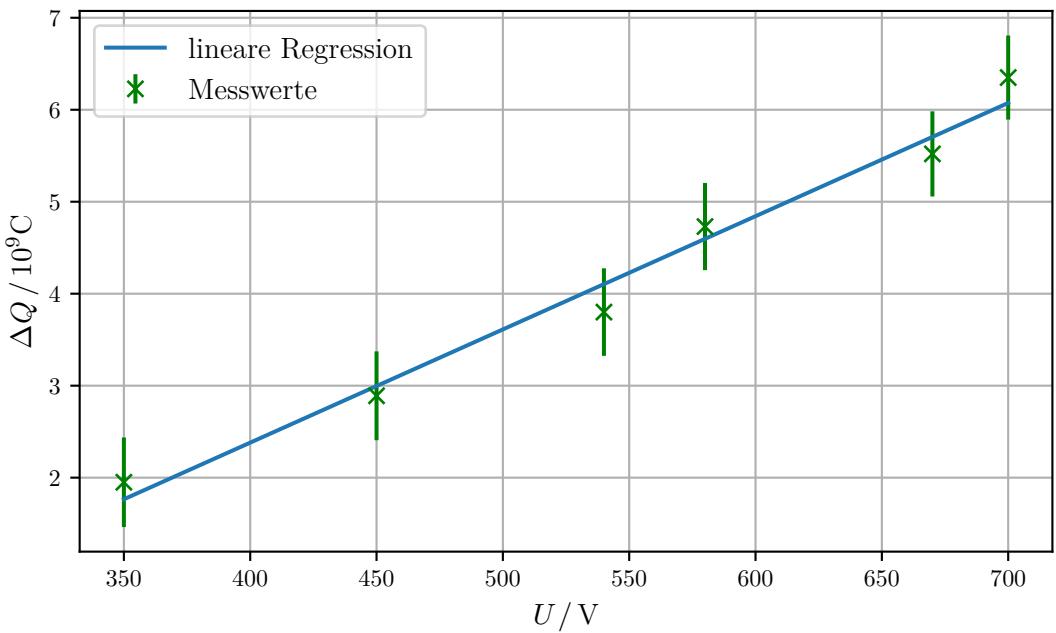


Abbildung 10: Ladungsmenge in Abhängigkeit der Spannung.

Die lineare Regression der Form $y = m \cdot x + b$ liefert die Werte

$$a = (12,31 \pm 0,87) \cdot 10^{-3} \frac{\text{C}}{\text{V}}$$

$$b = (-2,54 \pm 0,49) \text{C}.$$

5 Diskussion

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Messwerte und Ergebnisse teilweise den Erwartungen entsprechen.

Die Messung der Charakteristik des Zählrohres resultierte in dem erwarteten Verlauf der Messwerte. Jedoch ist die Schwankung zwischen den einzelnen Messwerten sehr groß. Die Steigung der Ausgleichsgeraden der Plateau-Ebene ist mit 1,12% pro 100 V zwar recht gering, dieser Wert konnte allerdings nur durch geschicktes Wählen der Grenzen der Plateau-Ebene erreicht werden. Jeweils außerhalb dieser befinden sich Ausreißer-Werte, die die Steigung der Ausgleichsgeraden stark verändert hätten, wären sie berücksichtigt worden. Diese Schwankungen der Werte des Plateaus sind jedoch eindeutig von den Anstiegen vor und hinter dem Plateau zu unterscheiden.

Die unterschiedlichen Methoden zur Messung der Totzeit resultierten in verschiedenen Ergebnissen. Die Messung mit Hilfe der Zwei-Quellen-Methode lieferte eine Totzeit von 66,46 μs während das Ablesen der Messung vom Oszilloskop eine Totzeit von 110 μs lieferte. Da das Ablesen eines Oszilloskops immer mit einer gewissen Unsicherheit verbunden ist,

liegt die tatsächliche Totzeit wohl näher am Wert der Zwei-Quellen-Methode.

Die Messung der Ladungsmengen pro einfallendem Teilchen lieferten die zu erwartenden Ergebnisse. Es liegt ein linearer Zusammenhang zwischen der Spannung und der pro Teilchen freigesetzten Ladungsmenge vor.

Bei sämtlichen Messwerten sollte beachtet werden, dass die Genauigkeiten der Messungen stark durch den beschränkten Zeitrahmen dieser beeinflusst sind. Würden die einzelnen Messungen anstelle von 120 s über einen längeren Zeitraum laufen, würden die Ergebnisse sehr viel weniger statistische Schwankungen beinhalten.

Literatur

- [1] Das Geiger-Müller-Zählrohr. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2022.

Anhang

1'703 - Geiger-Müller		Quelle: TR - 204 CoR
Zählerate \rightarrow Spannung/V	Strahlstr./A	Zählerate \rightarrow 60 s
320	0,4	5814 + 5836
330	0,2	6030 + 5303
340	0,1	5355 + 41546
350	0,1	12326
360	"	12291
370	"	12341
380	"	12353
390	"	12481
400	"	12485
410	"	12485
420	"	12488
430	"	12488
440	"	12488
450	0,3#	12566
460	0,3#	12440
470	"	12615
480	"	12446
490	"	12625
500	0,4	12596
510	"	12495
520	"	12632
530	"	12347
540	"	12606
550	"	12626
560	"	12504
570	"	12545
580	0,5	12432
590	0,5	12432
600	"	12615
610	"	12620
620	0,6	12574
630	"	12504
640	0,6	12876
650	"	12263
660	"	12848
670	"	12577
680	"	13023
690	"	13023
700	0,7	13363
710	"	13218

Abbildung 11: Originale Messdaten.

b)	500	r = 18.344	$\rightarrow T_E = 204$	1 Quelle
"	"	- 34.387	$\rightarrow T_E = 204$	2 Quellen
"	"	- 15.440		nur 2. Quelle
Calibrieren				

Abbildung 12: Originale Messdaten.