

Messung von β -Strahlung mittels Gasionisations-Detektoren

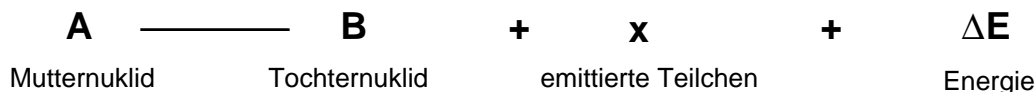
INHALTSVERZEICHNIS

A: Theoretischer Teil		Seite
1.	Radioaktiver Zerfall	2
2.	Der β -Zerfall	2
2.1.	Der β^- -Zerfall	3
2.2.	Der β^+ -Zerfall	4
2.3.	Der Elektroneneinfang	5
3.	Funktionsweise der Gasionisations-Detektoren	7
3.1.	Gasentladungsvorgänge	8
3.2.	Totzeit von Gasionisations-Detektoren	10
3.3.	Gasfüllungen für Ionisationsdetektoren	10
3.4.	Anwendung von Gasionisations-Detektoren	12
4.	Betriebsparameter von Gasionisations-Detektoren	13
4.1.	Ionisationskammern	13
4.2.	Proportionalzählrohre	13
4.3.	Geiger-Müller-Auslöse-Zählrohre	14
B: Experimenteller Teil		
5.	Messungen mit einem Proportionalzählrohr	15
6.	Statistische Betrachtungen bei der Zählung von radioaktiven Zerfällen	16
7.	Messungen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr	17
8.	Fragen für das Protokoll	18

A: Theoretischer Teil

1. Radioaktiver Zerfall

Ein Nuklid ist stabil gegen radioaktiven Zerfall, wenn seine Masse kleiner ist als die Summe der Massen aller bei einem möglichen Zerfall auftretenden Produkte.



Die beim radioaktiven Zerfall insgesamt freigesetzte Energie bezeichnet man als Q-Wert. Diese ergibt sich aus dem Massenunterschied zwischen Edukt und Produkten im Grundzustand:

$$Q = \Delta m \cdot c^2 = (m_A - m_B - m_x) c^2$$

Der Q-Wert ist nicht identisch mit der Energie der beim Zerfall emittierten Teilchen oder Quanten, da er auch noch die dem Tochternuklid übertragene Rückstoßenergie und allenfalls dessen Anregungsenergie enthält. Je nach Art des emittierten Teilchens unterscheidet man folgende radioaktive Zerfallsarten:

- a) α -Zerfall (siehe P10)
- b) β -Zerfall
- c) γ -Zerfall (siehe P20)
- d) Spontanspaltung (siehe P21)

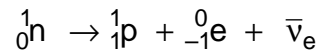
Daneben existieren noch einige andere Zerfallsarten, die hier nicht behandelt werden, da sie eher exotischen Charakter haben.

2. Der β -Zerfall

Der Ausdruck β -Zerfall umfaßt drei Prozesse, bei denen eine Wechselwirkung zwischen einem Kern und einem Elektron vorliegt. Dabei ändert sich die Ordnungszahl des Kerns um eine Einheit, während seine Massenzahl konstant bleibt.

2.1. Der β^- -Zerfall

Ein β^- -Zerfall kann spontan stattfinden, da beim Übergang des Kernneutrons in ein leichteres Kernproton die Massendifferenz als Energie abgegeben werden kann.



Beim β^- -Zerfall wird neben dem Elektron, das sich mit einem geeigneten Detektor nachweisen läßt, noch ein sogenanntes Antineutrino ($\bar{\nu}_e$) emittiert. Ein solches Teilchen mußte für den β^- -Zerfall postuliert werden, lange bevor es experimentell nachgewiesen werden konnte. Drei fundamentale Naturgesetze wären sonst verletzt, nämlich die Erhaltungssätze für Energie, Impuls und Spin.

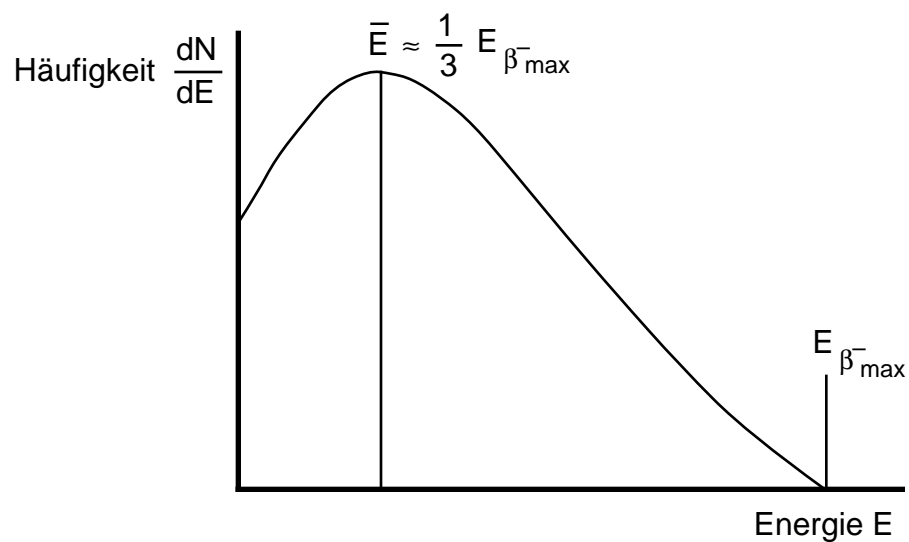


Fig. 1: Energieverteilung des β^- -Spektrums

Im Gegensatz zu den Linienspektren beim α -Zerfall zeigen die β^- -Spektren keine diskreten Energielinien, sondern eine kontinuierliche Energieverteilung von null bis zu einer Maximalenergie $E_{\beta^- \text{(max)}}$ (siehe Fig. 1). Das Maximum der Häufigkeit liegt etwa bei 30 % von $E_{\beta^- \text{(max)}}$. Die kontinuierliche Energieverteilung der β^- -Spektren wäre nicht zu verstehen, wenn beim Zerfall nur zwei Teilchen entstünden. Es gäbe nur eine einzige Möglichkeit, Energie und Impuls, die beide erhalten werden, auf die Reaktionsprodukte zu verteilen. Das Antineutrino übernimmt einen Teil der Zerfallsenergie und des Impulses. Proton, Neutron und Elektron besitzen die Spinquantenzahl $I = 1/2$. Beim Übergang des Neutrons in ein Proton und ein Elektron würde der Spinerhaltungssatz verletzt. Mit dem Auftreten des Antineutrinos mit der Spinquantenzahl $I = -1/2$ wird die Bilanz ausgeglichen.

Beim β^- -Zerfall kann direkt der Grundzustand des Tochternuklids erreicht werden, oder die Tochter kann angeregt sein. Man erhält dadurch Spektren unterschiedlicher Komplexität. In Fig. 2 ist links der allgemeine β^- -Zerfall dargestellt. Die Zerfälle von ^{14}C und ^3H führen direkt zum Grundzustand.

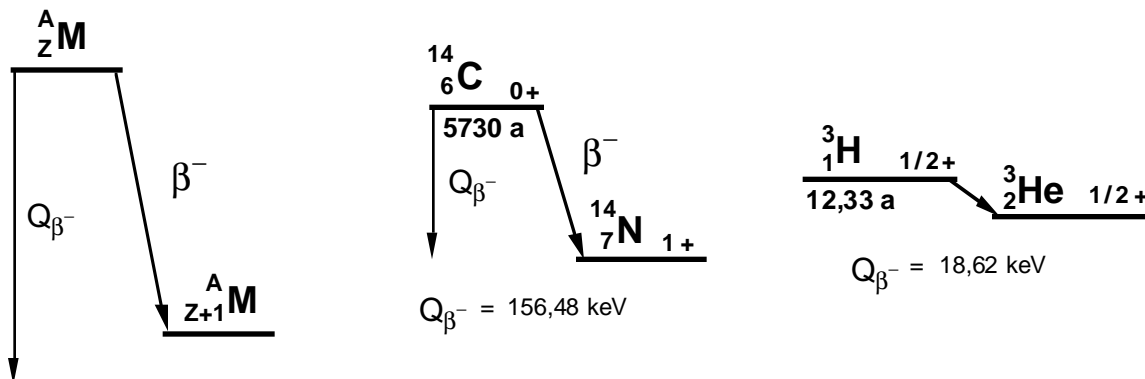
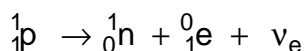


Fig. 2: β^- -Zerfallsschemata

Es hat sich gezeigt, daß die Halbwertszeiten für den β^- -Zerfall um so größer sind, je größer die Differenz der Spinquantenzahlen ΔI vom Ausgangs- und Endniveau ist. Man spricht hierbei von erlaubten sowie einfach, zweifach, dreifach... etc. verbotenen Übergängen in Abhängigkeit von $\Delta I = 0, 1, 2, 3, \dots$. Allerdings gibt es noch Sonderfälle, auf die hier aber nicht näher eingegangen werden kann.

2.2. Der β^+ -Zerfall

Beim β^+ -Zerfall erfolgt die Umwandlung eines Kernprotons in ein Kernneutron unter Aussendung eines Positrons und eines Neutrinos (ν_e).



Dieser Zerfall ist demnach auf Kerne mit Protonenüberschuß beschränkt. Er kann jedoch nur stattfinden, wenn die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand (Q -Wert) größer ist als $1,022 \text{ MeV}$. Das entspricht der Ruhemasse eines Elektron-Positron-Paares. Das Proton ist leichter als das entstehende Neutron. Bei der Reaktion wird formal ein Elektron absorbiert, das vorher als Elektron-Positron-Paar entstanden ist. Das Positron bleibt übrig und verlässt den Kern. Der Positronenzerfall tritt demnach nur auf, wenn das Paar aufgrund der Energiebilanz formal entstehen kann. Die beim β^+ -Zerfall gemessenen Energiespektren entsprechen weitgehend jenen des β^- -Zerfalls (Fig.1). Hier existiert ebenfalls eine kontinuierliche Energieverteilung bis zu einem Maximalwert von $E_{\beta^+}(\text{max})$. Auch hier spricht

man von erlaubten und verbotenen Übergängen, gemäß dem Wert von ΔI . In Fig. 3 ist der allgemeine β^+ -Zerfall dargestellt, sowie als Beispiel der "reine" β^+ -Zerfall von ^{15}O . Zwar wird bei letzterem keine Gammastrahlung aus dem Tochterkern emittiert, dennoch kann das Auftreten von Gammastrahlung nicht verhindert werden.

Die beim β^+ -Zerfall emittierten Positronen geben durch elastische Stöße ihre Energie ab und vereinigen sich dann mit Elektronen, wobei die Ruhemasse beider Teilchen in Form von zwei unter einem Winkel von 180° emittierten γ -Quanten von je 511 keV Energie abgestrahlt wird. Der Nachweis dieser auch als Vernichtungsstrahlung bezeichneten Gammaquanten ist ein direkter Nachweis für den Positronenzerfall eines Radionuklids.

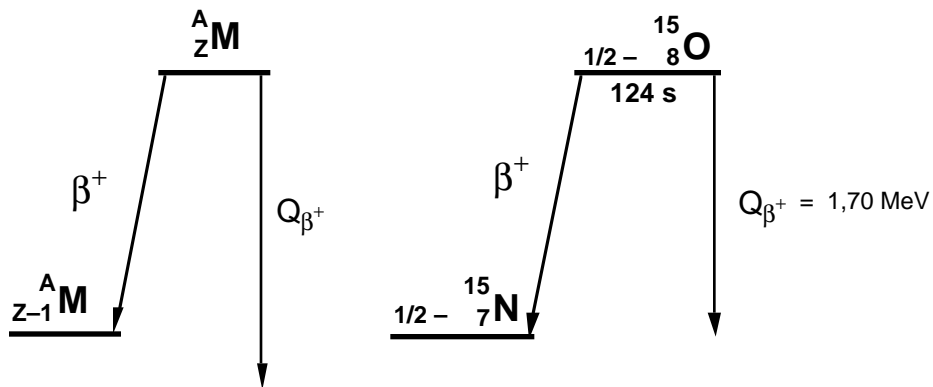
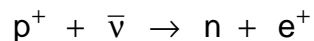


Fig. 3: β^+ -Zerfallsschemata

2.2.1. Nachweis von Neutrinos

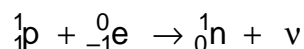
Der Nachweis der Neutrinos bzw. der Antineutrinos ist wegen deren extrem geringer Wechselwirkung mit Materie sehr schwierig. Dennoch ist der Nachweis experimentell geglückt. Beim Einfang von Antineutrinos durch Protonen nach der Gleichung:



konnten die Reaktionsprodukte gleichzeitig nachgewiesen werden.

2.3. Der Elektroneneinfang

Ist der Q-Wert des β^+ -Zerfalls kleiner als 1,022 MeV, findet keine Positronenemission statt. In diesem Fall kann das Mutternuklid durch Einfang eines Hüllenelektrons in das Tochternuklid übergehen.



Der Vorgang ist nicht an die Bildung eines Elektron-Positron-Paars gebunden. Man bezeichnet ihn als Elektroneneinfang ε . Die durch Positronenemission oder Elektroneneinfang entstandenen Tochternuklide sind gleich. Die bei der Reaktion freigesetzte Energie wird, soweit sie nicht als Anregungsenergie zurückbleibt, durch Neutrinos (ν) weggeführt. Beim Elektroneneinfang entstehen im Gegensatz zum β^+ -Zerfall monoenergetische Neutrinos.

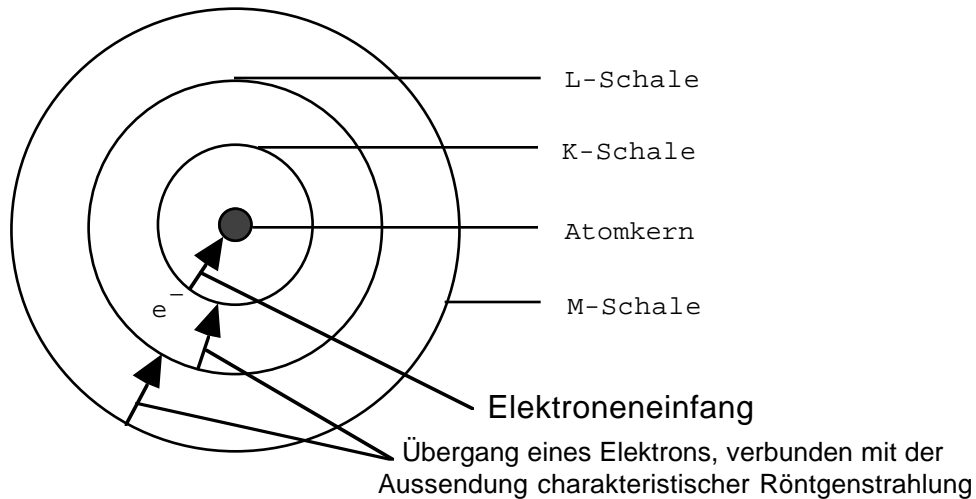


Fig. 4: Schematische Darstellung des Elektroneneinfangs

Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektronen der K-Schale im Atomkern von allen Elektronen am größten ist, wird meist ein K-Einfang (ε_K) beobachtet. L-Einfang (ε_L) oder M-Einfang (ε_M) sind viel weniger häufig. Sie treten meist erst dann auf, wenn die Energie für den Einfang eines K-Elektrons nicht ausreicht. Nach dem Elektroneneinfang ist in der Elektronenschale eine Lücke entstanden, die durch Elektronen aus höheren Schalen wieder aufgefüllt wird (Fig.4). Die Differenz der Bindungsenergien der Hüllenelektronen wird dabei als charakteristische Röntgenstrahlung emittiert. Beim K-Einfang von ^{37}Ar (Fig. 5) kann man die K_α -Strahlung des entstehenden ^{37}Cl zur Identifizierung des Mutternuklides verwenden.

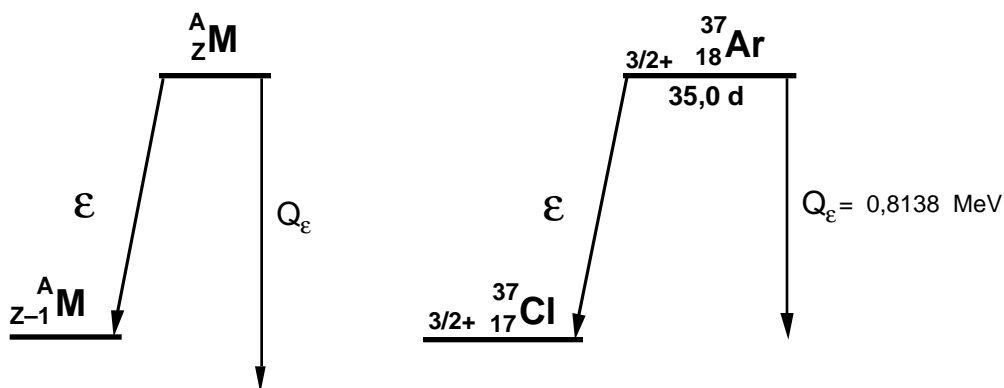


Fig. 5: Elektroneneinfang (ε)-Zerfallsschemata

Elektroneneinfang wird auch bei $Q > 1,022 \text{ MeV}$ als Konkurrenzreaktion zum β^+ -Zerfall beobachtet. Das Verhältnis ϵ/β^+ -Zerfall nimmt jedoch mit steigendem Q-Wert stark ab. Wenn also sehr viel Energie zur Verfügung steht, ist der β^+ -Zerfall bevorzugt. Bei gleichem Q-Wert steigt das Verhältnis mit zunehmender Ordnungszahl Z an, da die K-Elektronen bei grossen Ordnungszahlen besonders stark an den Kern gebunden sind. Für $A > 210$ ist ein β^+ -Zerfall nur noch als Verzweigungszerfall mit 0,05 % bei ^{234}Np bekannt.

3. Funktionsweise der Gasionisations-Detektoren

Zu den Gasionisations-Detektoren gehören drei verschiedene Typen von Zählrohren, die als Impuls-Ionisationskammer, Proportionalzählrohr und Geiger-Müller-Auslösezählrohr bezeichnet werden. Bei allen drei Detektortypen beruht die Signalbildung auf der Sammlung der Ionen, die durch die Strahlung in einem gasgefüllten Raum erzeugt werden. Während in der Ionisationskammer die im Gas gebildeten Ladungsträger an Elektroden lediglich gesammelt werden, wird in den Zählrohren das elektrische Feld so hoch gewählt, daß die von der ionisierenden Strahlung primär ausgelösten Elektronen durch Stoßionisation Elektronenlawinen erzeugen, wodurch eine willkommene Signalverstärkung um einen Faktor 10^2 bis 10^6 zustandekommt. Das Bedürfnis nach einem hohen Feld E bei einer kleinstmöglichen Spannung V an den Elektroden führt zur Wahl einer zylindrischen Geometrie mit einem möglichst dünnen Anodendraht. Das Feld ergibt sich durch folgende Beziehung:

$$E = \frac{V}{r \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}$$

wobei: r: Abstand von der Zählrohrachse
 r_1 : Radius des Drahtes (Anode)
 r_2 : Radius der Kathode

Die entlang der Bahn des ionisierenden Teilchens gebildeten Ladungsträger werden durch das angelegte Feld getrennt und den Elektroden zugeführt. Wenn die Elektronen eine genügend große kinetische Energie erhalten haben, setzt die Stoßionisation ein. Alle Sekundär-Ionisationsprozesse spielen sich in einem zylindrischen Raum um den Draht ab. Der Radius des Raumes beträgt etwa das Doppelte des Drahtradius r_1 , etwa 0,1 mm. Abgesehen von gewissen Fällen auf dem Gebiet der Dosimetrie, in welchen der mittlere Ionenstrom gemessen wird, werden

die Zählrohre zur Zählung der einzelnen Entladungsvorgänge eingesetzt, die durch die Primärteilchen im Detektorvolumen ausgelöst werden. Die Entladungen rufen an der Anode stoßartige Spannungsabfälle hervor, die elektronisch verarbeitet werden.

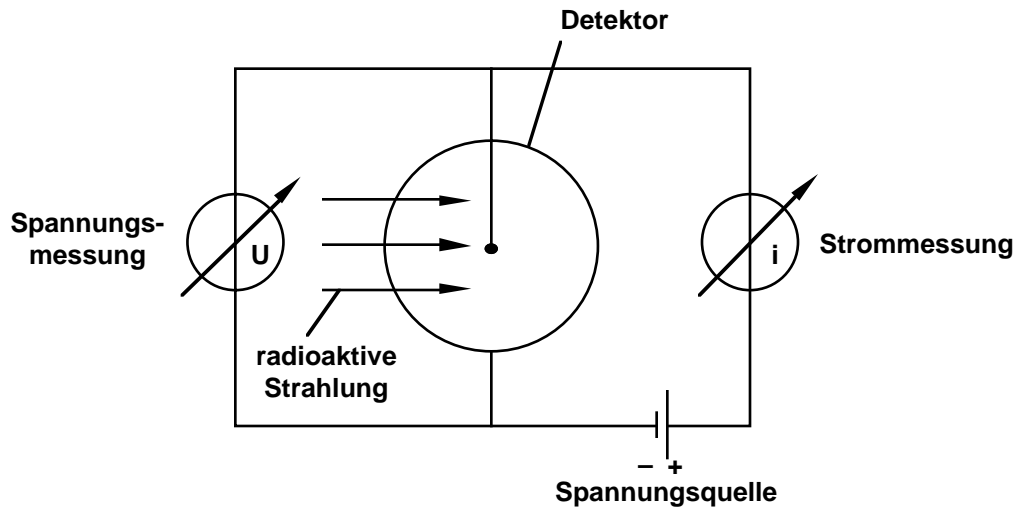


Fig. 6: Prinzipschaltbild eines Gasionisations-Zählrohres

3.1. Gasentladungsvorgänge

Die Funktionsweise eines Gasionisationsdetektors als Ionisationskammer, Proportional- oder Geiger-Müller-Zählrohr hängt von der Zusammensetzung und dem Druck der Gasfüllung, sowie von der Höhe des elektrischen Feldes ab. Fig. 7 vermittelt eine Übersicht der Vorgänge, die je nach den Betriebsbedingungen auftreten können. In Fig. 7 wird die Ladung Q angegeben, die in Funktion der Spannung V an den Elektroden gesammelt wird, wenn durch ein Elektron bzw. durch ein α -Teilchen Primärionisationsladungen von 1 resp. 100 willkürlichen Einheiten im Detektor erzeugt werden. Die Kurve für das β -Teilchen stellt gleichzeitig, da auf 1 im Sättigungsbereich normiert, den sogenannten Gasmultiplikationsfaktor dar. Es ergeben sich folgende Effekte:

- a) Im Proportionalbereich ist die Amplitude des registrierten Signals der im Detektor erzeugten Primärionisation proportional. Dies geht aus dem parallelen Verlauf der Kurvenäste für das α - und das β -Teilchen hervor.
- b) Die Proportionalität geht im Geiger-Müller-Bereich völlig verloren. Die Signalamplitude hängt nicht mehr von der Primärionisation ab.

- c) Beim Überschreiten der oberen Spannungsgrenze des Geiger-Müller-Bereiches tritt Glimmentladung mit negativer Charakteristik auf, wodurch ein Zählrohr momentan und definitiv unbrauchbar wird.

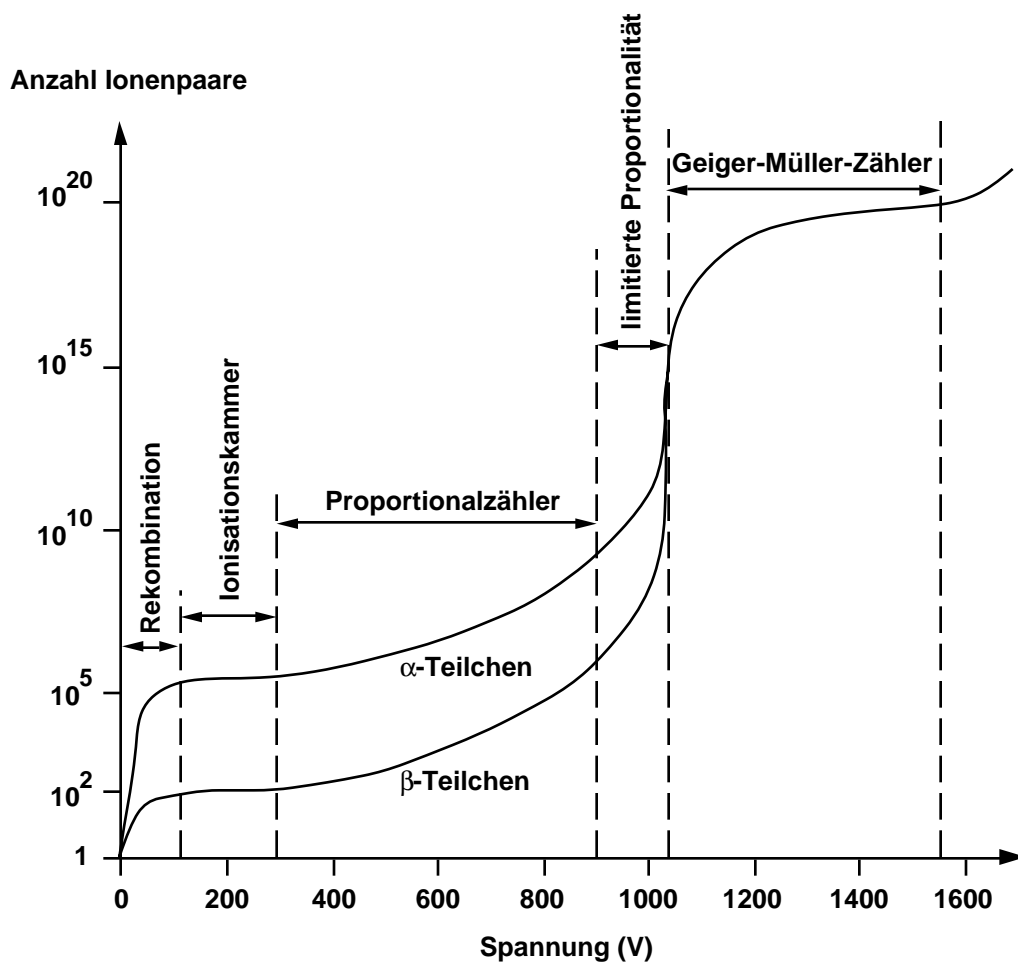


Fig. 7: Impulshöhe als Funktion der Feldstärke

Das beschriebene Verhalten ist auf die folgenden physikalischen Vorgänge zurückzuführen: Im Proportionalbereich bleiben die Elektronenlawinen dem Draht entlang räumlich lokalisiert und voneinander unabhängig. Bei einem gegebenen Gas-multiplikationsfaktor ist die Endamplitude einer Lawine der primär vorhandenen Ionisation proportional. Oberhalb eines gewissen Verstärkungsfaktors werden neue Lawinen durch die UV-Photonen ausgelöst, die im Laufe der Ionen-Neutralisations- und Atom-Relaxationsvorgänge emittiert werden. Die Entladungen erfahren dadurch eine räumliche Ausdehnung und erstrecken sich im Geiger-Müller-Bereich über die ganze Länge des Zählrohrs. Die Amplitude des gebildeten Signals hängt dann nur noch von den Eigenschaften des Zählrohrs und nicht mehr von der ursprünglichen Ionisation ab.

3.2. Totzeit von Gasionisations-Detektoren

Eine wesentliche Eigentümlichkeit der Arbeitsweise der Geiger-Müller-Zählrohre stellt ihre große Totzeit und Erholungszeit dar. Unmittelbar nach einer Entladung ist der Zählrohrdraht, nach der Sammlung der Elektronen, von einem Schlauch aus positiven Ionen umgeben, die die Kathode durch die gebildete Raumladung abschirmen. Es resultiert daraus eine Verminderung des elektrischen Feldes, sodaß keine Entladungen mehr stattfinden können: das Zählrohr ist "tot". Infolge der Wanderung der positiven Ionen zur Kathode kehrt das Feld zu seinem ursprünglichen Wert zurück. Nach der Totzeit setzen die Entladungen wieder ein, aber sie erreichen ihre ursprüngliche Größe erst nach einer bestimmten Erholungszeit. Das Zählrohr ist erst nach der Auflösungszeit (Totzeit und Erholungszeit) wieder imstande, ein neues Teilchen nachzuweisen, wenn die Amplitude der Impulse den Nachweispegel der Apparatur wieder überschreitet. Aus dem dargelegten Sachverhalt lassen sich die meisten Betriebseigenschaften der Proportional- und Geiger-Müller-Zählrohre unmittelbar ableiten.

Proportionalzählrohre liefern kleine Impulse (1 - 1000 mV), die Zählraten bis ca. 10^6 lpm registrieren können. Wegen der Proportionalität zwischen der Primärionisation und der Amplitude des Signals sind Rückschlüsse auf die Energie der primären Teilchen möglich. Ferner kann zwischen verschiedenartigen Teilchen unterschieden werden. Mit einem Proportionalzählrohr kann eine schwache α -Aktivität in Gegenwart eines starken β -Untergrundes bestimmt werden.

Die Geiger-Müller-Zählrohre liefern annähernd gleich große Impulse, deren Höhe von der Bauart des Rohres, der Gasfüllung und der Betriebsspannung abhängen und im Bereich von 1 - 50 V liegen. Wegen der Totzeit können mit diesen Detektoren nur relativ bescheidene Zählraten bis etwa $3 \cdot 10^4$ ipm mit einer befriedigenden Präzision gemessen werden. Der Einfluss der Totzeit kann korrigiert werden, führt aber zu zusätzlichen Unsicherheiten.

Ionisationskammern haben keine messbare Totzeit. Man kann mit ihnen daher besonders große Impulsraten messen. Das ist sicher der größte Vorteil der Ionisationskammer gegenüber den beiden anderen Gasionisations-Detektoren .

3.3. Gasfüllungen für Ionisations-Detektoren

Wegen ihres hohen Gasmultiplikationsfaktors werden in der Regel Edelgase, rein oder als Hauptkomponente (ca. 90% der Gasfüllung), verwendet: Argon bei einem Druck von etwa 100 mbar in den meisten Fällen, Helium bei Atmosphärendruck für Zählrohre mit sehr dünnem Fenster und Durchfluß-Zählrohre (siehe weiter unten),

Neon/Argon-Mischungen für Zählrohre mit sehr niedriger Arbeitsspannung für den Feldeinsatz, Krypton und Xenon für den Nachweis weicher γ - und Röntgen-Strahlung (wegen des großen Photoeffekts). Methan und Kohlendioxid kommen für die Radioaktivitätsbestimmung von ^{14}C in gasförmigen Präparaten in Frage. Da Gase wie O_2 , H_2O , NO , NO_2 zur Bildung negativer Ionen Anlaß geben, verhindern sie schon in kleinen Mengen die normale Arbeitsweise der Zählrohre beider Typen. Zählrohre, deren Füllung nur aus einem der oben erwähnten Gase oder Mischungen davon besteht, sind nicht ohne weiteres brauchbar, da die Entladungen, die in diesen Gasen stattfinden, regenerativ sind und nach ihrer Auslösung nicht selbständig abbrechen. Dies liegt an der Neuauslösung von Elektronen durch die positiven Ionen im Zeitpunkt ihrer Neutralisierung (in diesem Fall kommen die Elektronen direkt aus der Kathode) oder über UV-Photonen, welche bei der Neutralisierung emittiert werden und durch den Photoeffekt Elektronen auslösen können. Diese sogenannten nichtselbstlöschenden Zählrohre können trotzdem als Detektoren eingesetzt werden, wenn mit einem elektronischen Löschkreis für den Unterbruch der Entladungen gesorgt wird, indem nach jedem Impuls die Hochspannung am Zählrohr um 100 bis 300 V gesenkt wird. Da aber Fremdgaszusätze ohnehin zur Stabilisierung der Entladungsvorgänge und zum Erreichen guter Zähleigenschaften erforderlich sind, werden Zählrohre dieser Art nur noch sehr selten eingesetzt. Heutzutage sind praktisch nur noch selbstlöschende Geiger-Müller-Zählrohre kommerziell erhältlich.

3.3.1. Selbstlöschende Gasionisations-Detektoren

Die selbstlöschenden Zählrohre enthalten eine Löschkomponente, die die Emission der UV-Photonen unterbindet. Die Entladungsprozesse wickeln sich dann folgendermassen ab: In einem ersten Schritt wird die Ladung der Edelgasatome auf die Moleküle des Löschgases übertragen, welche dann in einem zweiten Schritt an der Zählrohrkathode neutralisiert werden. Die dabei freiwerdende Energie kann durch Dissoziation der Löschgas-Moleküle aufgefangen werden. Es gibt zwei Typen von selbstlöschenden Zählrohren:

a) Zählrohre mit 10 bis 15% organischem Löschzusatz aus kurzkettigen Alkanen und Alkenen oder aus Ethanol. Der Löschzusatz wird allmählich verbraucht und begrenzt die Lebensdauer der Zählrohre auf etwa 10^8 Impulse. Durch eine auch nur kurzzeitige Glimmentladung oberhalb des Geiger-Müller-Spannungsbereiches wird er praktisch momentan aufgebraucht.

b) Halogenzählrohre, die als Löschzusatz eine sehr genau dosierte Menge Brom oder Chlor in einer Konzentration von ca. 0,1% enthalten. Da die dissoziierten Halogenatome rekombinieren können, ist die Lebensdauer dieser Zählrohre theoretisch unbegrenzt. Da atomare Halogene extrem reaktionsfähig sind, wird die Lebensdauer durch Materialverschleiß auf etwa 10^9 bis 10^{10} Impulse begrenzt.

3.4. Anwendung von Gasionisations-Detektoren

Die drei Typen von Gasionisations-Detektoren verlangen im allgemeinen unterschiedliche Bauweisen. Man kann also nicht einfach eine Ionisationskammer als Geiger-Müller-Zähler betreiben, indem man die Spannung erhöht. Dadurch kann leicht irreversibler Schaden am Gerät entstehen. Es gibt wohl Zählrohre, die mit Argon als Zählgas betrieben werden und mit Methan als Löschgaszusatz als Proportionalzähler funktionieren, bei Zugabe von Alkohol als Löschgas aber als Geiger-Müller-Zähler. Dabei kann letzteres, bei vermindertem Zählgasdruck, sogar bei niedriger Spannung betrieben werden als das Proportionalzählrohr. Die Hochspannung wird aber vom Hersteller festgelegt und soll nicht verändert werden.

Fig. 8 gibt einen Überblick über die verschiedenen Verwendungsmöglichkeiten von Gasionisations-Detektoren.

Gasionisations-Detektoren	
<i>Ionisationskammern</i> mit Fenster oder sehr dünner Wand als Durchflußkammer	Dosisleistungsmessung von Fotonenstrahlung; hauptsächlich stationäre Anlagen, für hohe Dosisleistungen (ab 10^{-3} bis 10^3 Sv h ⁻¹) und/oder gepulste Strahlung bei tragbaren Geräten für niedrige Energien (ab ca. 8 – 10 keV) Aktivitätsmessung in Luft und Gasen
<i>Proportionalzählrohre</i> als zylindrisches Zählrohr als abgeschlossenes Großflächenzählrohr mit Fenster als Großflächenzählrohr mit Zählgasversorgung und dünnem Fenster als Durchflußzählrohr als BF ₃ - oder ³ He-Zählrohr	Dosisleistungsmessung von Fotonenstrahlung; tragbare und stationäre Geräte; DL-Bereich ab natürlichem Pegel bis ca. 1 Sv h ⁻¹ ; Energiebereich ab ca. 20 bis 30 keV β-γ-Kontaminationsmessungen, besonders in der Nuklearmedizin α-β-Kontaminationsmessungen; Aktivitätsmessungen in Gas- und Aerosolmonitoren; Low-level-Aktivitätsmessungen an Festproben Aktivitätsmessung von Tritium in Luft Neutronenmessungen
<i>GM-Zählrohre</i> als Endfenster-Zählrohre	Dosisleistungsmessung von Fotonenstrahlung; meist in einfachen Handgeräten; beschränkter Energie- und DL-Bereich zusätzlich zur DL-Messung einfache α-β-Kontaminationsmessungen

Fig. 8: Übersicht über die Verwendung von Gasionisations-Detektoren

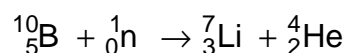
4. Betriebsparameter von Gasionisations-Detektoren

4.1. Ionisationskammern

Die meist zylinderförmige Ionisationskammer ist so ausgebildet, daß zwischen Kammerwand und zentraler Sammelelektrode ein nahezu homogenes elektrisches Feld gebildet wird. Die primär freigesetzten Ladungen werden durch das Feld abgesaugt und der so entstehende Strom gemessen. Er ist der pro Zeit primär freigesetzten Ladungsmenge und somit der Ionendosisleistung proportional. Die zu messenden Ströme sind sehr klein (nA bis pA-Bereich) und dementsprechend aufwendig zu messen. Wenn die an die Kammer angelegte Spannung groß genug ist, um alle entstandenen Ladungen zu sammeln, dies ist meist ab einigen 100 Volt der Fall, ist der Kammerstrom von der Spannung unabhängig und die Kammer arbeitet unter "Sättigungsbedingungen". Als Füllgase werden meist Argon oder Stickstoff verwendet.

4.2. Proportionalzählrohre

Proportionalzählrohre nehmen zwischen Ionisationskammern und Geiger-Müller-Zählrohren eine Mittelstellung ein. Der Vorteil der Proportionalzählrohre gegenüber den Ionisationskammern besteht in den wesentlich größeren Impulsen. Das erleichtert die Zählung einzelner Ereignisse. Im Gegensatz zu Auslösezählrohren kann das Proportionalzählrohr die einfallenden Teilchen nach Art und Energie unterscheiden. Dieser Vorteil wird vor allem beim Nachweis von α -Teilchen und Neutronen genutzt. Die α -Teilchen erzeugen durch ihr sehr hohes spezifisches Ionisationsvermögen der Gasmoleküle große Impulse, während β -Teilchen und γ -Strahlung nur kleine Impulse liefern. Eine entsprechend eingestellte Registrieranordnung ermöglicht es, daß nur α -Teilchen gezählt werden. Das gleiche gilt für den Nachweis langsamer Neutronen in einem Proportionalzählrohr mit BF_3 als Zählgas. Im Bor ist das Isotop ^{10}B enthalten, das mit langsamen Neutronen gemäß



reagiert und dabei α -Teilchen emittiert, die im Proportionalzählrohr Impulse auslösen.

4.3. Geiger-Müller-Auslöse-Zählrohre

Die Festlegung der Arbeitsspannung eines Geiger-Müller-Zählrohres setzt die Kenntnis der Zählrate/Spannungs-Charakteristik des Zählrohres (sog. Plateaukurve) voraus. Diese Charakteristik gibt die Impulsrate n wieder, die in Anwesenheit einer Quelle ionisierender Strahlen in Funktion der am Zählrohr angelegten Spannung gemessen wird. Die Plateaukurve eines Geiger-Müller-Zählers wird durch folgende Größen charakterisiert:

- a) die Einsatzspannung bei welcher die Apparatur zu zählen beginnt
- b) die Plateaulänge
- c) die Plateausteigung am Arbeitspunkt, die in % hundert Volt angegeben wird und durch den Ausdruck $S = 100 \text{ V } (\Delta n / \Delta U) / n_A$ zu berechnen ist, wobei $\Delta n / \Delta U$ die Steigung der am Punkt (U_A, n_A) angelegten Tangente darstellt.

Übliche Werte sind 150 V bis 600 V für die Plateaulänge und 1 bis 5% pro 100 V für die Plateausteigung. Bei Zählrohren mit einem kurzen Plateau wird als Arbeitsspannung der Plateaumittelpunkt gewählt. Bei Zählrohren mit einem langen Plateau wird etwa 100 V oberhalb der Einsatzspannung gemessen. Die Lage einer Plateaukurve hängt von der Temperatur und vom Alter des Zählrohres ab. Die allmähliche Zersetzung des Löschzusatzes und/oder geringe Lufteintritte haben eine Verschiebung der Plateaukurve in der Richtung wachsender Spannungen, sowie eine Verkürzung des Plateaus und einen Zuwachs von dessen Steigung zur Folge.

4.3.1. Totzeitkorrektur bei Geiger-Müller-Zählrohren

Ein Ereignis, das innerhalb der Totzeit des Zählrohres auftritt, wird nicht detektiert. Das führt zu Zählverlusten, die verfälschend wirken können. Es ist daher wichtig, die Totzeit zu kennen und allenfalls deren Einfluss auf die Messresultate zu korrigieren. Die Totzeit ist ein individuelles Charakteristikum des Messgerätes. Sie kann nicht sinnvoll aus den Gerätespezifikationen berechnet werden, sondern wird über eine Kalibrierung experimentell erfasst. Unter den Methoden zur Bestimmung der Totzeit ist für die Laborpraxis die Messung einer Reihe von Präparaten mit abgestufter Aktivität am besten geeignet. Es wird eine Beziehung zwischen den gemessenen Impulsraten und den Präparat-Aktivitäten beobachtet, die von der Proportionalität abweicht, die ohne Totzeit erhalten würde. Die theoretische Ableitung der funktionellen Abhängigkeit von n , n_0 und θ beruht auf der statistischen Verteilung der Zeitintervalle zwischen den zu zählenden Zerfallsereignissen. Unter

der Annahme, dass die nichtgezählten Impulse auf die Registrierung der unmittelbar darauffolgenden Impulse keinen Einfluss haben, erhält man:

$$n = \frac{n_0}{1+n_0 \cdot \theta} \quad \text{oder aufgelöst nach } \theta: \quad \theta = \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0}$$

Es hat sich gezeigt, dass Geiger-Müller-Zählrohre der Beziehung recht gut folgen. Falls die angegebenen Formeln den tatsächlichen Verhältnissen exakt entsprechen würden, ergäbe sich für θ ein konstanter Wert über den gesamten Meßbereich. Es wird jedoch meist ein mehr oder weniger ausgeprägter Gang der Werte festgestellt, der es dennoch gestattet, eine hinreichende Auskunft über die Zähl-eigenschaften des Messgerätes zu gewinnen. Es ist zu beachten, dass für die Ermittlung der Zählkorrekturen die Kenntnis der Totzeit nicht erforderlich ist. Es genügt eine Kalibration des Zählrohrs mit einer Reihe von Eichstandards.

B: Experimenteller Teil I

5. Messungen mit einem Proportionalzählrohr

Für diesen Versuch steht ein gasgespültes Proportionalzählrohr zur Verfügung. Das Zählrohr weist am unteren Ende ein ausserordentlich empfindliches Fenster auf, das unter keinen Umständen berührt werden darf. Folgende Einstellungen sind zu beachten:

- a) Meßanordnung: Es wird ohne Bleiabschirmung und mit beweglichem Zählrohr gemessen.
- b) Gasspülung: Bitte nicht selbst einstellen, es besteht sonst die Gefahr des Berstens des Zählrohrfensters.
- c) Hochspannungsversorgung: Das Proportionalzählrohr wird bei höherer Spannung (Ausgang "x3") als ein Geiger-Müller-Zählrohr betrieben, die tatsächlich anliegende Hochspannung ist also dreimal so hoch wie der angezeigte Wert. Zudem liegen bereits 750 V Spannung an, wenn das Potentiometer auf null gestellt ist. Keinesfalls mehr als 550 Skalenteile beim Potentiometer einstellen.

5.1. Aufnahme der Zählrohrcharakteristik für einen α -Strahler

Bei einem Abstand Präparat/Zählrohr von 3,5 cm wird die Zählrohrcharakteristik für einen α -Strahler aufgenommen. Als Quelle dient ein offenes ^{241}Am -Präparat mit einer Energie $E_{\alpha} = 5,4 \text{ MeV}$. Die Meßzeit pro Einzelmessung beträgt 0,2 min. Die Spannung wird in 75 V Schritten erhöht, was 25 Skalenteilen am Potentiometer entspricht. Maximale Einstellung 550 Skalenteile.

5.2. Aufnahme der Zählrohrcharakteristik für einen β -Strahler

Bei einem Abstand Präparat/Zählrohr von 3,5 cm wird die Zählrohrcharakteristik für einen β -Strahler aufgenommen. Als Quelle dient ein offenes ^{90}Sr -Präparat mit einer Energie $E_{\beta_{\text{max}}} = 2,3 \text{ MeV}$. Die Meßzeit pro Einzelmessung beträgt 0,2 min. Die Spannung wird in 75 V Schritten erhöht, was 25 Skalenteilen am Potentiometer entspricht. Maximale Einstellung 550 Skalenteile.

6. Statistische Betrachtungen bei der Zählung von radioaktiven Zerfällen

Die notwendigen Grundlagen für diesen Versuchsteil findet man in der Praktikumsunterlage **P06** (Einführung in die Statistik). Unter statistischen Betrachtungen soll die ^{241}Am -Quelle gezählt werden. Der Abstand der ^{241}Am -Quelle vom Zählrohr wird vom Assistenten so eingestellt, daß ca. 3 Impulse pro 0,1 Minute gezählt werden. Es werden 100 Wiederholungs-Messungen von je 0,1 Minute durchgeführt. Die Ergebnisse werden graphisch als Histogramm dargestellt. Die Auswertung der Daten wird verglichen mit einer Einzelmessung von 10 min Dauer.

B: Experimenteller Teil II

7. Messungen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr

7.1. Aufnahme der Zählrohrcharakteristik zur Bestimmung der Arbeitsspannung

Eine ^{14}C -Polystyrolscheibe wird auf dem Träger in Messposition 2 der Bleiabschirmung geschoben. Unter Einschalten der akustischen Anzeige wird die Hochspannung solange erhöht, bis das Geiger-Müller-Zählrohr anspricht. Bei dieser Spannung, der sogenannten Einsatzspannung, wird 1 Minute gemessen. Weitere Messungen erfolgen in 25 V Schritten.

Wichtig: Die Hochspannung darf 600 V nicht überschreiten.

Aus dem Graph Spannung gegen Zählrate mit dem Programm "Excel" wird die optimale Arbeitsspannung im Plateau-Bereich bestimmt und an der Meßapparatur eingestellt.

7.2. Zählraten von ^{90}Sr , ^{32}P , ^{14}C und ^{241}Am in Funktion des Abstandes vom Präparat zum Zählrohr

Als Proben dienen eine offene ^{241}Am -Quelle ($E_{\alpha} = 5400 \text{ keV}$), eine ^{90}Sr -Quelle ($E_{\beta_{\max}} = 2300 \text{ keV}$), die ^{14}C -Polystyrolscheibe ($E_{\beta_{\max}} = 156 \text{ keV}$) sowie eine vorbereitete ^{32}P -Probe ($E_{\beta_{\max}} = 1700 \text{ keV}$). Als Bezugsabstand wird der Wert 17 mm gewählt. Dieser Wert entspricht dem Abstand zwischen der Oberfläche des Präparates und der horizontalen Ebene, die 0,7 mm oberhalb des höchsten Punktes des nach innen gewölbten Zählrohrfensters liegt.

Position Nr.	Abstand [mm]
1 (nicht messbar)	7,0
2	17,0
3	30,0
4	43,0
5	55,4

Es sollten mindestens 10000 Impulse pro Meßpunkt gezählt werden ($2 \sigma = 2\%$). Die erhaltenen Impulsraten müssen anhand der Totzeitkorrekturkurve korrigiert werden.

Die Abhängigkeit der Impulsrate I vom Abstand (r) des Präparates zum Detektor zeigt folgendes Verhalten:

$$I \sim \frac{1}{r^2}$$

Für die graphische Darstellung mit dem Programm "Excel" ist eine geeignete Darstellung der Abstandsfunktion zu wählen, wobei alle Impulsraten auf den höchsten Meßwert zu normieren sind.

8. Fragen für das Protokoll

- a) Nennen Sie einige Einsatzgebiete von Proportional-Zählrohren sowie deren Vor- und Nachteile.
- b) Beschreiben Sie die Charakteristiken eines Geiger-Müller-Zählrohres. Erklären Sie die Resultate Ihrer Experimente. Wann und wo ist der Einsatz eines solchen Geräts sinnvoll?
- c) Eine Probe hat die Nettoimpulsrate von 75,3 cpm, der Nulleffekt hat einen Wert von 21,3 cpm. Probe und Nulleffekt wurden jeweils 300 Minuten gemessen. Bestimmen Sie den 2σ -Fehler sowie die Schwankungsbreite der Probe in cpm.