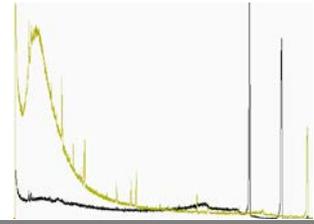




Martin-Luther-Universität
Halle-Wittenberg
FB Physik

Physikalisches Praktikum Master

Stand: 10/2020



Versuch M11: γ -Spektroskopie

Hinweise:

Hochspannungsversorgung

- SEV: $U = -1$ kV
- Germaniumdetektor: +2,3 kV
- Geiger-Müller Zählrohre +310 bis +360 V
- Bitte achten Sie drauf diese gegebenen Spannungswerte keinesfalls zu überschreiten!
- Bitte schalten Sie die Hochspannungsversorgung des Ge-Detektors und den Vielkanalanalysator niemals aus!

Aufgabenstellung

Im Versuch wird unter anderem ein Schulsatz der Isotope ^{241}Am , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{90}Sr verwendet. Informieren Sie sich über die Zerfallskanäle und die erwarteten Gamma-Energien (5 gültige Stellen!). Benutzen Sie dazu den ersten Link der Linksammlung (s. unten).

Experimente mit Geiger-Müller-Zählrohren

- 1) Machen Sie sich die elektronische Schaltung zum Betrieb der Geiger-Müller-Zählrohre klar!
- 2) Messen Sie die Impulsamplitude in Abhängigkeit von der Betriebsspannung sowie die Zählrohrcharakteristik für beide Zählrohre in 2 V Schritten im Bereich 300-360 V (VA-Z 118 Zählrohr) und im Bereich 310 – 370 V (VA-Z 115 Zählrohr)
- 3) Bestimmen Sie Rekombinationsbereich, beginnende Gasverstärkung, Proportionalbereich, Geiger-Schwelle und einsetzende Gasentladung im Diagramm
- 4) Diskutieren Sie den Verlauf der Graphen und die Qualität der Zählrohre anhand Plateaulänge und berechneter Plateausteigung
- 5) Berechnen Sie anhand der Spannungswerte für die charakteristischen Spannungswerte in Punkt 4) den Kathoden- und Anoden-Radius der Zählrohre.
- 6) Bestimmen Sie für beide Zählrohre Sperrzeit und Auflösungszeit durch eine geeignete selbst gewählte Methode

Experimente mit Szintillator/SEV und Einkanalanalysator

- 7) Kalibrieren Sie die Verstärkung des Einkanalanalysators mit einem radioaktiven Präparat um sicherzustellen, dass die Energieskala bestmöglich ausgeschöpft wird. Diese Einstellung darf im Weiteren nicht mehr verändert werden, um die Vergleichbarkeit der Spektren zu gewährleisten. Welches der Isotope müssen Sie dafür wählen? Geben Sie diese Energiekalibrierung an (keV/Skt).
- 8) Nehmen Sie für die geeigneten Isotope ein Energiespektrum mit dem Einkanalanalysator und dem Digitalzähler auf und erstellen Sie daraus jeweils ein differentielles Impulshöhenspektrum. Welches Isotop braucht nicht untersucht werden? Wie wirkt sich eine Veränderung der Fensterbreite aus? Was bestimmt die Halbwertsbreite (FWHM = Full Width at Half Maximum) der Peaks?
- 9) Wiederholen Sie die Aufnahme der Spektren für alle Quellen über den Vielkanalanalysator. Stellen Sie die Spektren graphisch in einer Abbildung zusammen mit den

Ergebnissen von 2) dar. Hochspannung und Verstärkung dürfen gegenüber 2) nicht verändert werden (warum nicht?).

Experimente mit Ge-Detektor und Vielkanalanalysator

- 10) Nehmen Sie die in 2 und 3) aufgenommenen Spektren nun mit dem Germanium-Detektor auf. Dazu müssen Sie zunächst die Kanalachse in keV kalibrieren. Machen Sie einen Vorschlag zur Vorgehensweise! Benutzen Sie dazu 6 Gamma-Energien.
- 11) Vermessen Sie ebenfalls die bereitgestellte Umweltprobe aus dem Mansfelder Bergbau (oder ihre mitgebrachte eigene Probe) sowie die Mineralprobe aus dem Thüringer Uranbergbau. Hier muss jeweils der Untergrund abgezogen werden (führen Sie eine Leermessung aus). Jede dieser drei Messungen sollte mindestens 2 Tage dauern.
- 12) Bestimmen Sie die Energieauflösung des Ge-Detektors an Hand ausgewählter Peaks (> 10) in den gemessenen Spektren als Funktion der Gamma-Energie (grafische Darstellung). Warum ist der Peak bei 511keV (^{22}Na) breiter, als andere Peaks beim Ge-Detektor? Vergleichen Sie die Energieauflösung mit dem Szintillator/SEV.
- 13) Versuchen Sie in den Umweltproben Isotope der natürlichen Zerfallsreihen zu identifizieren. Um welche Zerfallsreihe(n) handelt es sich?
- 14) Lassen sich in Ihren Proben noch Rückstände vom Reaktorunfall in Tschernobyl nachweisen? Nach welchen Isotopen suchen Sie dafür?
- 15) Messen Sie den Behälter mit KCl. Berechnen Sie aus dem bekannten Verhältnis von ^{40}K zum stabilen Kalium und dem Gewicht die Aktivität der Probe. Die im Spektrum ermittelte Zahl der Ereignisse ist wegen der geringen Nachweisempfindlichkeit des Detektors geringer (Geometriefaktor und Empfindlichkeit des Detektors). Berechnen Sie diese Nachweisempfindlichkeit des Ge-Detektors für die ^{40}K -Linie.
- 16) Berechnen Sie diese Nachweisempfindlichkeit (tabellarische Darstellung) auch für alle Isotope des Quellsatzes, die Gammastrahlung emittieren. Die vom Hersteller angegebene Aktivität finden Sie in einem PDF-File neben der Versuchsanleitung auf der Praktikums-Webseite. Beachten Sie dabei, dass die vom Hersteller angegebene Aktivität im Oktober 2009 gültig war (unterschiedliche Halbwertzeiten).
- 17) Bestimmen Sie die Aktivität der Isotope ^{22}Na , ^{60}Co und ^{137}Cs durch eine abstandsabhängige Dosisleistungsmessung (je ca. 10 Abstände). Bestimmen Sie dabei auch die die Größe r_0 , die den Abstand des Zählrohres im Dosimeter und die der Quelle im Quellenhalter beschreibt. Berechnen Sie für die gefundenen Ergebnisse ebenfalls die Nachweisempfindlichkeit des Ge-Detektors.
- 18) Vergleichen Sie dann alle Ergebnisse von 9) bis 11) in einer Tabelle und diskutieren Sie die Ergebnisse.
- 19) Berechnen Sie die tatsächliche Gesamtaktivität und die Teilaktivitäten der einzelnen Isotope der beiden Umweltproben (nur deutlich über dem Untergrund liegende Peaks). Das Endergebnis des Versuches ist die Angabe der spezifischen Aktivität in Bq/kg für Ihre Umweltprobe.
- 20) Informieren Sie sich unter <http://odlinfo.bfs.de> über die aktuellen Gamma-Ortsdosisleistungen in Halle. Wie kann es auf natürliche Weise passieren, dass diese Werte kurzfristig erheblich schwanken?
- 21) Vergleichen und diskutieren Sie die Energieauflösung, die mit Zählrohren, Szintillatoren und Halbleiterdetektoren aufgrund der Bauart und Geometrie der Detektoren erreicht werden könnte, wie die Energieauflösung genau zu Stande kommt und welche Faktoren sie begrenzt.

Vergleichende Untersuchung mit dem Aktivimeter Isomed1000

22) Messen Sie die Aktivität aller Schulsatzproben und der Uranprobe mit dem Aktivimeter Isomed1000 und diskutieren Sie Abweichungen zu Ihren Ergebnissen aus 17) und 19). Diskutieren Sie die Größen und physikalischen Effekte, welche die Gamma-Konstante der verschiedenen Proben beeinflussen.

Literatur:

- V. Kment, A.Kuhn „Das Geiger-Müller-Zählrohr“, AVG Leipzig, 1953
- W. Stolz „Radioaktivität“, Hanser-Verlag München Wien, 1990
- Volkmer Martin, die natürliche Strahlenbelastung, Hamburg, 1986
- Marmier, Kernphysik, Band 1
- W. Demtröder, Experimentalphysik 4, 2. Auflage, Springer-Verlag 2005
- D. Meschede, Gerthsen Physik, 23. Auflage, Springer-Verlag 2006
- D. C. Giancoli, Physik, 3. Auflage, Pearson, München 2006
- Lexikon der Physik, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg 2000
- Auf der Praktikumswebsite 1: Ableitung der Compton-Streuformel
- Auf der Praktikumswebsite 2: Die natürliche Strahlenbelastung

Links:

- <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- <http://de.wikipedia.org/wiki/Dosisleistungskonstante>
- Korea Atomic Energy Research Institute: <http://atom.kaeri.re.kr/>
- Brookhaven National Laboratory: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- Bundesamtes für Strahlenschutz: <http://www.bfs.de>
- Strahlenschutzverordnung: http://bundesrecht.juris.de/strlsv_2001

Übergeordnete Fragestellung und Kontrollfragen:

Eine übergeordnete Fragestellung dieses Versuchs ist der Nachweis und die Energieauflösung von elektromagnetischer Strahlung in den verschiedenen Energiebereichen. Welche Möglichkeiten haben wir grundsätzlich zum Nachweis elektromagnetischer Strahlung, welche Bedeutung hat dies für die Physik und mit welchen Prinzipien erreicht man eine Energieauflösung der Strahlungsenergie?

- Welche Typen des radioaktiven Zerfalles kennen wir?
- Welche Strahlungsarten unterscheiden wir?
- Was bedeutet Elektroneneinfang?
- Erklären Sie die Wirkungsweise der wichtigsten Strahlungsdetektoren (Geiger-Müller-Zählrohr, Szintillationsdetektor mit SEV, Halbleiterdetektor, Dosimeterfilm)!
- Wie kann man, verallgemeinert erklärt, die Energie einfallender Strahlung durch einen Detektor bestimmen?
- Was versteht man beim Ge-Detektor unter „Photopeak“ und „Compton-Kante“?
- Was ist ein differentielles und was ein integrales Impulshöhenspektrum?
- Was ist ein Einkanal- und ein Vielkanalanalysator?
- Wie kann man die verschiedenen Strahlungsarten und deren Energie allgemein messen?
- Was versteht man unter Rekombinations-, Proportionalbereich, Gasverstärkung, Geigerschwelle und Gasentladung in einem Geiger-Müller-Zählrohr?
- Wie sind Sperrzeit, Auflösungszeit und Wiederherstellungszeit in einem Geiger-Müller-Zählrohr definiert?
- Wie kann man die genannten Zeiten bestimmen?
- Wie kann man neben der Energieauflösung auch die Identifikation bestimmter Strahlungsarten erreichen?
- Erklären sie den Aufbau der Karlsruher Nuklidkarte!
- Was gibt die Aktivität einer radioaktiven Substanz an? In welcher Einheit wird sie gemessen?
- Was ist der Unterschied zwischen den Einheiten Gray und Sievert?
- Wie bestimmt man die unbekannte Aktivität einer Probe mittels Dosisleistungsmessers?
- Welches ist die jährliche maximale Dosisleistung für beruflich nicht strahlungsexponierte Personen? Welches Gesetz regelt das? Welches ist in der BRD die durchschnittliche natürliche Strahlungsexposition in einem Jahr?
- Welche Dosis wird ungefähr bei einer Röntgenaufnahme, einer CT- und einer PET-Untersuchung appliziert? Erläutern Sie die drei Verfahren? Was sind jeweils die Vorteile?
- Wie sind die Grenzwerte für den Überwachungs-, Kontroll- und Sperrbereich?
- Welche Strahlungsart ist im Sinne des Personenschutzes die gefährlichste?
- Welche Quellen natürlicher Strahlung stellen in Deutschland die höchste Exposition (Äquivalentdosisleistung) dar?
- Bitte studieren Sie das Flurposter zum Versuch, das Sie auch auf der Webseite finden. Erklären Sie die dort gezeigten Energiespektren zur Detektor-Response-Funktion von ^{60}Co und ^{137}Cs .
- Welche systematischen Fehlerquellen können bei der Bestimmung der Gesamtaktivität einer Probe auftreten? Wie kann man die Gesamtaktivität einer Probe bestimmen?

Inbetriebnahme der Geräte

Das Anlegen der Hochspannung am Geiger-Müller-Zählrohr, Photomultiplier und am Ge-Detektor muss vorsichtig durchgeführt werden und man sollte man eine ANSTIEGSGESCHWINDIGKEIT DER HOCHSPANNUNG VON 100 - 200 V/s NICHT ÜBERSCHREITEN!

Dabei ist darauf zu achten, ob Funken hörbar sind. Tauchen beim Anlegen der Hochspannung ungewöhnliche Geräusche auf, ist die Hochspannung unmittelbar herunterzuregeln und der Betreuer zu informieren.

Die Hochspannung des Photomultipliers darf eine Spannung von 1 kV nicht überschreiten. Die Polarität ist negativ. Für den Ge-Detektor gilt eine Maximalspannung von +2,3 kV und für die zur Verfügung stehenden Geiger-Müller-Zählrohre 330 V.

Für den SEV und Ge-Detektor gilt: In weiten Bereichen ist der integrierte Strom des Ausgangssignals, welches an den Vorverstärker weitergegeben wird, und damit die Höhe des Ausgangssignals vom Hauptverstärker proportional zur angelegten Spannung. Dies bedeutet, dass sich die Kanäle, der eine bestimmte Primärquantenenergie zugeordnet werden, mit der angelegten Spannung ändern. In jedem Fall ist der Wert der Hochspannung am Photomultiplier bzw. Ge-Detektor also nach einmaliger Einstellung und Kalibrierung der Energie für alle Messungen konstant zu halten. Natürlich ist auch die Nachweiseffizienz, also die absolute Quantenausbeute, abhängig von der angelegten Spannung.

Vor dem Start der Messungen am Geiger-Müller Zählrohr ist die Signalverstärkung abzugleichen. Dies geschieht unter Zuhilfenahme einer Quelle. Man beobachte den unipolaren Ausgang des Hauptverstärkers mit Hilfe eines Oszilloskops. Die Shaping-Konstante am Hauptverstärker wird zu 2 μ s gewählt. Dann stellt man die Verstärkung so ein, dass die Signalamplituden bei einer Betriebsspannung von 330 Volt etwa 200 mV (maximal 5 V!) betragen. Dann stellt man die vertikale Sensitivität und die Zeitablenkung am Oszilloskop so ein, dass sich die Signalformen gut beobachten lassen.

Strahlenschutz

1. Essen und Trinken sind wegen der Inhalations- und Ingestionsgefahr radioaktiver Präparate nicht gestattet; dies ob des Eventualfalls, dass die Umhüllung der radioaktiven Präparate beschädigt ist.
2. Die Präparate sind in ausreichendem Abstand vom Körper zu halten.
3. Mit den Präparaten ist zügig und ohne Hast zu arbeiten.
4. Immer dann, wenn die Präparate nicht benötigt werden, sind sie in dem im Versuchsraum befindlichen Bleitresor aufzubewahren.

Gliederung

1. Radioaktivität, Strahlenarten und Kernumwandlungen
 - 1.1 α - Strahlung
 - 1.2 β - Strahlung
 - 1.3 γ - Strahlung
 - 1.4 Elektroneneinfang
 - 1.5 Freie Protonen/ Neutronen
2. Aktivitätsmessung
 - 2.1 Messung mittels Impulszähler mit genau definierter Geometrie
 - 2.2 Messung über Vergleich mit einer Probe bekannter Intensität
3. Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie
 - 3.1 Photoeffekt
 - 3.2 Comptoneffekt
 - 3.3 Paarbildung
4. Detektortypen zur Messung von Gammastrahlung
 - 4.1 Geiger- Müller Zählrohr
 - 4.1.1 Impulsamplitude und Betriebsspannung (aus V. Kment und A. Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr)
 - 4.1.2 Zählrohrcharakteristik (V.Kment und A.Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr)
 - 4.1.3 Auflösungszeit (aus V. Kment und A. Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr)
 - 4.1.4 Elektrische Feldstärke und Lawinenbildung im Zählrohr (aus V. Kment und A. Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr)
 - 4.2 Szintillationszähler
 - 4.3 Halbleiterdetektoren
5. Energiemessung
6. Form der Spektren
 - 6.1 Full-Energy-Peak
 - 6.2 Compton- Kontinuum und Compton- Kante
 - 6.3 Rückstreupeak
 - 6.4 Single- und Double-Escape-Linie
 - 6.5 Photo-Escape- Linie
 - 6.6 Bleifluoreszenzlinie
7. Aktivität, Dosis und Energieinhalt der Strahlung
 - 7.1 Die Strahlungsenergie
 - 7.2 Die Aktivität
 - 7.3 Energiedosis
 - 7.4 Ionendosis (Dosisleistung) und Äquivalentdosis
- 8 Berechnung der γ -Dosisleistung \dot{H} aus der Aktivität A

1. Radioaktivität, Strahlenarten und Kernumwandlungen

Abgesehen vom Wasserstoffatom, dessen Kern nur aus einem Proton besteht, enthalten alle Elemente sowohl Protonen als auch Neutronen. Unterschiedliche Kernarten werden als Nuklide bezeichnet und gewöhnlich wie folgt dargestellt:



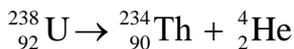
Z, die Ordnungszahl, gibt die Anzahl der im Kern enthaltenen Protonen und somit gleichzeitig die Kernladung an. A ist die (relative) Atommasse oder Kernladungszahl.

Die Mehrzahl der Nuklide ist instabil, d.h. sie haben die Eigenschaft sich ohne äußere Einwirkung und unter Aussendung von Strahlung umzuwandeln. Es werden dabei 3 Arten von Strahlung unterschieden: α -, β - und γ -Strahlung.

Von insgesamt 1500 bekannten Nukliden sind nur rd. 250 stabil. Bei allen in der Natur vorkommenden Radionukliden spricht man von natürlicher Radioaktivität. Radionuklide, die durch künstliche Kernumwandlungen (v.a. Kernspaltung von Uran-235) erzeugt wurden, tragen zur künstlichen Radioaktivität bei.

1.1 α - Strahlung.

Vor allem schwere, massereiche Kerne neigen zum α -Zerfall und wandeln sich unter Aussendung eines Heliumkerns ${}^4_2\text{He}$ in ein anderes Element um. Ein Beispiel ist der Zerfall des Uran-Isotops 238:



Die übersichtliche Darstellung in einem Zerfallsschema (Abb. 1) gibt dabei Aufschluss über die möglichen Zerfallskanäle, ihren prozentualen Anteil (engl. branching ratio) und die dabei frei werdenden Energien. Diese sind für jeden Übergang charakteristisch, da auch Atomkerne nur in bestimmten diskreten Energiezuständen sein können. Die freiwerdenden Alphateilchen sind daher immer monoenergetisch.

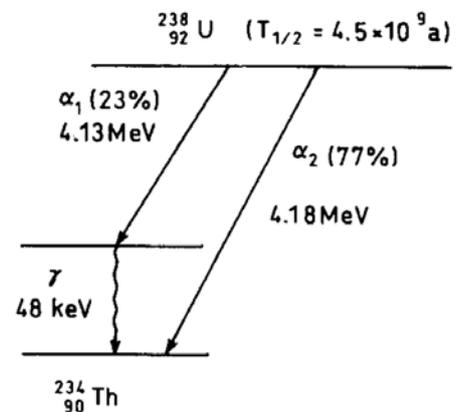


Abb. 1
Zerfallsschema des Uran Isotops 238
Aus: Marmier, Kernphysik, Band 1

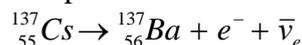
1.2 β - Strahlung

Beim β -Zerfall wird zwischen β^+ -Zerfall und β^- -Zerfall unterschieden.

Kerne mit Neutronenüberschuss sind β^- -Strahler.

Dabei wandelt sich ein Neutron unter Abgabe eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos zu einem Proton um: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

Beispiel: Caesium-137



Kerne mit Protonenüberschuss sind β^+ -Strahler.

Hierbei zerfällt ein Proton in ein Neutron unter Abgabe eines Positrons und eines Elektron-

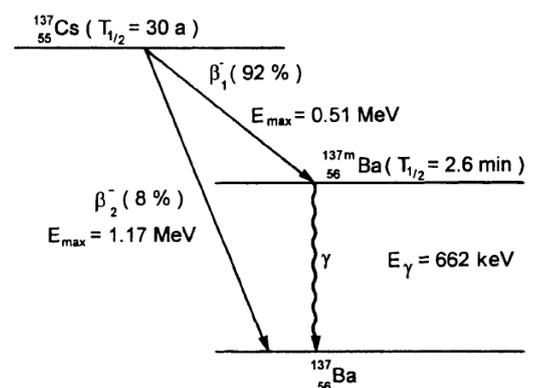


Abb. 2
Zerfallsschema des Caesium Isotops 137
Marmier, Kernphysik, Band 1

Neutrinos : $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$

Beispiel: Natrium-22



β -Strahlung ist nicht monoenergetisch, da sich die Energie beliebig auf die drei neu entstehenden Teilchen verteilen kann.

1.3 γ - Strahlung

Gammastrahlung entsteht, wenn ein Kern nach einer Umwandlung nicht sofort in den Grundzustand übergeht. Die überschüssige Energie wird dann in Form von extrem kurzwelligem Photonen abgegeben.

Beispiel: β -Zerfall von Caesium-137 (siehe Abb. 2)

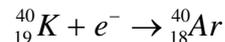
Aus dem gleichen Grund wie die α -Strahlung nimmt auch die γ -Strahlung diskrete, charakteristische Werte an und kann daher zur Identifikation von Isotopen verwendet werden.

1.4 Elektroneneinfang

Viele Radionuklide fangen ein Elektron ein.

Meist wird ein Elektron aus der innersten Schale (K- Schale \rightarrow auch: K- Einfang) in den Kern gezogen und wandelt sich mit einem Proton in ein Neutron um.

Dieser Zerfall tritt auch bei K-40 auf:



Der Hauptanteil der K-40- Strahlung ist jedoch β^+ - Strahlung.

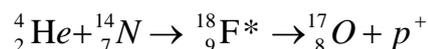
Elektroneneinfang führt zum gleichen Ergebnis wie die Emission eines Positrons. Durch einen K- Einfang kann auch ein metastabiler Zwischenkern entstehen, der sich durch Abgabe eines, zweier oder mehrerer Gammaquanten stabilisiert.

In der Wechselwirkung mit Materie unterscheiden sich β^+ - Strahlung und Elektroneneinfang natürlich. Positronen wechselwirken mit den Elektronen in der Referenzmaterie, welche sich dann gegenseitig zu 2 Gammaquanten annihilieren.

1.5 Freie Protonen/ Neutronen

Bei vielen Kernumwandlungen entstehen freie Neutronen und/oder Protonen.

Nachgewiesen wurden freie Protonen erstmalig durch Rutherford 1919:



2. Aktivitätsmessung

Will man die absolute Aktivität einer Probe bestimmen, so gestaltet dies sich eher schwierig.

2.1 Messung mittels Impulszähler mit genau definierter Geometrie

Bei diesem Verfahren ist der Anteil einer gedachten Oberfläche um den Strahler, deren Strahlungsfluss registriert wird, genau bekannt. Dementsprechend kann bei isotroper Strahlenverteilung auf die gesamte abgegebene Strahlung zurückgerechnet werden.

Allerdings ist bei diesem Verfahren neben der Geometrie natürlich auch die genaue Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit notwendig.

2.2 Messung über Vergleich mit einer Probe bekannter Intensität

Hat man eine Probe bekannter Intensität zur Verfügung, so kann man mittels dieser das Messgerät kalibrieren. Man bestimmt zu diesem Zweck einfach den gezählten Anteil im Verhältnis zum Sollwert der Probe. Der gemessene Umrechnungsfaktor kann in begrenztem Umfang (soweit die Messgeometrie streng eingehalten wird und die Nachweissensitivität nicht aufgrund unterschiedlicher Strahlungsarten und -energien variiert) auf andere Messungen übertragen werden.

Mittels dieses Verfahrens kann die Nachweiseffizienz eines Detektors für Strahlung einer bestimmten Art und Energie ermittelt werden und mit Hilfe dieser dann die absolute Aktivität einer unbekannt Probe mit gleicher Art und Energie der Strahlung.

3. Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie

Anders als α - hat γ -Strahlung in Materie keine definierte Reichweite, sondern wird exponentiell abgeschwächt.

Es gilt die Beziehung $I_\gamma(d) = I(0) \cdot e^{-\mu(E)d}$ in der $\mu(E)$ den energieabhängigen linearen Schwächungskoeffizienten und d die Dicke des Absorbermaterials bezeichnet.

Der lineare Schwächungskoeffizient ergibt sich als Produkt aus dem Massenschwächungskoeffizienten und der Dichte des Absorbermaterials:

$$\mu = \mu' \cdot \rho$$

In Abhängigkeit von der von der Gesamtenergie tragen drei Prozesse anteilig zur Schwächung der Gammastrahlung bei – der Photoeffekt, der Comptoneffekt und die Paarbildung:

$$\mu'_{\text{gesamt}} = \mu'_{\text{Photoeffekt}} + \mu'_{\text{Comptoneffekt}} + \mu'_{\text{Paarbildung}}$$

3.1 Photoeffekt

Vom Photoeffekt spricht man, wenn ein γ -Quant seine gesamte Energie E_γ an ein Elektron der Atomhülle überträgt. Dieses wird dabei aus dem Atomverband herausgeschlagen und verlässt diesen mit der kinetischen Energie $T = E_\gamma - B_i$. Dabei bezeichnet B_i mit $i = K, L, M, \dots$ die Bindungsenergie in der jeweiligen Schale.

Die Lücke – ungefähr in 80% der Fälle in der K-Schale – wird durch ein nachrückendes Elektron einer höheren Schale ausgefüllt. Die überschüssige Energie wird dabei als charakteristische Röntgenstrahlung abgegeben oder in einem strahlungslosen Übergang an ein weiteres Hüllenelektron abgegeben, welches dann den Atomverband als Auger¹-Elektron verlässt.

Der Wirkungsquerschnitt kann mit

¹ Pierre Victor Auger (1899-1993), franz. Physiker

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{3,5}}$$

angenähert werden.

Der Energieinhalt der Röntgenstrahlung bei Abregung durch Röntgenemission berechnet sich gemäß des Moseleyschen Gesetz nach:

$$\sqrt{\frac{f_{mn}}{cR}} = a(Z - \sigma) .$$

Dabei ist f_{mn} die Frequenz der Strahlung beim Übergang mn , c ist die Lichtgeschwindigkeit, R die Rydberg-Konstante, a ist ein charakteristischer Faktor, der von der Quantenzahl der Schalen, zwischen denen sich der Übergang ereignet, abhängt, Z ist die Ordnungszahl und σ ist die sogenannte Abschirmungskonstante, die den abschirmenden Effekt der Elektronen in niedrigeren Schalen beschreibt. Hier sind einige Beispiele:

Für den Übergang zwischen L und K- Schale:

$$f_{K\alpha} = \frac{3}{4} cR(Z - 1)^2$$

oder den Übergang zwischen der M und der L- Schale

$$f_{L\alpha} = \frac{5}{36} cR(Z - 7,4)^2$$

Auger-Elektronen werden bei strahlungslosen Übergängen emittiert. Wurde beispielsweise ein Elektron aus der K- Schale durch Photoeffekt entfernt, so rückt ein Elektron aus der L- Schale nach. Wenn die verbleibende Energie nicht, wie gerade dargestellt von einem Röntgenquant der Energie $E_\gamma = B_K - B_L$ davongetragen wird, kann es alternativ auch zur strahlungslosen Emission eines Elektrons aus der L-Schale kommen (in diesem Beispiel). Man spricht dabei von einem Auger- Elektron.

3.2 Comptoneffekt

Als Comptoneffekt wird die inelastische Streuung eines γ -Quants an einem (quasifreien) Elektron der äußeren Atomhülle bezeichnet (siehe Abb. 3).

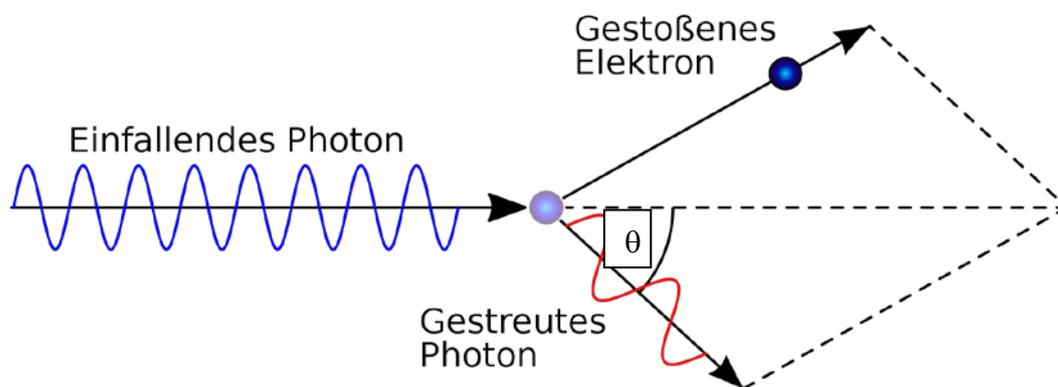


Abb. 3 Winkelverteilung zwischen Elektron und γ -Quant beim Comptoneffekt
 Von EoD - Eigenes Werk, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=1349742>

Das Elektron wird abgetrennt und kann weitere Sekundärionisationen hervorrufen; das γ -Quant bewegt sich in veränderter Richtung mit einer verringerten Energie E_γ^* weiter. Für diese folgt unter Beachtung der relativistischen Beziehungen für Energie und Impuls über die Compton-Streuformel $\lambda^* - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \vartheta)$

$$E_{\gamma}^* = \frac{E_{\gamma}}{1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)} \quad \text{mit } \varepsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}$$

und ϑ als dem Streuwinkel des Photons gegenüber der Einfallrichtung.

Entsprechend erhält man für die kinetische Energie des herausgeschlagenen Elektrons:

$$E_e = E_{\gamma} \left(1 - \frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}} \right) = \frac{\varepsilon(1 - \cos \vartheta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)} \text{ mit } \varepsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}$$

Der maximaler Energieübertrag auf das Elektron findet also bei Rückwärtsstreuung des Quants mit $\vartheta = \pi$ statt. Bei diesem Maximalwert befindet sich im Energiespektrum die die so genannte Comptonkante.

Die höchste Energie der Elektronen nach Comptonstreuung errechnet sich (Lage der Compton- Kante) im Falle der direkten Rückstreuung um 180° gemäß:

$$\left(\frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}} \right)_{\min} = \frac{1}{1 + 2\varepsilon} \text{ mit } \varepsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}.$$

Die Comptonkante liegt also bei

$$E_{\gamma} - E_{\gamma'_{\min}} = E_{\gamma} \left(1 - \frac{1}{1 + 2\varepsilon} \right) = E_{\gamma} \left(\frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} \right) \text{ mit } \varepsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}.$$

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Kernladungszahl des Absorbermaterials, da im Atom genau Z Elektronen als mögliche Wechselwirkungspartner zur Verfügung stehen und kann näherungsweise durch

$$\sigma_c \propto Z \frac{\ln(E_{\gamma})}{E_{\gamma}}$$

beschrieben werden.

Ad: Anwendung findet der Compton-Effekt in der Medizin beispielsweise bei der Diagnose von Knochenerkrankungen wie Osteoporose. Dabei wird Gamma- oder Röntgenstrahlung auf einen Knochen gerichtet und anhand der Gesamtintensität der gestreuten Strahlung auf die Elektronendichte und die dazu proportionale Knochendichte geschlossen.

3.3 Paarbildung

Bei sehr hohen Photonenenergien, wenn die Energie des Photons die doppelte Ruheenergie des Elektrons $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ überschreitet, wird Paarbildung im Coulomb-Feld eines Kerns möglich: $\gamma + \text{Kern} \rightarrow \text{Kern} + e^+ + e^-$ (Abb. 4)

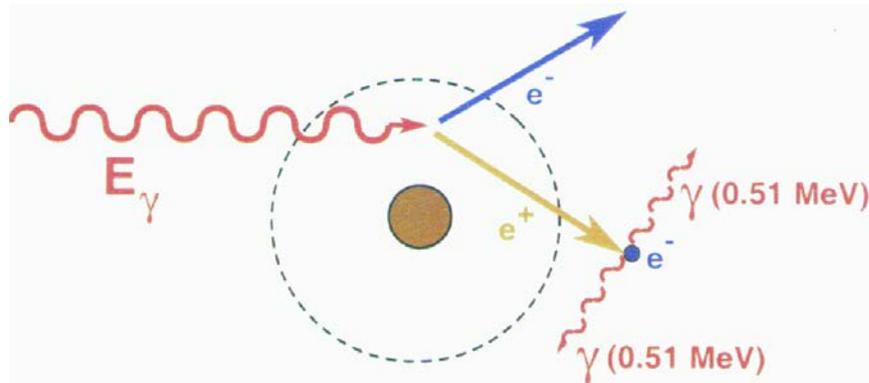


Abb. 4 Schema der Paarbildung in Materie
W. Demtröder, Experimentalphysik 4, 2. Auflage, Springer-Verlag 2005

Der Energieüberschuss wird dabei als kinetische Energie auf das entstehende Elektron und Positron übertragen. Der Differenzimpuls zum Photon wird an den Kern abgegeben (daher kann im Vakuum keine Paarbildung stattfinden), weshalb die Paarbildungswahrscheinlichkeit auch von der Art des Stoffes abhängt und sich der Wirkungsquerschnitt im Feld der Kerne zu

$$\sigma_{\text{Paarbildung}} \sim Z^2 \ln E_\gamma$$

ergibt.

Bei der Paarbildung verschwindet das primäre Gammaquant vollständig. Es entsteht, wie schematisch dargestellt, ein Elektron-Positron-Paar. Ein Teil des Impulses wird natürlich auch vom Kern übernommen. Die Restenergie $E_\gamma - 2m_e c^2$ kann sich also beliebig als kinetische Energie auf Elektron und Positron verteilen. Ist das Positron zur Ruhe gekommen, so vernichtet es sich mit einem Elektron zu zwei charakteristischen Gammaquanten der Energie $m_e c^2 \approx 0,51 \text{ MeV}$. Diese fliegen aus Gründen der Impulserhaltung in diametral gegenüberliegende Richtungen. Das entstandene Elektron kann zu weiteren Ionisationen führen, während das Positron nach Abgabe seiner kinetischen Energie mit Elektronen zu Gammaquanten annihiliert.

Die Wahrscheinlichkeit, dass sich das Positron bereits im Flug mit einem Elektron vernichtet, ist 50 mal kleiner. Auch ist es denkbar, dass beim Vernichtungsprozess drei statt zwei Gammaquanten frei werden. Die Lebensdauer eines Positroniums bis zum 3-Gamma-Zerfall beträgt 10^{-7} s , bis zum Zwei-Gamma-Zerfall dagegen nur 10^{-10} s .

Die Paarbildung an sich (Erzeugung von Elektron und Positron) kann auch mit kleinerer Wahrscheinlichkeit im elektrischen Feld eines Elektrons stattfinden. Durch den hohen

Energieübertrag $E_{\text{kin}} = \frac{p^2}{2m}$ auf das leichte Elektron mit $\frac{m_e}{m_p} \approx \frac{1}{1836}$, der beim schweren

Atomkern nahezu vernachlässigbar ist, benötigt das eintreffende Gammaquant jedoch eine Schwellenergie von $E_\gamma = 4m_e c^2$

Wie man sieht, hängt die Dominanz der Effekte von der Energie der Gammaquanten ab. Die Reichweite in unterschiedlichen Materialien ist für gleiche Energien bestimmt durch die

Ordnungszahl der Atome des Materials.

Exemplarisch sei der lineare Absorptionskoeffizient μ für Germanium dargestellt (Abb. 5):

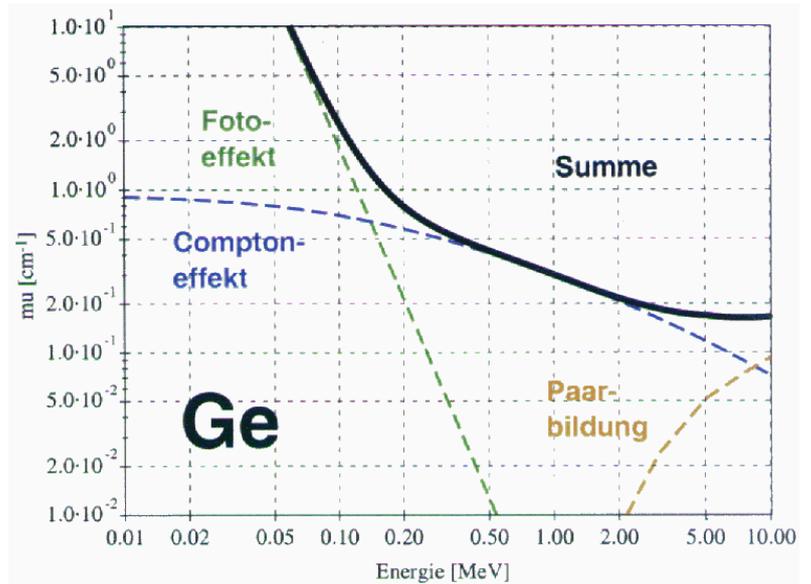


Abb. 5 Verlauf des linearen Absorptionskoeffizienten μ für Germanium

Bei Natriumjodid liegt die Energie der K-Schale des Absorbermaterials im gezeigten Bereich. An dieser Schwelle springt die Absorptionswahrscheinlichkeit für den Photoeffekt deutlich, da zusätzlich Elektronen aus der K-Schale herausgelöst werden können. Die theoretische Berechnung dieser Energien ergibt sich aus den Moseleyschen Gesetzen (s.o.).

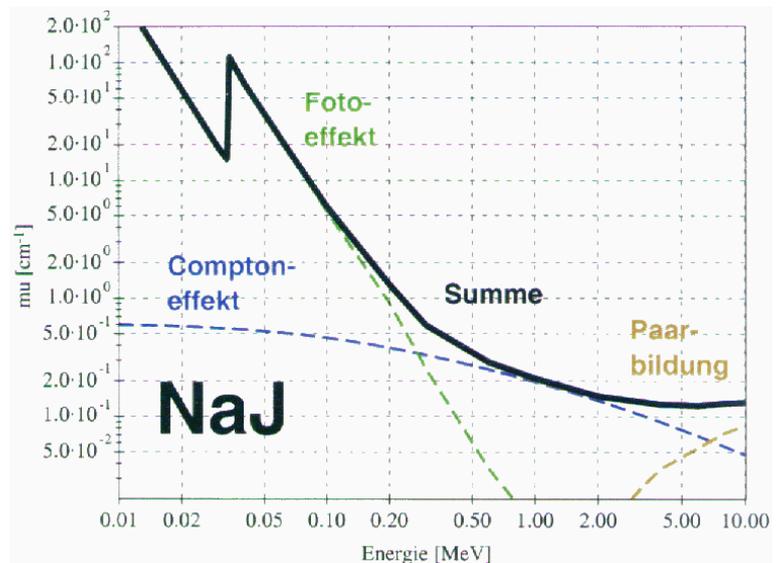


Abb. 6 Verlauf des linearen Absorptionskoeffizienten μ für NaJ

4. Detektortypen zur Messung von Gammastrahlung

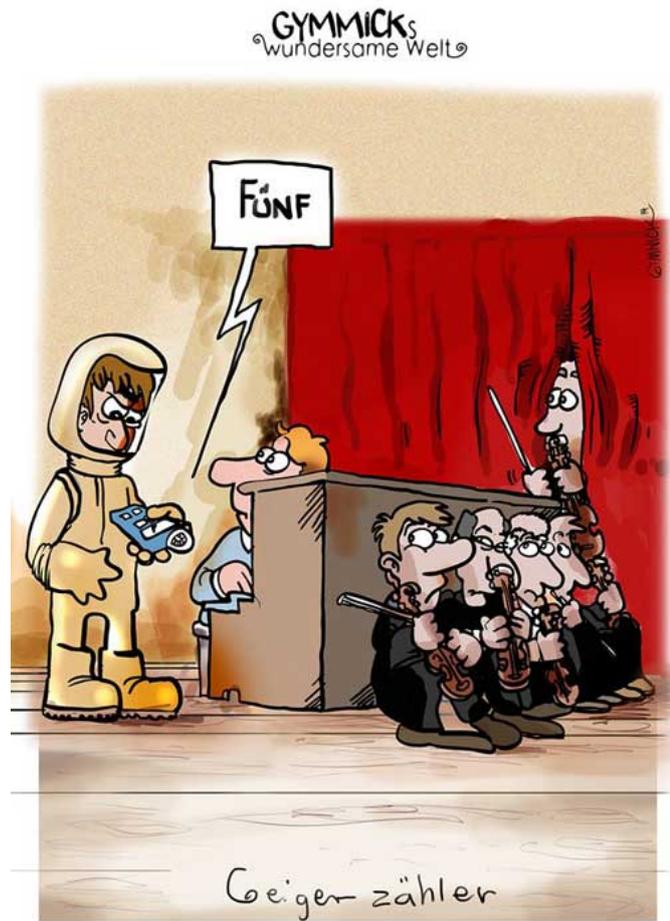


Abb. 7
Der Geigerzähler

<https://grillratte.de/cartoons/geigerzaehler/> ©Gymmicks

4.1 Geiger- Müller Zählrohr

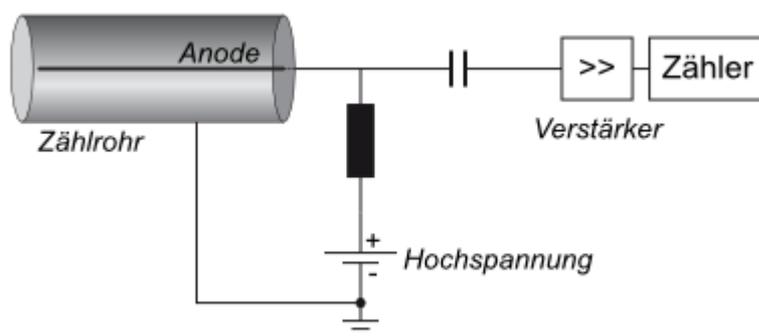


Abb. 8
Schaltung des Geiger-Müller-Zählrohres
<https://lp.uni-goettingen.de/get/text/4734>

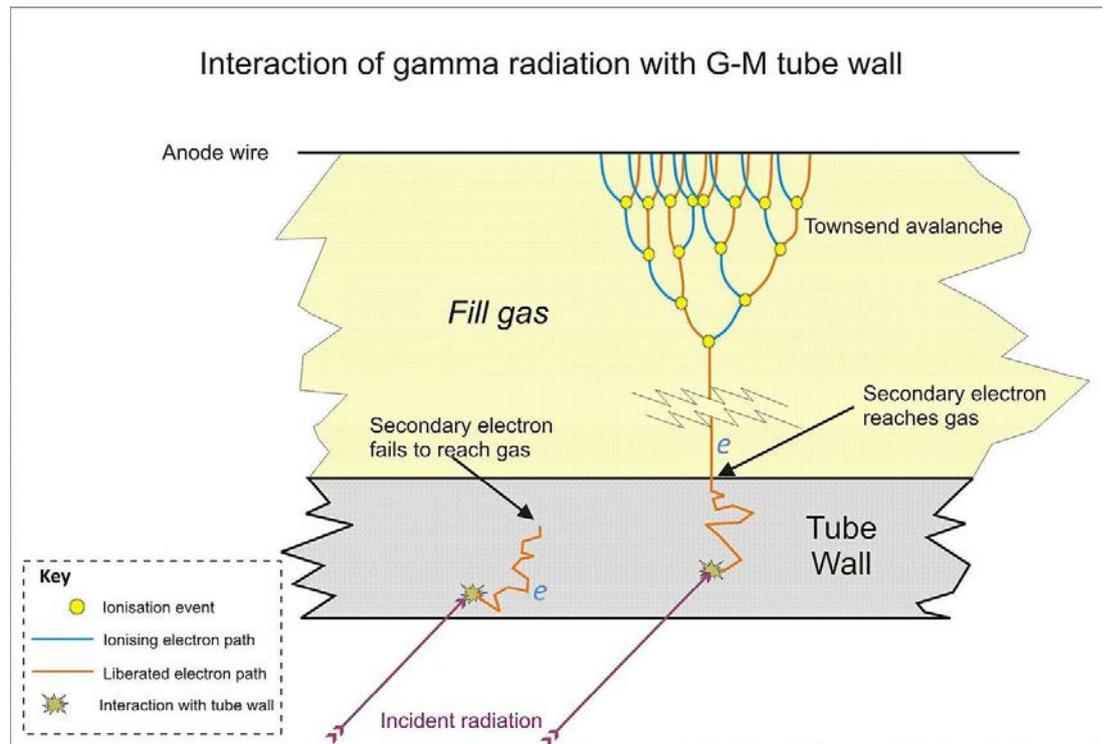


Abb. 9

Prinzip der Gasverstärkung in einem Geiger-Müller-Zählrohr

By Doug Sim - Own work, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=19720614>

Bei einem Geiger-Müller-Zählrohr handelt es sich um eine im Sättigungsbereich betriebene Ionisationskammer. Es besteht aus einem geladenem Metallrohr und einem entgegengesetzt geladenen sehr dünnen Draht, was im Bereich um den Draht ein sehr starkes elektrisches Feld $E=U/r$ (U : Spannung zwischen Draht und Rohr; r : Radius des Drahts) zur Folge hat. Das Feld muss stark genug sein, dass ein durch eintretende Strahlung erzeugtes Ion bzw. das freiwerdende Elektron innerhalb der mittleren freien Weglänge l genug Energie E_{cl} aufnimmt, um bei einem Stoß weitere Ionen zu erzeugen (Ionisationslawine), also $E_{cl} > W_{ion}$ (W_{ion} : Ionisationsenergie), und damit $U > W_{ion} r / E_{cl}$. Sobald die Ionen die entsprechende Elektrode erreichen, entsteht so ein Stromimpuls, der z.B. durch eine kapazitive Kopplung registriert werden kann. Nach jeder solche Entladung benötigt das Zählrohr allerdings eine gewisse Zeit (Totzeit), bis es wieder aufnahmebereit ist; außerdem kann nicht zwischen verschiedenen Arten der Strahlung unterschieden werden.

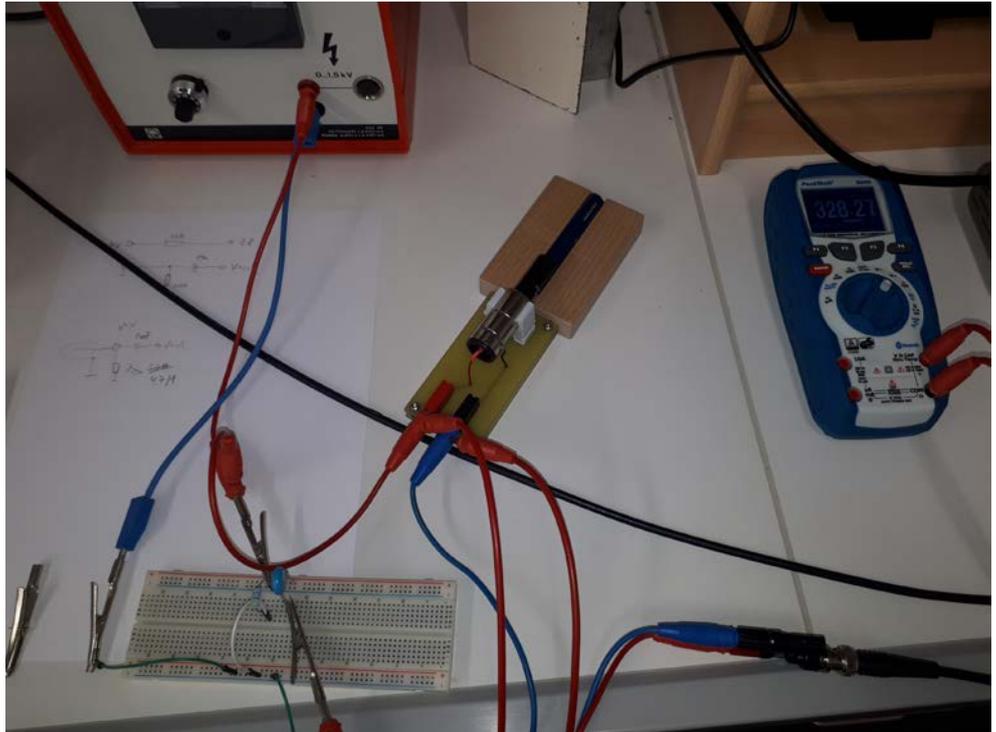


Abb. 10
Geiger-Müller-Zählrohr im Praktikum

4.1.1 Impulsamplitude und Betriebsspannung (aus V. Kment und A. Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr)

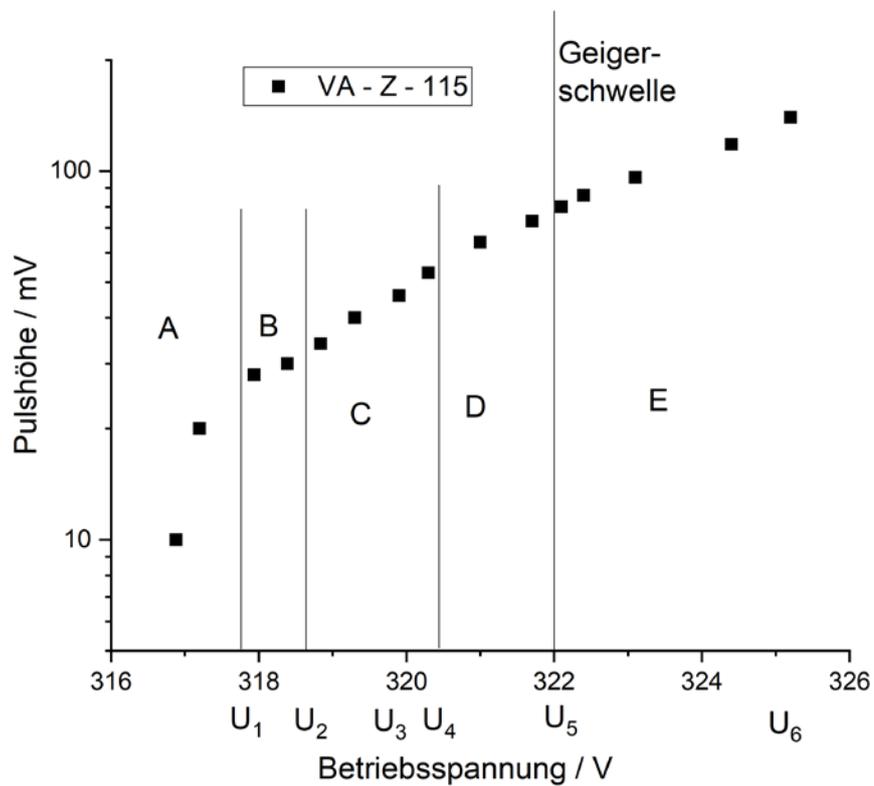


Abbildung 11 Impulshöhencharakteristik für das im Praktikum ausliegende VA-Z-115 Zählrohr.

Den Verlauf der detektierten Impulse, die z.B. mit einem Oszilloskop beobachtet werden können, zeigt Abbildung 11. Die Bereiche A und B sind die Bereiche, in denen die bekannten „Ionisationskammern“, also Blasen- und Nebelkammer, arbeiten. In diesen Bereichen wird eine Teilung der Ionen hervorgerufen, die positiven Ionen wandern zur Kathode, die negativen Ionen zur Anode. Die Geschwindigkeit der Ionen im Bereich A (Bereich der ungesättigten Ionisation) ist derartig gering, dass es häufig zu Rekombinationen zwischen positiven und negativen Ionen kommt. Bei der Spannung U_1 , ist jedoch die Geschwindigkeit der Ionen hinreichend groß, so dass diese die Kathode (und freie Elektronen die Anode) erreichen. In diesem Bereiche B der gesättigten Ionisation ist die Impulsamplitude (Pulshöhe) direkt von der Anzahl der primär bei der Ionisation erzeugten Ionenpaare bestimmt, da diese die Elektroden erreichen und den Ladungspuls verursachen. Steigert man die Arbeitsspannung über den Bereich B, d. h. über die Spannung U_2 , so setzt die „Gasverstärkung“ ein. Die elektrische Feldstärke ist am stärksten in der Nähe der Anode, wo die negativen Ionen oder Elektron derartig beschleunigt werden, dass weitere Moleküle ionisiert werden und die Pulshöhe von einer größeren Anzahl von Ionenpaaren als der durch die primäre Ionisation erzeugten entspricht. Der Impuls ist dabei jedoch wenigstens bis zum Erreichen der Spannung U_4 proportional der jeweiligen primären Ionenzahl. Hochionisierende Teilchen erzeugen dann also größere Pulse als schwach ionisierende Teilchen. Dies kann man in sogenannten Proportionalitätszählrohren nutzen, um Energie und ionisierende Wirkung einfallender Strahlung zu messen. Diese werden deshalb am Punkt U_3 betrieben. Es ist aber nicht das Messprinzip eines Geiger-Müller-Zählrohr, das für möglichst jedes einfallende Teilchen einen Puls unabhängig von seiner Pulshöhe zählen soll.

Der Bereich C wird daher der Proportionalbereich genannt. Die Gasverstärkung selbst kann dabei 10^3 bis 10^6 betragen je nach der Konstruktion des Zählrohres, der Art der Gasfüllung sowie der Strahlenart.

Zwischen der Spannung U_4 , bis U_5 folgt der Bereich D der teilweisen Proportionalität. Hier sind die Impulsamplituden schon nicht mehr streng proportional der primären Ionenzahl, die Gasverstärkung für Alpha-Teilchen (die zunächst im Allgemeinen wesentlich mehr primäre Ionenpaare erzeugen) ist bedeutend geringer als für Beta-Strahlen; es ist jedoch noch möglich zu unterscheiden, ob der Impuls durch eine stärkere oder schwächere primäre Ionisation hervorgerufen wurde.

Bei höheren Spannungen als der GEIGER-Schwelle U_5 , ist die Impulsamplitude völlig unabhängig von der Anzahl der primären Ionen, sie ist dieselbe für alle Impulse, gleichgültig, ob diese durch Alpha-, Beta- oder Gamma-Strahlen ausgelöst wurden. Zwischen den Spannungen U_5 und U_7 arbeiten die GEIGER-MÜLLER-Zählrohre. Die sog. Arbeitsspannung U_6 wird bei großen und sehr guten Zählrohren meist so gewählt, dass sie 100 V über der Geiger-Schwelle U liegt. Dies funktioniert jedoch nur, wenn der sogenannte Plateau-Bereich (siehe Abb. 12), also der Bereich konstanter Zählraten oberhalb der Geiger-Schwelle, hinreichend lang ist (mind. Größer als die genannten 100V). Bei unseren Zählrohren ist dieser Bereich überaus klein, so dass wir nur wenige Volt oberhalb der Geiger-Schwelle arbeiten.

Überschreitet man einen Spannungswert oberhalb der Geigerschwelle (bei uns VA-Z-115 ca. 370 Volt), so setzen Dauerentladungen ein, das Zählrohr versagt dann also und es fällt nicht mehr die angelegte Spannung am Zählrohr ab, da ein kontinuierlicher Strom fließt und der Widerstand des Zählrohres zusammenbricht. **Dies kann unmittelbar beobachtet werden, wenn die Spannung am Zählrohr sinkt obwohl der Spannungswert am Netzteil erhöht wird. In diesem Fall ist die Spannung unbedingt zu reduzieren, um eine Beschädigung des Zählrohres zu vermeiden. Im Bereich der ständigen Gasentladung werden die Löschgastome im Zählrohr zerlegt, was zur Zerstörung des Zählrohres führen würden oder wenigstens die Lebensdauer stark vermindern würden,**

4.1.2 Zählrohrcharakteristik (V.Kment und A.Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr)

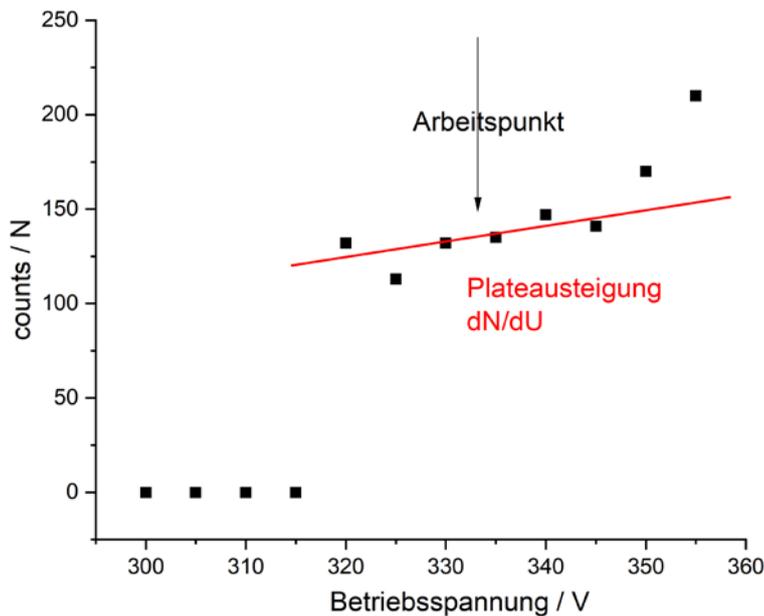


Abbildung 12: Spannung-Impulszahl (Zählrohrcharakteristik) des im Praktikum verfügbaren Zählrohres VA-Z-115

In Abbildung 12 ist die Spannung-Impulszahl (Zählrohrcharakteristik) des im Praktikum verfügbaren Zählrohres VA-Z-115 wiedergegeben. Auf die x-Achse wird die Spannung am Zählrohr aufgetragen, die y-Achse gibt die entsprechende Impulszahl in einem Intervall von 5 Sekunden für eine konstante Strahlung an. Bei der Aufnahme der Zählrohrcharakteristik dürfen natürlich weder die Lage des Zählrohres noch die des Präparates geändert werden. Soll die Charakteristik sehr genau aufgenommen werden ist es erforderlich, die Betriebsspannung stufenweise um max. 0,5 V zu erhöhen und länger dauernde Messungen anzustellen (z. B. Min.), wobei der minütliche Durchschnittswert aufgetragen wird. Im Bereich der Geigerschwelle steigt die Zählrate rasch auf ca. 100 counts/Sekunde an worauf dann die Impulszahl bei weiterer Erhöhung der Spannung wenig ansteigt. Der Bereich wird daher „Plateau“ genannt. Die maximale Arbeitsspannung, die das Ende des „Plateaus“ bedeutet liegt in dem Bereich bevor es zur Gasentladung kommt, bei uns etwa 360 - 370 Volt. Die ideale Betriebsspannung sollte nun oberhalb der Geigerschwelle aber deutlich innerhalb des Plateaus liegen, zum Beispiel bei 330 Volt für das Zählrohr VA-Z-115.

4.1.3 Auflösungszeit (aus V. Kment und A. Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr)

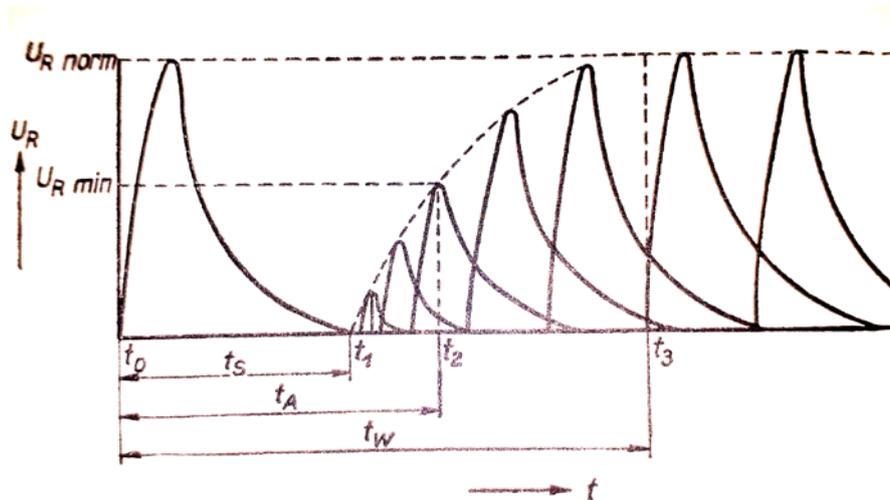


Abbildung 13: Diagramm zur Darstellung von Sperrzeit, Auflösungszeit und Wiederherstellungszeit
Quelle: V. Kment und A. Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr

Geiger-Müller-Zählrohre sind mit sogenanntem Löschgas gefüllt, um die entstandenen Ionenlawinen möglichst rasch zum Erliegen zu bringen, wenn ein Puls detektiert wurde. Da bei der Ausbreitung der Ionenlawinen auch angeregte Atome und Moleküle zurückbleiben, die über längere Zeit UV-Strahlung emittieren, muss das Löschgas drei Funktionen erfüllen:

1. es muss ultraviolette Photonen absorbieren.
2. seine Ionen müssen die Ladung im Ionenschlauch, der sich um eine Ionenlawine nahe der Anode bildet, übernehmen,
3. es muss die Emission von Photonen nach Neutralisation der Ionen verhindern, indem angeregte Atome und Moleküle „gelöscht“ werden.

Für die Funktion des GEIGER-MÜLLER-Zählrohres sind drei Zeiten

Wichtig (vergl. Abb. 14): die „Sperrzeit“ (t_s), bis die elektrischen Signale an der Anode wieder auf näherungsweise null gesunken sind, die „Auflösungszeit“ (t_A) bis ein neuer Puls eine hinreichende Amplitude entwickeln kann, um erneut erfasst zu werden und die „Wiederherstellungszeit“ (t_w), bis eine neu ausgelöste Ionenlawine die gleiche Pulshöhe aufweist wie die vorhergehende Lawine. Die Anforderungen an die Relaxation im Zählrohr nehmen dabei in der genannten Reihenfolge zu und es gilt

$$t_w > t_A > t_s$$

Gemessen vom Zeitpunkt der Erstzündung, t bezeichnet t_s den Zeitpunkt, von dem ab überhaupt eine Neuzündung möglich ist (Beendigung der Sperrzeit), t_A ist der Zeitpunkt, von dem ab die Impulsamplitude des neugezündeten Impulses den Wert überschreitet, der für die Erfassung durch die Messelektronik notwendig ist und somit den Zähler überhaupt auslöst und t_w ist der Zeitpunkt, von dem ab die Impulsamplitude des neugezündeten Impulses einen festgelegten Spannungsnormwert besitzt (Beendigung der Wiederherstellungszeit).

Nach Zündung des Zählrohres ist dieses für eine gewisse Zeit bis zur Wiedererreichung der GEIGER-Schwellen-Feld-stärke an der Anodenoberfläche, der Sperrzeit t_s (ungefähr 200 μsec) unempfindlich für den Nachweis weiterer Strahlen. Die Sperrzeit ist bestimmt durch die Ionengeschwindigkeit im Gase sowie sonstige Eigenschaften des Zählrohres. Nach

Beendigung dieser Sperrzeit t_s können weitere Strahlen das Zählrohr von neuem zünden, die Impulsamplituden sind jedoch noch anfänglich niedriger als die normale Impulsamplitude bei Arbeitsspannung, da nach Beendigung der Sperrzeit die Feldstärke an der Anodenoberfläche von der GEIGER-Schwellen-Feldstärke exponentiell bis zur normalen Feldstärke ansteigt.

4.1.4 Elektrische Feldstärke und Lawinenbildung im Zählrohr (aus V. Kment und A. Kuhn – das Geiger-Müller-Zählrohr)

Die elektrische Feldstärke E [V/m] zwischen koaxialen Elektroden im Abstand r von der Anodenachse beträgt bekanntlich:

$$E = \frac{U}{\left(r \cdot \ln \left(\frac{r_K}{r_A} \right) \right)}$$

wobei U [V] die Spannung zwischen Anode und Kathode bedeutet und r_K [cm] und r_A [cm] der Kathoden- bzw. Anoden-Radius ist.

Entscheidend für den Bereich, in dem das Zählrohr arbeitet (siehe Abb. 11, A-E), ist die Feldstärke in der Nähe der Anodendrahtoberfläche.

Überschreitet die Feldstärke bei der Spannung U , einen bestimmten Wert, so beginnt die Gasverstärkung und man kommt damit in die Proportionalbereiche C bzw. D. Bei der Spannung der GEIGER-Schwelle U , ist die Feldstärke in der Nähe der Anodendrahtoberfläche derartig groß, dass Ionenlawinenbildung einsetzt (GEIGER-Schwellen-Feldstärke). Die Entstehung der „Lawinen“ die charakteristisch für das Geigerbereich E ist, beruht auf folgenden Einzelvorgängen:

Ein Elektron, das durch Ionisation des primären Teilchens oder Strahles ausgelöst wird, wird zur Anode befördert, in deren Nähe es auf derartige Geschwindigkeiten beschleunigt wird, d. h. derartige Energie erhält, dass es Ionisation oder Anregung eines oder mehrerer Atome oder Moleküle hervorrufen kann. Bei dieser sekundären Ionisation werden weitere Elektronen befreit, die ihrerseits nach Beschleunigung im elektrischen Felde tertiäre Ionisation hervorrufen, und dieser Vorgang wiederholt sich derartig, dass sich eine Elektronen- und Ionen-Lawine schlauchartig um den Anodendraht ausbildet. Kehren angeregte Moleküle in ihren Grundzustand zurück oder neutralisieren sich Ionen, so werden bei diesen Vorgängen Photonen verschiedener Energie ausgesandt. Wenn sich die Wellenlänge dieser Photonen um 100 nm bewegt, so rufen sie durch Reabsorption weitere Ionisationen hervor. Photonen um 200 nm ionisieren im Allgemeinen keine Gasmoleküle im Zählrohr, können jedoch Elektronen aus der Kathode befreien. Für die Auflösungszeit des Zählrohrs haben diese Photonen immense Bedeutung.

4.2 Szintillationszähler

Ein Szintillationszähler dient dem zeitlich bestimmten Nachweis einzelner Quanten ionisierender Strahlung. Er besteht aus zwei Komponenten: Einem Szintillator, der die vom Quant abgegebene Energie in Lichtblitze umwandelt, und einem Photomultiplier, der diese in ein elektronisch messbares Signal umwandelt. Entscheidend für das Messprinzip ist, dass die vom Szintillator abgegebene Lichtintensität bei vollständiger Absorption des einfallenden γ -Quants proportional zu dessen Energie ist.

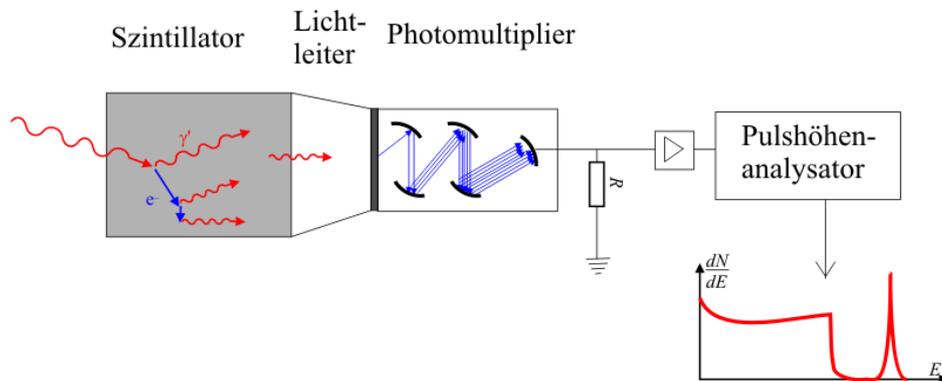


Abb. 14
Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers
zur Aufnahme eines Impulshöhenspektrums
Quelle: JKrieger

<https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Szintillationsz%C3%A4hler.png>

Szintillatoren sind Substanzen, die beim Durchgang schneller geladener Teilchen Photonen im sichtbaren oder ultravioletten Spektralbereich aussenden. Neben anorganischen und organischen Kristallen kommen hierfür auch Plastik- oder Flüssigkeitsszintillatoren sowie Gas-Szintillatoren in Frage, die sich jeweils in ihren Szintillationsmechanismen, Strahlungsempfindlichkeiten und vor allem Reaktionszeiten unterscheiden.

Anorganische Kristalle, wie das im Praktikum verwendete Natriumjodid (NaI), weisen durch ihre Regelmäßigkeit eine gut ausgeprägte Bandstruktur auf. Die Szintillation, d.h. das Aussenden von Lichtblitzen, kann daher sehr gut im elektronischen Bändermodell beschrieben werden. Dabei ordnet man dem Kristall als ganzem ein Energie-Niveau-Schema zu, wobei dicht liegende Niveaus als Bänder bestimmter Breite betrachtet werden. Das höchste vollständig besetzte Band wird als Valenzband und das darüber liegende als Leitungsband bezeichnet. Der Abstand zwischen beiden Bändern beträgt bei Alkaliiodidkristallen in etwa 6-8 eV (Vgl. Abb.15).

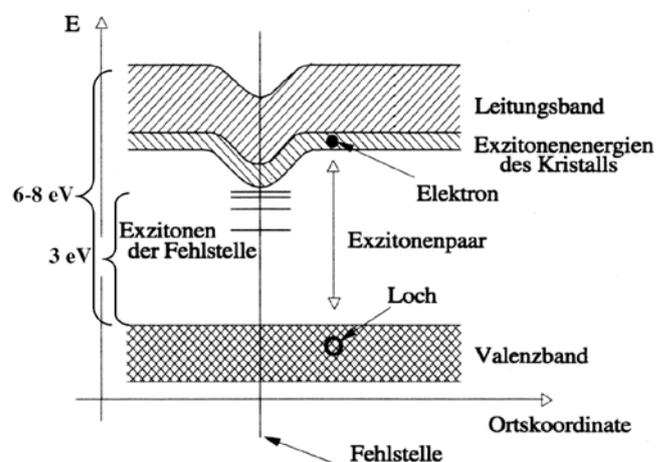


Abb.15
Bändermodell des TI dotierten NaI-Kristalls

Durch Dotierung, d.h. dem Einbringen von Störstellen, wird das Leitungsband lokal verformt, so dass zusätzliche Energieniveaus – die sogenannten Aktivatorzentren – innerhalb der Bandlücke entstehen. Bei der Absorption energiereicher Strahlung werden nun Elektronen ins Leitungsband gehoben oder, wenn die Energie dazu nicht ausreicht, lose gekoppelte Elektron-Loch-Paare

(Exzitonen) erzeugt. Beide können sich frei durch den Kristall bewegen und rekombinieren insbesondere an den Thallium-Störstellen, wobei die Abregung über die Aktivatorniveaus unter Emission von Photonen erfolgt, die Energien im sichtbaren und nahen UV-Bereich haben. Da sie damit innerhalb der Bandlücke des Kristalls liegen, können die Lichtblitze den Kristall durchqueren ohne erneut absorbiert zu werden und ungehindert zur Photokathode des Photomultipliers vordringen.

Photomultiplier

Szintillatoren gehören zu den ältesten Nachweismethoden für radioaktive Strahlung. Erstmals 1903 von Sir William Crookes zur Detektion von α -Teilchen verwendet, verloren sie zwischenzeitlich mit dem Aufkommen der Gasionisationszähler (Vergleich Geiger-Müller-Zähler) an Bedeutung, da das Zählen der Lichtblitze mit Vergrößerungslinse und bloßem Auge sehr ermüdend und mühselig war. Gut 41 Jahre später verhalfen ihnen S. Curran und W. Baker zu einem Comeback, indem Sie einen gerade erst neu entwickelten Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher = SEV) einsetzten.

Dieser übernimmt die Aufgabe des Beobachters und liefert gleichzeitig ein verstärktes elektronisch messbares Signal.

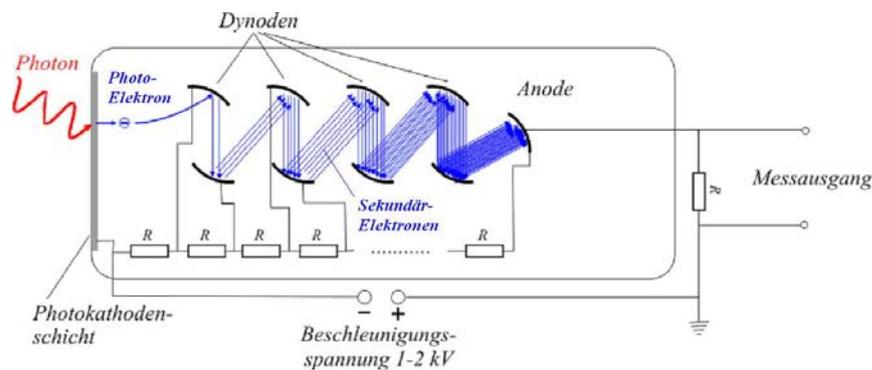


Abb.16
Aufbau eines Photomultipliers
Quelle: JKrieger,

https://en.m.wikipedia.org/wiki/File:Photomultiplier_schema_en.png

Das einfallende Photon trifft dabei auf eine Photokathodenschicht, in der es über den Photoeffekt ein Elektron erzeugt, welches von einer anliegenden Spannung abgesaugt und zu einer ersten Dynode hin beschleunigt wird. Dort und kaskadenartig in weiteren Dynoden werden dann jeweils etwa 2-3 Sekundärelektronen aus der Oberfläche herausgeschlagen und schließlich auf der Anode gesammelt. So entsteht ein zur einfallenden Lichtintensität proportionaler, jedoch um (bei 10 Dynoden) einen Faktor von etwa 2^{10} verstärkter, messbarer Stromimpuls, der über einen Widerstand in einen entsprechenden Spannungsimpuls abgebildet wird.

Ad: Szintillatoren werden beispielsweise in der Nuklearmedizin bei der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) verwandt. Dort erlauben sie es, ringförmig angeordnet, die Annihilationsstrahlung der von Radiopharmaka beim β^+ -Zerfall ausgesandten Positronen per Koinzidenz- und Laufzeitunterschiedsmessung anatomisch zu lokalisieren und somit beispielsweise Stoffwechselprozesse zu verfolgen.

4.3 Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren bestehen aus einer in Sperrrichtung betriebenen Halbleiterdiode. Die anliegende Spannung U_R vergrößert die Ladungsträger-Verarmungszone an der p-n-Grenzschicht (von W_{S0} zu W_{SR}). Trifft ein geladenes Teilchen oder ein Photon auf diese Schicht, so werden – proportional zur deponierten Energie – Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die augenblicklich vom

anliegenden Feld abgesaugt werden und an einem Arbeitswiderstand R einen Spannungsabfall verursachen (S. Abb. 17).

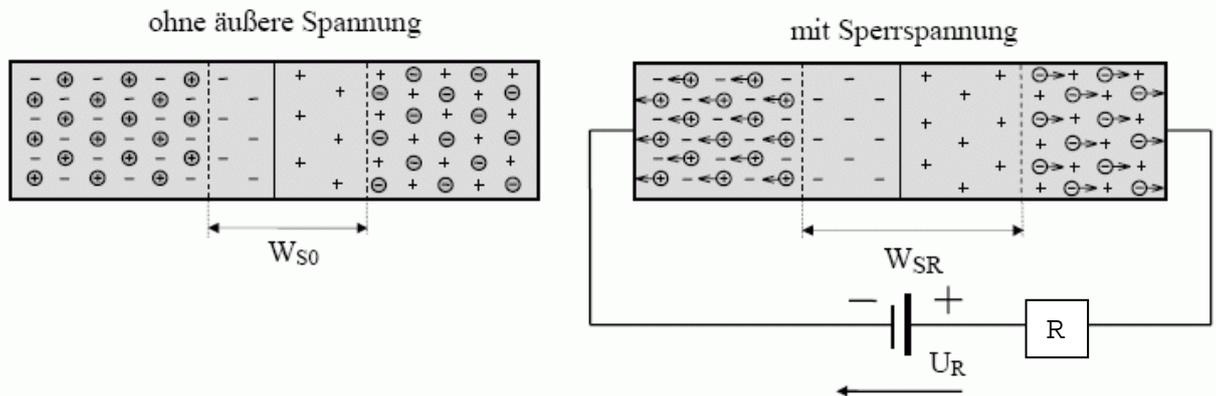


Abb.17
Größe der Raumladungszone/Sperrschicht an einem p-n-Übergang
<https://iwenzo.de/pn-uebergang/>

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für γ -Strahlung wächst entsprechend mit der Dicke der Sperrschicht, die sich allerdings nicht beliebig vergrößern lässt, da sonst die Leckströme im Material zu groß werden. Um dieses Problem zu lösen gibt es zwei Ansätze. Zu einem kann man Lithium in das p-dotierte Material eindringen lassen (Ge(Li)-Detektor), hat dann jedoch das Problem, dass das Li bei Raumtemperatur ausdiffundieren würde, was eine ständige und ununterbrochene Kühlung erforderlich macht. Eine andere Möglichkeit ist der Einsatz von hochreinem Germaniumsubstrat (HPGe – High Purity Germanium). Dieses Material hat eine sehr geringe Leitfähigkeit und muss nur während der Messung gekühlt werden.

5. Energiemessung

Um nun zu einem Energiespektrum zu gelangen, werden die vom Detektor gelieferten Spannungspulse (Energie-Proportionalität!) der Größe nach sortiert und in einem Histogramm (Impulshöhenspektrum) dargestellt.

Ein **Einkanalanalysator** (EKA, engl. SCA) besteht aus einem Operationsverstärker der die Eingangspulse des angeschlossenen Detektors entsprechend der gewählten Einstellung verstärkt und damit auf einen durch seine Betriebsspannung begrenzten Messbereich abbildet. An dem sich anschließenden Fensterdiskriminator kann nun ein Spannungsintervall ΔU eingestellt werden, in dem die Amplitude eines Impulses liegen muss, um am Diskriminatorausgang einen Normpuls zu erzeugen. Dieser kann dann mit einem Digitalzähler erfasst oder über ein Ratemeter in eine zur Zählrate proportionale Ausgangsspannung konvertiert werden.

Wird nun das gewählten Messfenster über den Messbereich geschoben, kann das komplette Spektrum der Eingangspulse sequentiell erfasst werden.

Ein **Vielkanalanalysator** (VKA, oder engl. Multichannel Analyzer – MCA) besteht aus einem Peak-Detektor und einen A/D-Wandler, der eingehenden Impulsen eine zu ihrer Amplitude proportionale Kanalnummer zuweist. Jeder Kanal entspricht dabei einem Spannungsintervall ΔU ,

vergleichbar mit dem Fenster des Einkanalanalysators. Im Gegensatz zu diesem werden jedoch alle Kanäle parallel, aber nicht gleichzeitig gezählt, was die Messzeit drastisch verkürzt.

Energieauflösung

Da die im Detektor ablaufenden Elementarprozesse statistischen Schwankungen unterliegen, ergeben sich – trotz der diskreten Energien der γ -Quanten – gaußförmig verbreiterte Linien im Impulshöhenspektrum.

Die Auflösung R eines Detektors wird daher im Bezug auf die Halbwertsbreite (HWB; engl. FWHM = full width at half maximum) des jeweiligen Peaks angegeben:

$$R(E) = \frac{(\Delta E)_{HWB}}{E_\gamma}$$

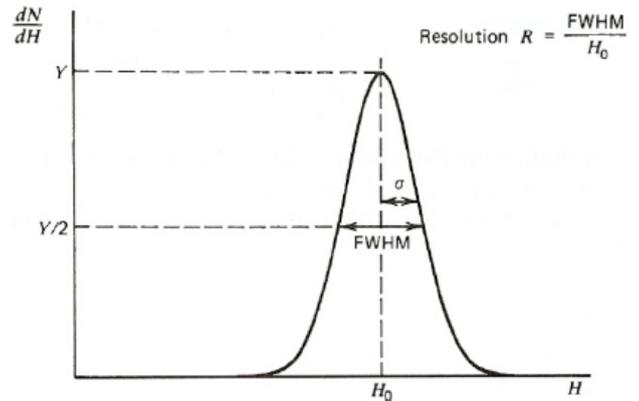


Abb.18 Energieauflösung ($H_0 = E_\gamma$)

https://www.physik.uzh.ch/groups/groupbaudis/darkmatter/grouptalks/bachelortalk_funk.pdf

6. Form der Spektren

Bei jedem realen Spektrometer hat ein gemessener Energiepeak eine gewisse Breite. Zudem treten auch außerhalb des eigentlich zu erwartenden Energiebereichs Zählraten auf, die nicht von Hintergrundereignissen herrühren. Das Spektrum bekommt eine charakteristische, strukturierte Form. Dafür gibt es im wesentlichen drei Gründe:

1. Das endliche Auflösungsvermögen des Spektrometers führt zur Linienverbreiterung
 - 1.1 So besitzt der MCA nur eine bestimmte Anzahl an Kanälen. Die Mindestbreite ist folglich die Breite eines Kanals (Genauigkeitsverlust durch den A/D- Wandler).
 - 1.2 Die Anzahl an Elektron-Loch-Paaren im Halbleiterdetektor oder die Anzahl an Sekundärelektronen im NaI-Detektor ist natürlich ganzzahlig, was selbst unter idealen Bedingungen zu einer begrenzten Auflösung führt.
 - 1.3 Die Zahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare unterliegt zusätzlich statistischen Schwankungen.
 - 1.4 Die Effizienz der Ladungssammlung und die Lichtausbeute beim Szintillationszähler unterliegt statistischen Schwankungen. Auch die Quantenausbeute der Photokathode schwankt statistisch.
 - 1.5 Beim Szintillationszähler gibt es besonders statistische Schwankungen des Überföhrungsfaktors zwischen Kathode und der ersten Dynode. Dies führt zu Schwankungen in der Elektronenvervielfachung mit einem für jeden Zyklus konstanten relativen Fehler.
 - 1.6 Die Wechselwirkungsprozesse im Detektorvolumen „schlucken“ einen Teil der Energie der Primärquanten durch die Bindungsenergie der Elektronen (Photoeffekt und Comptoneffekt). Je nachdem, in welcher Schale die betroffenen Elektronen sitzen, ist dieser Betrag jedoch nicht notwendigerweise bei jedem Prozess gleich.

2. Ein Teil der Quanten wird schon an den Begrenzungsflächen des Detektors gestreut oder an der Abschirmung, verliert einen Teil seiner Energie und gelangt dann erst in das Spektrometer.
3. Die primäre Photonenenergie wird möglicherweise nicht vollständig im Detektor absorbiert. Dies kann wiederum verschiedene Ursachen haben:
 - 3.1 Die Primärquanten oder die in den Folgeprozessen erzeugten Röntgen-, Compton- oder Vernichtungsquanten verlassen das Detektorvolumen ohne weitere Wechselwirkung.
 - 3.2 Elektronen, die in den Randschichten des Detektors erzeugt wurden, werden nicht vollständig abgebremst.
 - 3.3 Bremsstrahlungsquanten entweichen.
4. Daneben verursacht das Rauschen der Verstärkerstufen und Dioden eine endliche Linienbreite

6.1 Full-Energy-Peak

Die Linie im Spektrum, die durch die vollständige Absorption der primären Quantenenergie erzeugt wird, nennt man den Full-Energy-Peak. Die natürliche Breite des Full-Energy-Peaks (sowie jedes weiteren isolierten Peaks) wird folglich durch die genannten Punkte 1., 2. und 4. erzeugt. Die restliche Form des Spektrums entsteht durch die Effekte 2. und besonders 3.

Irrtümlicherweise bezeichnet man den Full-Energy-Peak manchmal als Photopeak. Natürlich ist die Wahrscheinlichkeit für vollständige Absorption sehr groß, wenn die Primärenergie des Quants bereits vollständig auf ein Elektron übertragen wurde, wie dies beim Photoeffekt der Fall ist. Jedoch kann auch das Photoelektron den Detektor frühzeitig verlassen und zu einem Ereignis im Compton- Kontinuum beitragen; auf der anderen Seite kann mehrfacher Comptoneffekt dem Photon so viel Energie abziehen, dass ein Ereignis innerhalb des Photopeaks registriert wird (Mehrfachstreuung).

6.2 Compton- Kontinuum und Compton- Kante

Die Comptonverteilung erstreckt sich, wie bereits dargestellt, zu kleineren Impulshöhen hin. Primär comptongestreuete Quanten übertragen dabei einen Teil der Energie (fast Null bis hin zum Maximalübertrag bei 180° Streuung) auf Elektronen (quasifrei) und verlassen dann den Detektor.

Man misst also nur die auf das Compton- Elektron übertragene Energie bis hin zur Compton-Kante:

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \right) = \frac{\varepsilon(1 - \cos \vartheta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)} \text{ mit } \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

6.3 Rückstreupeak

Auch außerhalb des Detektors können Gammaquanten durch Comptoneffekt rückgestreut werden und dann im Detektor nachgewiesen werden. Dies kommt besonders bei 180° Rückstreuung oder bei großen Streuwinkeln vor. Auch innerhalb des Präparates kann sich Rückstreuung ereignen. Die Gammaquanten haben dann die meiste Energie auf ein Comptonelektron außerhalb des Detektors abgegeben und führen zu einer Anhäufung von Ereignissen niedriger Energie, wie im Peak des Cs-137-Spektrums im Bereich 0,2 MeV ersichtlich (siehe Auswertung). Die Lage und Breite dieses Peaks ist abhängig von der Geometrie des Detektorsystems.

Veränderungen am Rückstreupeak sind besonders durch den Einfluss von Streumaterialien hinter der Probe (nicht zwischen Probe und Detektor) zu beobachten.

6.4 Single- und Double-Escape-Linie

Sofern $E_\gamma > 2m_e c^2$ gilt und somit Paarbildungsprozesse auftreten, sind zwei weitere Linien zu beobachten. Die eine davon liegt genau 511 keV unter dem Full Energy Peak und trägt dem Phänomen Rechnung, dass bei einem Paarbildungsprozess Elektron oder Positron ohne Wechselwirkung im Detektor entkommen ist und somit 511 keV „verloren“ gingen. Wahrscheinlicher ist es, dass bei der Annihilation des Positrons mit einem Elektron nur eines der beiden Vernichtungsquanten über einen Sekundärprozess registriert wurde und somit eine Anhäufung von Ereignissen genau 511 keV unter dem Full Energy Peak zu erwarten ist. Auf der anderen Seite ist es ebenso denkbar, dass beide Vernichtungsquanten entkommen. Somit gibt es auch eine Anhäufung von Ereignissen genau 1,02 MeV unter dem Full Energy Peak.

6.5 Photo-Escape- Linie

Werden Elektronen aus tieferen Schalen (z.B. der K- Schale) geschlagen, so entsteht charakteristische Röntgenstrahlung beim Nachrücken der Elektronen aus höheren Schalen. Bei der K- Schale resultiert dann eine Emission von Röntgenstrahlen der Energie 28 keV. Diese können jedoch entweichen. Dies führt zu einer Linie, die kurz unterhalb der Vollenergielinie bei

$E = E_\gamma - E_K$ zu finden ist. Bei NaJ ist $E_K = 28\text{keV}$.

6.6 Bleifluoreszenzlinie

Verwendet man zur Abschirmung Blei, so entstehen zwei weitere charakteristische Linie bei 76,6 keV, die sogenannte Bleifluoreszenzlinie. Diese kommt dadurch zustande, dass aus der K-Schale von Blei ein Elektron herausgeschlagen wird (einer der drei genannten Effekte). Dann gelangt das entstehende charakteristische Röntgenphoton in den Detektor und wird einzeln nachgewiesen. Man weist also die bei Abregung des Atoms vorrangig entstehende K_α - und K_β - Linien nach.

Im Flur der Praktikumsräume hängt ein Poster, auf dem ein charakteristisches Gammaspektrum zu sehen ist. Dieses sollte vor Beginn des Experiments studiert und die genannten Linien und Bereiche identifiziert werden

7. Aktivität, Dosis und Energieinhalt der Strahlung

7.1 Die Strahlungsenergie

Mit der Energie der Strahlung wird in der Physik der Energieinhalt eines „Teilchens“ angegeben, der zur Ruhemasse hinzukommt (Gesamtenergie bei Photonen, sonst kinetische Energie). Dieses Teilchen kann durch eine Reaktion in der Elektronenhülle oder im Atomkern aus einem Zustand emittiert werden und die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand tragen. Der Energieinhalt wird typischerweise in der Einheit Elektronenvolt (eV) angegeben.

Beispiele:

- a) Die Energie von Gasatomen beträgt bei Zimmertemperatur rd. 0,04 eV. Energiebeträge der Größenordnung 0,01 eV werden als thermische Energie bezeichnet. Thermische Neutronen mit einer Geschwindigkeit von 2 km/s haben eine Energie von rd. 0,025 eV
- b) Die Energie des gebundenen Elektrons im Wasserstoffatom beträgt 13,6 eV (bei H₂ 15,4 eV). Angeregte Elektronen strahlen Energien dieser Größenordnung ab, wenn sie in den Grundzustand zurückfallen.
- c) Alphateilchen treten mit quantisierten Energiezuständen auf. Beim Betazerfall sind die Energieinhalte zwar auch auf wenige Energiestufen beschränkt, jedoch verteilt sich der Energieinhalt zufällig auf Antineutrino und Elektron, so dass unter Berücksichtigung der Mindestenergie eines Elementarteilchens kontinuierliche Energiespektren auftreten. Ein für den jeweiligen Zerfall charakteristischer Maximalwert, welcher in den Tabellen angegeben ist, wird natürlich nicht überschritten. Die Energie der Alpha- und Beta-Teilchen liegt im MeV-Bereich

Grundsätzlich gilt, dass unter der Bedingung, dass das Teilchen gerade die Maximalenergie des Zerfalls enthält, der Kern dann in den Grundzustand übergeht und keine weitere Energie abgibt. Entstehen Teilchen mit insgesamt niedrigerer Energie, so verbleibt der Kern im angeregten Zustand, und die Abgabe von γ -Quanten charakteristischer Energie (typischerweise einige keV – MeV) erfolgt.

7.2 Die Aktivität

Die Aktivität bezeichnet die Anzahl der Kernzerfälle pro Zeiteinheit:

$$1\text{Bq} = 1 / \text{s}$$

$$\text{Die alte Einheit ist ein Curie: } 1\text{Ci} = 3,7 * 10^{10} / \text{s}$$

Natururan (99,2739% U-238; 0,7205% U-235 und 0,0056% U-234) hat eine spezifische Aktivität von $2,5 * 10^7$ Bq/ kg oder 25 MBq/ kg.

7.3 *Energiedosis*

Die bei den Kernumwandlungen auftretenden Strahlen stellen einen Energiestrom dar. Ein Teil des Stromes wird in Wechselwirkung mit Materie absorbiert.

Diese Absorption eignet sich gut als Maß für die physikalische Strahlenwirkung

$$\text{Energiedosis} = \text{absorbierte Strahlungsenergie} / \text{Masse} = 1 \text{ J} / \text{kg} = 1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad.}$$

Eine Energiedosis von 4200 J / kg führt beim menschlichen Körper zu einer Temperaturerhöhung von rd. 1°C, die Absorption von 10 mGy also zu einer Temperaturerhöhung von etwa 0,0000023 °C. Dennoch kann diese Energiedosis bei kurzfristigem Einwirken bei Lebewesen bereits deutliche Strahlenschäden hinterlassen.

Der Hauptgrund ist die Tatsache, dass die Energieabgabe in extrem kleinen Bereichen erfolgt. Dadurch können lebenswichtige Moleküle zerstört werden. Besonders fatal sind Treffer einer DNS- Doppelhelix, bei der beide Stränge zerstört werden. In diesem Fall kann der körpereigene Reparationsmechanismus überfordert werden und eine Krebsmutation ausgelöst werden. In solchen Fällen spricht man von stochastischen Schäden. Bereits ein ungünstiger Treffer kann ausreichen, einen solchen Schaden zu verursachen. Die Wahrscheinlichkeit eines stochastischen Schadens ist zwar proportional zur Strahlungsintensität, jedoch muss keine Mindestschwelle an Strahlung überschritten werden, um für eine gegebene Strahlung prinzipiell stochastische Schäden zu erlauben.

7.4 *Ionendosis (Dosisleistung) und Äquivalentdosis*

Die radioaktiven Strahlen wirken ionisierend auf Moleküle. Dieser Effekt kann zu einer Entladungsmessung an einem stark aufgeladenen Kondensator genutzt werden.

Ein solcher Ionisationsdetektor, wie das Geiger-Müller-Zählrohr eignet sich hervorragend zur Messung von Radioaktivität. Physiologisch Relevant ist die daraus berechnete Äquivalentdosis.

Während die Energiedosis (kurz: Dosis) ein Maß für die physikalische Strahlenwirkung darstellt und in Gray (Gy) gemessen wird, berücksichtigt die Äquivalentdosis die unterschiedliche Wirksamkeit verschiedener Strahlungsarten auf Gewebe: **Äquivalentdosis = Energiedosis · Qualitätsfaktor** (Einheit: Sievert, Sv).

Die Strahlungsart ist für die biologische Wirkung von maßgeblicher Bedeutung.

Allerdings spielen auch die Strahlenenergie, der räumliche Umfang der Bestrahlung, die Beschaffenheit des biologischen Objekts (Art des Organs), zeitliche Faktoren u.a. eine wichtige Rolle.

Qualitätsfaktoren

Strahlungsart	QF / Sv Gy⁻¹
α-Strahlung	10
β-Strahlung	1
Röntgen- und γ-Strahlung	1
Langsame Neutronen	5
Schnelle Neutronen	10
Schwere Rückstoßkerne	20

Mittlere Reichweite in Wasser oder organischen Gewebe

Strahlungsart	Energie	Reichweite
α -Strahlung	5 MeV	40 μm
β -Strahlung	0,02 MeV 1 MeV	10 μm 7 mm
γ -Strahlung	0,02 MeV 1 MeV	6,4 cm 65 cm
Schwere Rückstoßkerne	50 MeV	1 μm
Neutronen	1 MeV	20 cm

Strahleneffekte nach kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung des Menschen mit γ -Strahlung

Dosis	Wirkung
< 0,5 Sv	Geringe vorübergehende Blutbildveränderung
0,8 – 1,2 Sv	Übelkeit und Erbrechen in 10% der Fälle
4-5 Sv	50 % Todesfälle innerhalb von 30 Tagen, Erholung der Überlebenden nach 6 Monaten
5,5 – 7,5 Sv	Letale Dosis, 100% Todesfälle
50 Sv	Schwere Nervenschädigungen, Tod innerhalb von einer Woche

Grenzwerte im beruflichen Strahlenschutz

Die effektive Dosis für beruflich strahlenexponierte Personen darf nicht mehr als 20 mSv / Jahr betragen.

Zu diesen Personen gehören bspw. Mitarbeiter von Bergwerken, der Wassergewinnung, Schweißer (erhöhte Strahlenexposition durch Radon oder Uran und Thorium und deren Zerfallsprodukte) und medizinisches bzw. fliegendes Personal.

Grenzwert für die normale Bevölkerung

1 mSv (orientiert sich an der Schwankungsbreite der natürlichen Strahlung ohne Radonexposition; ca. 1 mSv pro Kalenderjahr)

Der aktuelle Tagesmittelwert der Gamma-Ortsdosisleistung

im bundesdeutschen Radioaktivitätsmessnetzwerk kann unter <http://odlinfo.bfs.de> abgerufen werden. Am 22. 11. 2006 waren die Werte für Halle:

2h Schwellenwert: 0,117 $\mu\text{Sv/h}$
Kosmisch: 0,044 $\mu\text{Sv/h}$
Terrestrisch: 0,052 $\mu\text{Sv/h}$

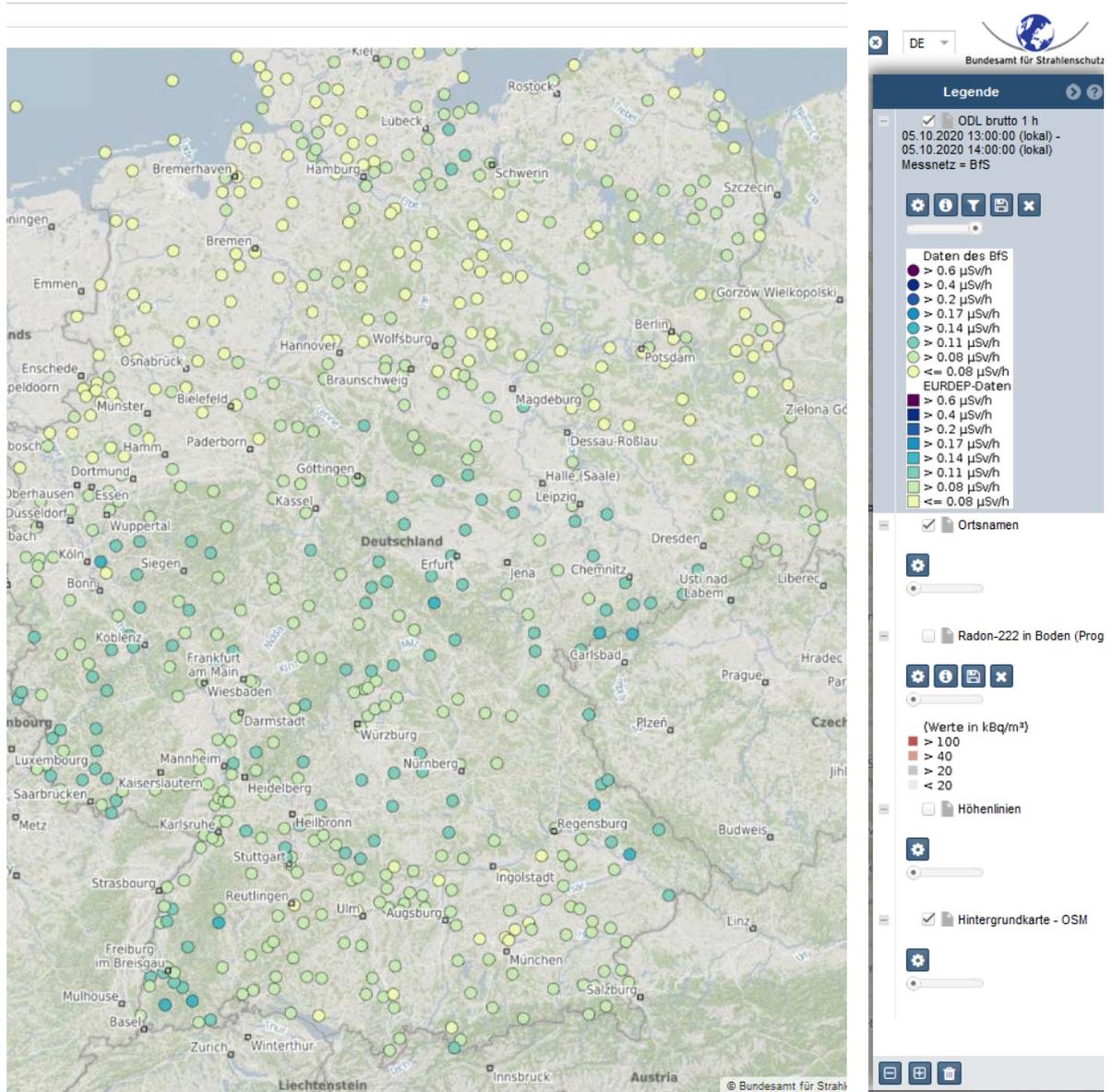


Abb.19
 Die mittlere natürliche Radioaktivität (Äquivalentdosis) am 5.10.2020 in Deutschland
 Quelle: Bundesamt für Strahlenschutz, Geoportal

8. Berechnung der γ -Dosisleistung \dot{H} aus der Aktivität A

Für diesen Zusammenhang gilt eine reziproke quadratische Abhängigkeit vom Abstand der Probe r vom Detektor:

$$\dot{H} = \Gamma_H \cdot A \cdot \frac{1}{(r + r_0)^2} \quad (1)$$

Dabei ist Γ_H die Dosisleistungskonstante, die von der Gamma-Energie abhängt:

Isotop	Γ_H in $\frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{GBq}}$
22-Na	322
60-Co	351
137-Cs	88

r_0 berücksichtigt, dass sich das aktive Element im Detektor nicht direkt an der Oberfläche befindet. Beim Versuchsaufbau handelt es sich um einen Dosisleistungsmesser mit einem Zählrohr. Die Aktivität einer Probe und r_0 kann aus (1) mit Hilfe einer abstandsabhängigen Messung bestimmt werden.