

Inhaltsverzeichnis

1 Physikalische Grundlagen	1
1.1 Einleitung	1
1.2 Radioaktive Strahlung	2
1.2.1 Alpha-Zerfall	2
1.2.2 Beta-Zerfall	2
1.2.3 Gamma-Strahlung	3
1.2.4 Spontane Spaltung	3
1.3 Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie	3
1.4 Detektionsmechanismen	6
2 Durchführung und Auswertung	8
2.1 Inbetriebnahme des NaI-Detektors	8
2.2 Energieeichung und Energieauflösung des NaI-Detektors	8
2.3 Bestimmung der Massenschwächungskoeffizienten	9
2.4 Inbetriebnahme des Ge-Detektors	12
2.5 Energieeichung und Energieauflösung des NaI-Detektors und Langzeitaufnahme für ^{60}Co	12
2.6 Bestimmung der Röntgenkonversionslinie von ^{133}Ba	15
2.7 Zusätzliche Beobachtungen	16
3 Diskussion	18
4 Literatur	19

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Einleitung

Allgemein bezeichnete man früher elektromagnetische Strahlung mit einer Photonenenergie von über 200 keV als Gammastrahlung. Eine modernere Abgrenzung gegenüber der Röntgenstrahlung bezeichnet nur Photonen, die bei der Relaxation eines angeregten Atomkerns entstehen, als Gammastrahlung. Dagegen spricht man von Röntgenstrahlung, wenn die Photonen aus der angeregten Atomhülle stammen. Die Bezeichnung hat ihren Ursprung in der Einteilung radioaktiver Strahlung in Alpha-, Beta-, und Gammastrahlung nach ihrer ansteigenden Fähigkeit, Materie zu durchdringen. Auf natürliche Weise kann Gammastrahlung zum Beispiel entstehen, wenn sich ein Atomkern nach einem radioaktiven Zerfall in einem angeregten Zustand befindet und aus diesem in einen energetisch niedrigeren Zustand zurück kehrt.

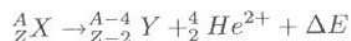
Im Versuch wird dieser Prozess die Grundlage darstellen, weswegen im Folgenden zunächst ein Überblick über die verschiedenen Möglichkeiten radioaktiven Zerfalls gegeben werden soll. Anschließend werden die Arten der Wechselwirkung zwischen Gammastrahlung und Materie erläutert, welche die Grundlage für eine mögliche Detektion darstellen.

1.2 Radioaktive Strahlung

Das schwerste stabile Isotop ist $^{209}_{83}\text{Bi}$, alle schwereren Elemente besitzen nur noch instabile Isotope. Allerdings können auch sehr leichte Kerne bereits instabil sein, wie das Wasserstoffisotop Tritium zeigt. Instabile Kerne haben unterschiedlichste Halbwertszeiten und können durch eine Vielzahl von Prozessen zerfallen.

1.2.1 Alpha-Zerfall

Wenn X das Mutter- und Y das Tochternuklid bezeichnen und A und Z die Atommasse und die Ordnungszahl sind, lässt sich der Alpha-Zerfall durch folgende Gleichung beschreiben:



Der Mutterkern sendet also einen zweifach ionisiertes Heliumatom aus, wobei sich seine Masse um 4 und seine Ordnungszahl um 2 verringert. Die frei werdende Bindungsenergie ΔE wird in kinetische Energie des Heliumkerns und/oder Anregungsenergie des Kerns umgewandelt.

1.2.2 Beta-Zerfall

Beim Beta-Zerfall unterscheidet man zwei Arten: den β^- - und den β^+ -Zerfall.

β^- -Zerfall Ein Neutron besteht aus einem up- und zwei down-Quarks, welche von der starken Kraft zusammengehalten werden. Bei instabilen Kernen kann sich eines der beiden down-Quarks in ein up-Quark umwandeln, wodurch das Neutron zu einem Proton wird. Hierbei wirkt die schwache Kraft über ein W^- -Boson vermittelnd. Um die Ladung zu erhalten, entsteht ein Elektron. Da dies nach dem Standardmodell die Leptonenzahlerhaltung verletzen würde, entsteht ausserdem ein Elektron-Antineutrino, welches die Leptonenzahl -1 trägt. Die beiden Leptonen werden nicht von der starken Kraft beeinflusst und können den Kern verlassen. Abbildung 1 veranschaulicht den Prozess. Da die Masse des Neutrons größer ist, als die des entstehenden Protons, entsteht bei diesem Zerfallsprozess Energie, welche sich in kinetische Energie der Leptonen und in Anregungsenergie des Kerns umsetzen kann. Bei gleicher Notation wie oben, lässt sich dieser Zerfall folgendermaßen beschreiben:

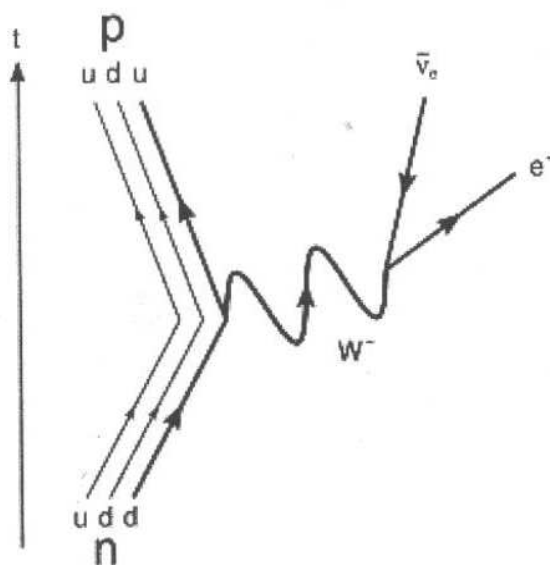
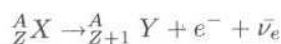
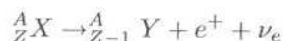
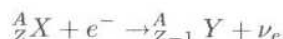


Abbildung 1: Feynman-Diagramm für den β^- -Zerfall (nach [1])

β^+ -Zerfall Der β^+ -Zerfall ist dem β^- -Zerfall sehr ähnlich. Hierbei wird ein Proton in ein Neutron unter der Aussendung eines Positrons und eines Elektron-Neutrinos umgewandelt. Hierbei reduziert sich die Ordnungszahl um Eins, während die Zahl der Kernbausteine gleich bleibt. Da diese Art von Zerfall Energie benötigt und ausserdem massereiche Kerne mehr Neutronen als Protonen besitzen, ist er wesentlich seltener als der β^- -Zerfall.



Elektroneneinfang Der Elektroneneinfang konkurriert mit dem β^+ -Zerfall. Hier wird ein Elektron der inneren Atomhülle (hier ist die Wahrscheinlichkeit auf Grund der geringen Entfernung der Elektronen zum Kern am größten) in den Kern gezogen, wodurch sich ein Proton in ein Neutron umwandelt. Um die Leptonenzahl zu erhalten, muss hierbei zusätzlich ein Neutrino erzeugt werden:



Entsprechend der Schale, aus der das eingefangene Elektron kam, spricht man auch von K-Einfang, L-Einfang, ... Als Symbole werden ϵ und EC verwendet. In diesem Fall muss die Elektronenhülle durch Auffüllen des entstandenen Lochs durch ein Elektron aus einer höheren Schale relaxieren. Durch diesen elektronischen Übergang wird wieder Energie frei, die in Form von elektromagnetischer Strahlung oder über ein Auger-Elektron abgegeben wird.

1.2.3 Gamma-Strahlung

Obwohl es sich im eigentlichen Sinne beim Aussenden von Gammastrahlung durch einen Atomkern nicht wirklich um einen Zerfallsprozess sondern eher um einen energetischen Relaxationsprozess handelt, soll dieser hier aus historischen Gründen erwähnt werden. Es gibt verschiedene Modelle für den Aufbau des Atomkerns wie zum Beispiel das Tropfen- und das Schalenmodell. In jedem Fall kann man sich energetische Anregungen ähnlich denen der Elektronenschale oder denen größerer Moleküle vorstellen. Eine solche Anregung kann zum Beispiel entstehen, wenn von einem vorhergehenden Zerfallsprozess Energie im Kern „gespeichert“ wurde. Diese Energie kann in der Form von hochenergetischer elektromagnetischer Strahlung abgegeben werden. Per Definition spricht man dann von Gamma-Strahlung.

Innere Konversion Ein Konkurrenzprozess zur Abstrahlung eines Gamma-Quants beim Übergang in den energetisch niedrigeren Kernzustand ist die innere Konversion. Hierbei wird die Energie des Kerns direkt, also strahlungsfrei, an ein Elektron der Atomhülle übergeben, welches eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort besitzt. Die Folge ist eine Ionisierung des Atoms und analog zum Elektroneneinfang eine Relaxation der Atomhülle durch Aussendung elektromagnetischer Strahlung oder ein Auger-Elektron.

1.2.4 Spontane Spaltung

Ausser den oben genannten Zerfallsarten kann bei besonders schweren Kernen auch ein weiterer Zerfall auftreten, bei dem ein Kern in mehrere Tochterkerne zerfällt. Am häufigsten ist ein Zerfall in zwei etwa gleich große Teile und eine geringe Anzahl an Neutronen. Letztlich muss hierbei immer die Anzahl der Kernbausteine erhalten bleiben.

1.3 Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie

Die Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie kann durch den Ansatz beschrieben werden, dass die Intensität des einfallenden Strahls exponentiell mit der Eindringtiefe abnimmt:

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}$$

Hierbei ist $\mu = n \cdot \sigma$ der Absorptionskoeffizient bei n Atomen pro m^3 und σ der Wirkungsquerschnitt. Letzterer setzt sich aus den Wirkungsquerschnitten für die einzelnen Interaktionsmöglichkeiten der Strahlung mit der Materie zusammen:

$$\sigma = \sigma_{\text{PhotoEffekt}} + \sigma_{\text{ComptonEffekt}} + \sigma_{\text{Paarbildung}}$$

Für die Abhängigkeiten von der Kernladungszahl Z des Kerns mit dem das Photon wechselwirkt, gelten hierbei folgende Zusammenhänge:

$$\sigma_{\text{PhotoEffekt}} \propto Z^5$$

$$\sigma_{\text{ComptonEffekt}} \propto Z$$

$$\sigma_{\text{Paarbildung}} \propto Z^2$$

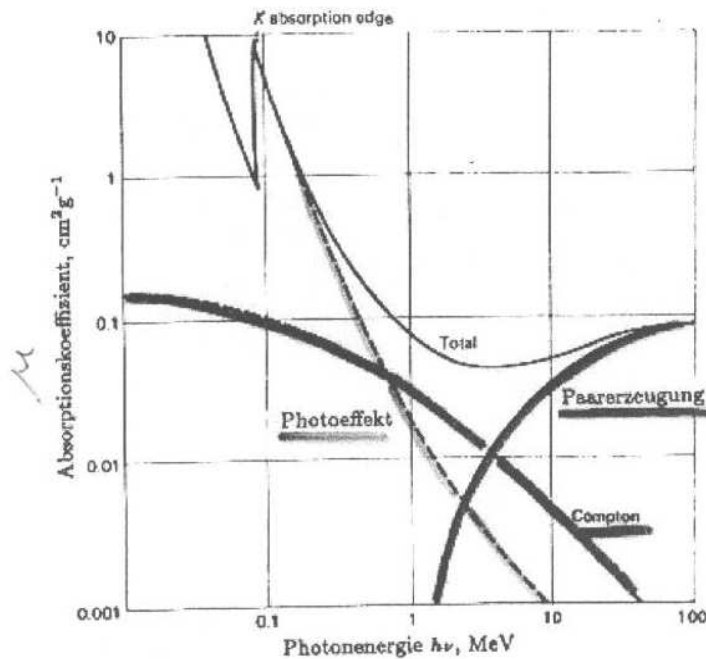


Abbildung 2: Schematischer Verlauf der Absorptionskoeffizienten der einzelnen Wechselwirkungen (nach [2])

Photo-Effekt Beim äußeren Photoelektrischen Effekt wird das Photon komplett von einem Hüllenelektron eines Atoms absorbiert. Dabei wird das Atom ionisiert und die Energiedifferenz wird in der Form von kinetischer Energie auf das Elektron übertragen. Hier kommt es analog zum Elektroneneinfang zu Sekundärprozessen, welche für ein Auffüllen des entstandenen Lochs sorgen. Der Photo-Effekt ist für niedrige Energien dominant, während das Photon bei höheren Energien bereits weiter vom Kern entfernt wechselwirkt. In Abbildung 2 erkennt man so genannte Absorptionskanten im Verlauf des Absorptionskoeffizienten für den Photo-Effekt in Abhängigkeit von der Energie. Diese Kanten zeigen zunächst einen sprunghaften Anstieg, da ab einem bestimmten Schwellenwert für die Energie die Photoionisation erst möglich wird. Der Abfall des Graphen hinter der Kante kann durch die Verwendung von „Fermis goldener Regel“ verstanden werden: Das Photon koppelt Anfangs- und Endzustand des Photoelektrons. Setzt man für den Endzustand ein nahezu freies Teilchen an, sorgt eine höhere Photonenenergie für eine stärkere Oszillation der Wellenfunktion und folglich für ein kleineres Übergangsintegral, welches zur Übergangswahrscheinlichkeit proportional ist. Unter Vernachlässigung von Abschirmeffekten gilt für die Energie des Elektrons nach dem Verlassen des Atoms:

$$E_{\text{kin}} = h \cdot \nu - E_{\text{Bindung}}$$

Compton-Effekt Beim Compton-Effekt handelt es sich um einen Stoßprozess des Photons mit einem schwach gebundenen -also äußeren- Hüllenelektron. Dabei wird Energie vom Photon auf das Elektron übertragen, wodurch das Atom ionisiert wird. Unter Verwendung des Welle-Teilchen-Dualismus $p = \hbar \cdot k$, kann man mittels Energie- und Impulserhaltung eine Wellenlängenvergrößerung $\Delta\lambda$ für das gestreute Photon errechnen:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m \cdot c} \cdot (1 - \cos(\phi))$$

Diese Formel gilt nur in der Näherung des freien Elektrons, da der Elektronenimpuls in der Atomhülle wahrscheinlichkeitsverteilt ist, was zu einer Verbreiterung der Linie führt. Der Vorfaktor wird auch als Compton-Wellenlänge bezeichnet. In ihn gehen die Lichtgeschwindigkeit c und die Elektronenmasse m ein. Wichtig hierbei ist, dass die ursprüngliche Wellenlänge des Photons nicht eingeht, und dass es eine maximale Verschiebung für $\phi = 180^\circ$ gibt. Letzteres entspricht gerade einer Rückstreuung des Photons und entspricht dem maximalen Energieübertrag. Die Energie des Elektrons nach der Rückstreuung und somit die Energie der Compton-Kante ist durch folgende Formel gegeben:

$$E_{e^-} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{511 \text{ keV}}{2 \cdot E_\gamma}}$$

Bis zu diesem Maximalwert sind alle Winkel etwa gleich wahrscheinlich und darüber hinaus bricht das Spektrum abrupt ab. Dieses Verhalten wird in Abbildung 3 (rechte Seite) für die Energie des Elektrons gezeigt, wie sie sich nach Abzug der Bindungsenergie ergibt. Der Compton-Effekt ist für „mittlere“ Photonenenergien dominant.

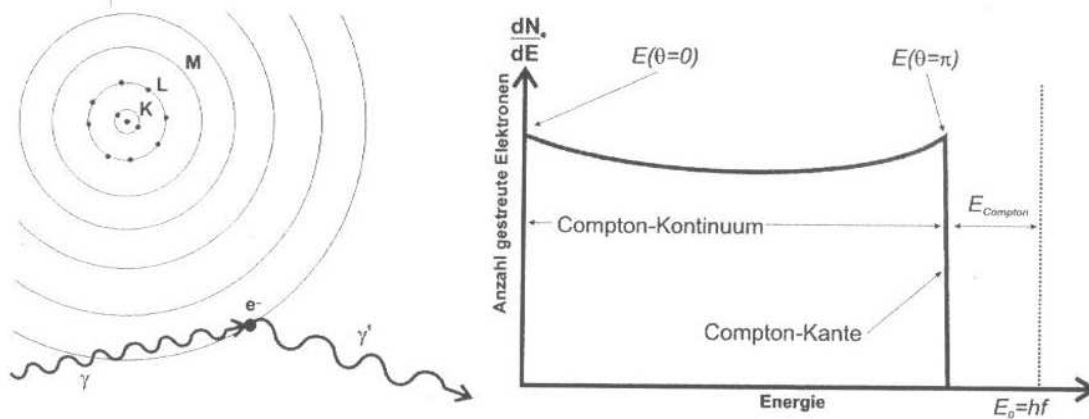


Abbildung 3: links: Compton-Effekt schematisch (nach [4]); rechts: Energie des Elektrons nach der Streuung (nach [3])

Paarbildung Ab einer Photonenenergie von etwa 1.022 MeV tritt der Paar-Bildungs-Effekt auf. Dieser Wert entspricht nach dem Energie-Masse-Äquivalent $E = m \cdot c^2$ gerade der doppelten Masse des Elektrons. Im Feld eines Atoms kann ein Photon, das mindestens diese Energie besitzt, sich in ein Elektron und ein Positron umwandeln. Die überschüssige Energie wird dabei in kinetische Energie der beiden entstandenen Teilchen umgesetzt. Für große Photonenenergien ist dies der dominante Effekt.

Trifft ein so entstandenes Positron wieder auf ein Elektron, so kommt es entgegengesetzt zur Paarvernichtung oder Annihilation. Allerdings entstehen dabei zwei Photonen, die -bei vernachlässigbar kleinem Impuls der Teilchen vorher- im 180° Winkel auseinander fliegen und beide etwa die Energie besitzen, die der Elektronenruhmasse entspricht (511 MeV). Entkommt nach der Paarbildung im Detektor ein solches Quant aus diesem, so ist eine Single-Escape-Peak mit der Energie $E = E_\gamma - 511 \text{ keV}$ zu beobachten. Entkommen beide Quanten, so entsteht ein Double-Escape-Peak mit der Energie $E = E_\gamma - 2 \cdot 511 \text{ keV}$. Tritt die Paarvernichtung hingegen im Abschirmmaterial auf, so können die dabei entstehenden γ -Quanten in den Detektor gelangen. Geben diese Quanten ihre gesamte Energie im Detektor ab, so führt das im Spektrum zum Auftreten der Annihilationslinie mit einer Energie von $E = 511 \text{ keV}$.

1.4 Detektionsmechanismen

Die Gamma-Strahlung wird im Versuch indirekt detektiert, indem die Energie der Elektron-Loch-Paare analysiert wird, die durch die Strahlung im Detektormaterial erzeugt wurden. Wenn in diesem Abschnitt von Ladungsträgern gesprochen wird, sind sowohl Elektronen als auch Löcher gemeint, da beide Arten von Ladungsträgern im Detektor teilweise das selbe Verhalten zeigen. Dass dadurch gleichwohl das vom γ -Quant erzeugte freie Elektron als auch das Loch am Detektionsmechanismus beteiligt sind, ist letztlich der Grund dafür, dass die exakte Energie des γ -Quant ermittelt wird (ohne einen Abzug durch die Bindungsenergie).

Szintillationsdetektor Beim NaI(Tl)-Detektor handelt es sich um einen anorganischen Szintillationsdetektor. Das einfallende γ -Quant ionisiert in ihm ein Atom. Das dabei frei werdende Elektron propagieren mit hoher kinetischer Energie durch den Festkörper und stößt mit anderen Atomen, wodurch diese ebenfalls ionisiert werden. Letztlich wird durch diesen Prozess eine Anzahl von Ladungsträger in das Leitungsband gehoben, die proportional zu der Energie des einfallenden γ -Quants ist. Der Großteil der so erzeugten Ladungsträger rekombiniert strahlungsfrei, ein Bruchteil jedoch wechselwirkt mit den Störstellen der Thallium-Atome. Durch die Dotierung mit Thallium existieren diskrete Zustände im inneren der Bandlücke, über welche die Ladungsträger in das Valenzband zurückfallen können. Die dabei entstehende Energiedifferenz wird von Photonen im sichtbaren Wellenlängenbereich ausgeglichen. Die Anzahl der Lichtblitze ist proportional zu der Energie des γ -Quants. Durch diese Lichtblitze werden dann über den äußeren photoelektrischen Effekt in einem Photomultiplier Elektronen erzeugt.

Auf ihrem Weg durch den Multiplier stoßen die Elektronen dabei mit Elektroden, wodurch eine Lawine erzeugt und eine Verstärkung des Signals erreicht wird. Die so erzeugte Elektronen-Kaskade lässt sich als Spannung an einem Widerstand abgreifen. Die Anzahl der Elektronen und somit auch die Spannung am Widerstand ist proportional zu der Energie des einfallenden Quants $U \propto h \cdot \nu_\gamma$. Nimmt man nun den zeitlichen Verlauf der Spannung auf, so erhält man Informationen über die Energien der Quanten im Detektor. Da das Spannungssignal nach der Photomultiplier zu schwach zur Übertragung im Koaxialkabel ist (bzw. die Verluste zu groß), wird es in einem Vorverstärker zu mV-Spannungen verstärkt, die ohne Probleme übertragen werden können. Ein Hauptverstärker wandelt anschließend das Spannungssignal weiter um: Die Spannungen werden verstärkt und der Spannungspuls wird durch eine geringere Abfallszeit zeitlich stärker lokalisiert. Das so entstehende Signal kann am Oszilloskop und am Computermonitor beobachtet werden, wobei am Computer ein gesamtes Spektrum aufgezeichnet werden kann. Hierfür besitzt der Computer eine Vielkanalanalysator-Karte, die den jeweiligen Spannungen (\propto Energie) Kanäle zuordnet. Die Anzahl der Detektionen einer Spannung während der Messung (counts) wird über den jeweiligen Kanälen aufgetragen (Vgl. Abbildung 4).

Ge-Detektor Beim Germanium-Detektor handelt es sich um einen Halbleiterdetektor mit einer relativ großen Ordnungszahl. Letzteres ist notwendig, da der Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie mit der Elektronenzahl und damit mit der Ordnungszahl der Kerne steigt. Halbleiterdetektoren funktionieren wie folgt. Ein p-dotiertes Material wird in direkten Kontakt mit einem n-dotierten Material gebracht. Die Folge ist eine Ladungstrennung an der Kontaktfläche. Legt man jetzt noch eine Spannung in Sperrrichtung an, so wird der ladungsfreie Bereich größer (analog in Sperrrichtung betriebene Diode). Hierbei wird das Material zu tiefen Temperaturen gekühlt um eine thermische Anregung der Ladungsträger zu verhindern, was den Sperrstrom und damit den Untergrund unnötig groß machen würde.

Trifft ionisierende γ -Strahlung auf den ladungsfreien Bereich, so überträgt das γ -Quant seine gesamte Energie auf ein ungebundenes Elektron, welches seine große kinetische Energie im Folgenden durch eine Vielzahl von Stößen an Atome abgibt und diese ionisiert, wobei die Anzahl der sich so bildenden Elektronen-Loch-Paare proportional zu der Energie des einfallenden γ -Quants ist. Durch die Hochspannung (ca. 2kV) werden die Elektronen-Loch-Paare am rekombinieren gehindert und wandern entlang der Feldrichtung zu den Sammelelektroden, an denen dann ein Spannungsimpuls abgegriffen werden kann. Die weitere Auswertung der Spannungsimpulse erfolgt analog zum Szintillationsdetektor.

Im Vergleich zum Szintillations-Detektor bietet der Ge-Detektor eine deutlich verbesserte Energieauflösung (Vgl. Diskussion).

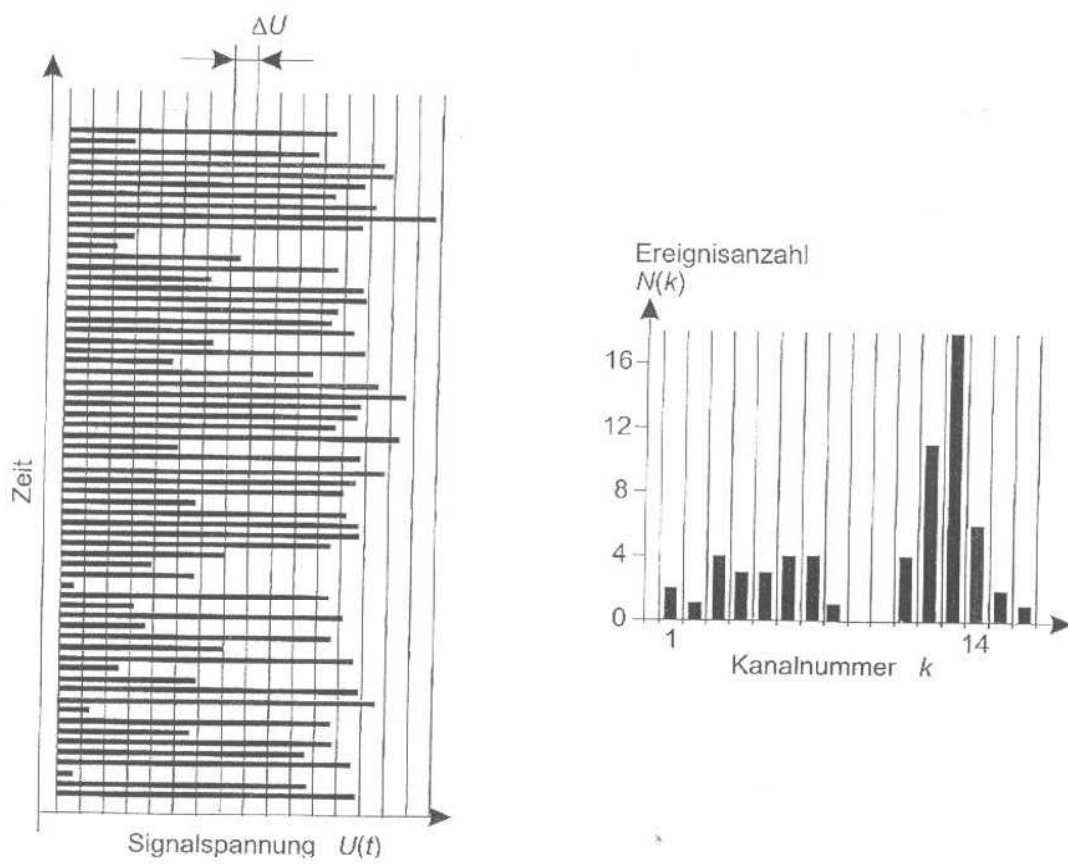


Abbildung 4: Verarbeitung des Spannungssignals (siehe [5])