Inhaltsverzeichnis

1 Theoretische Grundlagen

Bei der Untersuchung von Uransalzen stellte *Henri Becquerel* fest, dass diese eine Strahlung emittieren, die photographische Platten schwärzte, und das noch durch schwarzes Papier hindurch; die natürliche *Radioaktivität* war entdeckt!

Radioaktivität bezeichnet die bei der Umwandlung von Atomkernen auftretende Strahlung; solche instabilen Kerne treten in der Natur auf oder können künstlich aus stabilen Kernen durch Beschuß mit Teilchen gewonnen werden.

1.1 Radioaktiver Zerfall und Strahlungsarten

Instabile Atomkerne verändern sich durch Emission von Nukleonen, Elektronen oder elektromagnetischer Strahlung. Bei der Kernumwandlung verringert sich die Masse des instabilen (Mutter-)Elements gesetzmäßig, Mutter- und Tochtersubstanz stehen im Gleichgewicht. Die Atomkerne selbst sind aus *Protonen* und *Neutronen*, den sog. *Nukleonen*, aufgebaut, deren Masse beträgt:

$m_P = 1,007276u, \quad m_N = 1,008665u, \quad 1u = 1,660566 \cdot 10^{-27} kg.$

Die Protonen tragen eine positive Elementarladung $e = 1,6022 \cdot 10^{-19} C$, Neutronen sind elektrisch neutral. Ein Kern X der *Massenzahl* A und der *Ordnungszahl* Z besteht aus Z Protonen und $N := A - Z$ Neutronen, man schreibt: $\,^A_Z X$. Die chemische Eigenschaft der Elemente wird durch die Ord-

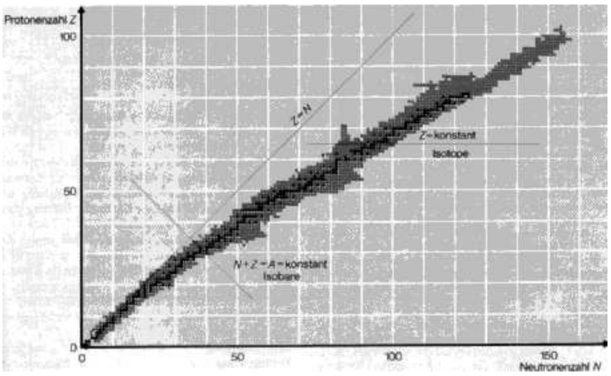

Abbildung 1: Nuklidkarte

nungszahl gegeben, einen Überblick über die vorkommenden *Isotope* gibt die *Nuklidkarte* in Abb. 1.

1.1.1 Zerfallsarten

Die natürliche radioaktive Strahlung besteht aus ${}^4_2He^{2+}$ - Heliumkernen (α-Teilchen), Elektronen e^- (β^--Teilchen; Masse $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} kg$), Positronen e^+ (β^+-Teilchen) und hochenergetischen, elektromagnetischen Strahlen, den γ-Quanten; beim β^-- bzw. β^+-Zerfall entstehen nebenher noch ein *Antineutrino* $\bar{\nu}$ bzw. *Neutrino* ν. Beispiele für die unterschiedlichen Zerfallsarten sind:

α : ${}^{238}_{92}U \rightarrow^{234}_{90} Th +^4_2 He$
β^- : ${}^{234}_{90}Th \rightarrow^{234}_{91} Pa +^{0}_{-1} e + \bar{\nu}$
β^+ : ${}^{13}_{7}N \rightarrow^{13}_{6} Pa +^{0}_{1} e + \nu.$

Während das α-Spektrum durch eine scharfe, für jedes Nuklid spezifische Linie dargestellt wird, ist das Energiespektrum der β-Teilchen kontinuierlich ($\rightarrow$ Abb. 2), da β-Teilchen alle Energien zwischen 0 und Maximalenergie annehmen können, wobei letztere charakteristisch ist. Gelegentlich auftreten-

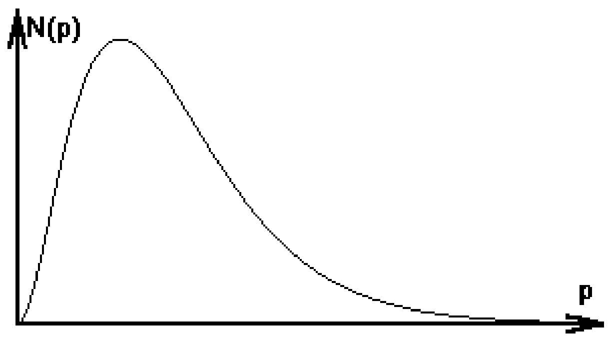

Abbildung 2: β-Spektrum

de, scharfe Linien, die sich dem Kontinuum überlagern, stammen nicht aus dem Kern, sondern entstehen durch Absorption der gleichzeitig emittierten γ-Strahlung in der Elektronenhülle des Tochteratoms.

Diese natürlich vorkommenden Zerfallsprozesse können auch künstlich angeregt werden, in diesem Zusammenhang erwähnenswert ist auch die *Neutronenerzeugung*; Neutronen sind aufgrund der fehlenden Coulomb-Abstoßung ausgezeichnete Kerngeschosse mit einem erheblich größerem Wirkungsquerschnitt als α-Teilchen oder Protonen und haben deshalb auch einen neuen Zweig in der Physik gebildet, die *Neutronenphysik*. Typische Reaktionen sind:

$${}^7_3Li\ (\alpha, n)\ {}^{10}_5B, \quad {}^9_4Be\ (\alpha, n)\ {}^{12}_6C, \quad {}^2_1D\ ({}^2_1D, n)\ {}^3_2He.$$

Doch wieder zurück zu den Zerfallsprozessen, an dieser Stelle sollten noch die wichtigsten (statistischen) Gesetzmäßigkeiten und Bezeichnungen aufgeführt werden:

1.1.2 Zerfallsgesetze

$Zerfallswahrscheinlichkeit\ dW = \frac{dN_k}{N_k},\ N_k$ ist die Zahl der Kerne
$Zerfallskonstante\ \lambda = \frac{dW}{dt}$
$Aktivit\ddot{a}t\ A = -\frac{dN_k}{dt} = -\lambda \cdot N_k,\ [A] = s^{-1} = Bq$
$Zerfallsgesetz\ N_k = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$.

Ist das Mutterpräparat gegeben durch $N_1,\ \lambda_1$, das Tochterpräparat durch $N_2,\ \lambda_2$, so gilt: $\dot{N_2} = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2$, im Gleichgewicht: $\dot{N_2} = 0$, also $\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$. Diesem Gleichgewicht nähert sich N_2 asymptotisch an:

$N_2 = N_1 \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \cdot t}) = N_{10} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \cdot t})$.

Die tatsächlich gemessene *Zählrate* ν unterliegt jedoch statistischen Schwankungen, insgesamt sind Zerfallsprozesse *poisson-verteilt*:

Z Versuche, $\nu = \frac{n}{\Delta t}$, Z_n = Zahl der Impulse mit Impulszahl n
$\Rightarrow\ Z_n = Z \cdot \frac{\nu^n}{n!} \cdot e^{-\nu}$, Standardabweichung $\Delta n = \sqrt{\nu},\ \frac{\Delta n}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{\nu}}$.

Nach diesen etwas trocken anmutenden, mathematischen Fakten soll nun noch die biologische Wirkung von Strahlung betrachtet werden:

1.1.3 Strahlungsdosen

Die Gesamtwirkung einer Strahlung auf Materie nennt man *Dosis*, $\frac{Dosis}{Zeit}$ die *Dosisleistung*. Weitere Begriffe sind:

Energiedosis: im kg absorbierte Strahlungsenergie
Ionendosis: Ionisierungswirkung, in kg erzeugte Ionenpaare
Einheiten: Ionendosis: $1R$ [Röntgen] $= 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{A \cdot s}{kg}$
Energiedosis: $1Gy$ [Gray] $= 1\frac{J}{kg}$

Reichweite von Strahlung in organischem Gewebe

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

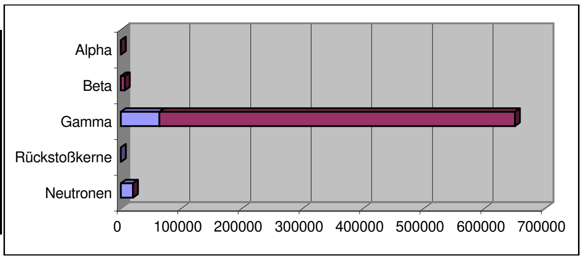

Abbildung 3: Reichweite versch. Strahlungsarten in organischem Gewebe

Die biologische Wirkung wird durch den *Qualitätsfaktor QF* ausgedrückt, es ist $Dosis\ddot{a}quivalent = Energiedosis \cdot QF$, Einheit: $1Sv$ [Sievert] $\simeq 1Gy$. Wichtig für eine eventuell schädigende Wirkung von Strahlung ist auch deren Reichweite in Materie, Abb. 3 zeigt die Reichweite in biologischem Gewebe, wie beispielsweise Haut, auf.

1.2 Wechselwirkung von Strahlung und Materie

Im folgenden Teil werden untenstehende Konstanten benötigt:
Ruhemasse α-Teilchen: $m_\alpha = 6,645 \cdot 10^{-27} kg$
Ruhemasse β-Teilchen: $m_\beta = 9,1095 \cdot 10^{-31} kg$
Plancksches Wirkungsquantum: $h = 6,6262 \cdot 10^{-34} J \cdot s$
Vakuumlichtgeschwindigkeit: $c = 2,99792458 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$

1.2.1 α-Teilchen

α-Teilchen und andere schwere, geladene Teilchen verlieren ihre Energie über die Coulombwechselwirkung durch Stöße mit Elektronen der Atomhülle; dabei werden die Elektronen in höhere Energiezustände gehoben ($\rightarrow$ Anregung) oder gar vom Atom gelöst ($\rightarrow$ Ionisation); letztere überwiegt bei Teilchen hoher Energie. Diese Eigenschaft wird in der *Ionisationskammer* zum Nachweis von α-Teilchen verwendet. Desweiteren werden α-Teilchen auch von magnetischen Feldern beeinflusst, dies kommt beim *Massenspektrograph* und *Magnetspektrometer* (siehe Kap. 1.3.4) zur Wirkung.

1.2.2 β-Teilchen

Prinzipiell lassen sich die für α-Teilchen gemachten Aussagen auch auf β-Teilchen übertragen, sie erfahren jedoch aufgrund ihrer erheblich geringeren Masse zahlreiche Streuungen um beträchtliche Winkel. Zudem gibt es für β-Teilchen einen weiteren Mechanismus des Energieverlustes: Ein β-Teilchen, das an einem Kern der Ladung $Z \cdot e$ vorbeifliegt, erfährt aufgrund der Coulombwechselwirkung stark beschleunigende Kräfte, und beschleunigte Ladungen strahlen ($\rightarrow$ *Synchrotronstrahlung*), geben also einen Teil ihrer Energie ab.

1.2.3 γ-Teilchen

Für die Wechselwirkung von γ-Teilchen mit Materie gibt es im wesentlichen drei Prozesse ($\rightarrow$ Abb. 4): Beim *Photoeffekt* wird das Photon von einem Atom absorbiert und ein Elektron aus der Hülle gelöst, welches die gesamte Energie des Photons übernimmt. Die Energie des Photoelektrons ist $W_{kin} = h \cdot \nu - W_A$, wobei W_A die benötigte Auslösearbeit ist.

Beim *Compton-Effekt* wird das Photon an einem Elektron des Atoms gestreut, ändert dabei seine Bewegungsrichtung um einen Winkel ϕ zwischen $0°$ und $180°$ und gibt einen Teil seiner Energie an das Elektron ab (dieser Energiebetrag ergibt sich aus den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls); es gilt die Formel: $E_e = E_\gamma \cdot (1 - \frac{m_{0e} \cdot c^2}{m_{0e} \cdot c^2 + E_\gamma \cdot (1 - \cos\phi)})$.

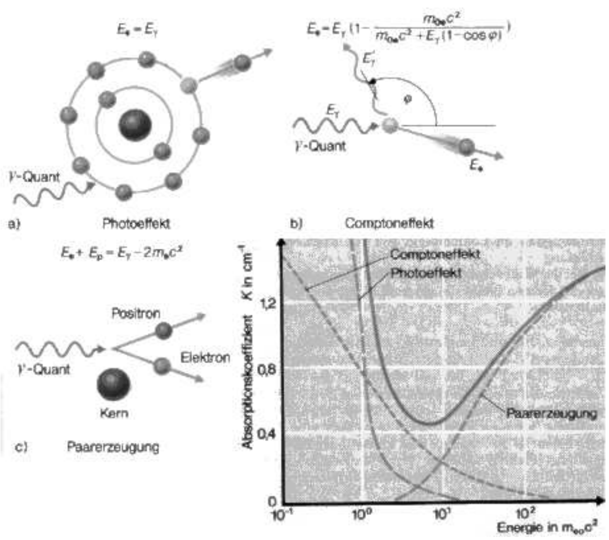

Abbildung 4: Wechselwirkung von γ-Strahlung mit Materie

Für den maximalen Streuwinkel nimmt die Energie des Elektrons den maximalen Wert $E_e^{max} = E_\gamma \cdot \frac{1}{1+\frac{m_{0e}\cdot c^2}{2\cdot E_\gamma}}$ an, man spricht von der sog. *Compton-Kante*. Die Wellenlängenänderung des einfallenden γ-Quants berechnet sich zu $\Delta\lambda = \frac{h}{m_{0e}\cdot c}\cdot(1-\cos\phi)$, bei ϕ=90° erhält man die sog. *Comptonwellenlänge* $\lambda_C = 2,4263268 \cdot 10^{-12} m$.

Paarerzeugung tritt auf, wenn die Energie des Photons größer als die zweifache Ruheenergie des Elektrons ($W_{0e} = 0,511\ MeV$) ist, dann erzeugt das Photon ein *Elektron-Positron-Paar*; aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung ist dies jedoch nur im Coulombfeld eines Atomkerns möglich.

Aus Abb. 4 erkennt man, dass im Bereich bis ca. $5 \cdot m_{0e} \cdot c^2$ Compton- und Photoeffekt überwiegen, danach Paarerzeugung.

Nach Ablauf eines der oben aufgeführten Prozesse können natürlich noch weitere auftreten, man spricht von den *Sekundärprozessen*, diese sind nach einem Photoeffekt die *elektronische Relaxation* (d.h. ein weiter außen gelegenes Hüllenelektron springt in die frei gewordene Lücke, wodurch ein Photon abgestrahlt wird; dessen Energie ist jedoch nur charakteristisch für das Element und macht keine Aussage über das ursprüngliche Quant) oder eine *Ionisation* durch das frei gewordene Elektron; diese Möglichkeit bietet sich auch den Compton- und Paar-Elektronen. Nach einem Compton-Effekt kann das verbleibende γ-Quant erneut einen Photo- oder Compton-Effekt auslösen, nach der Paarbildung kann es zur *Paar-Rekombination* kommen, wobei zwei γ-Quanten der Energie von je 0,511 MeV entstehen.

Auf diesen Prozessen beruhend wurden eine Reihe von Geräten entwickelt, mit deren Hilfe man Strahlung detektieren kann, einige dieser sollen im folgenden Kapitel besprochen werden.

1.3 Strahlungsdetektoren

1.3.1 Geiger-Müller-Zählrohr

Ein bekanntes und empfindliches Nachweisgerät für radioaktive Strahlung ist das *Geiger-Müller-Zählrohr*, mit dem zumindest Würzburger Physikstudenten bereits im Grundpraktikum erste Erfahrungen sammeln. Wie in Abb. 5

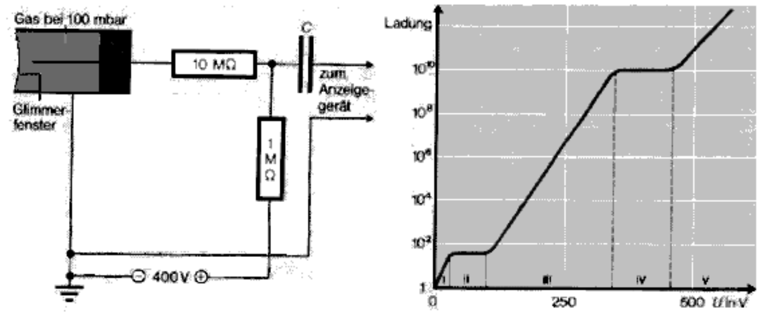

Abbildung 5: Das Geiger-Müller-Zählrohr - Aufbau und Zählrohrcharakteristik

zu erkennen, besteht das Zählrohr aus einem zylindrischen, negativ geladenen Rohr und einem axial aufgespannten, dünnen, positiv geladenen Draht. Das Rohr ist mit einem Edelgas bei vermindertem Druck (z.B. Argon bei 100 mbar) gefüllt, dem ein sog. *Löschgas*, wie beispielsweise Alkoholdampf beigemengt ist. Das Verhalten des Zählrohrs wird wesentlich durch die zwischen Anode und Kathode anliegende Spannung geprägt, die einzelnen Bereiche (siehe Abb. 5) sollen nun kurz angesprochen werden:

Im Bereich I (*Rekombinationsbereich*) gelangen aufgrund von Rekombinationen nicht alle zuvor durch Ionisation erzeugten Ladungsträger zu den Elektroden, erst im Bereich II (*Sättigungsbereich*) wird der Sättigungsstrom erreicht. Das Ansteigen der gemessenen Ladung im Bereich III (*Proportionalbereich*) beruht darauf, dass die im Radialfeld des Drahtes stark beschleunigten Elektronen weitere freie Ladungsträger durch *Stoßionisation* erzeugen; es gilt der Zusammenhang:

$Q_{sekund\ddot{a}r\ erzeugt} \sim Q_{prim\ddot{a}r\ erzeugt} \sim E_{einfallende\ Strahlung}$, weshalb ein diesem Bereich betriebenes Zählrohr zur Bestimmung der Energie der einfallenden Strahlung geeignet ist. Im Bereich IV schließlich(*Auslösebereich*) ist die Ladung von der Primärionisation unabhängig, eine in irgendeinem Punkt des Zählrohrs begonnene Entladung breitet sich rasch am ganzen Draht aus, ohne dass zu unterscheiden wäre, wie diese Entladung ursprünglich erzeugt wurde; in diesem Bereich betrieben wirkt es als Zählrohr im eigentlichen Sinne. Begrenzt wird das Zählvermögen dabei durch die sog. *Totzeit*: Während die leichten Elektronen im zum Draht hin immer stärker werdenden Radialfeld enorm beschleunigt werden und schnell zum Draht gelangen, bewegen sich die schweren, trägen Atomrümpfe nur langsam zum negativ geladenen Zylindermantel, weshalb für ca. $10^{-4}s$ eine positive Raumladung entsteht, in der keine weiteren, ionisierenden Teilchen registriert werden können; erst nach Auftreffen an der Kathode und der damit verbundenen Neutralisierung ist eine neue Messung möglich; damit die positiven Ionen bei ihrem Auftreffen keine weiteren Elektronen ausschlagen, werden sie durch das beigefügte Löschgas genügend abgebremst.

Eine weitere Spannungserhöhung bis in den Bereich V führt zu einer Dauerentladung und Zerstörung des Zählrohrs.

1.3.2 Szintillationszähler

Der erste *Szintillationszähler*, *Spinthariskop* genannt, bestand noch aus einem Zinksulfidschirm und einem Mikroskop, mit dem die durch auftreffende α-Teilchen ausgelösten Lichtblitze beobachtet werden konnten. Heutige Szin-

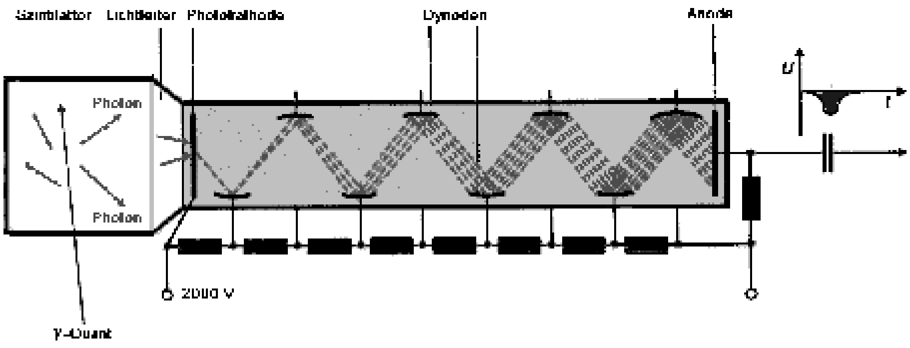

Abbildung 6: Szintillationszähler

tillationszähler sind wie in Abb. 6 aufgebaut. Im Szintillator (meist aus NaJ oder Plastik) werden eintreffende Teilchen gebremst und lösen dabei Lichtblitze aus, welche wiederum aus der Photokathode (z.B. aus SbCsO) Elektronen ausschlagen. Die Elektronen können dann durch die 8 bis 14 Dynoden vervielfacht werden, so dass ein meßbarer Photostrom entsteht; die dadurch vorhandene hohe Empfindlichkeit zeichnet diesen Detektor aus.

1.3.3 Halbleiterdetektor

Wesentlich kompakter und dazu noch mit deutlich besserer Energieauflösung ist der *Halbleiterdetektor* eine interessante Alternative zum Szintillationszähler. In der Sperrschicht des pn-Übergangs werden Ladungspaare (Elektronen

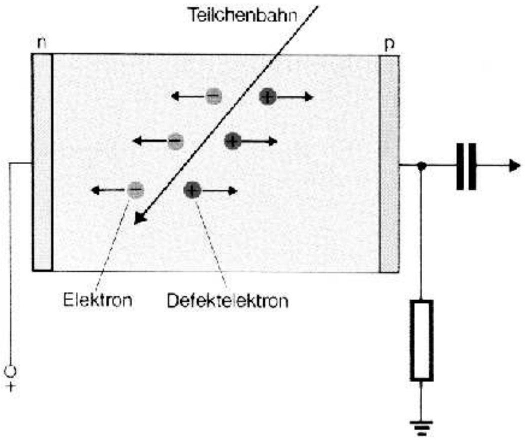

Abbildung 7: Halbleiterdetektor

und „Löcher", auch Defektelektronen genannt) erzeugt (dazu sind bei Germanium 2,9 eV, bei Silizium 3,5 eV vonnöten), die dann zu den Elektroden abfließen und als Spannungsimpulse gemessen werden (→ Abb. 7). Nachteilig ist allerdings, dass nur ein geringer Teil der Strahlung registriert wird und das Ergebnis durch Eigenleitung der Diode verfälscht wird, wenn deren Temperatur nicht ständig auf ca. 90 K gekühlt wird.

1.3.4 Magnetspektrometer

Zur Spektroskopie geladener Teilchen wird häufig ein Magnetspektrometer verwendet. Das Magnetspektrometer setzt sich zusammen aus einem Elek-

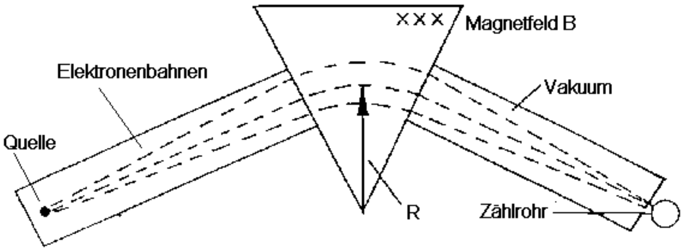

Abbildung 8: Magnetspektrometer

tromagnetem (zwei Spulen mit dreieckigem, U-förmigen Eisenkern), einer

Röhre zwischen dessen Polschuhen und einem Zählrohr, dessen Funktionsweise bereits in Kap. 1.3.1 geschildert wurde. Wie Abb. 8 zeigt, wird die von der Quelle ausgehende Strahlung in der Röhre gebündelt und durch das Magnetfeld in das Zählrohr abgelenkt; dazu ist eine geeignete Einstellung des Spulenstroms erforderlich.

1.4 Multi-Channel-Analyzer

Um die mit Szintillationszähler oder Halbleiterdetektor gemessenen Signale später mit einem Computer verwalten und bearbeiten zu können, werden die erhaltenen Impulse mit einem *Vielkanalanalysator* bzw. *Multi-Channel-Analyzer (MCA)* registriert. Analog gemessene Impulse werden zuerst ana-

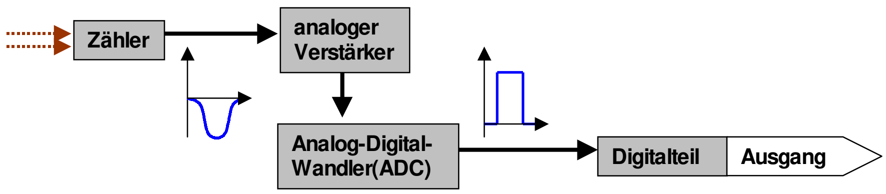

Abbildung 9: Prinzip der Zählerelektronik

log verstärkt, bevor sie in den *Analog-Digitalwandler ADC* eintreten. Diese Impulse der Höhe U_e schalten einen Dreiecksgenerator ein, der solange eingeschaltet bleibt, bis seine Impulshöhe U_D mit der des eintreffenden Signals, U_e, übereinstimmt; diese Einschaltzeit τ berechnet sich zu $\tau = C \cdot U_e$, wobei C ein geg. Eichfaktor ist. Während dieser Zeit ist ein Tor geöffnet, welches von einem schwingenden Quarzoszillator erzeugte Impulse passieren lässt; diese werden im Digitalteil gezählt, der sich ergebenden Zahl wird ein Speicherplatz zugeordnet, der der Impulshöhe U_e entspricht. Diese Adresse wird dann an einen angeschlossenen Rechner weitergegeben.

Die bei diesem Versuch am Arbeitsplatz vorhandene Rechnersoftware gestattet zwei Betriebsarten des MCA: Bei der *Pulshöhenanalyse (PHA)* wird die unter einer bestimmten Adresse gespeicherte Zahl bei Registrierung eines entsprechenden Impulses jeweils um eins erhöht, so dass man eine Impulshöhenverteilung erhält. Die zweite Betriebsart, das *Vielkanalzählen (Multi Channel Scaling, MCS)* zählt die Impulse während eines gewissen Zeitraums, der *Dwell time*, ohne Rücksicht auf deren Höhe und speichert die Zahl im ersten Speicherplatz des Rechners ab, die nächste im zweiten, usw., wodurch man eine zeitliche Verteilung der Pulse erhält.

2 Versuchsdurchführung

2.1 Eigenschaften des Gammaspektrometers

2.1.1 Eichung des Spektrometers

Mit dem *Gammaspektrometer* werden die Spektren von ^{137}Cs (Cäsium, siehe Abb. 10) und ^{60}Co (Kobald, siehe Abb. 11) aufgenommen, in denen sich neben deren γ-Linien (^{137}Cs: 662 keV, ^{60}Co: 1173 keV und 1332 keV) auch die K_α- und K_β-Linien des Bleis ($\rightarrow$ Abb. 12) befinden (K_{α_1}: 72,8 keV, K_{α_2}: 75,0 keV, K_{β_1}: 84,8 keV, K_{β_2}: 87,3 keV), auf deren Entstehung in Kap. 2.4 näher eingegangen wird.

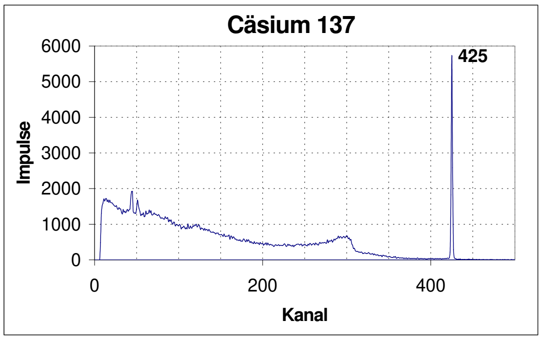

Abbildung 10: γ-Linie des ^{137}Cs

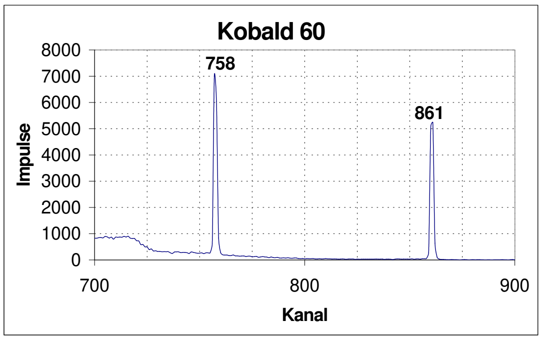

Abbildung 11: γ-Linien des ^{60}Co

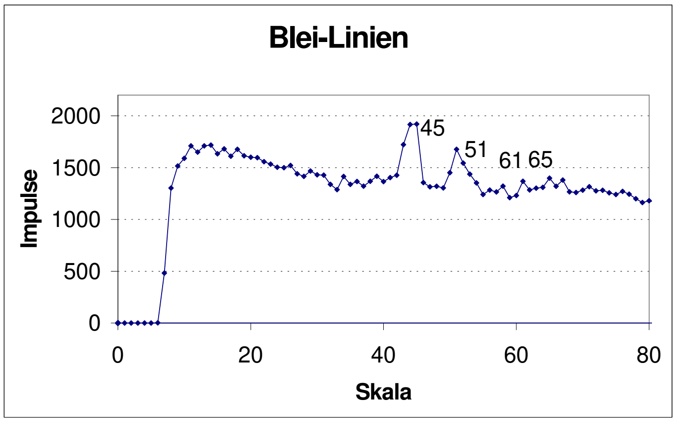

Abbildung 12: K_α- und K_β-Linien des Bleis

Trägt man diese Energiewerte über den in den Diagrammen gekennzeichneten, zug. Skalenteilen auf, so zeigt sich (Abb. 13), dass die Wertepaare in guter Näherung auf einer Geraden liegen, mit deren Steigung nun Skalenteile direkt in die ihnen entsprechenden Energiewerte umgerechnet werden können; das Spektrometer ist damit für die nun folgenden Messungen geeicht!

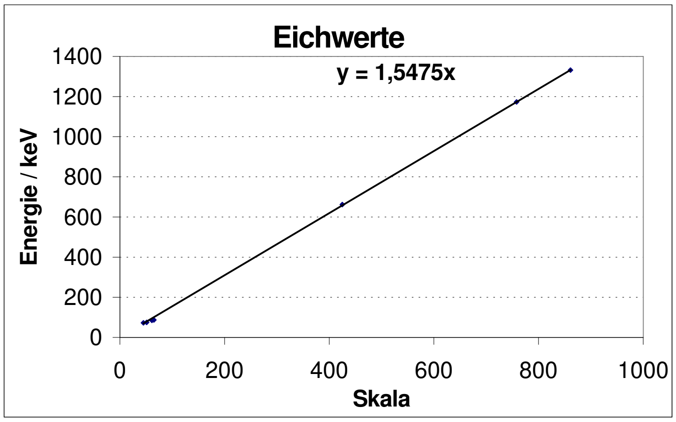

Abbildung 13: Eichgerade zu Versuchsteil 2.1

2.1.2 Impulsspektren von ^{60}Co und ^{137}Cs

Im nun folgenden sollen die Impulsspektren von ^{60}Co und ^{137}Cs, die mit dem *Germaniumdetektor* bei 2100 V Betriebsspannung aufgezeichnet wurden, ein wenig näher betrachtet werden und auf charakteristische Stellen hin untersucht werden. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die *Comptonkante*, die

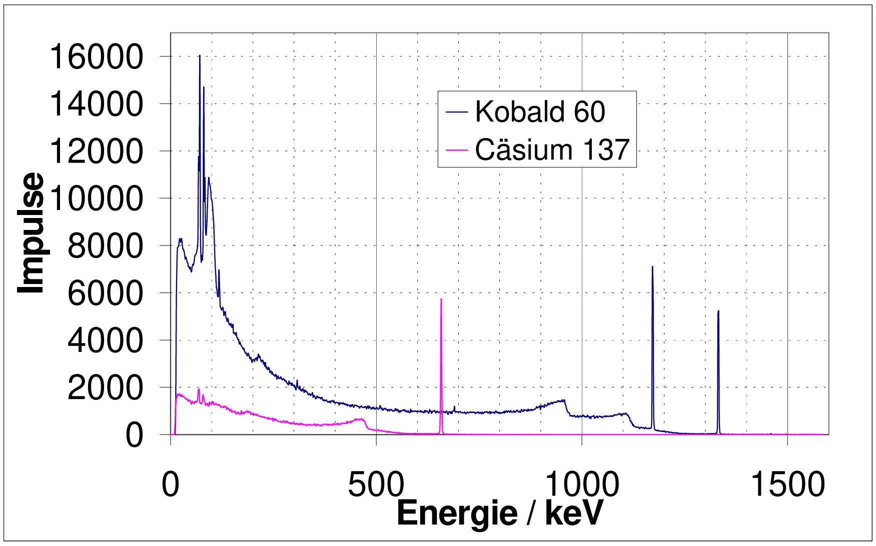

Abbildung 14: Impulsspektren von ^{60}Co und ^{137}Cs

sich nach Kap. 1.2.3 zu $E_e^{max} = E_\gamma \cdot \frac{1}{1+\frac{m_{0e}\cdot c^2}{2\cdot E_\gamma}}$ berechnet, und das *Rückstreumaximum* gelegt, wobei letzteres darauf beruht, dass emittierte Strahlung, die , würde sie die Probe verlassen, nicht in den Detektor treffen würde, am Probenende (Compton-)gestreut wird und dadurch doch in den Detektor gelangt; es berechnet sich deshalb zu $E_{Rück} = E_\gamma - E_e^{max}$. In der nun folgenden Tabelle sind für beide Isotope jeweils die theoretischen Werte aufgeführt und die aus Abb. 14 abgelesenen, wobei sich eine gute Übereinstimmung zeigt.

Isotop	Comptonkante E_e^{max}	Rückstreumaximum $E_{Rück}$
^{137}Cs	478,178 keV	187,248 kev
(theoret.)	477,65 keV	184,35 keV
^{60}Co	964,093 keV / 1121,94 keV	? / 218,198 keV
(theoret.)	963,20 kev / 1117,62 keV	209,80 keV / 214,38 keV

2.1.3 Auflösungsvermögen des Detektors

In diesem Kapitel soll das Auflösungsvermögen des Detektors berechnet werden, indem man die (Halbwerts-)Breite ΔE der zwei γ-Linien des ^{60}Co bestimmt. Aus Abb. 15, in der die Impulshöhe der beiden γ-Linien eingetragen

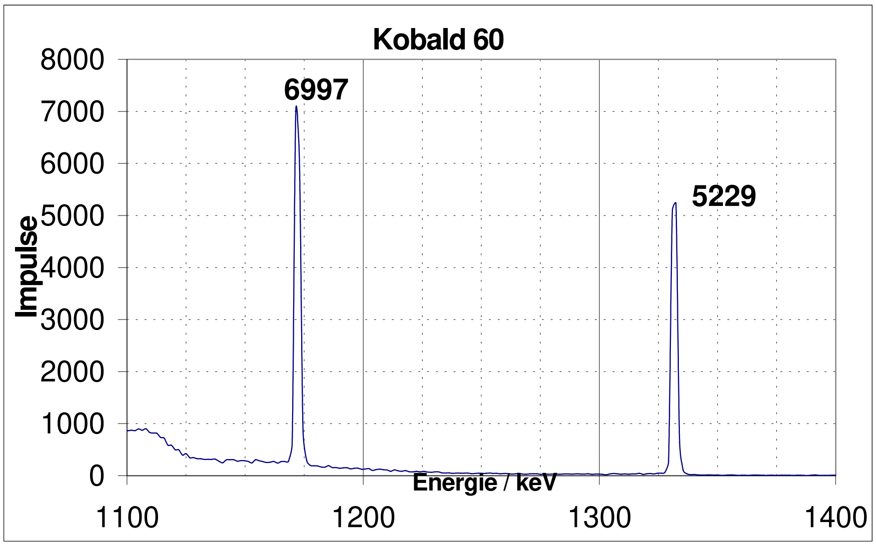

Abbildung 15: γ-Linien von ^{60}Co

ist, liest man die Halbwertsbreite der 1173 keV-Linie und der 1332 keV-Linie zu jeweils 3,095 keV ab, damit berechnet sich das Auflösungsvermögen $\frac{E}{\Delta E}$ zu 404±26.

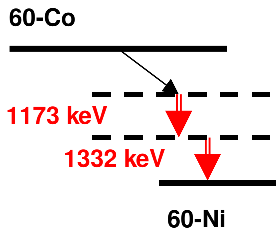

Abbildung 16: Zerfall von ^{60}Co

2.2 Untersuchung der statistischen Eigenschaften des radioaktiven Zerfalls

Am Vielkanalzähler wechselt man nun in den MCS-Modus (Erklärung siehe Kap. 1.4), um die statistische Verteilung radioaktiver Strahlung feststellen zu können.

2.2.1 Verteilung der Untergrundstrahlung

Zuerst misst man die Impulszahl(!)verteilung der Untergrundstrahlung, wobei die *Dwell time* so zu wählen ist, dass etwa 3 Impulse pro Kanal registriert werden; mit der zu 400 ms gewählten Dwell time ergab sich ein Mittelwert von 2,3848 Impulsen pro Kanal. Da beim radioaktiven Zerfall jedes einzel-

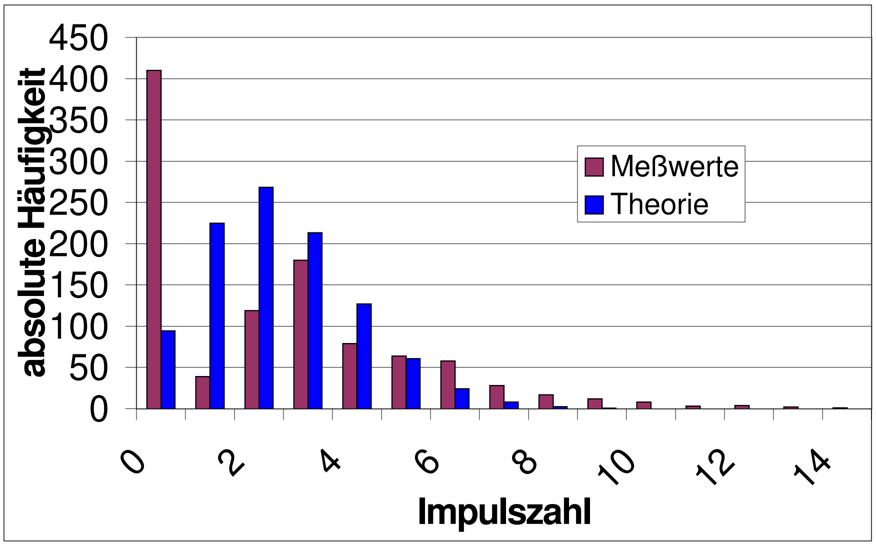

Abbildung 17: Impulsrate der Untergrundstrahlung

ne Zerfallsereignis von vorhergehenden oder nachfolgenden völlig unabhängig ist, ist eine Verteilung nach *Poisson* zu erwarten (zur Berechnung siehe Kap. 1.1.2); die in Abb. 17 aufgetragenen Meßwerte zeigen, dass, abgesehen von der absoluten Häufigkeit bei Impulszahl 0, die Form der Verteilung der Poissonverteilung entspricht, die Abweichungen erkären sich möglicherweise aus der scheinbar zu kurz gewählten Dwell time.

2.2.2 Verteilung der ^{137}Cs-Strahlung

Die eben vorgenommenen Messungen werden wiederholt, mit dem Unterschied, dass diesmal die ^{137}Cs-Probe mit einer Dwell time von 1 s verwendet wird. Wie sich zeigt, werden dadurch deutlich mehr Zerfallsereignisse registriert, nämlich im Mittel $\mu = 795{,}57$ pro Kanal (Standardabweichung $\sigma = 54{,}750$), so dass zu erwarten ist, dass die Poissonverteilung durch die *Normalverteilung*, die bekanntlich als Integral über der Dichtefunktion $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\cdot\sigma^2}}$ berechnet wird, angenähert werden kann. In Abb. 18

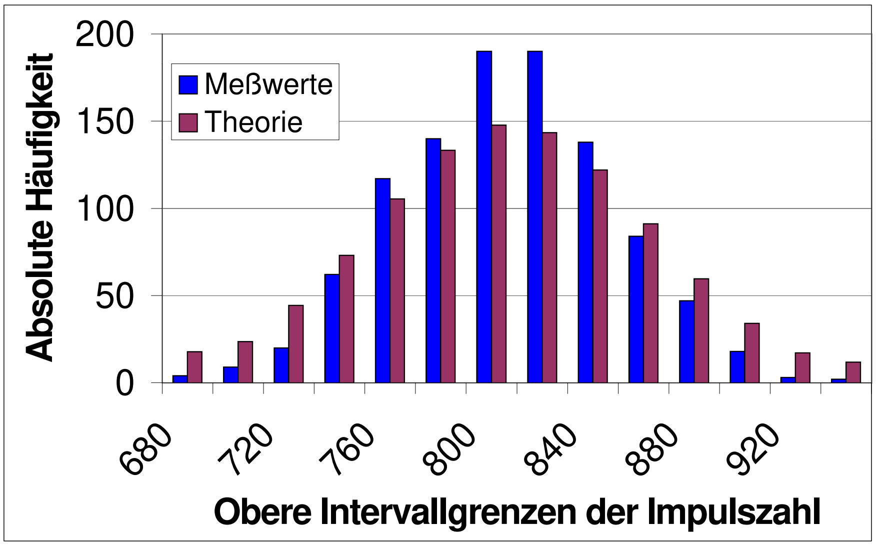

Abbildung 18: Impulsrate von ^{137}Cs

sind neben den Meßwerten auch die theoretisch nach der Normalverteilung zu erwartenten Ergebnisse aufgetragen; es zeigt sich, dass in guter Näherung die Zerfallsereignisse tatsächlich normalverteilt sind.

2.3 Bestimmung der Halbwertszeit von ^{40}K

2.3.1 Eichung des Spektrometers

Da die folgenden Messungen mit dem *Szintillationszähler* durchgeführt werden, der bei ca. 900 V Spannung betrieben wird, muss eine neue Eichung vorgenommen werden. Zu Beginn wird wieder das ^{60}Co-Spektrum aufge-

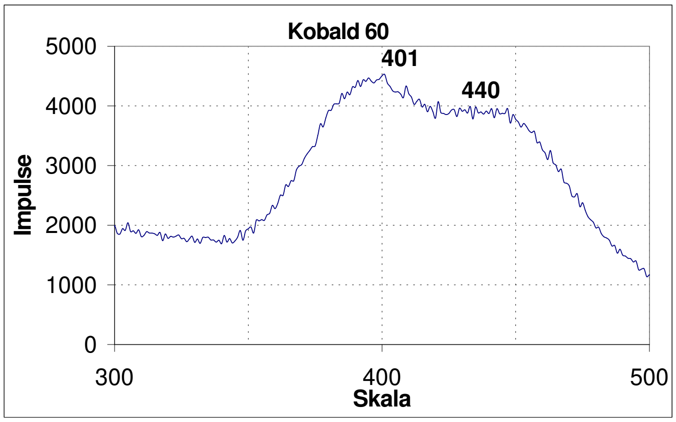

Abbildung 19: Impulsspektrum von ^{60}Co - die beiden γ-Linien

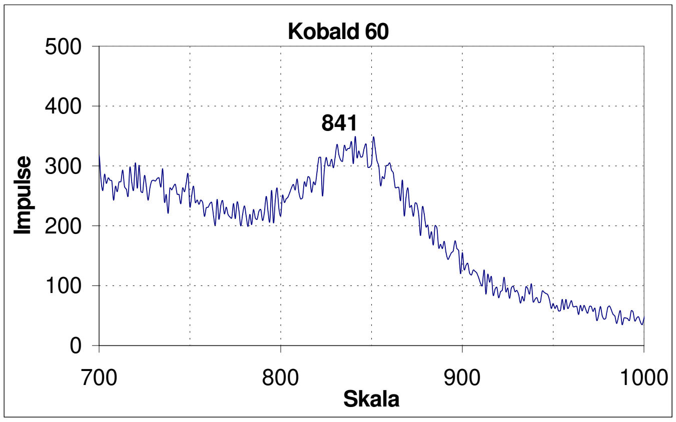

Abbildung 20: Impulsspektrum von ^{60}Co - Überlagerung der γ-Linien

nommen. Da der Szintillationszähler im Gegensatz zum Germaniumdetektor eine wesentlich schlechtere Energieauflösung hat, sind die beiden γ-Linien bei 1173 keV und 1332 keV deutlich schlechter aufgelöst, was in Abb. 19 zu erkennen ist; da desweiteren diese beiden Linien praktisch gleichzeitig emittiert werden, werden einige dieser Impulse als ein einziger, dann der Größe 2505 keV, registriert; aufgrund der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit des Szintillationszählers ist diese auch gut sichtbar ($\rightarrow$ Abb. 20).

Einen weiteren Eichpunkt liefert die 662 keV-Linie des ^{137}Cs-Spektrums. Nun nimmt man noch ein Untergrundspektrum auf, in dem neben anderen

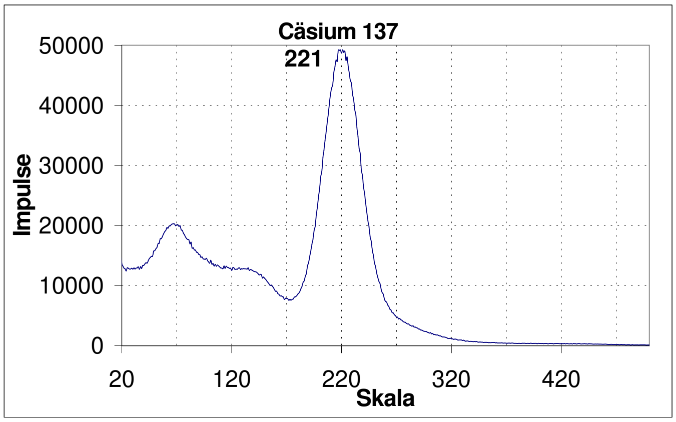

Abbildung 21: Impulsspektrum von ^{137}Cs - γ-Linie bei 662 keV

Linien die aus dem Zerfall $^{40}_{19}K +^{0}_{-1} e \rightarrow^{40}_{18} Ar + \gamma$ (durch *Elektroneneinfang*) stammende 1460 keV-Linie und die aus der Thoriumzerfallsreihe stammende 2615 keV-Linie des $^{208}_{82}Pb$ (das ^{208}Pb beendet dabei als stabiles Isotop die Zerfallsreihe) zu sehen sind. All diese Linien trägt man wieder über ihren zug.

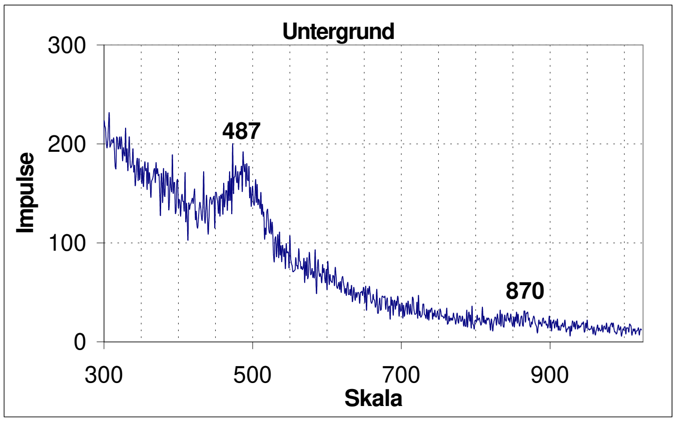

Abbildung 22: Untergrundspektrum mit ^{40}K- und ^{208}Pb-Linie

Skalenwerten auf; in Abb. 23 sieht man, dass diese wieder in sehr guter Nä-

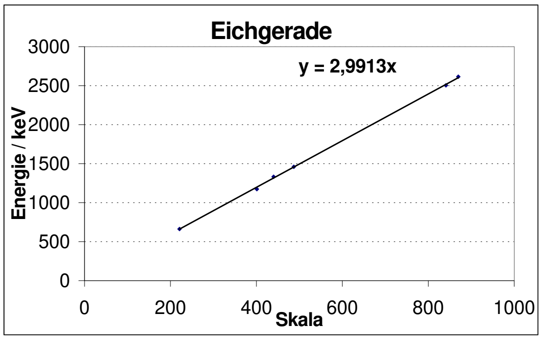

Abbildung 23: Eichgerade zu Versuchsteil 2.3

herung auf einer Geraden liegen, mit Hilfe deren Steigung man im folgenden die gemessenen Impulse über der Energieskala auftragen kann.

2.3.2 Einfluß des Raumwinkels auf die gemessene Intensität

Ändert man den Abstand einer (im folgenden als punktförmig angenommenen) Probe bzgl. des Szintillationsdetektors, so ändert sich damit automatisch auch der Raumwinkel, innerhalb dessen von der Probe ausgehende Strahlung in den Detektor tritt. Inwiefern sich ein geänderter Raumwinkel auf die Re-

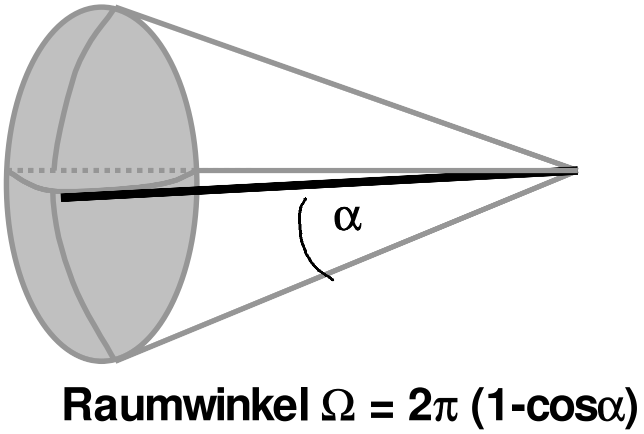

Abbildung 24: Berechnung des Raumwinkels

gistration von Strahlung auswirkt, das ist die Aufgabe dieses Versuchsteils. Dazu wird die Kobaldprobe bei zwei unterschiedlichen Entfernungen zum

Detektor aufgenommen, nämlich 0 cm und 4,1 cm, die jeweils registrierte Intensität soll dann mit den zug. Raumwinkeln in Zusammenhang gebracht werden. Zur Bestimmung der Raumwinkel sollen zuerst die geometrischen Gegebenheiten des Versuchsaufbaus betrachtet werden: Nach Abb. 25 kön-

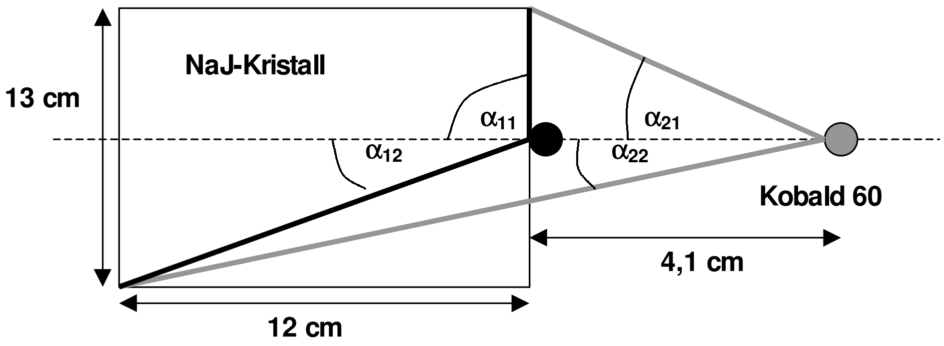

Abbildung 25: Versuchsaufbau mit ^{60}Co-Präparat vor Szintillator

nen die vier Winkel α_{ij} berechnet werden, für diese ergibt sich:
$\alpha_{11} = \pi$, $\alpha_{12} = 0,158 \cdot \pi$, $\alpha_{21} = 0,321 \cdot \pi$ $\alpha_{22} = 0,122 \cdot \pi$.
Diese Unterscheidung ist notwendig, da beispielsweise ein γ-Quant, welches sich entlang α_{22} bewegt, einen viel längeren Weg durch den NaJ-Szintillator zurücklegt und damit viel wahrscheinlicher registriert wird, als eines, welches sich entlang α_{21} bewegt. Aus diesen Winkeln können dann gemäß Abb. 24 die zug. Raumwinkel berechnet werden, es ergibt sich:
$\Omega_{11} = 2 \cdot \pi$, $\Omega_{12} = 0,241 \cdot \pi$, $\Omega_{21} = 0,933 \cdot \pi$ $\Omega_{22} = 0,145 \cdot \pi$.
Um einen einigermaßen aussagekräftigen Wert für die zu den beiden Abständen gehörigen Raumwinkel zu erhalten, werden die zusammengehörenden Werte algebraisch gemittelt und unter diesem Raumwinkel dann auch eine mittlere Registrationswahrscheinlichkeit angenommen, man erhält:
$\Omega_{0cm} = 1,121 \cdot \pi$ $\Omega_{4,1cm} = 0,539 \cdot \pi$ und damit für den Quotienten der Raumwinkeländerung bei Erweiterung des Abstandes des ^{60}Co-Präparates von 0 cm auf 4,1 cm: $\frac{\Omega_{0cm}}{\Omega_{4,1cm}} = 2,08$. Nun kann man die Ergebnisse betrachten, die man durch Messung bei obigen Abständen erhält; subtrahiert man von dem in Abb. 26 dargestellten Spektrum den Untergrund und bestimmt die Fläche unter der „Doppellinie“ bei 1173 keV & 1332 keV und unter der Linie bei 2505 keV, die sich ja daraus ergab, dass zwei gleichzeitig eintreffende γ-Quanten als eines registriert wurden, so erhält man die Intensität der Totalabsorptionslinien; mit der zur Datenauswertung verwendeten Software wurde dies durchgeführt, das Ergebnis ist:
$N^{0cm}_{1173\&1332} = 2131,95s^{-1}$, $N^{0cm}_{2505} = 114,34s^{-1}$, $N^{4,1cm}_{1173\&1332} = 860,49s^{-1}$,

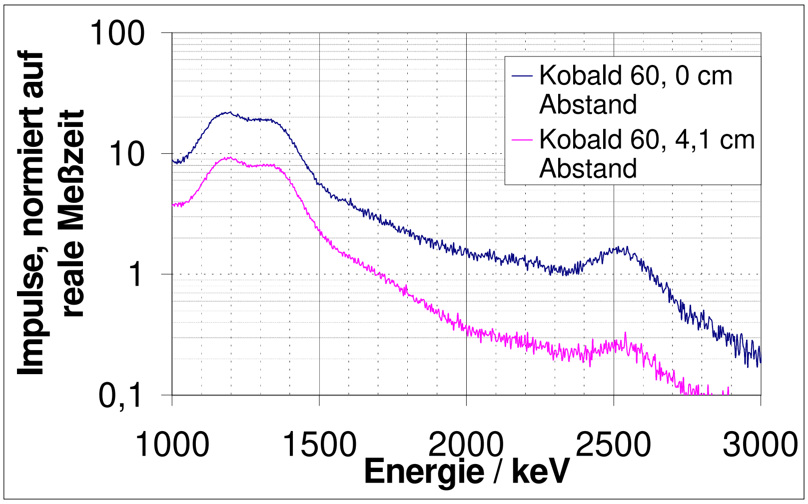

Abbildung 26: ^{60}Co-Spektrum bei unterschiedlichem Abstand Probe - Detektor

$N_{2505}^{4,1cm} = 19,70 s^{-1}$, wobei N_Y^X die Zahl der registrierten Impulse pro Sekunde für Energie Y bei Abstand X ist. Quotientenbildung liefert schließlich: $\frac{N_{1173\&1332}^{0cm}}{N_{1173\&1332}^{4,1cm}} = 2,478$, $\frac{N_{2505}^{0cm}}{N_{2505}^{4,1cm}} = 5,805 = 2,409^2$.

Dieses Ergebnis bedarf jetzt einiger Erklärungen: Wird durch Änderung des Raumwinkels die Nachweiswahrscheinlichkeit um einen Faktor p geändert, so wird sowohl die Wahrscheinlichkeit für die 1173 keV-Linie, als auch die für die 1332 keV-Linie um diesen Faktor verändert, d.h. bei der 2505 keV-Linie, bei der ja beide vorher genannten γ-Quanten gleichzeitig nachgewiesen werden müssen, ändert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit um den Faktor p^2. Damit kann man aus den beiden obigen Werten einen mittleren Quotienten von 2,443 berechnen, der sich von der anfangs gemachten Abschätzung der Raumwinkeländerung, diese war 2,08, nur um etwa 15 % unterscheidet, was letztendlich bedeutet: Eine Änderung des Abstands Präparat-Detektor führt zu einer Änderung des registrierten Raumwinkels, welche in (etwa) gleichem Maße die Nachweiswahrscheinlichkeit ändert.

2.3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit für 1,46 MeV-Quanten

Im folgenden soll die Nachweiswahrscheinlichkeit $\Omega \cdot \omega$ für 1460 keV-Quanten in der Totalabsorptionslinie des KBr-Spektrums berechnet werden, welches danach aufgenommen wird; dabei geht man wie in der Versuchsanleitung beschrieben vor; es sei auch gleich darauf hingewiesen, dass mit diesem Verfahren die Nachweiswahrscheinlichkeit nur ungenau zu berechnen ist. Man betrachtet wieder die eben gemessenen Intensitäten der Totalabsorptionslinien des ^{60}Co bei 0 cm Abstand, die zu $N_{1173\&1332} = 2131,95s^{-1}$, $N_{2505} = 114,34s^{-1}$ bestimmt wurden, es gelten dann die Beziehungen:

$N_{1173\&1332} = 2 \cdot P \cdot \Omega \cdot \omega$, wobei P die Präparatstärke ist, und

$N_{2505} = P \cdot (\Omega \cdot \omega)^2 + (2 \cdot P \cdot \Omega \cdot \omega)^2 \cdot \tau$

$= P \cdot (\Omega \cdot \omega)^2 + (N_{1173\&1332})^2 \cdot \tau$, wobei der zweite Summand ein Korrektursummand ist, da N_{2505} durch zufällige Koinzidenzen verfälscht wird, mit der Impulsbreite des Verstärkers $\tau = 2,5 \cdot 10^{-6}$s. Division beider Gleichungen liefert dann die gesuchte Nachweiswahrscheinlichkeit zu:

$\frac{2 \cdot N_{2505}}{N_{1173\&1332}} = \Omega \cdot \omega + 2 \cdot N_{1173\&1332} \cdot \tau$

$\Leftrightarrow \quad \Omega \cdot \omega = 2 \cdot \frac{N_{2505}}{N_{1173\&1332}} - 2 \cdot N_{1173\&1332} \cdot \tau = 0,0966$, für 1460 keV-Quanten in der Totalabsorptionslinie, aufgenommen mit einer punktförmigen Probe in 0 cm Abstand zum Szintillationsdetektor.

2.3.4 Einfluß der Selbstabsorption auf die Registrierung von γ-Quanten

In diesem Abschnitt soll nun betrachtet werden, inwiefern ein am Ort x einer räumlich ausgedehnten Probe erzeugtes γ-Quant die Probe auch tatsächlich verlässt, d.h. der Einfluß der *Selbstabsorption* im Probenmaterial auf die erzeugte Strahlung soll untersucht werden. In den in Kap. 2.3.5 durchzuführen-

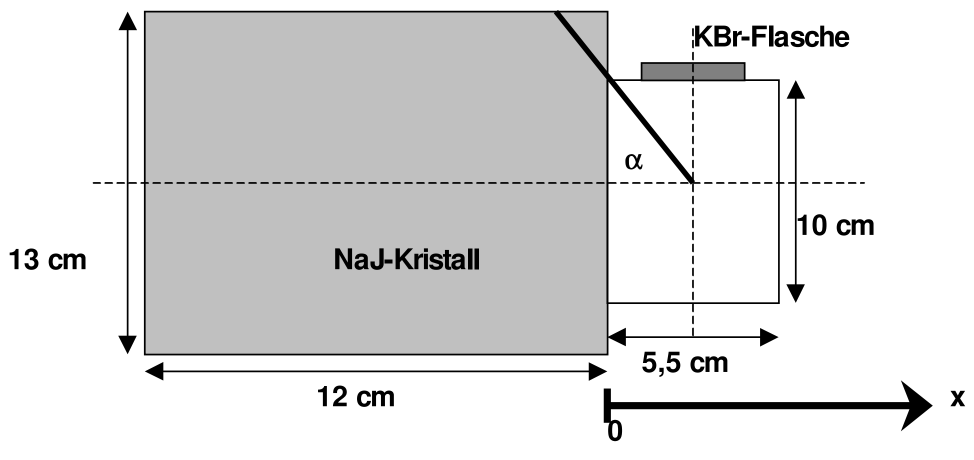

Abbildung 27: Versuchsaufbau mit KBr-Flasche vor Szintillator

den Messungen wird eine KBr-Flasche (Kaliumbromid) vor den Szintillator gestellt und dann das Spektrum aufgenommen. Für das Material gegeben sind die Selbstabsorption $\eta = 0,047 \ \frac{cm^2}{g}$ und die maximale Schichtdichte $\delta = 12 \ \frac{g}{cm^2}$, desweiteren sei die Länge der Flasche mit ℓ bezeichnet (in der Zeichnung 27 ist ℓ=5,5 cm). Um den Rechenaufwand in vernünftigen Grenzen zu halten, sollen folgende, vereinfachende Annahmen gemacht werden: Die Strahlungsquelle soll ideal homogen über das in der Flasche befindliche KBr verteilt sein, und Quanten, die in einer Schicht am Ort x ausgesandt werden, sollen senkrecht in den Detektor treten. Als neue Größe eingeführt wird $n(x)$, welches die in einer Sekunde im infinitesimalen Intervall dx um die Schicht am Ort x emittierte Strahlung beschreibt, welche nach ihrem Weg durch die Probe auch wirklich in den Detektor tritt; fände also keine Selbstabsorbtion statt, so wäre $n(x) := \frac{dN}{dx}(x) \equiv n_0 := \frac{N_0}{\ell}$, wobei N_0 die Gesamtzahl der Zerfälle pro Sekunde, n_0 also die maximale Zerfallszahl pro Weg und Sekunde beschreibt. Da aber Selbstabsorption stattfindet, wird $n(x)$ für wachsendes x, was einem wachsenden, durch die Probe zurückzulegenden Weg entspricht, abnehmen, und zwar um den Faktor $\frac{\eta\cdot\delta}{\ell}$, woraus sich die Differentialgleichung $n'(x) = -\frac{\eta\cdot\delta}{\ell}\cdot n(x)$ ergibt. Mit der Anfangsbedingung $n(0) = n_0$ (wenn die Strahlung keinen Weg durch das Präparat zurücklegen muss, kann auch nichts absorbiert werden) lässt sich diese Differentialgleichung per Integration lösen, man erhält:

$$\int_{n(x)}^{n_0} \frac{dn}{n} = \int_x^0 \left(-\frac{\eta\cdot\delta}{\ell}\right)\cdot dy \qquad \Leftrightarrow \ln\frac{n_0}{n(x)} = \frac{\eta\cdot\delta}{\ell}\cdot x$$

$$\Leftrightarrow n(x) = n_0 \cdot e^{-\frac{\eta\cdot\delta}{\ell}\cdot x}.$$

Um nun die Gesamtzahl N von Zerfällen pro Sekunde, welche den Detektor erreichen, zu erhalten, muss man $n(x)$ über die gesamte Länge der Flasche integrieren, es ergibt sich:

$$N = \int_0^\ell n(x)\cdot dx = -\left[\underbrace{\frac{\ell}{\eta\cdot\delta}\cdot n_0}_{=\frac{N_0}{\eta\cdot\delta}} \cdot e^{-\frac{\eta\cdot\delta}{\ell}\cdot x}\right]_0^\ell = \frac{1-e^{-\eta\cdot\delta}}{\eta\cdot\delta}\cdot N_0 \approx 0,7643\cdot N_0.$$

Somit erhält man als Ergebnis dieses Kapitels: Von der in der KBr-Flasche erzeugten γ-Strahlung tritt aufgrund der Selbstabsorption nur 76,43 % in den Detektor ein.

2.3.5 Halbwertszeit von ^{40}K

Gemäß dem Versuchsaufbau in Grafik 27 wird nun das KBr-Spektrum aufgenommen und der Untergrund subtrahiert, es bleibt, wie erwartet, die 1460 keV-Linie übrig, was in Abb. 28 zu sehen ist. Wieder bestimmt man die Fläche unter der 1460 keV-Linie und erhält $N_{1460} = 14,290 s^{-1}$. Aus dieser gemes-

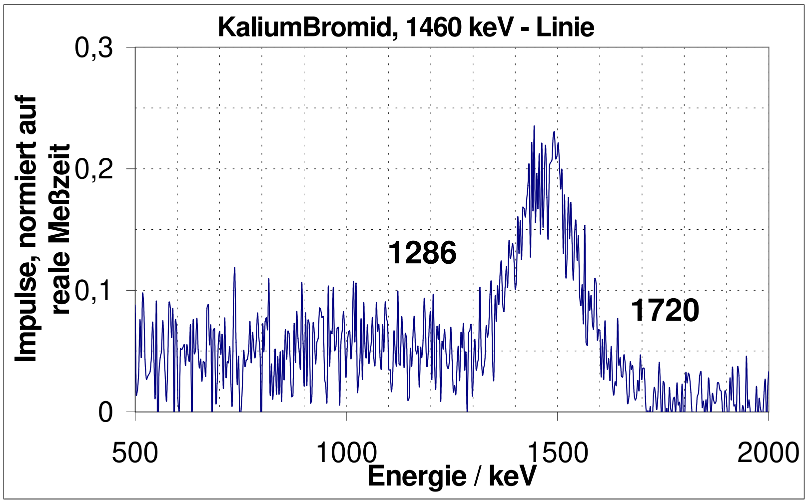

Abbildung 28: KBr-Spektrum mit 1460 keV-Linie

senen Intensität der Totalabsorptionslinie soll nun zurückgeschlossen werden auf die tatsächlich in der Probe stattfindenden Zerfälle, diese sei mit $\aleph$ bezeichnet. Das Zerfallsgesetz mit Zerfallskonstante λ lautet: $\aleph(t) = \aleph_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$ mit zeitlicher Ableitung $\dot{\aleph}(t) = -\lambda \cdot \aleph_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$, mit dem gemessenen N_{1460} lässt sich unter Anwendung der zuvor erarbeiteten Korrekturen das $-\lambda \cdot \aleph_0$ bestimmen. Bei der in Kap. 2.3.3 berechneten Nachweiswahrscheinlichkeit wurde von einer punktförmigen Quelle direkt am Detektor ausgegangen, also einem Raumwinkel $2 \cdot \pi$, Abb. 27 legt nahe, für die KBr-Flasche einen Raumwinkel von ihrem Mittelpunkt aus anzunehmen, wobei sich dieser, da $\alpha = 0,3399 \cdot \pi$, zu $\Omega = 1,036 \cdot \pi = 0,518 \cdot (2\pi)$ ergibt, und der Faktor 0,518 muss nach den Überlegungen aus Kap. 2.3.2 berücksichtigt werden. Weiter ist zu beachten, dass nur 10,72 % der ^{40}K-Zerfälle in der KBr-Flasche die gemessenen $^{40}_{19}K +^{0}_{-1} e \rightarrow^{40}_{18} Ar + 1460 keV$ sind, d.h. es ergibt sich folgender Zusammenhang:

$N_{1460} = 0,0966 \cdot 0,518 \cdot 0,7643 \cdot 0,1072 \cdot (\lambda \cdot \aleph_0) = 4,010 \cdot 10^{-3} \cdot (\lambda \cdot \aleph_0)$. Desweiteren ist bekannt, dass in der Flasche 500 g KBr sind mit einer molaren Masse von $M_{ges} = M_K + M_{Br} = 39,098 \frac{g}{mol} + 79,904 \frac{g}{mol} = 119,002 \frac{g}{mol}$, also 4,202 mol KBr, was $2,5302 \cdot 10^{24}$ Molekülen entspricht; da im natürlichen Isotopengemisch das ^{40}K mit 0,012 % Häufigkeit vorkommt, befinden sich in der KBr-Flasche $\aleph_0 = 3,036 \cdot 10^{20}$ ^{40}K-Atome, womit sich λ zu $1,174 \cdot 10^{-17}\ s^{-1} = 3,704 \cdot 10^{-10}\ a$ ergibt. Nun kann man die Halbwertszeit berechnen, man erhält $T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 1,871 \cdot 10^9\ a$, was um 46 % vom Literaturwert $T_{\frac{1}{2}} = 1,28 \cdot 10^9\ a$ abweicht; für die zahlreich gemachten Vereinfachungen ist dies ein erstaunlich geringer Wert.

2.4 Fluoreszenzanalyse

Treffen γ-Quanten auf Proben hoher Ordnungszahl, wie beispielsweise Blei (82) oder Gold (79), so werden diese durch Photoeffekt absorbiert und lösen dadurch die charakteristische Fluoreszenzstrahlung aus, für die in der folgenden Tabelle einige Beispiele gebracht werden.

Element / keV	K_{α_1}	K_{α_2}	K_{β_1}	K_{β_2}
Blei Pb	72,8	75,0	84,8	87,3
Gold Au	67,0	68,8	77,9	80,1
Quecksilber Hg	68,9	70,8	80,2	82,5
Wolfram W	58,0	59,3	67,2	69,1
Zinn Sn	25,0	25,3	28,5	28,1
Silber Ag	22,0	22,2	24,9	25,5

Interessant ist dabei die Aufspaltung der K_α- und K_β-Linien, die auf der Feinstruktur der Röntgenterme beruht, deren Niveauenergie sowohl von der Quantenzahl l, als auch aufgrund der Spin-Bahnkopplung von j abhängt.

Im folgenden soll nun mit Hilfe der charakteristischen Fluoreszenzstrahlung ein unbekanntes Element identifiziert werden (*Fluoreszenzanalyse*).

2.4.1 Eichung des Spektrometers

Die folgenden Messungen werden wieder mit dem Germanium-Detektor aufgrund seiner höheren Energieauflösung vorgenommen. Deshalb muss zu Beginn der Messung die „Kanal-Skala“ neu geeicht werden. Dazu nimmt man zuerst ein Untergrundspektrum auf, in dem sich aufgrund der Bleiabschirmung die charakteristische Fluoreszenzstrahlung des Bleis wiederfindet; in Abb. 29 wurden vier solcher Linien gemessen und als die in obiger Tabelle aufgeführten K_α- und K_β-Linien identifiziert. Das anschließend aufgenommene Fluoreszenzspektrum einer Gold-Probe ist in Abb. 30 zu sehen, in dem man auch wieder die zwei K_α-Linien des Bleis entdeckt, daneben aber auch drei neue, die als $K_{\alpha_{1,2}}$- und K_{β_1}-Linien des Gold erkannt wurden.

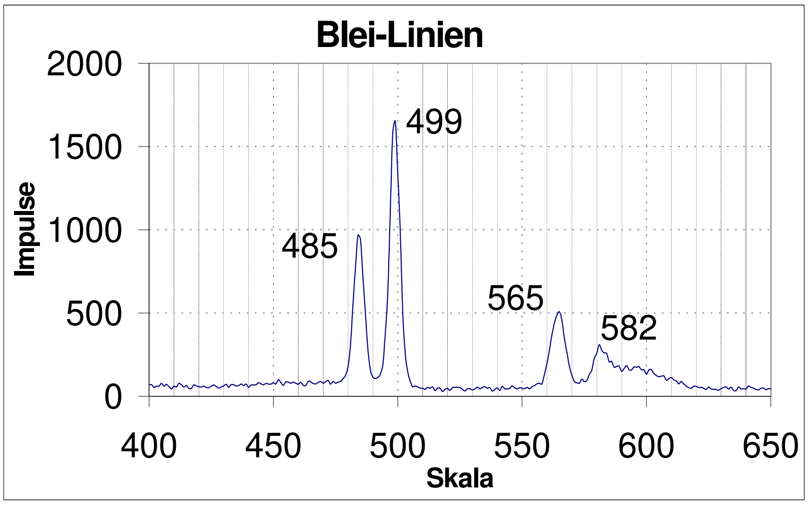

Abbildung 29: Untergrundspektrum mit Blei-Linien

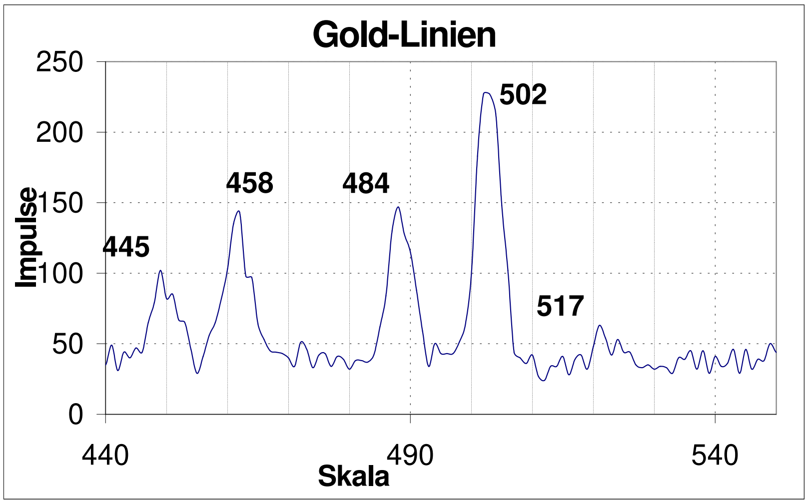

Abbildung 30: Goldspektrum mit Blei-Linien

Mit diesen Werten ist es nun möglich, wieder eine Eichgerade zu erstellen, die im nun folgenden Versuchsteil vonnöten ist.

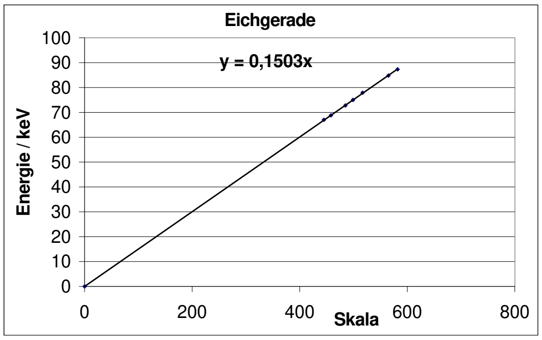

Abbildung 31: Eichgerade zu Versuchsteil 2.4

2.4.2 Identifikation eines unbekannten Elementes

Zum Abschluß wird nun das Fluoreszenzspektrum eines unbekannten Elements aufgenommen, was in Abb. 32 zu sehen ist. In diesem sind bei den

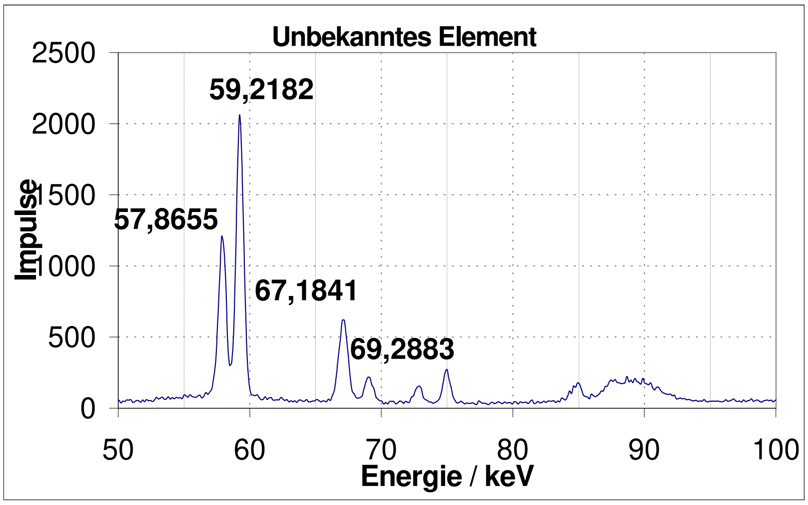

Abbildung 32: Spektrum des unbekannten Elementes

vier ersten Linien die zug. Energiewerte aufgetragen, bei den nachfolgenden Linien handelt es sich wieder um die Blei-Linien, wovon sich der geneigte Leser gerne überzeugen mag. Dabei erkennt man, dass diese Energiewerte frappierend genau mit den zu den K_α- und K_β-Linien des Wolfram gehörigen Werten übereinstimmen (selbige sind mit der zug. Abweichung in unten stehender Tabelle aufgeführt), was den Schluß nahe legt, dass es sich bei dem „unbekannten“ Element um Wolfram handelt.

Gemessene Energiewerte / keV	57,87	59,22	67,18	69,29
Wolfram-Linien / keV	58,0	59,3	67,2	69,1
Abweichung / %	0,22	0,13	0,030	0,27

Die unten aufgeführten Abbildungen wurden weitestgehend selbst erstellt, Ausnahmen sind: Die Abbildungen 1, 4, 5, 6 und 7 wurden entnommen aus *Joachim Grehn, Metzler Physik*, die Abbildung 8 entstammt dem zur Versuchsvorbereitung ausgeteilten Kopien.

Abbildungsverzeichnis