
F-Praktikum 2.3

α -Spektroskopie mit einem Halbleiterzähler

Johan Eggers, Nils Griebe

durchgeführt am 20.12.2010 unter Betreuung von Christian Klose



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Inhaltsverzeichnis

1	Vorbereitung	3
1.1	Vorbemerkung	3
1.2	α -Strahlung	3
1.3	Halbleiterzähler	3
1.4	Energieverlust der α -Strahlung beim Durchgang durch Materie	4
1.5	Versuchsaufbau	5
2	Durchführung und Auswertung	7
2.1	Energieeichung	7
2.2	Untersuchung der Alphazerfallsenergien	11
2.3	Vergleich zur Gamow-Theorie	15
2.4	Halbwertsbreite	16
2.5	Überprüfung der Bethe-Bloch Gleichung	17
3	Fazit	21

Erklärung zur Eigenständigkeit

Hiermit versichern wir das vorliegende fortgeschrittenen Praktikum ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Johan Eggers

Nils Griebe

1 Vorbereitung

1.1 Vorbemerkung

In diesem Versuch soll mittels eines Halbleiterzählers das Energiespektrum der α -Strahlung einer ^{241}Am bestimmt werden und der Energieverlust dieser Strahlung beim Durchgang durch Luft untersucht werden.

1.2 α -Strahlung

Bei α -Strahlung handelt es sich um eine der drei im wesentlichen auftretenden Strahlungsarten, die infolge eines radioaktiven Zerfalls emittiert werden. Diese Strahlung besteht aus $^4\text{He}^{+2}$ -Ionen, also aus Helium-Kernen, welche von einem Kern ^A_ZX ausgesendet wird wenn dieser zu $^{A-4}_{Z-2}\text{X}$ zerfällt. Damit Alphastrahlung überhaupt auftreten kann, muss die Bindungsenergie des Zerfall-Produkts, also die Bindungsenergie von $^{A-4}_{Z-2}\text{X}$, plus die Bindungsenergie von $^4\text{He}^{+2}$ größer sein als die des ursprünglichen Kerns. Die daraus resultierende überschüssige Energie wird zum einen in das α -Teilchen in Form von kinetischer Energie deponiert und zum anderen als Gammaquanten freigesetzt. So können bei dem selben Zerfall mehrere kinetische Energien der α -Teilchen auftreten. In unserem Fall zeigt ein Blick auf die Nuklidkarte, dass bei der Reaktion $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np} + ^4\text{He}^{+2} + \gamma$ hauptsächlich α -Teilchen mit den folgenden Gesamtenergien auftreten:

5485.56keV(84.5%), 5442.00keV(13.0%), 5388.23keV(1.6%), 5544.505keV(0.34%).

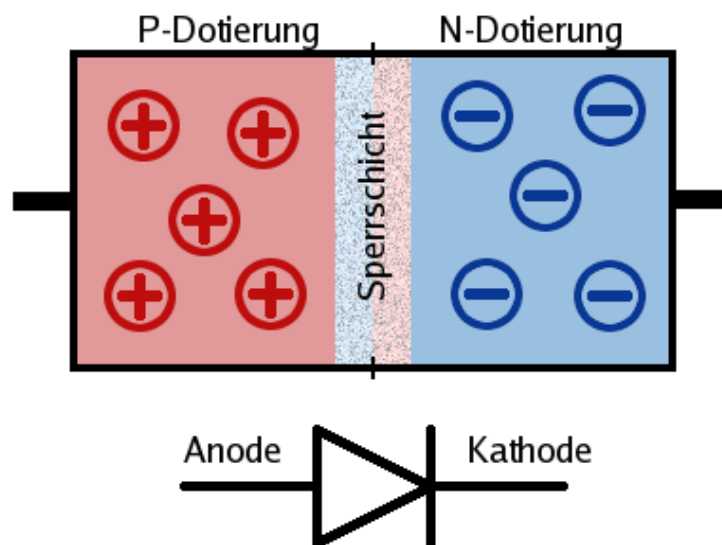
Klassisch könnte das α -Teilchen den Kern jedoch nicht verlassen, da die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung sowie die Coulombkraft einen Potentialwall formen, dessen Höhe größer als die Differenz der Bindungsenergien ist (also die insgesamt zur Verfügung stehende Energie). Aufgrund dessen kann diese Barriere nur durchtunnelt werden, was die Wahrscheinlichkeit eines solchen Zerfalls erheblich minimiert. Diese Wahrscheinlichkeit lässt sich näherungsweise durch den Gamov-Faktor beschreiben $T = e^{-G}$ mit $G \sim \frac{1}{E_{kin}}$, wobei T der Transmissionskoeffizient ist. Neben dieser Tunnelwahrscheinlichkeit (bzw. Rate) geht auch die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein solches α -Teilchen im Kern bildet, in die Rechnung ein.

1.3 Halbleiterzähler

Bei einem Halbleiterzähler handelt es sich im Wesentlichen um eine Diode, also um eine p-dotierte und eine n-dotierte Halbleiterschicht, die in Sperrichtung betrieben wird. Durch Anlegen einer Spannung in Sperrichtung wird ein Bereich um die Grenzfläche der beiden Schichten

geschaffen, in dem keine freien Ladungsträger auftreten. Tritt nun ionisierende Strahlung, wie beispielsweise ein α -Teilchen, in diesen Bereich ein, erzeugt es durch Wechselwirkung mit dem Halbleiter (inelastische Stöße) freie Ladungsträger, die aufgrund der anliegenden Spannung sofort aus der Sperrschicht abgesaugt werden und jetzt als Strom messbar sind. Je größer die Energie des einfallenden α -Teilchens, desto mehr freie Ladungsträger werden erzeugt und desto höher ist der zu messende Strom. Dies ist natürlich nur unter der Voraussetzung richtig, dass die Sperrschicht dick genug ist, um es dem α -Teilchen zu ermöglichen, seine gesamte Energie in dieser Sperrschicht abzubauen und diese nicht vorzeitig zu verlassen.

Im nachfolgenden ist ein Bild einer solchen Diode zu sehen:



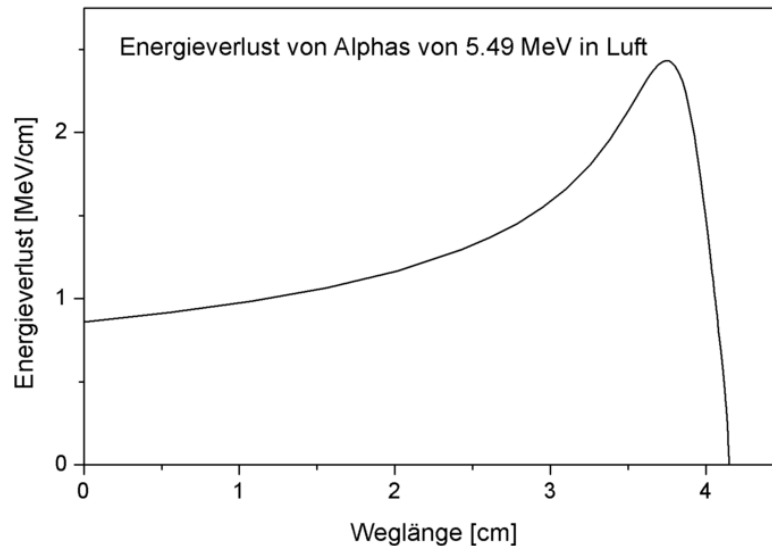
schematische Darstellung einer Diode, Quelle: <http://entladung.net/ep004/>

1.4 Energieverlust der α -Strahlung beim Durchgang durch Materie

Schnelle geladene Teilchen erleiden beim Durchgang durch Materie einen Energieverlust, da sie mit den Hüllenelektronen der Atome in ihrer Umgebung wechselwirken und diese anregen oder sogar ionisieren, also Energie dort deponieren. Dieser Effekt wird im nicht relativistischen Fall durch die folgende Formel beschrieben (Bethe-Formel):

$$-\frac{dE_{kin}}{dx} = \frac{Z \cdot z^2 \cdot e^4 \cdot N_A \cdot m_i}{8\pi\epsilon_0^2 m_e E_{kin} M_A} \rho \left[\log\left(\frac{4m_e E_{kin}}{I \cdot m_i}\right) \right]$$
, wobei I die mittlere Ionisationsenergie ($I \approx 10eV \cdot Z$ Näherung nach Bethe-Bloch), M_A die Molmasse des Targetmaterials, m_i die Masse des Projektils, ρ die Dichte, z die Ladung des Projektils in Vielfachen von e und Z die Ordnungszahl des Targetatoms repräsentieren. Wie man sieht, ist der Energieverlust pro Strecke umso größer je niedriger die Energie des Teilchens ist. Dies führt dazu, dass ein beträchtlicher Teil der Energie kurz vor dem Stillstand des Teilchens in der Materie deponiert wird. Dieses Phänomen wird

durch die folgende Kurve illustriert und ergibt sich aus der Lösung der obigen Differentialgleichung:

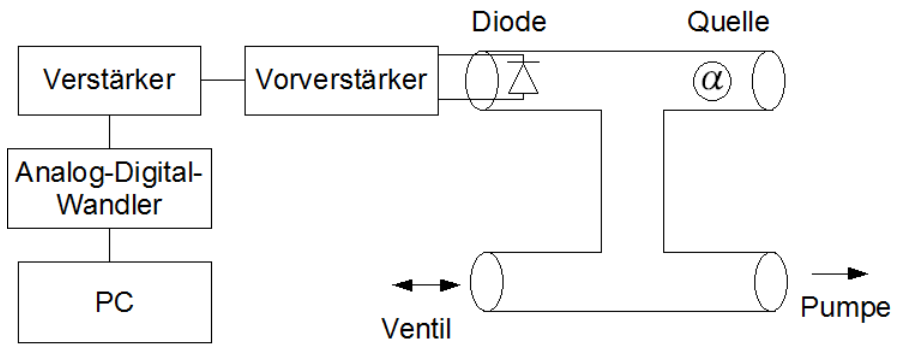


Bragg-Kurve, Quelle:<http://de.wikipedia.org/wiki/Bragg-Kurve>

1.5 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einer Kammer, in dem der Detektor sowie die α -Quelle untergebracht sind und in dem mittels einer Pumpe ein Vakuum hergestellt werden kann, um die Energiedeposition der α -Teilchen auf dem Weg von Präparat zu Detektor zu minimieren. Bei der Untersuchung des Energieverlusts der Alphateilchen in Luft wird das Vakuum wieder gelöst.

Das von der Diode bzw. dem Detektor ausgegebene Signal wird von einem Vorverstärker verstärkt um zu verhindern, dass das Signal auf dem Weg durch die Schaltung durch unerwünschte Induktivitäten und Kapazitäten stark verfälscht wird. Daraufhin wird es von einem Verstärker abermals verstärkt um dann von einem Analog-Digital-Wandler digitalisiert an einen PC weitergeleitet zu werden.

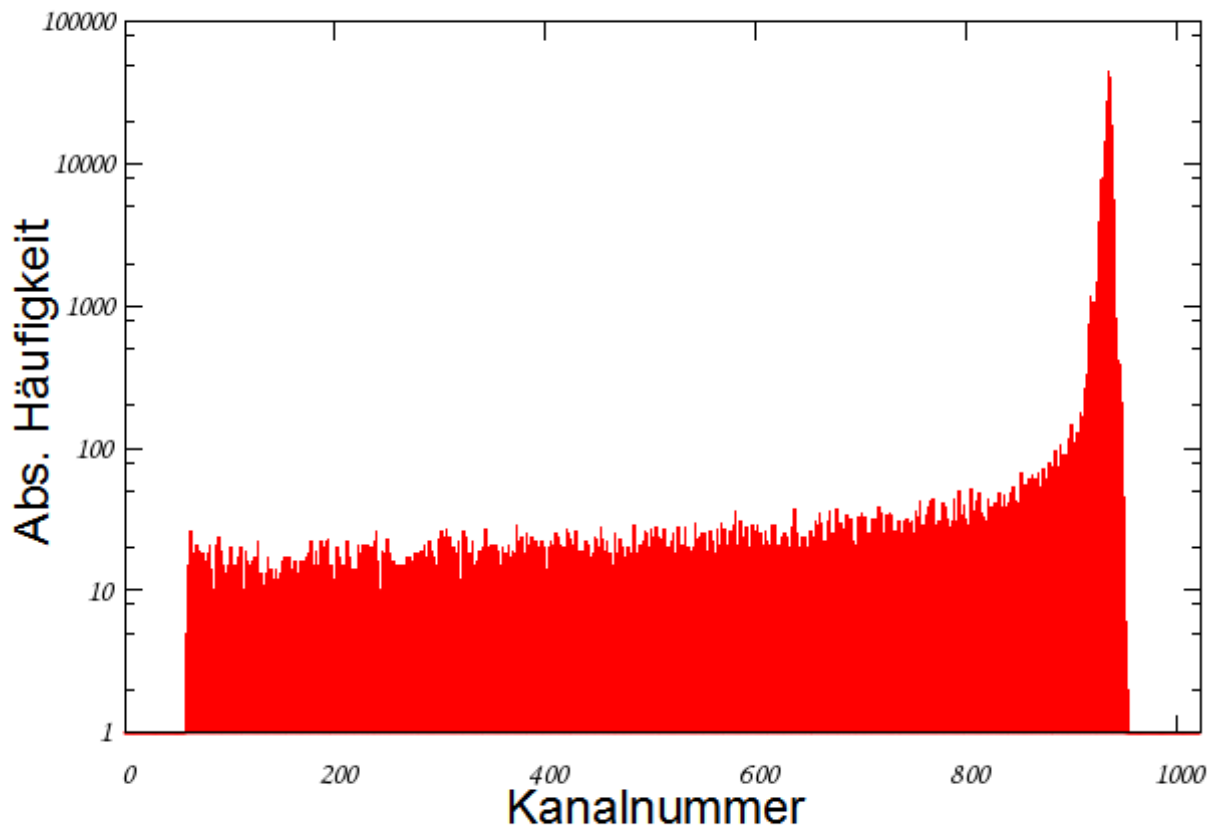


Versuchsaufbau

2 Durchführung und Auswertung

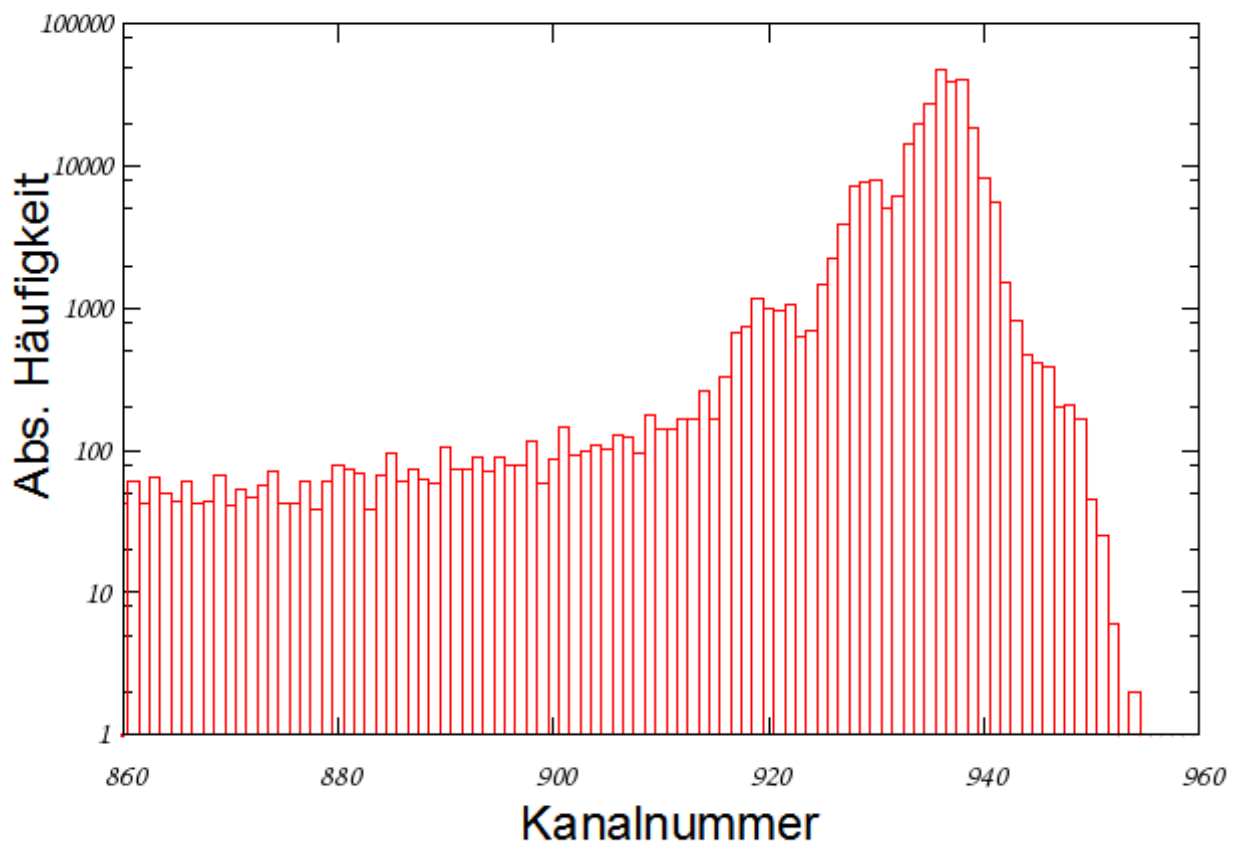
2.1 Energieeichung

Im PC werden die Häufigkeiten der Energien nach Kanälen verarbeitet. Gesucht ist eine Zuordnungsvorschrift, die festlegt welche Kanalnummer welcher Energie zuzuordnen ist. Dazu wird der Alphastrahler ($^{241}\text{Americium}$) in den Aufbau eingesetzt, die Kammer mit Detektor und Präparat über einige Minuten mit einer Vakuumpumpe auf ein grobes Vakuum gebracht, Vor- und Nachverstärker eingeschaltet, die Detektorspannung in einem Zeitraum von 1-2 Minuten langsam hochgeregelt, sowie das Messprogramm am PC gestartet. Es ergibt sich folgender Verlauf der Häufigkeiten über die Kanalnummer aufgetragen:



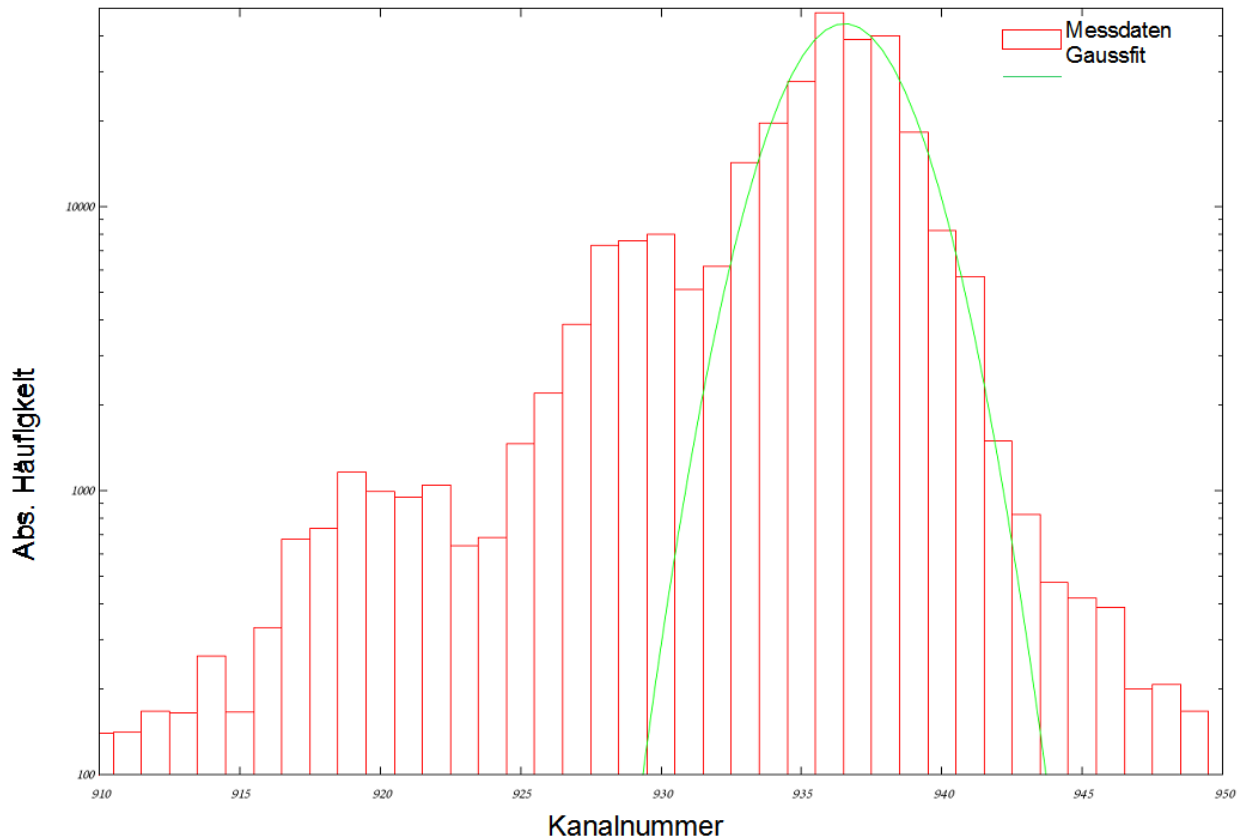
Häufigkeiten in Abhängigkeit der Kanalnummern (Energien)

Man kann rechts die hohen Häufigkeiten der Alphazerfälle mit einer Energie von ca 5.4 Mev lokalisieren. Als ersten Bezugspunkt auf dem Weg zur Energieeiechung bestimmen wir den Wert der Kanalnummer des Alphazerfalls mit der höchsten Energie, also 5485.56 keV. Zur besseren Darstellung zoomen wir zuerst in den Bereich der Alpha-Peaks:



Häufigkeiten im Kanalbereich 860-960

Hier kann man nun gut die am häufigsten auftretenden alpha-Zerfallsenergien erkennen, die Literaturwerte der 3 häufigsten Peaks betragen wie schon im Eingangsteil erwähnt: 5485.56keV (84.5%), 5442.00keV (13.0%), 5388.23keV (1.6%). Zur Bestimmung der Kanalnummer der der höchsten Alphazerfallsenergie zugeordnet werden soll, wird im Bereich Kanalnr. 932-943 eine Gausskurve angefitet:



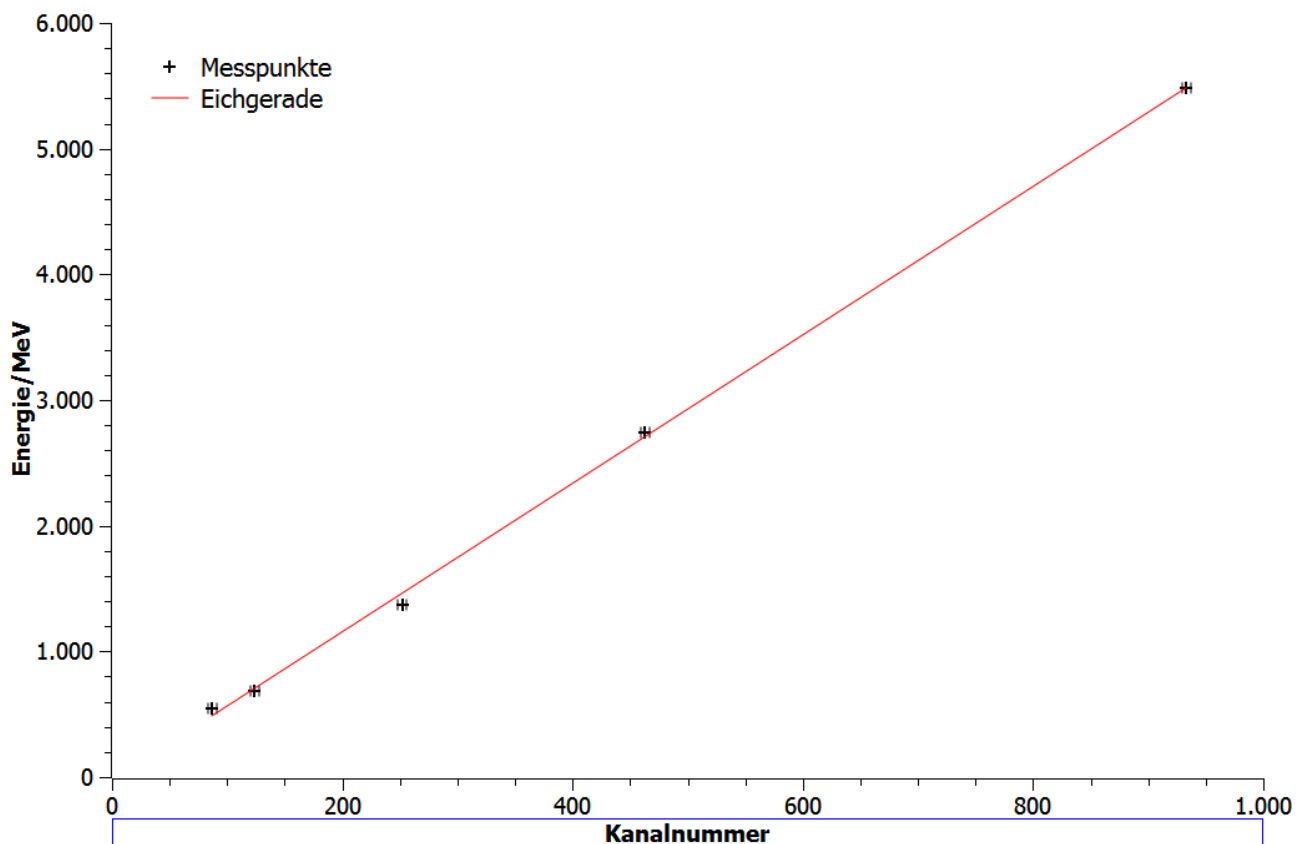
beobachtete Häufigkeiten im Kanalbereich 910-950 mit gefitteter Gausskurve an häufigsten Zerfallspeak

Das Maximum der Gausskurve ($g(x) = c \cdot \exp(-0.5 \cdot (\frac{x-u}{r})^2)$) liegt bei $u=936.532$, die weiteren Parameter sind $r=2.056$, $c=44234.6$. Die Bestimmung dieser Parameter konnte im Experiment direkt durch das Messprogramm erfasst werden (Das Messprogramm lieferte für einen Gaussfit im Intervall 932-940 eine FWHM=3.9, HWBR=4.0, das Maximum lag ebenfalls bei 936). Da wir uns im weiteren Verlauf noch für die Gesamtintensitäten, d.h. die Integrale der Gausskurven interessieren, wir die entsprechenden Werte jedoch nicht notiert hatten, wurde das Fitten an die Daten in der Auswertung nochmals am eigenen PC durchgeführt.

Nun wurde das Vakuum "gelöst", so konnten wir das Präparat in der Detektorkammer verschieben, sodass sich auch der Hauptpeak weit von der Kanalnummer 936 entfernte, sodass wir den Pulser auf fast optimale 936 (933) einstellen konnten (Einstellungsregler sehr grob), ohne Überlagerungseffekte mit dem Peak der Alphastrahlung zu haben. Durch Abschwächung um 1/2, 1/4, 1/8, 1/10 konnten weitere Peaks im Häufigkeitenverlauf erzeugt werden, deren relativer Energieabstand bekannt ist, die zugehörigen Kanalnummern, sowie die Breite wurden folgendermaßen durch das Messprogramm erfasst:

Abschwächung	Energie/keV	Kanalnummer	Kanal-Breite FWHM
1/1	5485.56	933	3.94
1/2	2742.78	463	3.86
1/4	1371.39	252	3.89
1/8	685.69	124	3.87
1/10	548.56	87	3.83

Zur Energieeichung wird nun durch Fitten eine Eichgerade durch die Messpunkte gelegt:



Messpunkte mit gefitteter Eichgerade

Die Eichgerade ist folgendermaßen parametrisiert:

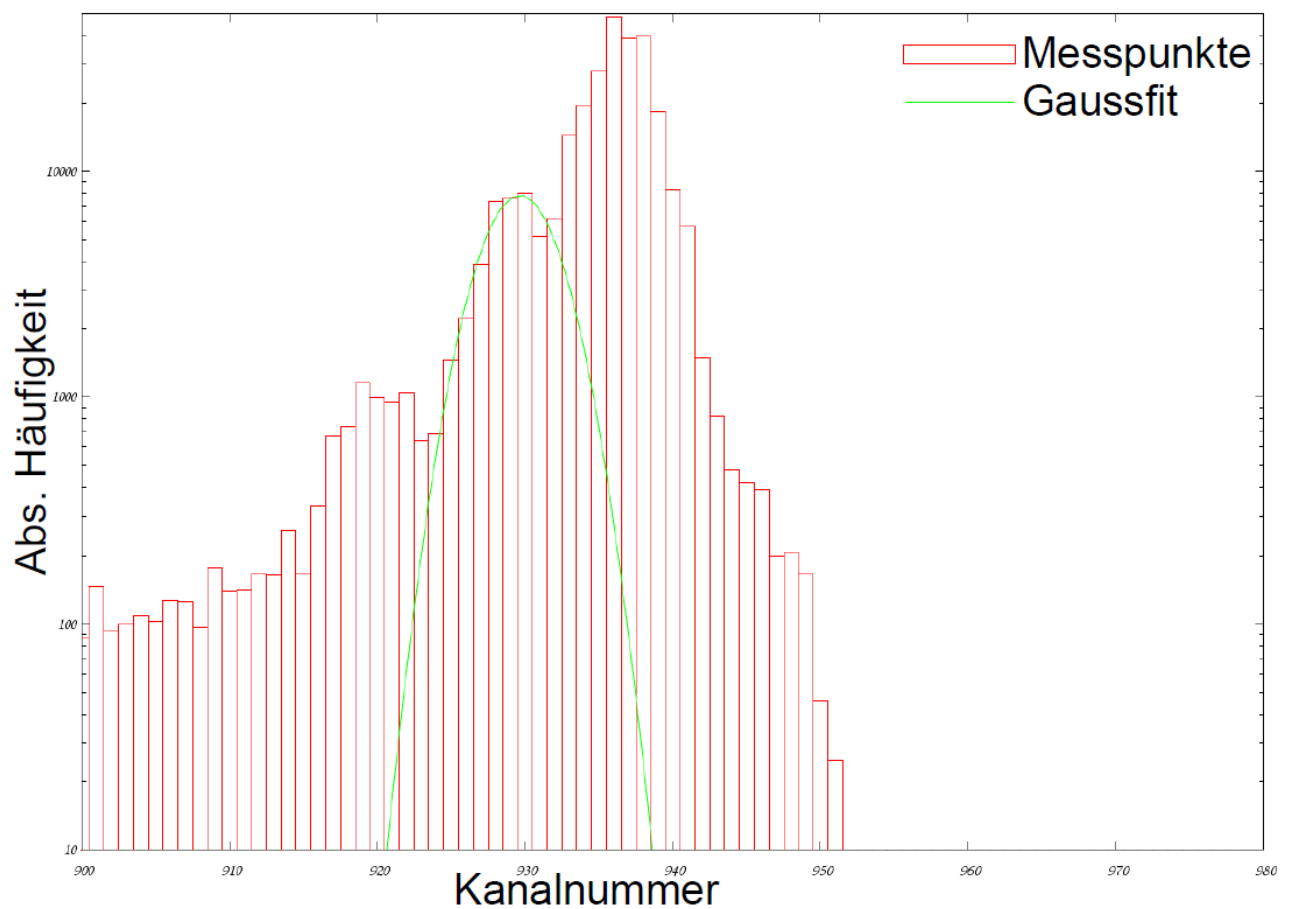
$$E(n) = A \cdot n + B$$

$$A = (5.9113 \pm 0.0968) \text{ keV/n}, B = (-31,0286 \pm 46.86) \text{ keV}$$

Der Fehler für B ist relativ groß, was bei genauerer Betrachtung der Messwerte bei niedrigen Kanalnummern als unvermeidbar angesehen werden muss.

2.2 Untersuchung der Alphazerfallsenergien

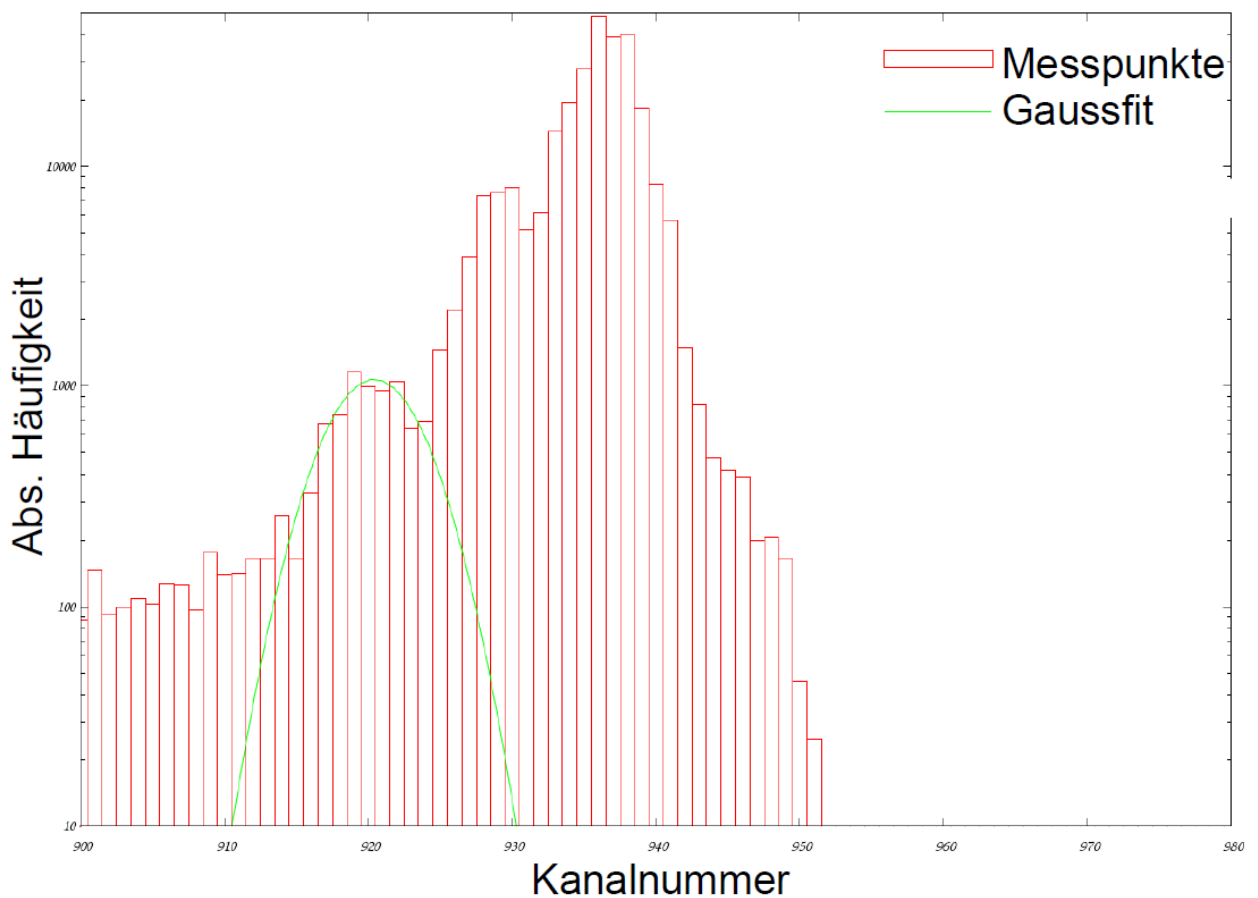
Zur Bestimmung der weniger häufigen Alphazerfallsenergien müssen zuerst die weiteren 2 Maxima gefunden werden. Der 2. häufigste Peak wurde analog zum prominenten Peak durch eine Gausskurve angefitet:



beobachtete Häufigkeit im Kanalbereich 900-980 mit gefitteter Gausskurve an 2. häufigsten Zerfallspeak

Mit der folgenden Parametrisierung: $u=929.64$, $r=2.46$, $c=7851.05$

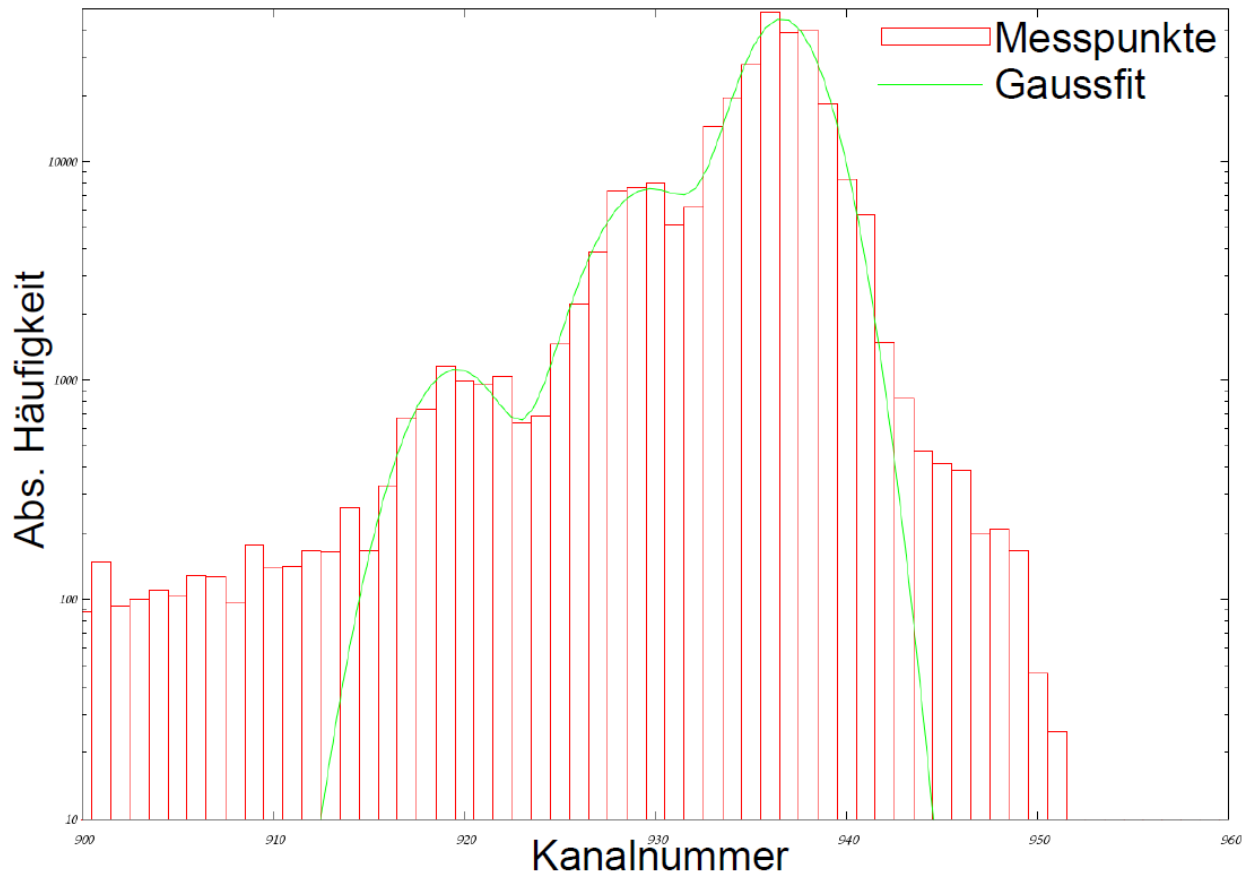
Für den 3. häufigsten Peak ergibt sich: $u=920.41$, $r=3.23$, $c=1070.78$



beobachtete Häufigkeit im Kanalbereich 900-980 mit gefitteter Gausskurve an 3. häufigsten Zerfallsspek

Da die beobachteten Häufigkeiten sich überlagern, wird nun noch ein 9 parametriger Fit der sich überlagernden Gausskurven im Bereich der Kanalnummern 600-980 durchgeführt:

$$H(n) = c_1 \cdot \exp\left(-0.5 \cdot \left(\frac{x-u_1}{r_1}\right)^2\right) + c_2 \cdot \exp\left(-0.5 \cdot \left(\frac{x-u_2}{r_2}\right)^2\right) + c_3 \cdot \exp\left(-0.5 \cdot \left(\frac{x-u_3}{r_3}\right)^2\right)$$



beobachtete Häufigkeiten im Kanalbereich 900-960 mit Fitkurve der überlagerten Gaussfunktionen

So ergeben sich nun folgende Werte:

u1	936.63
u2	929.63
u3	919.58
r1	1.92
r2	2.58
r3	2.387
c1	44861
c2	7455
c3	1122

Da die Energieeichung schon durchgeführt wurde, lässt sich nun anhand Kanalnummern der Maxima (u_i) die Energie der zugehörigen Alphastrahlung bestimmen. Zusätzlich kann über den

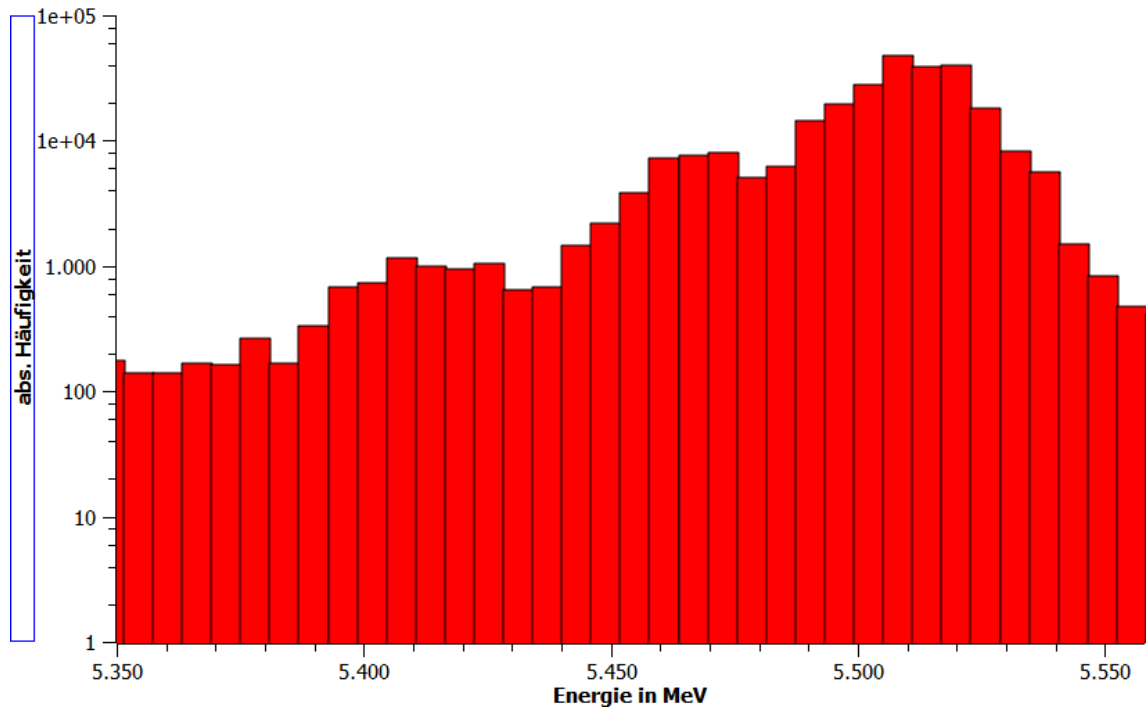
Anteil an der Gesamtfläche, also die Anzahl der Ereignisse, welche einer spezifischen Alpha-Linie angehören, geteilt durch die Gesamtfläche, die relative Häufigkeit der einzelnen Zerfälle bestimmt werden. Die rel. Häufigkeit berechnet sich also wie folgt:

$$h_i = \frac{\int c_i \cdot \exp(-0.5 \cdot (\frac{x-u_i}{r_i})^2) dx}{\sum \int c_j \cdot \exp(-0.5 \cdot (\frac{x-u_j}{r_j})^2) dx}$$

Dabei wird von j=1 bis 3 summiert und um Untergrundterme zu vermeiden analog zu den Intervallgrenzen des Gesamtfitts x von 600-980 integriert.

Kanal	Energie/keV (exp.)	Energie/keV (Lit.)	rel. Häufigkeit(exp.)	rel Häufigkeit (Lit.)
936	5501	5485.56	79.7%	84.5%
929	5460	5442	17.8%	13%
919	5401	5388	2.3%	1.6%

Die Abweichungen ergeben sich durch den recht hohen Fehler des y-Achsenabschnitts der Eichgerade (+/- 46 keV), als auch der nicht optimalen Festsetzung des 1/1 Pulserpeaks, welcher wie erwähnt ca. 3 Kanalnummern neben dem Idealwert positioniert wurde. Außerdem ergeben sich Fehler durch die Vernachlässigung der weiteren Alpha-Linie von 5544.5 keV, welche zu 0.36% auftritt. Insgesamt sind die Literaturwerte der Energien jedoch im Fehlerintervall der Fitunsicherheit des y-Achsenabschnitts, der wie oben angegeben +/- 46 keV beträgt. Im nachfolgenden Histogramm sind die beobachteten Häufigkeiten des zu untersuchenden Energieintervalls in Abhängigkeit der durch die Eichgerade ermittelten Energie ersichtlich.



beobachtete Häufigkeit im Energiebereich 5.35-5.552 MeV

2.3 Vergleich zur Gamow-Theorie

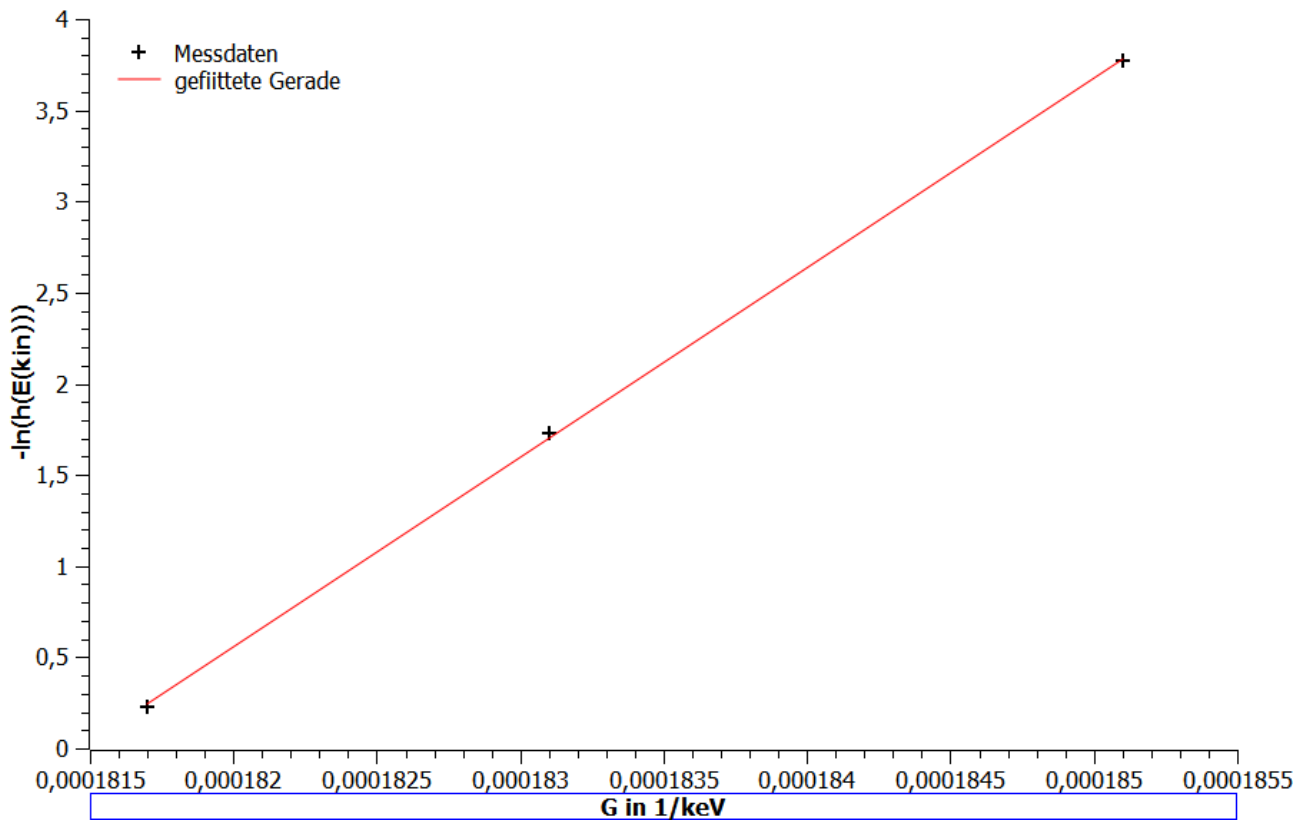
Wie im Vorbereitungsteil beschrieben, sollte die Transmissionswahrscheinlichkeit und damit Zerfallswahrscheinlichkeit folgendermaßen mit der Energie zusammenhängen:

$$h(E_{kin}) \sim T = e^{-G} \text{ mit } G \sim \frac{1}{E_{kin}}$$

Folglich sollte sich bei logarithmischer Auftragung der rel. Häufigkeit $h(E)$ über dem experimentell ermittelten Gamow Faktor, der sich aus dem Inversen der Energie ergibt, eine Gerade durch die Messwerte ergeben.

$-\ln(h(E))$	G in 1/keV
0.226	$1.817 \cdot 10^{-4}$
1.725	$1.831 \cdot 10^{-4}$
3.772	$1.851 \cdot 10^{-4}$

So ergibt sich folgender Graph:



Vergleich der Messdaten mit Gamov-Theorie

Es ergeben sich kaum Abweichungen zur Gamov-Theorie.

2.4 Halbwertsbreite

Im folgenden soll die Halbwertsbreite der prominenten Alphazerfallslinie (5486 keV) untersucht werden.

Die Annahme ist nun, dass sich die beobachtete Energiebreite aus 3 Anteilen quadratisch zusammensetzt:

$$\Delta E_1 = \sqrt{\Delta E_p^2 + \Delta E_F^2 + \Delta E_R^2}$$

Dabei ist ΔE_p die Breite die aus der endlichen Dicke des Präparats herrührt, so kommt es innerhalb des Präparates schon zu Adsorption der Alphateilchen. ΔE_F ist die Breite, die durch die statistisch bedingte Schwankung der Anzahl an Elektron-Loch Paaren im Detektormaterial (Silicium) herrührt. Schlussendlich trägt das in der Größe ΔE_R enthaltene elektronische Rauschen zur Halbwertsbreite bei.

Die beobachtete Gaussche Energiebreite liegt bei $\sigma_1 = 11.349$ keV (Steigung der Eichgeraden $\cdot r_1$)), Umrechnung nach FWHM ergibt $\Delta E_1 = 26.67$ keV. Die Verbreiterung aufgrund des Fanofaktors berechnet sich wie folgt: Die relative Energieverbreiterung ist aufgrund von

Poisson-Statistik folgendermaßen gegeben: $\sigma_F/E_\alpha = \frac{1}{\sqrt{N}}$, wobei E_α die Energie des Alphateilchens ist, und N die Anzahl der freigesetzten Elektronen. Letztere berechnet sich durch $N = \frac{E_\alpha}{E_e}$, dabei ist E_e die Energie, die aufgewendet werden muss, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Diese beträgt für Silizium ca. 3.6 eV¹. Da es ja nach Material Abweichungen von der Poisson-Statistik gibt, wird der zusätzlich der Fanofaktor verwendet. So ergibt sich durch Einsetzen des Ausdruckes für N , sowie des Fanofaktors F folgende Energieverbreiterung (FWHM) $\Delta E_F = 2.35 \cdot \sigma_F = 2.35 \cdot \frac{E_\alpha}{\sqrt{E_\alpha/(F \cdot E_e)}} = 2.35 \cdot \sqrt{E_\alpha \cdot F \cdot E_e} = 4.04 \text{ keV}$, (laut Versuchsanleitung gilt für Silizium $F=0.15$). Zur Bestimmung von E_p fehlt nun nur noch E_R . Dieses ist in den Pulsbreiten der Pulssignalen enthalten. Für den 1/1 Puls, der der entsprechenden Alpha-Linie zugeordnet ist, lieferte das Messprogramm einen FWHM von 3.94 Kanälen, also $E_R = 3.94 \cdot 5.911 \text{ keV} = 23.28 \text{ keV}$. Umstellen der obigen Gleichung nach ΔE_p liefert schlussendlich $\Delta E_p = 12.36 \text{ keV}$. Der grösste Anteil an der Energieunschärfe ist, wie im Vergleich der einzelnen Größen klar wird, durch das elektronische Rauschen der Signalverarbeitungselektronik verursacht.

2.5 Überprüfung der Bethe-Bloch Gleichung

Im Versuch sollte der Energieverlust der Alpha-Teilchen in Materie untersucht werden. Dazu wurde eine Energiemessung der Alphateilchen bei variablen Abstand zum Detektor in normaler Atmosphäre (Luft) durchgeführt. Der Energieverlust pro Strecke $\frac{dE}{dx}$ ist theoretisch durch die Bethe-Bloch Formel gegeben:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{Z \cdot z^2 \cdot e^4 \cdot N_A \cdot m_\alpha}{8\pi \epsilon_0^2 m_e E_{Kin} M_A} \rho \ln\left(\frac{4 \cdot m_e E_{Kin}}{I \cdot m_\alpha}\right)$$

Dabei ist

$Z=7.21$ die Ordnungszahl der durchdringenden Materie, also in unserem Falle Luft, (Näherung 79 % Stickstoff, 21% Sauerstoff)

$z = 2$ Ladungszahl Alpha-Teilchen

$e = 1.6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ Elementarladung

$N_A = 6.02214 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$ Avogadrokonstante

$m_\alpha = 6.644 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ Masse Alphateilchen

$\epsilon_0 = 8.8541 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{M}}$ Permittivitätskonstante

$E_{Kin} = 5485 \text{ keV}$ kin. Energie des Alphateilchens

$M_A = 28.9 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$ Molmasse der zu durchdringenden Materie

$\rho = 1.225 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ Dichte der Luft bei 15°C

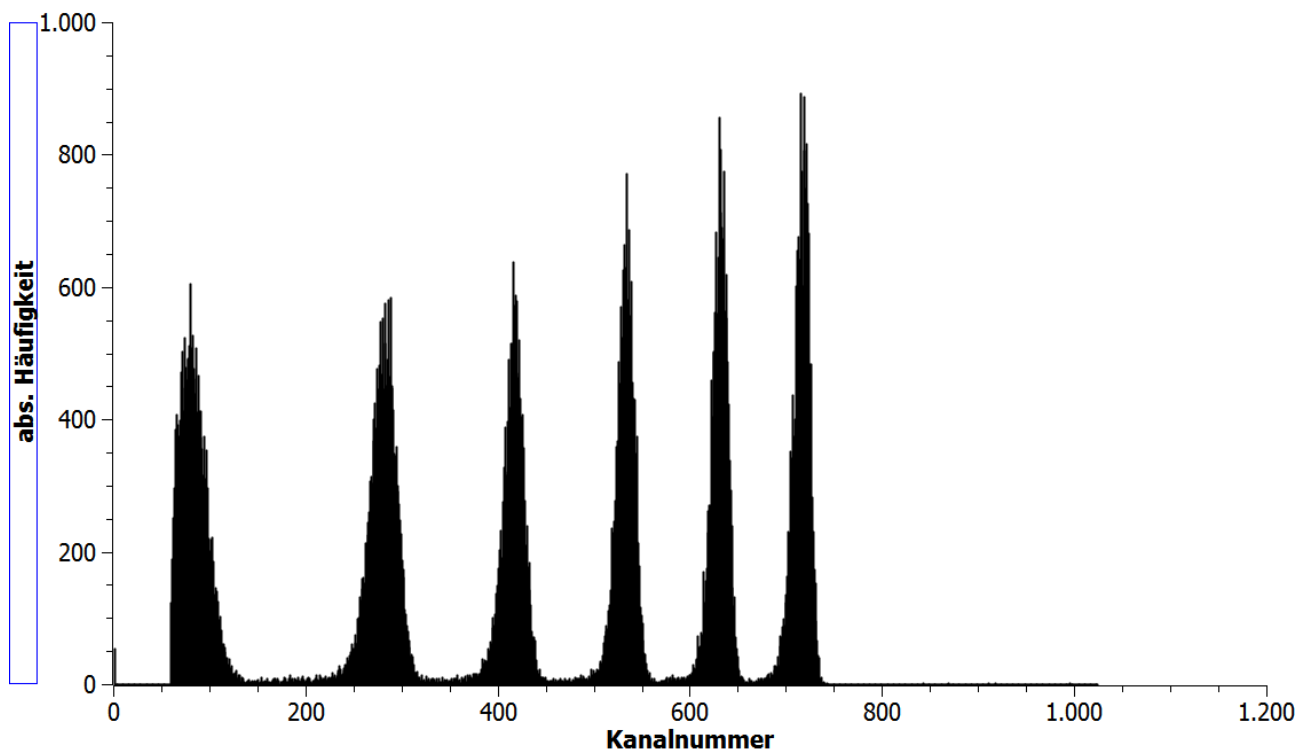
$m_e = 9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ Elektronenmasse

$I = 10 \text{ eV} \cdot Z$ Bloch Näherung des mittleren Anregungspotentials der Luftatome

Im Experiment werden nun die Energien der Alphateilchen in Luft bei verschiedenen Abständen vermessen. So wird es möglich sein durch die Bestimmung der Energiedifferenzen über

¹ siehe http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/Vorlesungen/WS08/FP-Seminar/handouts/KP06_Wanka.pdf

festen Abstandsdifferenzen den Verlauf des Energieverlustes darzustellen. Wir variieren den Abstand zwischen Präparat und Detektor jeweils um 5 mm. Die unterschiedlichen Energien der Alphateilchen am Detektor sind im folgenden Graphen ersichtlich:



beobachtete Häufigkeiten der durch verschiedene Abstände Detektor-Präparat in Luft abgeschwächten Alphastrahlungen

Die Kanalnummern der Maxima sowie ihre Breite wurde direkt aus dem Messprogramm entnommen. Die daraus abgeleitete Energie ergibt sich aus der Eichgeraden. Die Fehler der Energie wurden nach Gausscher Fehlerfortpflanzung berechnet. Dabei wurde die Fehler der oben angegebenen Eichgeraden verwendet, sowie für den Fehler der Kanalnummer grosszügig der aus dem Messprogramm entnommene FWHM angesetzt.

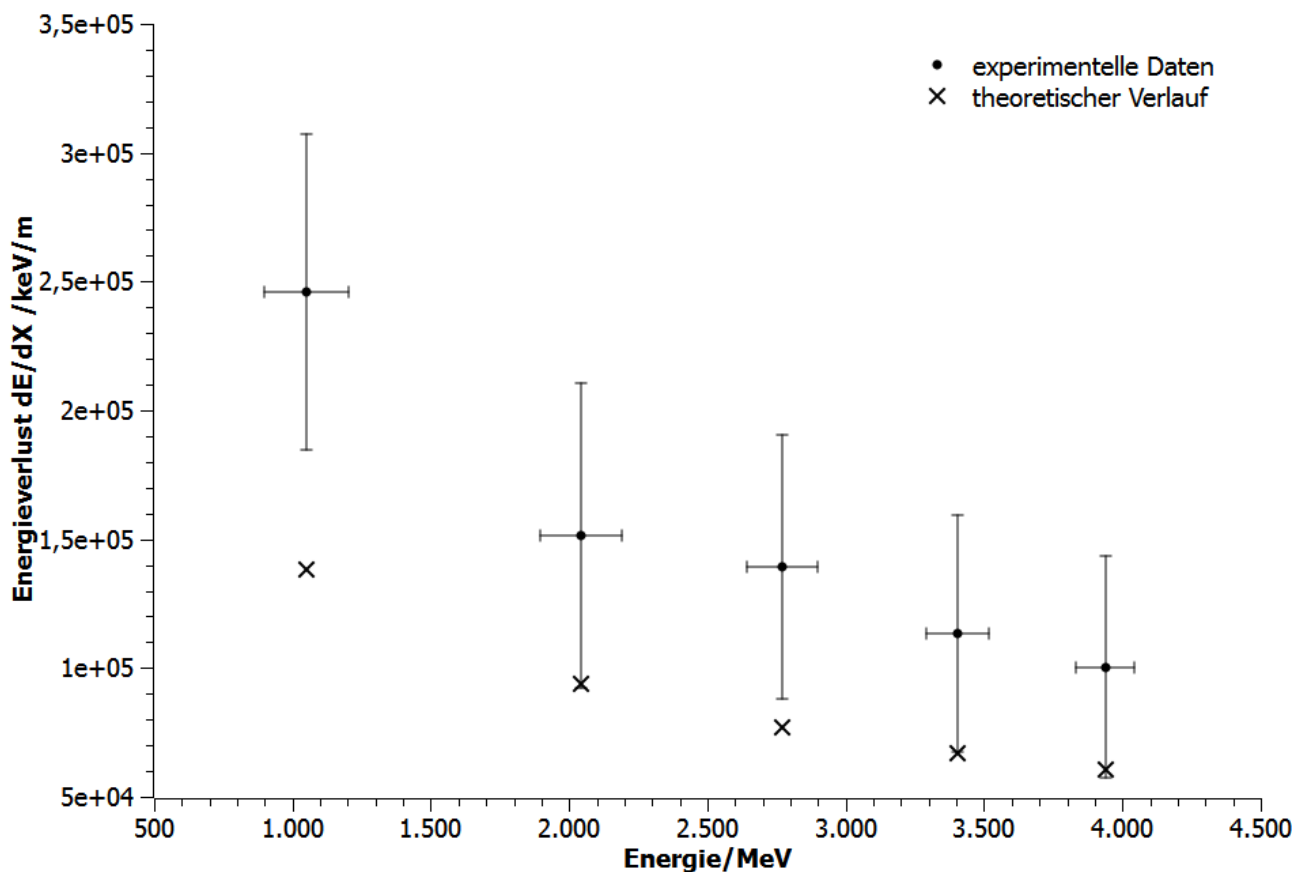
Abstand auf Messstab/mm	0	5	15	20	25	30
Kanalnr.	714	629	533	415	287	79
Kanalbreite (FWHM)	21	23	26	31	37	34
Energie/keV	4189	3687	3119	2422	1665	435
Energiefehler/keV	149	155	168	193	225	206

Zwischen den 6 Messpunkten lassen sich nun 5 diskretisierte Energieverluste ausrechnen, die Bezugsenergie (in Tabelle Energie) ist das arithmetische Mittel der beiden betrachteten benachbarten Energien; $\Delta x = 5mm$:

Energie/keV	3938+/-107	3403+/-114	2770+/-128	2043+/-148	1050+/-152
$\frac{\Delta E}{\Delta x}$ /keV/m	100400+/-43180	113600+/-45919	139400+/-51277	151400+/-59355	246000+/-61093

Für den Fehler von $\Delta x = 5mm$ wurde 1 mm angesetzt. Die übrigen Fehler wurden wiederum nach Gausscher Fehlerfortpflanzung berechnet.

Diese Daten werden nun gemeinsam mit den sich aus der Bethe-Bloch-Formel ergebenden im folgenden Graphen dargestellt:



Auftragung des gemessenen Energieverlustes in Luft von Alphateilchen im Vergleich mit dem durch die Bethe-Bloch Gleichung vorhergesagten Energieverlustes

Die Tendenz der experimentellen Daten stimmt mit der theoretisch erwarteten Tendenz gut überein. Die experimentell ermittelte Abschwächung ist jedoch immer höher als die theoretisch

erwartete, liegt dabei scharf an den Fehlergrenzen. Dies kann an experimentellen Abweichungen (Luftdichte etc.) oder an der Bloch Näherung der mittleren Anregungsenergie liegen ($I = 10eV \cdot Z$).

3 Fazit

Der Versuch lehrt den experimentellen Umgang mit grundlegender Messelektronik bzw. Halbleiterdetektoren. Theoretisch vorhergesagte Häufigkeiten bzw. Verläufe konnten prinzipiell bestätigt werden. Insbesondere wurde klar, dass das Gewinnen von abgeleiteten Größen über Fitfunktionen oft eine nicht scharf begründbare Annahme in der Wahl der Fitintervalle bzw. Fitfunktionen erfordert (Untergrundproblematik, Überlagerungen etc.). In der Auswertung wurden die gewonnenen Werte "straight forward" d.h. ohne nachträgliches Verbessern der abgeleiteten Größen durch rekursives Anpassen von möglichen Intervallgrenzen (in der Kenntnis der Literaturwerte) ermittelt, was einerseits Abweichungen erklärt, andererseits die Seriosität der gemachten Aussagen gewährleistet.