Versuch 253 Absorbtion ionisierender Strahlung

Leonardo Karl Reiter

March 21, 2024

Contents

1 Zielsetzung

Messung der Absorption von α-, β- und γ- Strahlung sowie Bestimmung der maximalen Energie der β- Strahlung bzw. der α- und β- Strahlen und schließlich die die Abschätzung der Aktivität des α-Strahlers

2 Grundlagen

Radioaktivität ist die Eigenschaft ionisierender Atomkerne spontan unter Abstrahlung von Energie durch geladene Teilchen und elektromagnetischer Strahlung in energetisch günstigere Zustände zu zerfallen. Es gilt das Zerfallsgesetz

$$n = n_0 \cdot e^{-\lambda t} \tag{1}$$

Wobei die Zerfallskonstante λ aus der Halbwertszeit $T_{1/2}$ hervorgeht:

$$\lambda = \frac{ln(2)}{T_{1/2}} \tag{2}$$

Die Zerfallsarten unterscheiden sich in der Form der abgestrahlten Energie.

2.1 α-Strahlung

α- Strahlung besteht aus von zweifach positiven Heliumkernen. Der Zerfall wird beschrieben durch:

$${}^{A}_{N}X \;\rightarrow\; {}^{A-4}_{N-2}X + He^{2+} \tag{3}$$

α- Strahlung weist diskrete Energien auf welche charakteristisch für den für den emittierenden Stoff sind. Aufgrund relativ hohen Masse der α- Teilchen erhält der Restkern einen Rückstoß der groß genug ist, um umliegende Moleküle zu ionisieren.

2.2 β-Strahlung

β- Strahlung besteht aus Elektronen β^-- Zerfall oder Positronen β^+- Zerfall. Es gilt:

$${}^{A}_{N}X_P \;\rightarrow\; {}^{A}_{N-1}X_{P+1} + e^- + \bar{\nu}_e \qquad (\beta^+ - \text{Zerfall}) \tag{4}$$

$${}^{A}_{N}X_P \;\rightarrow\; {}^{A}_{N+1}X_{P-1} + e^+ + \nu_e \qquad (\beta^- - \text{Zerfall}) \tag{5}$$

Die freiwerdenden, nahezu masselosen, (Anti-) Neutrinos können Energie ausstrahlen, sodass das Energiespektrum der Positronen bzw. Elektronen zwischen 0 und einer Maximalenergie kontinuierlich ist. Auch hier erhält der Restkern einen Rückstoß, der aber wegen der geringen Masse von Elektronen bzw. Positronen viel kleiner ist als die beim α- Zerfall.

2.3 γ-Strahlung

γ- Strahlung ist elektromagnetische Strahlung und besteht aus γ- Quanten auch γ- Photonen genannt. Sie ist ein Nebenprodukt bei α- und β- Zerfällen. Beim Übergang von einem angeregten Zustand in den Grundzustand wird ein Photon mit charakteristischer Energie emittiert. Das Energiespektrum eines γ-Strahlers ist somit auch diskret.

2.4 Absorbtion

α- und β- Teilchen werden in Materie durch Stöße und Wechselwirkungen mit den Elektronen der Atomhülle gebremst. Der Energieverlust ist umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens im Quadrat. Die schweren α- Teilchen sind relativ langsam und haben daher eine kurze Reichweite. Aufgrund der diskreten Energien bleibt die Zählrate bei Variation der Absorptionsdicke konstant, bis sie ab einer kritischen Dicke schnell abfällt. β- Teilchen sind deutlich leichter und schneller und haben daher eine höhere Reichweite als α- Teilchen. Allerdings werden sie auch mehrfach gestreut, sodass die wahre Bahnlänge im Absorber deutlich größer sei kann als die Absorptionsdicke. Dies und die Kontinuität des Energiespektrums erschweren eine Auswertung Absorptionskurve bezüglich der Energie-Reichweite-Beziehung. Für γ- Quanten gilt in Materie das Lambert-Beer-Gesetz

$$n = n_0 \cdot e^{-\mu x} \tag{6}$$

wobei μ der Schwächungskoeffizient des Absorbermaterials und x die Eindringtiefe in den Absorber ist.

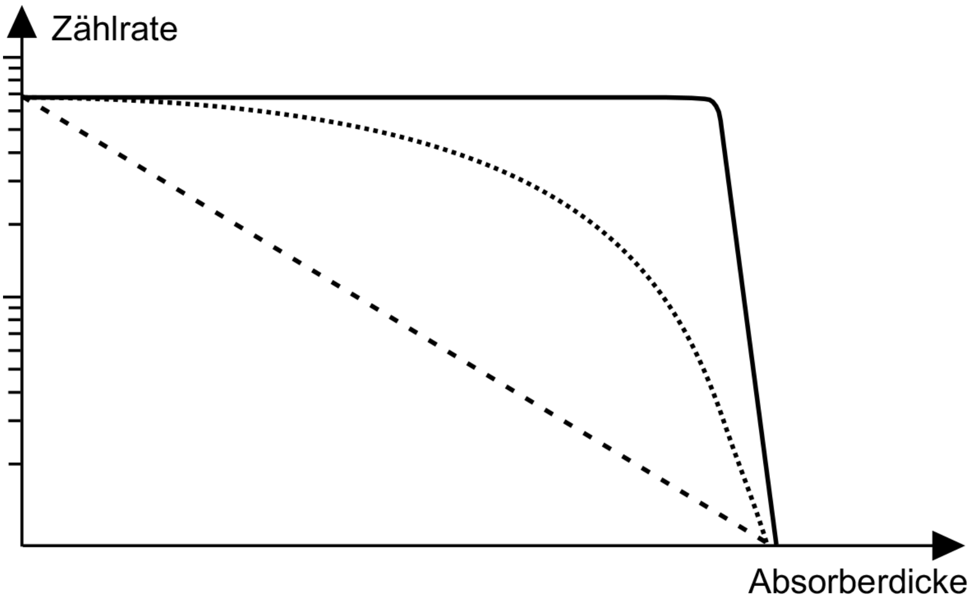


Figure 1: Schematische Darstellung der Reichweite von α- (durchgezogene Linie), β- (gepunktete Linie) und γ-Strahlung (gestrichene Linie) in Materie. Die X-Achse ist in diesem Fall nicht Maßstabsgetreu für die drei Plots und wurde so angepasst, dass die maximale Eindringtiefe x_G für alle drei Strahlungstypen auf den selben Punkt fällt.

Zur Schwächung tragen hauptsächlich **Photoeffekt**, **Compton Streuung** und **Paarbildung** bei (Abbildung 2):

2.4.1 Photoeffekt

Ein Elektron wird durch ein γ- Quant, aus der Atomhülle geschlagen und das γ- Quant dabei absorbiert. Nachrückende Elektronen emittieren Strahlung welche, welche in charakteristischen Absorptionslinien sichtbar ist.

2.4.2 Compton Streuung

Ein γ- Quant wird inelastisch an einem Hüllenelektron gestreut.

2.4.3 Paarbildung

Ein energiereiches γ- Quant ($E_\gamma > 1{,}022$ MeV) zerfällt in ein Elektron-Positron-Paar und überträgt seine Energie in Ruheenergie der Teilchen sowie kinetischer Energie. Zur Erhaltung des Impulses muss noch ein weiteres Teilchen, bevorzugt ein Kern, beteiligt sein, welches den verbleibenden Impuls aufnimmt.

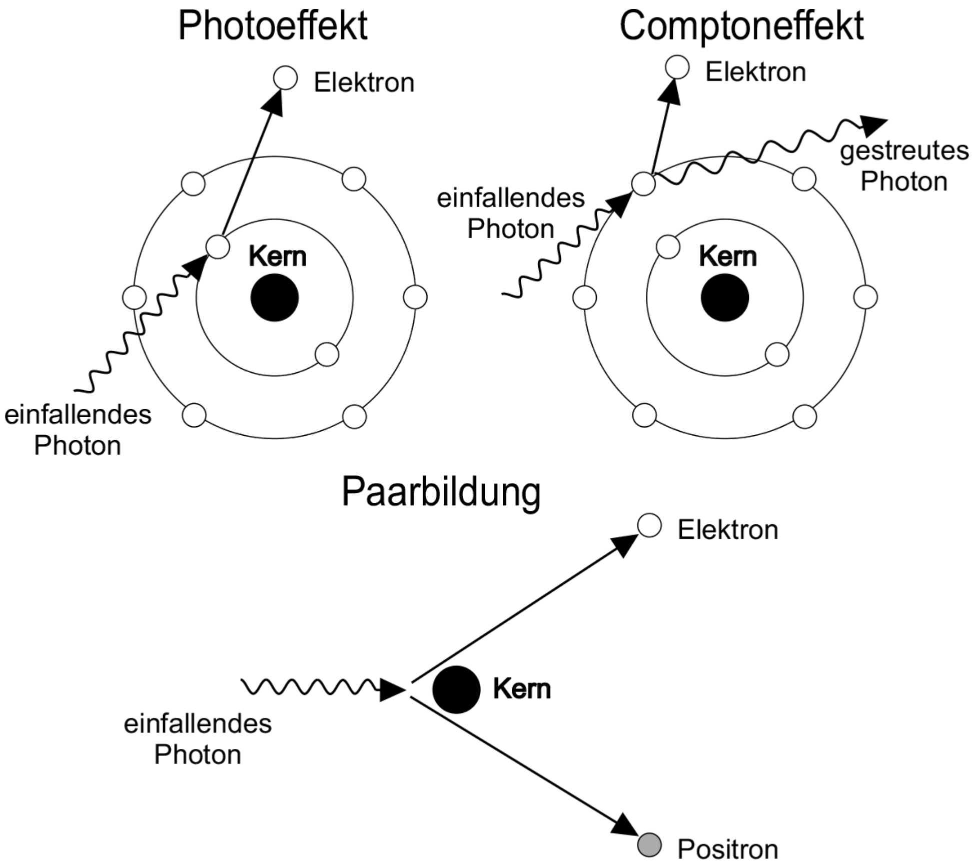


Figure 2: Absorption von γ-Strahlung durch Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung.

Für kleinere Energien dominiert der Photoeffekt den Schwächungskoeffizienten, welcher mit steigender Energie, bis die Compton Streuung übernimmt. Schließlich steigt er wieder und die Paarbildung dominiert (Abbildung 3).

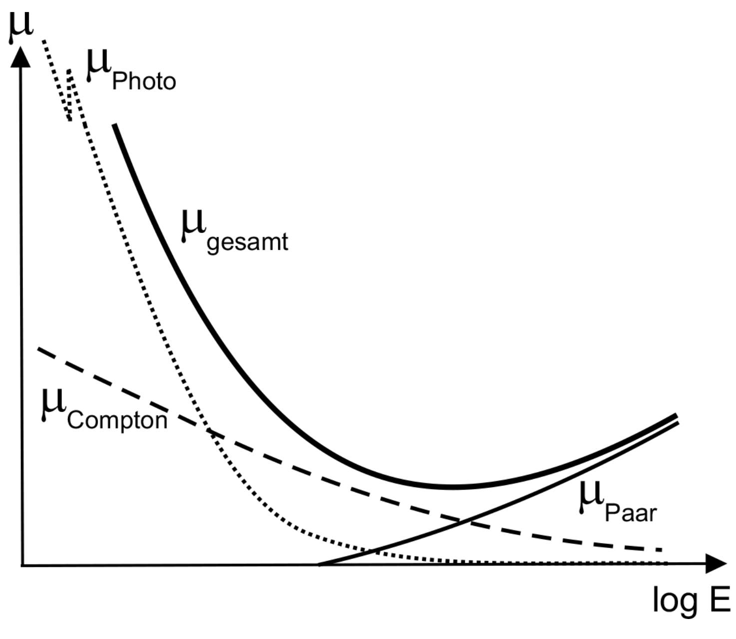


Figure 3: Beitrag des Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung zum Schwächungskoeffizient für γ-Strahlung.

3 Durchführung

3.1 Nulleffekt n_0

Zunächst muss der Nulleffekt n_0 gemessen dazu werden alle Radioakitven aus dem Raum genommen und die Grundradioaktivität des Labors bestimmt. Diese dient als Anhaltspunkt für alle nachfolgenden Mesungen.

3.2 Absorbtion von β-Strahlung in Aluminuium

Bei der β-Probe handelt es sich um ein $^{90}Sr/^{90}Y$- Präparat. Dieses wird in einem Abstand von 6 cm vor das Zählror montiert. Nun wird zunächst eine Messung ohne Abschirmung durchgeführt und anschließend immer mehr Alluminium vor das Zählrohr geschoben, bis die Zählrate ungfähr wieder dem Nulleffekt entspricht. Nun ist der Nulleffekt mit Berücksichtigung der Bremsstrahlung der β-Teilchen im Aluminiumabsorber und sonstiger γ-Strahlung zu bestimmen. Dieser ist dann der Nulleffekt n_0^β.

3.3 Absorption von γ-Strahlung in Blei

Bei der γ-Probe handelt es sich um ein ^{60}C-Präparat. Dieses wird ein einem Abstand von 15 cm vor das Zählrohr montiert. Auch hier wird wieder zunächst eine Messung ohne Abschirmung durchgeführt. Diese wird im Laufe des versuchs Schrittweise erhöht.

3.4 Aktivität des γ-Strahlers

Der γ Strahler wird nun in einem Abstand von 5 cm vor das Zählrohr montiert und mit einer kegelförmingen öffnung versehen. Wieder wird die Zählrate über eine feste Zeit gemessen und der Abstand nach jeder Messung verdoppelt.

3.5 Absorbtion und Energiebestimmung von α-Strahlung

Als absorber wird diesmal Luft verwendet. In einem evakuiertem Glasrohr wird nach und nach der Druck erhöht und dabei die Zählrate gemessen. Zur beseitigung energiearmer Elektronen die neben den α Teilchen aus dem Material emittiert werden befindet sich ein magnet der diese vom Zählrohr ablenkt.

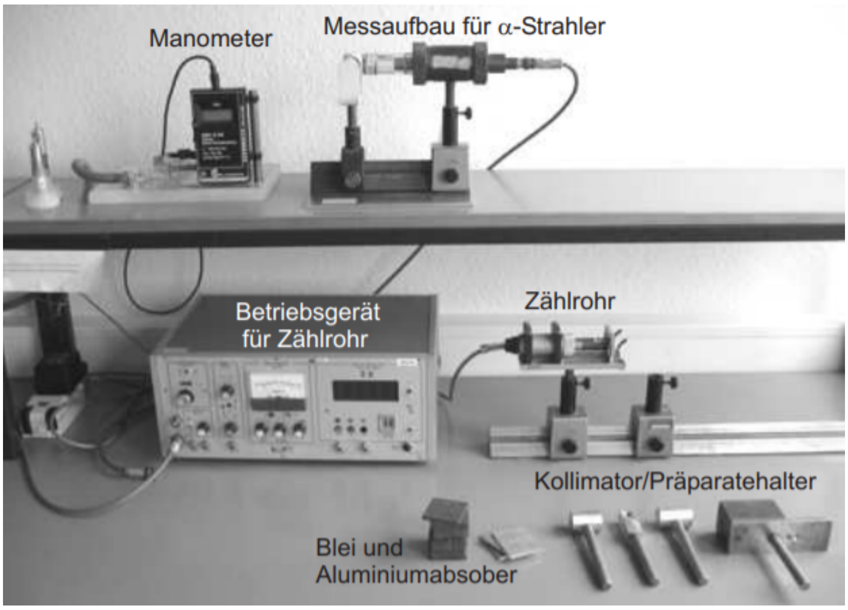


Figure 4: Aufbau des Versuchs.

4 Messprotokoll

9.3.2022

Aaron Schadebe
Leonardo Retter

Messprotokoll zu Versuch 253
"Absorbtion von α- β- und γ-Strahlung

β-Strahlung von ^{90}Sr / ^{90}Y - Präparat

Nullmessung: 95 / 5 min

Abstand d = 6,0 ± 0,2 cm (Nr. CT 872)* => 19/min = n_0^β

V = 550 V

Δa = 0,01 mm

Counts n	Abschirmung [mm] a		Integrationszeit Δt [sec]
823	0		30
526	0,3		30
338	0,6		30
244	0,9		30
143	1,2		30
86	1,5	(5·0,3)	30
86	1,5	(1+0,5)	30
58	1,8		30
46	2,1		30
26	2,4		30
74	2,7		120
64	3,0		120
45	3,3		120
38	3,6		120 => 19/min
113	4,6		300

Tabelle 1: Messung der Eindringtiefe von β-Strahlung

Bemerkung: das Präparat wurde nicht ganz auf den Zähler zentriert dadurch waren die counts etwas niedriger.

Δx = 4,5
Δy = 0,8

Messung mit zentriertem Präparat: 1152 $\frac{\text{Counts}}{30\text{sec}}$ bei a = 0

γ-Strahlung von ^{60}Co - Präparat

Abstand 15,0 ± 0,2 cm (Nr A SN372) 3700 kBq*

Δa = 0,02 cm

n	a [cm]	Δt [min]
1107	0	1
748	0,5	1
547	1	1
417	1,5	1
356	2	1
237	2,5	1
167	3	1
137	3,5	1
107	4	1
92	4,5	1
72	5	1

γ-Strahlung Aktivität $(a=0)$

counts n	Abstand d [cm]
15034	$5 \pm 0,5$
3886	$10 \pm 0,5$
990	$20 \pm 0,5$
456	$30 \pm 0,5$

$\Delta t = 1$

α-Strahlung Absorbtionsmessung

$d = 4,45$ cm   Flächendichte des Glimmerfenster $\frac{mg}{cm^2}$ 2,35

counts n	Druck p [mbar]
5676	30 - 31
5685	130
5507	233
5131	300 - 301
4709	326 - 327
4995	310 - 311
4398	330
3725	340
3003	359
2316	362 - 363
1669	372 - 373
1159	380
733	390 - 391
346	403

$\Delta t = 1$

*

	Neuaktivität	Datum	berechnet	Datum
C-60	3700 kBq	2.3.2010	890 kBq	1.1.21
Sr 90	74 kBq	Dez 91	39 kBq	1.1.19
Am-241	90 kBq	Okt 75	84 kBq	1.1.19

5 Auswertung

[1]:
```
#Importieren von allen benötigten Modulen

%matplotlib inline
import matplotlib.pyplot as plt
import numpy as np
from scipy.optimize import curve_fit
from scipy.stats import chi2
import io
import matplotlib
matplotlib.rcParams.update({'font.size': 20})
plt.rcParams["figure.figsize"] = 16, 9
```

5.1 Teil 1: Messung des Nulleffekts

Der Nulleffekt, bezieht sich auf die tatsache das es an jedem Ort eine gewissen Grundaktivität gibt, diese macht es unmöglich irgendwann eine Zählrate von null, zu messen. Bei den folgenden Versuchen zur Absorbtion, werden wir deshalb davon ausgehen das die Strahlung der radioaktiven Quellen dann absorbiert wurde wenn wir nurnoch die Grundaktivität oder weniger messen werden. Diese Messung ist also notwendig für das weitere Vorgehen.

[19]:
```
#Betriebsspannung
U1=550 #V
U1_err=6 #V

#Zerfälle in 5 Minuten = 300s
n0=95
n0_err=np.sqrt(n0)

#Normierung auf Zerfälle/Sekunde
n0_s=n0/300
n0_s_err=n0_err/300

print('Die Messung der Grundaktivität im Versuchsraum zu Versuchsbeginn:')
print()
print('n0 = ', n0, ' ± ', n0_err)
print('n0_red = ', n0_s, ' ± ', n0_s_err)
```

```
Die Messung der Grundaktivität im Versuchsraum zu Versuchsbeginn:

n0 =  95  ±  9.746794344808963
n0_red =  0.31666666666666665  ±  0.03248931448269654
```

$$n_0 = 95 \pm 10 \; [1/5\text{min}] \tag{7}$$
$$n_0^{red} = 0.317 \pm 0.032 \; [1/\text{sec}] \tag{8}$$

5.2 Teil 2: Absorption von β-Strahlung in Aluminium

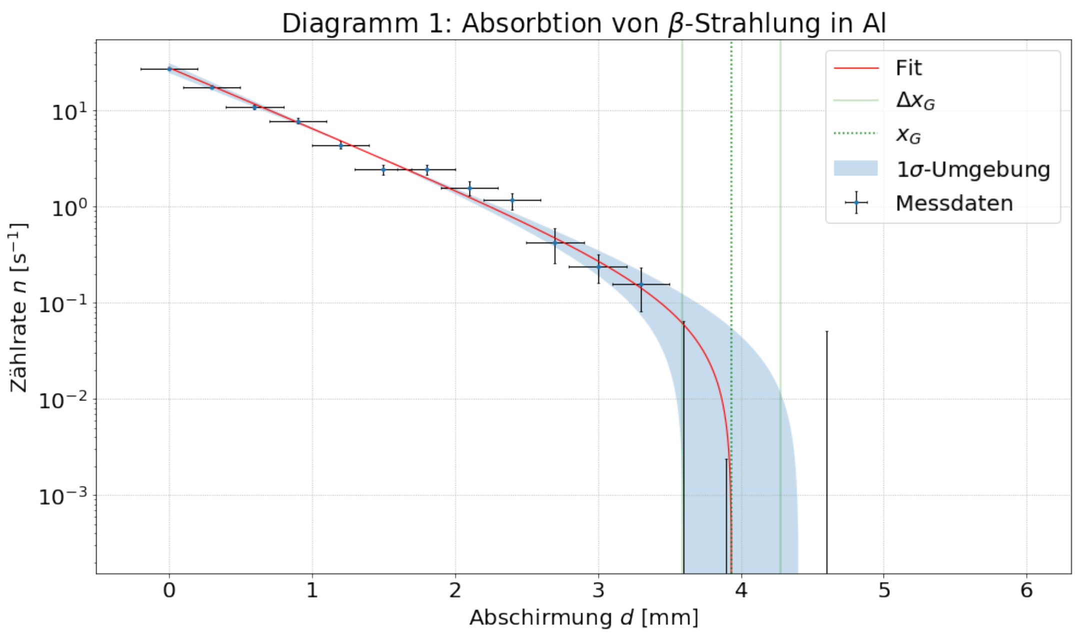
Wichtig bei dieser Messung ist, dass die Abschirmung am Detektor montiert wurde und nicht an der Probe. Dadurch sinkt die Zählrate unter dem Wert der Nullmessung n_0.

[3]:
```
#Kennnummer des Präparats: CT 872

#Anzahl Zerfälle
n_beta=np.array([823,534,338,244,142,84 ,84 ,58 ,46 ,24, 74, 64, 45, 38,113])
n_beta_err=np.sqrt(n_beta)

#Torzeit
T =    np.array([30 ,30 ,30 ,30 ,30 ,30 ,30 ,30 ,30,30 ,120,120,120,120,300])

#Absorberdicke in mm
x1 =   np.array([0  ,0.3,0.6,0.9,1.2,1.5,1.8,2.1,2.4,2.7,3.0,3.3,3.6,3.9,4.6])
x1_err = np.ones(n_beta.size)*0.2

#aus letztem Messwert wird n0_beta bestimmt, n0_beta in Zerfälle/s
n0_beta=n_beta[-1]/300
n0_beta_err=n_beta_err[-1]/300

#Abzug der Nullmessung unter Berücksichtigung der jeweiligen Torzeit, angegeben in
 ↪Zerfälle/s
n_beta_korr=n_beta/T-n0_beta
n_beta_korr_err=np.sqrt((n_beta_err/T)**2+n0_beta_err**2)
```

5.2.1 Fitfunktion

[4]:
```
from scipy import odr

def fit_func(p, x):

    mu, n0_beta, A = p
    return A*np.exp(-x*mu)-n0_beta

model = odr.Model(fit_func)

#darzustellende Daten
x = x1
y = n_beta_korr
delta_x = x1_err
delta_y = n_beta_korr_err

#Startparameter
para0 = [1,1,1]

data = odr.RealData(x, y, sx=delta_x, sy=delta_y)
odr = odr.ODR(data, model, beta0=para0 )
out = odr.run()

#1-Sigma
popt = out.beta
perr = out.sd_beta

#Sigma-Umgebung
nstd = 1 # um n-Sigma-Umgebung zu zeichnen
popt_top = popt+nstd*perr
```

```
popt_bot = popt-nstd*perr

#Plot-Umgebung
x_fit = np.linspace(0,6,1000)
fit = fit_func(popt, x_fit)
fit_top = fit_func(popt_top, x_fit)
fit_bot = fit_func(popt_bot, x_fit)

x_G = np.log(popt[2]/popt[1])/popt[0]
x_G_err = np.sqrt((1/(popt[0]*popt[2])*perr[2])**2 +
                  (1/(popt[0]*popt[1])*perr[1])**2 +
                  (np.log(popt[2]/popt[1])/(popt[0]**2)*perr[0])**2)

#Plot
fig, ax = plt.subplots(1)
plt.errorbar(x, y, yerr=delta_y, xerr=delta_x, lw=1, ecolor='k', fmt='.', capsize=1, label='Messdaten')
plt.title('Diagramm 1: Absorbtion von $\\beta$-Strahlung in Al')
plt.grid(linestyle='dotted')
plt.yscale('log')
plt.xlabel('Abschirmung $d$ [mm]')
plt.ylabel('Zählrate $n$ [s$^{-1}$]')
plt.plot(x_fit, fit, 'r', lw=1.1, label='Fit')
plt.axvline(x=x_G-x_G_err, color='g', alpha=.25, label=r'$\Delta {x_G}$')
plt.axvline(x=x_G+x_G_err, color='g', alpha=.25)
plt.axvline(x=x_G, color='g', linestyle=':', label=r'${x_G}$')
ax.fill_between(x_fit, fit_top, fit_bot, alpha=.25, label=str(nstd)+r'$\sigma$'+'-Umgebung')
plt.legend(loc='best')
plt.show()

from scipy.stats import chi2

dof = x.size-popt.size
chisquare = np.sum(((fit_func(popt, x)-y)**2)/
                   (delta_y**2+((fit_func(popt, x+delta_x)-fit_func(popt, x-delta_x))/2)**2))
chisquare_red = chisquare/dof
prob = round(1-chi2.cdf(chisquare,dof),2)*100

print('mu =', popt[0], ' ± ', perr[0], '[1/mm]')
print('n0_beta =', popt[1], ' ± ', perr[1], ' [1/sec]')
print('A =', popt[2], ' ± ', perr[2], ' [1/sec]')
print()
print('x_G =', x_G , ' ± ', x_G_err , ' [mm]')
print()
print('Chi-Quadrat =', chisquare)
print('Freiheitsgrade =', dof)
print('Chi-Quadrat reduziert =', chisquare_red)
print('Wahrscheinlichkeit ein größeres oder gleiches Chi-Quadrat zu erhalten =', prob, '%')
```




```
mu = 1.4436024850325357  ±  0.08146009754479987 [1/mm]
n0_beta = 0.09439013674250579  ±  0.03390650291974597  [1/sec]
A = 27.74856512063602  ±  3.2918750265207075  [1/sec]

x_G = 3.9370275996112505  ±  0.3435496188614603  [mm]

Chi-Quadrat = 5.639594243836465
Freiheitsgrade = 12
Chi-Quadrat reduziert = 0.46996618698637205
Wahrscheinlichkeit ein größeres oder gleiches Chi-Quadrat zu erhalten = 93.0 %
```

5.2.2 Flächendichte

Die Flächendichte R_β ergibt sich aus:

$$R_\beta = \rho_{Al} \cdot x_G + R_{ES}^\beta \tag{9}$$

[5]:
```
rho_alu=2.6989 # [g/cm^3]
R_beta_ES=0.130 # [g/cm^2]

R_beta=rho_alu*x_G+R_beta_ES
R_beta_err=rho_alu*x_G_err

print('Die Flächendichte R_beta berechnet sich zu:')
print('R_beta = (',R_beta,' ± ',R_beta_err,') [g/cm^2]')

E_max=1.8 #MeV
E_max_err=0.2
print('Dies entspricht einer Maximalenergie von E_max = ',E_max,'±',E_max_err,'␣
↪[MeV]')
print()

#Vergleich mit Literaturwert Diagramm 5 liefert:
```

```
E_max_lit=2.274 #MeV

diff=np.abs(E_max-E_max_lit)
diff_err=E_max_err

print('Der Vergleich mit dem Literaturwert von ' + str(E_max_lit) + ' [MeV] liefert:
 ↪')
print('diff_E_max = ' + str(diff) + ' ± ' + str(diff_err)+ ' [MeV] \n=> sigma =␣
 ↪',round(diff/diff_err,2))
```

```
Die Flächendichte R_beta berechnet sich zu:
R_beta = ( 10.755643788590804  ±  0.9272060663451952 ) [g/cm^2]
Dies entspricht einer Maximalenergie von E_max =  1.8 ± 0.2  [MeV]

Der Vergleich mit dem Literaturwert von 2.274 [MeV] liefert:
diff_E_max = 0.474 ± 0.2 [MeV]
=> sigma =  2.37
```

$$R_\beta = 17.220 \pm 3.132\ [\text{g/cm}^2] \tag{10}$$

$$\Rightarrow E_{max} = 1.8 \pm 0.2\ [\text{MeV}] \tag{11}$$

$$E_{max}^{lit} = 2.274\ [\text{MeV}] \tag{12}$$

$$\Rightarrow 2.37\sigma \tag{13}$$

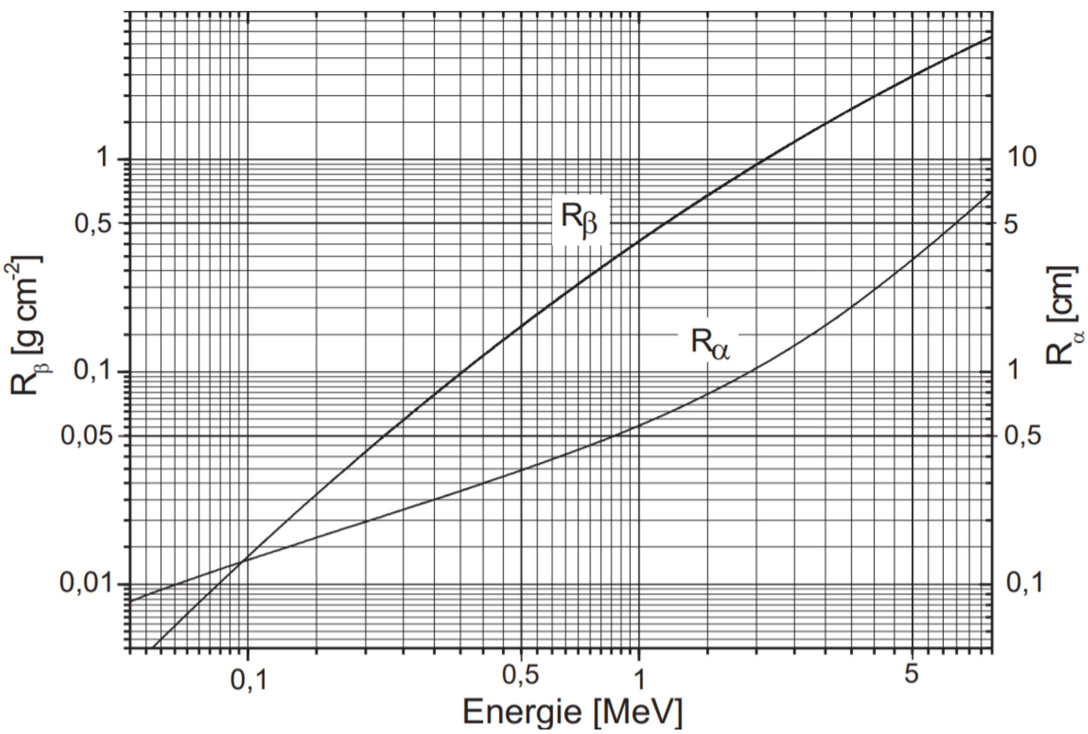


Figure 5: Reichweite von β-Strahlung in Aluminium und α-Strahlung in Luft.

5.3 Teil 3: Absorption von γ-Strahlung in Blei

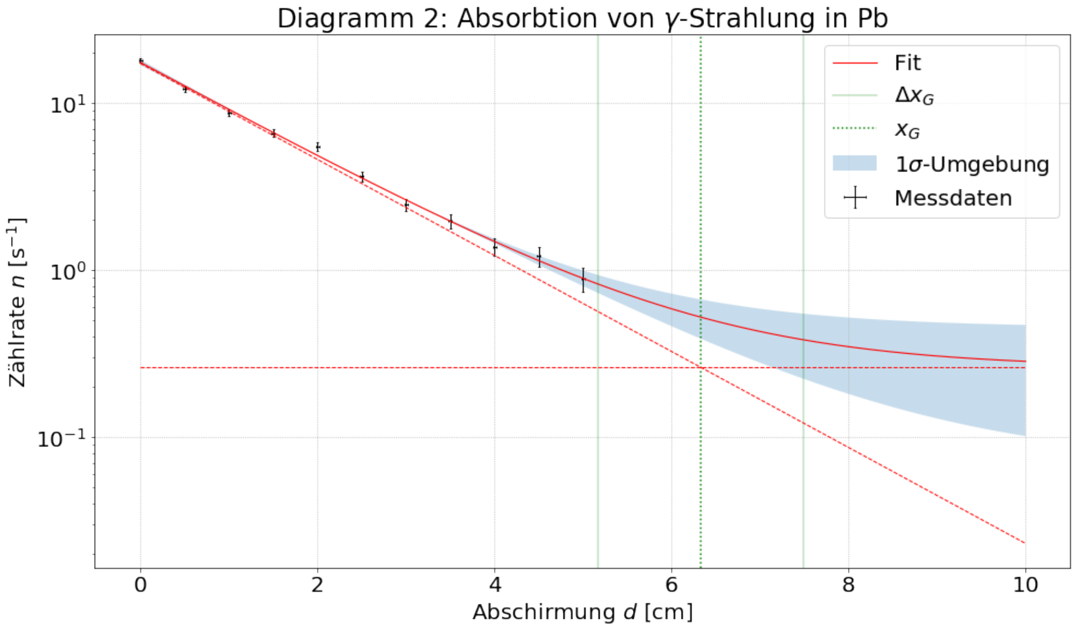
Bei dieser Messung wurde die Abschirmung an der Probe montiert und nicht an dem Detektor, dadurch entstehen keine Werte unterhalb des Wertes der Nullmessung n_0.

[6]:
```
#Kennnummer des Präparats: A SN375

#Anzahl Zerfälle
n_gamma=np.array([1107,748,547,417,350,237,167,137,102,92,72])
n_gamma_err=np.sqrt(n_gamma)

#Torzeit immer 60s

#Absorberdicke in cm
x2 = np.array([0,0.5,1.0,1.5,2.0,2.5,3.0,3.5,4.0,4.5,5.0])
x2_err = np.ones(x2.size)*0.02

#Abzug der Nullmessung unter Berücksichtigung der jeweiligen Torzeit
n_gamma_korr=1/60*(n_gamma-(n0_s*60)*np.ones(n_gamma.size))  #in Zerfälle/s
n_gamma_korr_err=1/60*np.sqrt(n_gamma_err**2+(60*n0_s_err*np.ones(n_gamma.size))**2)
```

5.3.1 Fitfunktion

[7]:
```
from scipy import odr

def fit_func(p, x):

    mu, n0_gamma, A = p
    return A*np.exp(-x*mu)+n0_gamma


model = odr.Model(fit_func)

#darzustellende Daten
x = x2
y = n_gamma_korr
delta_x = x2_err
delta_y = n_gamma_korr_err

#Startparameter
para0 = [1,1,1]

data = odr.RealData(x, y, sx=delta_x, sy=delta_y)
odr = odr.ODR(data, model, beta0=para0 )
out = odr.run()

#1-Sigma
popt = out.beta
perr = out.sd_beta

#Sigma-Umgebung
nstd = 1 # um n-Sigma-Umgebung zu zeichnen
popt_top = popt+nstd*perr
popt_bot = popt-nstd*perr

#Plot-Umgebung
x_fit = np.linspace(0,10,1000)
fit = fit_func(popt, x_fit)
```

```python
fit_top = fit_func(popt_top, x_fit)
fit_bot = fit_func(popt_bot, x_fit)
subfit_1 = popt[2]*np.exp(-x_fit*popt[0])
subfit_2 = np.full(x_fit.size, popt[1])

x_G = np.log(popt[2]/popt[1])/popt[0]
x_G_err = np.sqrt((1/(popt[0]*popt[2])*perr[2])**2 +
                  (1/(popt[0]*popt[1])*perr[1])**2 +
                  (np.log(popt[2]/popt[1])/(popt[0]**2)*perr[0])**2)

#Plot
fig, ax = plt.subplots(1)
plt.errorbar(x, y, yerr=delta_y, xerr=delta_x, lw=1, ecolor='k', fmt='none', capsize=1, label='Messdaten')
plt.title('Diagramm 2: Absorbtion von $\\gamma$-Strahlung in Pb')
plt.grid(linestyle='dotted')
plt.yscale('log')
plt.xlabel('Abschirmung $d$ [cm]')
plt.ylabel('Zählrate $n$ [s$^{-1}$]')
plt.plot(x_fit, fit, 'r', lw=1.1, label='Fit')
plt.axvline(x=x_G-x_G_err, color='g', alpha=.25, label=r'$\Delta {x_G}$')
plt.axvline(x=x_G+x_G_err, color='g', alpha=.25)
plt.axvline(x=x_G, color='g', linestyle=':', label=r'${x_G}$')
plt.plot(x_fit, subfit_1, 'r--', lw=1)
plt.plot(x_fit, subfit_2, 'r--', lw=1)
ax.fill_between(x_fit, fit_top, fit_bot, alpha=.25, label=str(nstd)+r'$\sigma$'+'-Umgebung')
plt.legend(loc='best')
plt.show()

from scipy.stats import chi2

dof = x.size-popt.size
chisquare = np.sum(((fit_func(popt, x)-y)**2)/
                   (delta_y**2+((fit_func(popt, x+delta_x)-fit_func(popt, x-delta_x))/2)**2))
chisquare_red = chisquare/dof
prob = round(1-chi2.cdf(chisquare,dof),2)*100

print('mu =', popt[0], ' ± ', perr[0], '[1/cm]')
print('n0_gamma =', popt[1], ' ± ', perr[1], ' [1/sec]')
print(' => n0_gamma_min =', round(popt[1]*60,0), ' ± ', round(perr[1]*60,3), ' [1/min]')
print('A =', popt[2], ' ± ', perr[2], ' [1/sec]')
print()
print('x_G =', x_G , ' ± ', x_G_err , ' [cm]')
print()
print('Chi-Quadrat =', chisquare)
print('Freiheitsgrade =', dof)
print('Chi-Quadrat reduziert =', chisquare_red)
print('Wahrscheinlichkeit ein größeres oder gleiches Chi-Quadrat zu erhalten =', prob, '%')
```




```
mu = 0.6625790725856205  ±  0.03559706992119007 [1/cm]
n0_gamma = 0.26072677363239616  ±  0.19153455703618955  [1/sec]
 => n0_gamma_min = 16.0  ±  11.492  [1/min]
A = 17.309006852451137  ±  0.4530444037815156  [1/sec]

x_G = 6.33208839703506  ±  1.160414431423299  [cm]

Chi-Quadrat = 8.42258957854384
Freiheitsgrade = 8
Chi-Quadrat reduziert = 1.05282369731798
Wahrscheinlichkeit ein größeres oder gleiches Chi-Quadrat zu erhalten = 39.0 %
```

5.3.2 Schwächungskoeffizient

[20]:
```
mu=popt[0]   #1/cm
mu_err=(perr[1])**0.5
print('Aus dem linearen Fit folgt für den Schwächungskoeffizienten:')
print('mu = (' + str(mu) + ' ± ' + str(mu_err) + ') 1/cm' )

#Massenschwächungskoeffizient
rho_pb=11.342 #g/cm^3

mu_rho=mu/rho_pb   #cm^2/g
mu_rho_err=mu_rho*(mu_err/mu)

print()
print('Für den materialunabhängigen Massenschwächungskoeffizienten mu/rho folgt:')
print('mu/rho = (' + str(mu_rho) + ' ± ' + str(mu_rho_err) + ') cm^2/g')
print()
#Ablesen der zugehörigen Energie aus Diagramm 6 in der Anleitung liefert:

E_gamma, E_gamma_err = 0.43, 0.1   # [MeV]

#Vergleich mit Literaturwert (Diagramm 5) liefert:
```

```python
E_gamma_lit = [1.173, 1.333]

for i in range(0,2):
    diff = np.abs(E_gamma - E_gamma_lit[i])
    diff_err = E_gamma
    sig = diff/diff_err
    print('mögliche Energie: ', E_gamma_lit[i],
          ' [MeV]\nMesswert: ', E_gamma, ' ± ', E_gamma_err,
          ' [MeV]\nDiff_E: ', diff, ' ± ', diff_err,
          ' [MeV]\n=> sigma =', sig)
    print()
```

```
Aus dem linearen Fit folgt für den Schwächungskoeffizienten:
mu = (-64.85925491166911 ± 19.04246091822835) 1/cm

Für den materialunabhängigen Massenschwächungskoeffizienten mu/rho folgt:
mu/rho = (-5.718502460912459 ± 1.6789332497115455) cm^2/g

mögliche Energie:  1.173  [MeV]
Messwert:  0.43  ±  0.1  [MeV]
Diff_E:  0.7430000000000001  ±  0.43  [MeV]
=> sigma = 1.7279069767441864

mögliche Energie:  1.333  [MeV]
Messwert:  0.43  ±  0.1  [MeV]
Diff_E:  0.903  ±  0.43  [MeV]
=> sigma = 2.1
```

Aus dem Fit folgt für den Schwächungskoeffizienten μ:

$$\mu = 0.6626 \pm 0.0356\ [1/\mathrm{cm}]$$
$$\rho = 11.342\ [\mathrm{cm}^3/\mathrm{g}]$$
$$\Rightarrow \frac{\mu}{\rho} = 0.0584 \pm 0.0386\ [\mathrm{cm}^2/\mathrm{g}]$$

$$E_{mes} = 0.43 \pm 0.1\ [\mathrm{MeV}]$$

Die Werte der Energieberechnung sind:

Übergangsenergie	ΔE	σ-Abw.
E_1 = 1.173 [MeV]	0.743 ± 0.430	1.73
E_2 = 1.333 [MeV]	0.904 ± 0.430	2.10

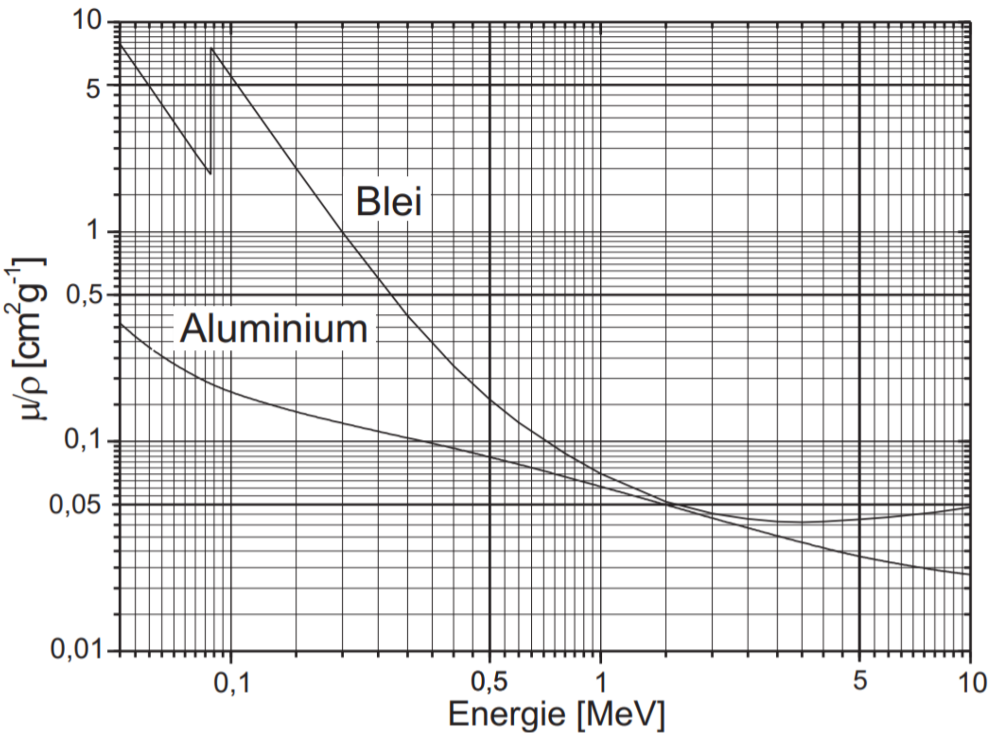


Figure 6: Schwächungskoeffizient μ von γ-Strahlung in Blei und Aluminium. Nach: E. Storm, H.I. Israel, Photon Cross Section from 1 keV to 100 MeV for elemnts Z=1 to 100, NUCLEAR DATE TABLES **A7**, 565-681 (1970).

5.4 Teil 4: Aktivität des vorliegenden γ-Strahlers

5.4.1 Rückrechnung vom Litteraturwert

Der Herstellerangaben zur beziehen sich natürlich nur auf die am Herstellungsdatum gemessene Aktivität A_0, welche mit der Zeit exponentiell nachlässt. Durch die bekannte Halbwertszeit des Präparats kann man die nun die erwartete Aktivität am Versuchstag berechnen und schauen wie stark diese von den Herstellerangaben abweicht. Die Aktivität bei der Herstellung des Präparats am 2.3.2010, wurde angegeben als:

$$A_0 = 3700 \text{ [kBq]} \tag{14}$$

[9]:
```
# Herstellerangabe: 3700kBq am 2.3.2010

A0=3700e3 #Bq

# Versuchsdatum: 9.3.2022; Differenz: 4418 ± 1* dys => 12.1041 yrs
# *(je nachdem ob man den Versuchstag dazuzählt)

del_t=12.1041 # yrs
del_t_err=1/365

# Halbwertszeit nach Skript T12=5.27 yrs

T12=5.27 # yrs

# Aktivität am Versuchstag

A_lit = A0*np.exp(-np.log(2)*del_t/T12)
```

```
A_lit_err = (np.log(2)*A0*np.exp(-(np.log(2)*del_t)/T12))/T12*del_t_err

print('Für die Aktivität A_lit des Gamma-Strahlers am Versuchstag folgt:')
print('A_lit = ', A_lit*1e-3, ' ± ', A_lit_err, ' [kBq]')
```

```
Für die Aktivität A_lit des Gamma-Strahlers am Versuchstag folgt:
A_lit =  753.0053926239844  ±  271.34390311858255  [kBq]
```

Erwartete Aktivität am Versuchstag (Literaturwer):

$$A_{lit} = 753 \pm 271 \text{ [kBq]} \tag{15}$$

Diesen Wert werden wir mit unseren gemessenen Aktivitäten vergleichen. Wichtig hierbei ist das wir die Zählrate ja nur in einem kleinem Raumwinkel Ω aufgenommen haben. Für die Berechnung der Akitvität extrapolieren wir die gemessene Aktivität im Raumwinkel Ω in alle Richtungen. Da $d \ll r$:

$$\Omega \approx \frac{\pi r^2}{d} \tag{16}$$

Für die gesammte Kugeloberfläche folgt für die Aktivität A damit:

$$A = \frac{4\pi\, n}{\epsilon \Omega} = \frac{4n}{\epsilon} \frac{d^2}{r^2} \tag{17}$$

Wobei d der Abstand zum Zählrohr, r der Zählrohrradius, ϵ die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrhohrs und n die gemessenen Counts darstellt.

[10]:
```
#Abstand Präparat und Zählrohr
d=np.array([0.05,0.10,0.20,0.30]) #m
d_err=8e-3*np.ones(d.size)

#registrierte Zerfälle, direkt in Zerfälle/s
N=1/60*np.array([15034,3886,990,456])
N_err=1/60*np.sqrt(60*N)

#Radius des Zählrohrs
r=7e-3 #m

#Raumwinkel
Omega=np.pi*r**2/d**2
Omega_err=Omega*2*d_err/d

#Ansprechwahrscheinlichkeit Zählrohr für gamma-Strahlung
epsilon= 0.04
epsilon_err=epsilon*0.03

#Aktivität für gesamte Kugelfläche
A=0.5*4*N/epsilon*d**2/r**2 #Faktor 0.5, da 2 gamma-Quanten pro Zerfall
A_err=A*np.sqrt((N_err/N)**2+(d_err/d)**2+(epsilon_err/epsilon)**2)

print('Für die Aktivität A des Gamma-Strahlers folgt:')
for i in range(0,4):
    print('A_%d = ' %(d[i]*100) + str(A[i]*1e-3)+ ' ± '  + str(A_err[i]*1e-3)+'␣
 ↪[kBq]')
```

```
Für die Aktivität A des Gamma-Strahlers folgt:
A_5 = 639.2006802721089 ± 104.18484009523695 [kBq]
A_10 = 660.8843537414967 ± 57.45261212602663 [kBq]
A_20 = 673.4693877551022 ± 39.90043835921868 [kBq]
A_30 = 697.9591836734693 ± 43.04826190426189 [kBq]
```

[11]:
```
#Vergleich der Messwerte mit Literaturwert
diff_A = np.abs(A-A_lit)
diff_A_err = np.sqrt(A_err**2 + A_lit_err**2)

for i in range(0,4):
    print('Der Vergleich mit dem Literaturwert liefert:')
    print('diff_%d = '%(d[i]*100), diff_A[i]*1e-3, ' ± ', diff_A_err[i]*1e-3, '␣
 ↪[kBq]')
    print('=> sigma =',(diff_A[i]/diff_A_err[i]).round(2))
    print()
```

```
Der Vergleich mit dem Literaturwert liefert:
diff_5 =  113.80471235187561  ±  104.18519344505653  [kBq]
=> sigma = 1.09

Der Vergleich mit dem Literaturwert liefert:
diff_10 =  92.12103888248781  ±  57.45325288978355  [kBq]
=> sigma = 1.6

Der Vergleich mit dem Literaturwert liefert:
diff_20 =  79.53600486888236  ±  39.90136098896338  [kBq]
=> sigma = 1.99

Der Vergleich mit dem Literaturwert liefert:
diff_30 =  55.04620895051526  ±  43.049117069827176  [kBq]
=> sigma = 1.28
```

Wir erhalten folgende Werte im vergelich zum Litteraturwert A_{lit}:

Abstand d [cm]	A_{mes}	σ-Abw.
5	639 ± 104	1.09
10	661 ± 58	1.60
20	673 ± 40	1.99
30	698 ± 43	1.28

5.4.2 Raumwinkel-Korrektur

Der Raumwinkel wird überschätzt wenn wir annehmen dass der Detektor am Eingang vollkommen bestrahlt wird und unterschätzt wenn er nur am hinterem Ende vollkommen bestrahlt wird. (siehe Abbildung 7) Wir wollen beide Extrema vermeiden un nehmen an wir messen genau in der Mitte:

$$\Omega \approx \frac{\pi r^2}{d} \Rightarrow \Omega \approx \frac{\pi r^2}{d + l/2} \tag{18}$$

$$A^{korr} = \frac{4n}{\epsilon} \frac{(d + l/2)^2}{r^2} = A \cdot k_1 \tag{19}$$

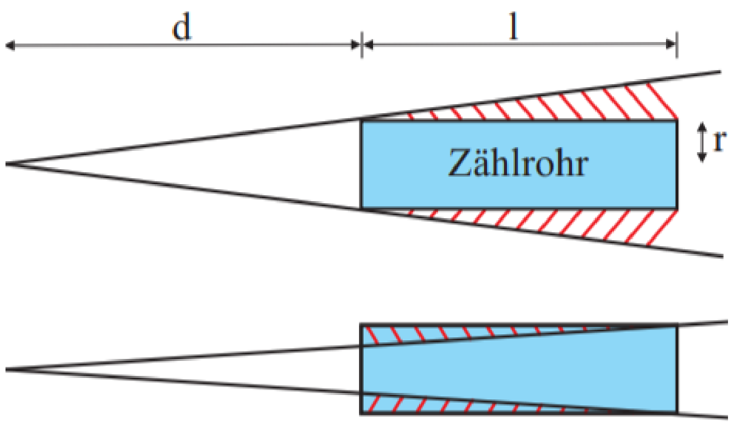


Figure 7: Extremfälle des Raumwinkels.

[12]:
```
#Länge l des Zählrohrs: l=4cm
l=4e-2 #m

#Korrekturfaktor k1=(1+0.5*l/d)**2
k1=(1+0.5*l/(d+7e-3))**2
k1_err=2*(1+0.5*l/(d+7e-3))*0.5*l/(d+7e-3)**2*d_err

#korrigierte Aktivität A_korr=A*k1
A_korr=A*k1
A_korr_err=A_korr*np.sqrt((A_err/A)**2+(k1_err/k1)**2)

#Vergleich der Messwerte mit Literaturwert
diff_A_korr=np.abs(A_korr-A_lit)
diff_A_korr_err=A_korr_err

print('Der Korrekturfaktor k1 und die korrigierte Aktivität A_korr ergeben sich zu:
 ↪')
for i in range(0,4):
    print('k1_%d = '%(d[i]*100), k1[i], ' ± ', k1_err[i])
    print('A_korr_%d = '%(d[i]*100) + str(A_korr[i]*1e-3)+' ± '  +␣
 ↪str(A_korr_err[i]*1e-3)+'  [kBq]')
    print('=> sigma =',(diff_A_korr[i]/diff_A_korr_err[i]).round(2))
    print()
```

```
Der Korrekturfaktor k1 und die korrigierte Aktivität A_korr ergeben sich zu:
k1_5 =  1.82486919052016  ±  0.13305038527374147
A_korr_5 = 1166.457627988099 ± 208.27824583716048 [kBq]
=> sigma = 1.99

k1_10 =  1.4087693248318631  ±  0.03317434571684422
A_korr_10 = 931.0336048123505 ± 83.85436696523719 [kBq]
=> sigma = 2.12

k1_20 =  1.2025718219795094  ±  0.008189639767465642
A_korr_20 = 809.895308680078 ± 48.299093429779845 [kBq]
=> sigma = 1.18

k1_30 =  1.1345372364693525  ±  0.003616451161682981
A_korr_30 = 791.860683413303 ± 48.9050386203868 [kBq]
=> sigma = 0.79
```

5.4.3 Absorptions-Korrektur

Aufgrund der Absorbtion in der Präparatskapsel ist eine weitere Korrektur notwendig:

$$A_{abgesch.} = A_{offen} \cdot e^{-\mu x} = A_{offen} \cdot k_2 \tag{20}$$

[13]:
```
#Präparatkapseldaten
d1=0.14 #cm
rho_kapsel=7.9 #g/cm^3
#mu_rho aus vorherigem Aufgabenteil
mu_kapsel=mu_rho*rho_kapsel #1/cm
mu_kapsel_err=mu_kapsel*mu_rho_err/mu_rho

#Korrekturfaktor k2=exp(-mu*x)
k2=np.exp(-mu_kapsel*d1)
k2_err=k2*d*mu_kapsel_err

print('Der Korrekturfaktor k2 ergibt sich zu:')
print('k2 = ' + str(k2)+' ± '  + str(k2_err))
print()

#korrigierte Aktivität A_korr2=A_korr*k2
A_korr2=A_korr*k2
A_korr2_err=A_korr2*np.sqrt((A_korr_err/A_korr)**2+(k2_err/k2)**2)

#Vergleich der Messwerte mit Literaturwert
diff_A_korr2=np.abs(A_korr2-A_lit)
diff_A_korr2_err=A_korr2_err

print('Die korrigierte Aktivität A_korr2 ergibt sich zu:')
for i in range(0,4):
    print('A_korr2_%d = '%(d[i]*100) + str(A_korr2[i]*1e-3)+ ' ± ' +␣
 ↪str(A_korr2_err[i]*1e-3)+' [kBq]')
    print('=> sigma = ',(diff_A_korr2[i]/diff_A_korr2_err[i]).round(2))
    print()
```

```
Der Korrekturfaktor k2 ergibt sich zu:
k2 = 0.9374325087496878 ± [0.01428799 0.02857597 0.05715195 0.08572792]

Die korrigierte Aktivität A_korr2 ergibt sich zu:
A_korr2_5 = 1093.4753005550936 ± 195.95682921609517 [kBq]
=> sigma =  1.74

A_korr2_10 = 872.7811678895071 ± 82.98809513000013 [kBq]
=> sigma =  1.44

A_korr2_20 = 759.2221910405682 ± 64.74962882721718 [kBq]
=> sigma =  0.1

A_korr2_30 = 742.3159470323749 ± 81.91516701301678 [kBq]
=> sigma =  0.13
```

Für die Aktivität des γ-Strahlers haben wir folgende verglichen zum Litteraturwert folgende Werte erhalten:

Abstand d [cm]	A_{mes}	σ-Abw.	$A_{mes}^{(RWK)}$	σ-Abw.	$A_{mes}^{(AK)}$	σ-Abw.
5	639 ± 104	1.09	1167 ± 208	1.99	905 ± 212	0.71
10	661 ± 58	1.60	931 ± 84	2.12	722 ± 230	0.14
20	673 ± 40	1.99	809 ± 48	1.18	628 ± 385	0.32
30	698 ± 43	1.28	792 ± 49	0.79	614 ± 563	0.25

wobei (RWK) für die Raumwinkelkorrektur steht und (AK) für die Absorbtionskorrektur.

5.5 Teil 5: Absorptionsmessung und Energiebestimmung von α-Strahlung

Hier wurde die Zählrate bei immer höheren Dichten (Druck) des Absorbermaterials aufgenommen. Auffällig dabei ist, dass die Zählrate sich bei zu gerigem Druck, kaum ändert und sogar höher wird (statistische Fluktuation). Wir vermuten als Ursache dafür die geringe Dichte von Luft bei $20-100$ [mbar] welche zu niedrig ist um zuverlässig einen signifikanten Teil der α-Teilchen abzubremsen. Die Anzahl der Stöße ist wahrscheinlich zu gering um eine messbare Abschirmung zu garantieren.

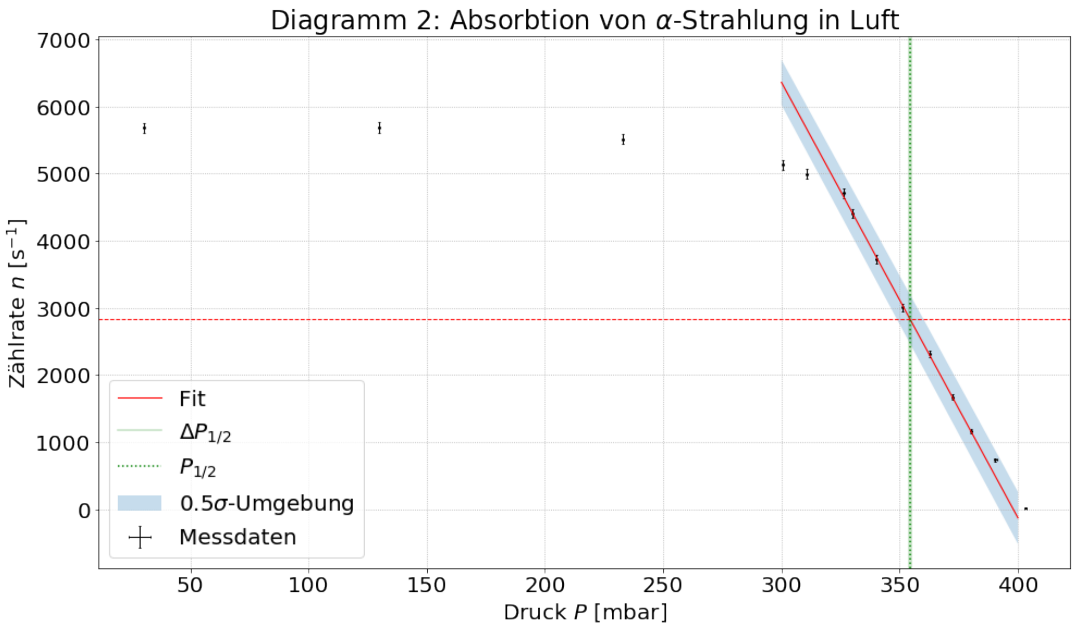
[14]:
```
#Anzahl Zerfälle
n_alpha = np.
 ↪array([5676,5685,5507,5131,4995,4706,4398,3725,3003,2316,1669,1159,733,18])
n_alpha_err = np.sqrt(n_alpha)

#Torzeit immer 60s

#Druck in mbar
p = np.array([30.5,130,233,300.5,310.5,326.5,330,340,351,362.5,372.5,380,390.
 ↪5,403]) # [mbar]
p_err = np.ones(p.size)*.5
```

5.5.1 Fitfunktion

[15]:
```
from scipy import odr

def fit_func(p, x):

    m,b = p
    return m*x+b


model = odr.Model(fit_func)

#darzustellende Daten
x = p
y = n_alpha
delta_x = p_err
delta_y = n_alpha_err

#Startparameter
para0 = [1,1]
a,b = 5,11
data = odr.RealData(x[a:b], y[a:b], sx=delta_x[a:b], sy=delta_y[a:b])
#data = odr.RealData(x, y, sx=delta_x, sy=delta_y)
odr = odr.ODR(data, model, beta0=para0 )
out = odr.run()

#1-Sigma
```

```
popt = out.beta
perr = out.sd_beta

#Sigma-Umgebung
nstd = .5 # um n-Sigma-Umgebung zu zeichnen
popt_top = popt+nstd*perr
popt_bot = popt-nstd*perr

#Plot-Umgebung
x_fit = np.linspace(300,400,1000)
fit = fit_func(popt, x_fit)
fit_top = fit_func(popt_top, x_fit)
fit_bot = fit_func(popt_bot, x_fit)

def find_P_half(a,b,size): #Erlaubt es den Halbwertsdruck genauer zu bestimmen␣
 ↪statt ihn abzuschätzen
    D = []
    x_fit = np.linspace(a,b,size)
    fit = fit_func(popt, x_fit)
    for k in fit:
        d = np.abs(k-n_alpha[0]/2)
        D.append(d)
    for k in x_fit:
        n = fit_func(popt,k)
        d = np.abs(n-n_alpha[0]/2)
        if d == min(D):
            return [k,d]

P_half = find_P_half(300,400,1000)[0]
P_half_err = find_P_half(300,400,1000)[1]

#Plot
fig, ax = plt.subplots(1)
plt.errorbar(x, y, yerr=delta_y, xerr=delta_x, lw=1, ecolor='k',fmt='none',
             capsize=1, label='Messdaten')
plt.title('Diagramm 3: Absorbtion von $\\alpha$-Strahlung in Luft')
plt.grid(linestyle='dotted')
#plt.yscale('log')
plt.xlabel('Druck $P$ [mbar]')
plt.ylabel('Zählrate $n$ [s$^{-1}$]')
plt.plot(x_fit, fit, 'r', lw=1.1, label='Fit')
plt.axvline(x=P_half-P_half_err, color='g', alpha=.25, label=r'$\Delta P_{1/2}$')
plt.axvline(x=P_half+P_half_err, color='g', alpha=.25)
plt.axvline(x=P_half, color='g', linestyle=':', label=r'$P_{1/2}$')
plt.axhline(y=n_alpha[0]/2, color='r', ls='--', lw=1)
ax.fill_between(x_fit, fit_top, fit_bot, alpha=.25,␣
 ↪label=str(nstd)+r'$\sigma$'+'-Umgebung')
plt.legend(loc='best')
plt.show()

from scipy.stats import chi2

dof = x[a:b].size-popt.size
chisquare = np.sum(((fit_func(popt, x)-y)**2)/
                   (delta_y**2+((fit_func(popt, x+delta_x)-fit_func(popt,␣
 ↪x-delta_x))/2)**2))
chisquare_red = chisquare/dof
```

```
prob = (1-chi2.cdf(chisquare,dof))*100

print('m =', popt[0], ' ± ', perr[0], '[1/(sec mbar)]')
print('b =', popt[1], ' ± ', perr[1], ' [1/sec]')
print('P_half = ', P_half, ' ± ', P_half_err, ' [mbar]')

print()
print('Chi-Quadrat =', chisquare)
print('Freiheitsgrade =', dof)
print('Chi-Quadrat reduziert =', chisquare_red)
print('Wahrscheinlichkeit ein größeres oder gleiches Chi-Quadrat zu erhalten ='
      , round(prob,2), '%')
```




```
m = -64.85925491166911  ±  1.030126756901266 [1/(sec mbar)]
b = 25814.170269159724  ±  362.6153178222541  [1/sec]
P_half =  354.25425425425425  ±  0.49671106019377476  [mbar]

Chi-Quadrat = 73897.08298245474
Freiheitsgrade = 4
Chi-Quadrat reduziert = 18474.270745613685
Wahrscheinlichkeit ein größeres oder gleiches Chi-Quadrat zu erhalten = 0.0 %
```

Aus der Fitgeraden wurde folgender Wert für den Halbwertsdruck abgelesen:

$$P_{1/2} = 354.3 \pm 0.5 \text{ [mbar]} \tag{21}$$

5.5.2 Berechnung der Reichweite s_1 von α-Strahlung

Über dem Abfall der Zählrate mit dem Druck kann die Reichweite s_1 bei dem Halbwertsdruck $P_{1/2}$ errechnet werden über:

$$s_1 = \frac{P_{1/2}}{p_0} s_0 \tag{22}$$

wobei s_0 der Abstand der Probe zum Detektor, und p_0 der Normaldruck (p_0 = 1013 mbar) ist.

[22]:
```
#Druck p1, bei dem die Zählrate auf die Hälfte abgefallen ist
p1 = P_half
p1_err = P_half_err
#Normaldruck
p0=1013 #mbar
#Abstand Präparat - Zählrohr
s0=4.45 #cm
s0_err=0.05

#Reichweite bei p1
s1=p1/p0*s0
s1_err=s1*np.sqrt((p1_err/p1)**2+(s0_err/s0)**2)

print('Mit dem Halbwertsdruck p1 folgt für die Reichweite:')
print('s_1 = ' + str(s1)+' ± '  + str(s1_err)+' [cm]')
```

```
Mit dem Halbwertsdruck P_half folgt für die Reichweite:
s_1 = 1.5562008207615317 ± 0.017621021997218836 [cm]
```

5.5.3 Korrekturen

Die α-Teilchen werden in diesem Aufbau zusätzlich noch einmal abgeschirmt. Zum einem muss die die Dicke des Zählrohrfensters aus Glimmer brücksichtigt werden, welches ein Bremsvermögen von 1.43 [mg/cm^2] besitzt. Dieser entspricht etwa dem Bremsvermögen von 1cm Luft unter Normalbedingungen. Mit der Flächendichte des Glimmerfensters ρ_{GL} von 2.35 [mg/cm^2]erhöht sich die Reichweite s_1 um:

$$s_2 = \frac{\rho_{GL}}{1.43\ [\mathrm{mg/cm^2}]} \cdot 1\ [\mathrm{cm}] \tag{23}$$

Außerdem ist die ^{241}Am-Quelle mit einer 3μm dicken Au-Schicht bedampft worden. Welches dem Bremsvermögen von 0.68cm Luft unter Normalbedingungen gleichkommt.

$$s_3 = 0.63\ [\mathrm{cm}] \tag{24}$$

[17]:
```
#Flächendichte Glimmerfenster
rho_Gl=2.35 #mg/cm^2
s2=rho_Gl/1.43 #cm

#Schutzschicht aus Gold
s3=0.68 #cm

s_ges=s1+s2+s3
s_ges_err=s1_err

print('Die Gesamtreichweite ergibt sich zu:')
print('s_ges = ' + str(s_ges)+' ± '  + str(s_ges_err)+' [cm]')
```

```
Die Gesamtreichweite ergibt sich zu:
s_ges = 3.8795574641181756 ± 0.017621021997218836 [cm]
```

5.5.4 Energiemessung

Aus der Versuchsanleitung folgt die erwartete Energie der α-Teilchen von:

$$E_\alpha^{lit} = 5.43 \text{ [MeV]} \tag{25}$$

[18]:
```
#Aus Diagramm 5 ergibt sich eine Energie von E_alpha= 5.6 ± 0.2 MeV
E_alpha=5.3 #MeV
E_alpha_err=0.2

#Vergleich mit Literaturwert (aus Skript) liefert:
E_alpha_lit=5.48 #MeV

diff2=np.abs(E_alpha-E_alpha_lit)
diff2_err=E_alpha_err

print('Der Vergleich mit dem Literaturwert von '+str(E_alpha_lit)+' [MeV] liefert:')
print('diff = ' + str(diff2) + ' ± ' + str(diff2_err)+ ' [MeV] \n=> sigma =',
      round(diff2/diff2_err,2))
```

```
Der Vergleich mit dem Literaturwert von 5.48 [MeV] liefert:
diff = 0.1800000000000006 ± 0.2 [MeV]
=> sigma = 0.9
```

Mit der errechneten Reichweite $R_\alpha = 3.88 \pm 0.02$ erhalten wir aus Diagramm **??** eine Energie von:

$$E_\alpha^{mes} = 5.3 \pm 0.2 \text{ [MeV]} \tag{26}$$
$$\Rightarrow 0.9\sigma \tag{27}$$

6 Diskussion

Ziel des Versuchs war es, die Absorbtion und Energie von α-, β- und γ-Strahlung zu bestimmen. Hierfür wurden die drei verschiedenen Strahlungen separat betrachtet.

6.1 β-Strahlung

Zuerst wurde die Absorbtion von β-Strahlung eines ^{90}Sr-Präparats, unter Variation der Abschirmung a untersucht. Dabei wurde die Zählrate über ein Zählrohrdetektor aufgenommen.
Über die Berechnung der Flächendichte R_β und mithilfe von Diagramm 5 und 8 wurde die Energie der Betastrahlung berechnet:

$$E_\beta = 1.8 \pm 0.2 \text{ [MeV]}$$
$$E_\beta^{lit} = 2.274 \text{ [MeV]}$$
$$\Rightarrow 2.37\sigma$$

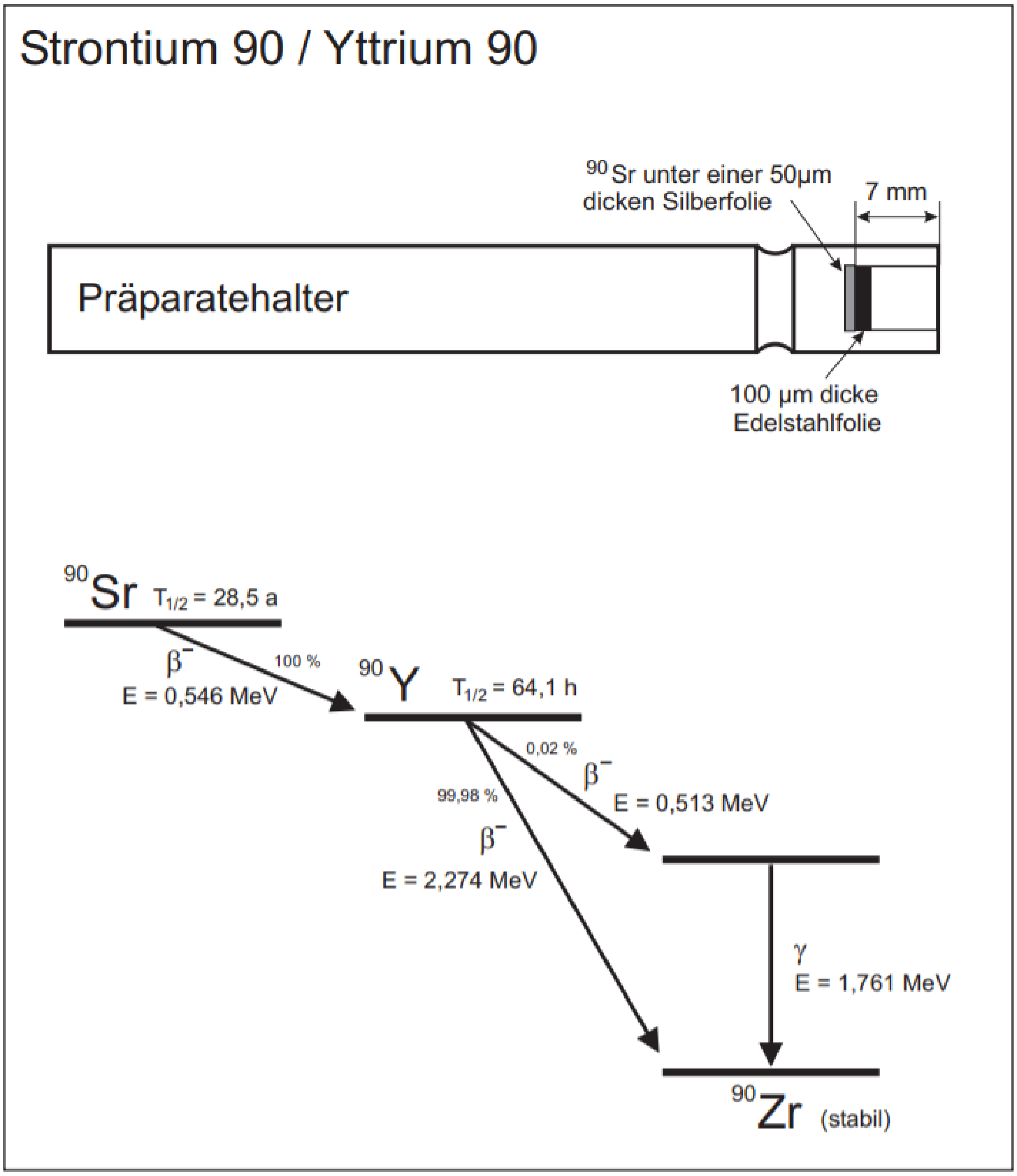


Figure 8: Oben: Aufbau des Strontium 90 Präparats. Unten: Zerfallsschema von Strontium 90 / Yttrium 90. Angegeben sind die Halbwertszeiten $T_{1/2}$, die Zerfallsart (β, γ), die Energie der emittierten Strahlung sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten in Prozent.

Wie man sieht ist die Abweichung von 2.37σ zwar recht groß, aber noch nicht signifikant. Möglicherweise hätte man die Aluminiumplättchen besser zusammendrücken können es waren viele Lufträume frei. Die Platten waren auch nicht besonders glatt und waren reich an unebenheiten, dadurch haben sich bielleicht kleine Abweichungen durch das stapeln der platten zu größeren systematischen Fehlern zusammenaddiert. Der wahrscheinlichste Grund für die höhere Abweichung ist das wir den Abstand zum Zählrohr mit einem Zollstock abgemessen haben. Außerdem haben wir die Probe nicht ganz auf das Zählrohr zentriert. Als uns das aufgefallen ist, war die Messung bereits abgeschlossen. Wir haben aber noch die x- und y- Abweichung der Zentren von Zählrohr und Probe gemessen:

$$\Delta x = 4.5 \pm 0.2 \text{ [cm]}$$
$$\Delta y = 0.8 \pm 0.2 \text{ [cm]}$$

$$\Rightarrow \Delta r = 4.6 \pm 0.3 \text{ [cm]}$$

Unsere Vermutung war das wir dadurch kleinere Zählraten messen würden. Dies sollte aber eigentlich für die berechnung der Reichweite keinen unterschied machen da man sich ja ansieht wie stark die Zählrate abnimmt und der Schwächungskoeffizient nicht von dieser abhängt.

Unsere Vermutung hat sich bestätigt als wir die erste Messung nocheinmal wiederholt haben:

$$n(a = 0[\text{mm}], \Delta t = 30[\text{sec}]) = 1132$$

Unser Versäumniss die Probe richtig auszurichten, hat also einen großen Einfluss auf die Zählraten, es kommt schließlich mehr Strahlung am Detektor an. Dies sollte aber keinen Einfluss darauf haben wie stark diese abgeschwächt wird. Allerdigns wäre eine weitere Untersuchung an dieser Stelle notwendig.

6.2 γ-Strahlung

6.2.1 Absorbtion

Ähnlich wie bei der Betrachtung der β-Strahlung, wurde auch hier die Abschwächung, diesmal aber durch Blei, gemessen. Wichtig hierbei ist die Tatsache das die Abschirmung diesmal nicht am Zählrohr, sondern an der Probe angelegt wurde. Für den Fall dass die Probe dann vollständig abgeschirmt wurde, hätte man immernoch die Grundradioaktivität gemessen. Dies war bei der β-Strahlung nicht der Fall, da hier die Abschirmung direkt am Zählrohr angebracht wurde und so auch die Grundaktivität im Versuchsraum abgeschwächt wurde. Dazu müsste man aber wissen, was genau man für Strahlung bei der Nullmessung in 5.1 gemessen hat. Handelt es ich dabei z.B. um kosmischer Strahlung so wird die 4 cm Dicke Al-Schicht, kaum einen Unterschied machen. Auch hier wäre eine weitere Untersuchung notwendig, um quantitative Aussagen zu machen.

Auch hier wurde wieder die Energie der Strahlung bestimmt. Diesmal aber über den Schwächungskoeffizienten μ.

$$\mu = 0.6626 \pm 0.0356 \text{ [1/cm]}$$
$$\rho = 11.342 \text{ [cm}^3\text{/g]}$$
$$\Rightarrow \frac{\mu}{\rho} = 0.0584 \pm 0.0386 \text{ [cm}^2\text{/g]}$$

Aus dem Diagramm 6 haben wir folgenden Wert herhalten

$$E_{mes} = 0.43 \pm 0.1 \text{ [MeV]}$$

Welcher mit den Werten aus dem Zerfalsdiagramm:

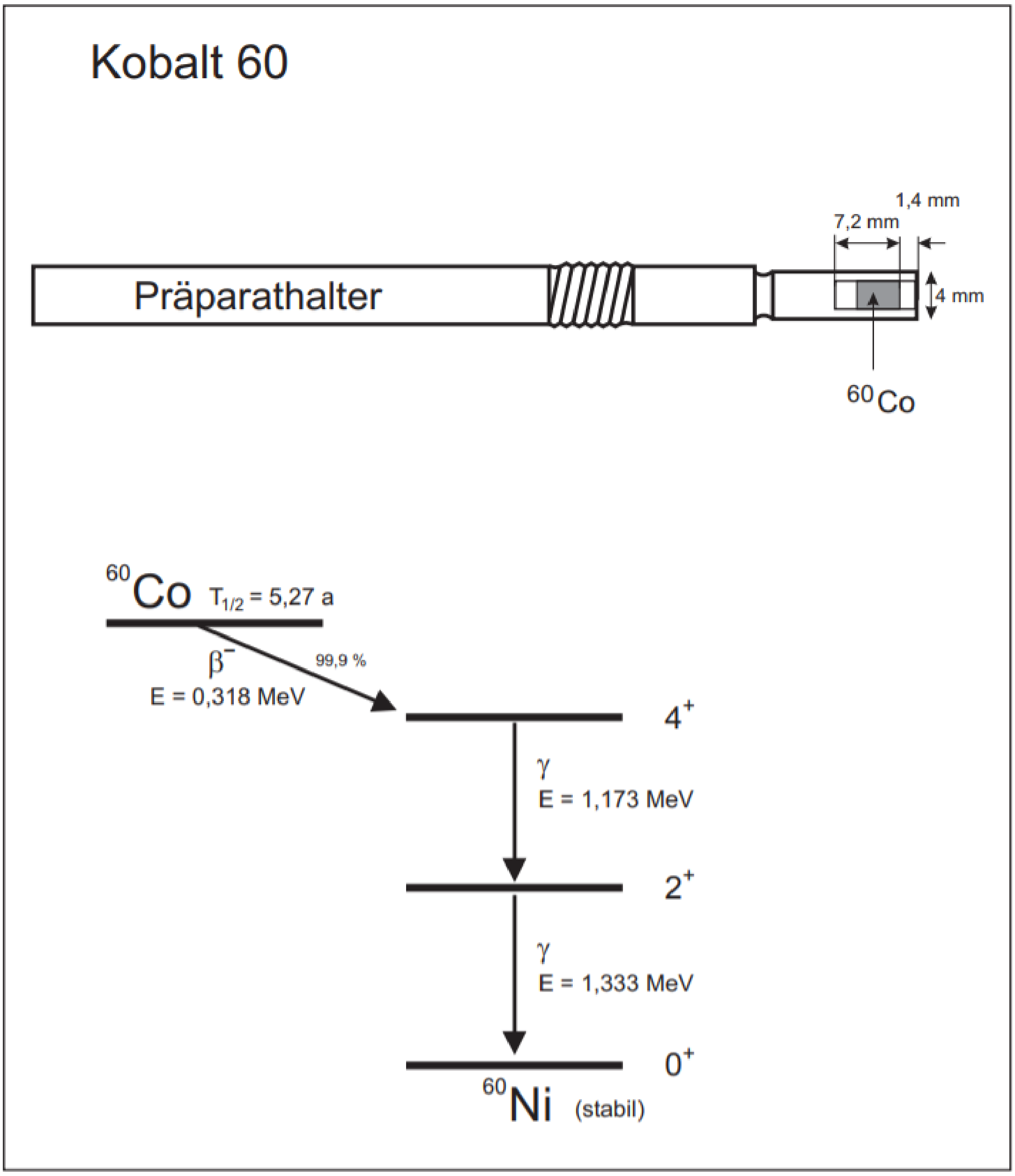


Figure 9: Oben: Aufbau des Kobalt 60 Präparats. Unten: Zerfallsschema von Kobalt 60.

Folgende Abweichungen vom Litteraturwert besitzt.

Übergangsenergie	ΔE	σ-Abw.
$E_1 = 1.173$ [MeV]	0.743 ± 0.430	1.73
$E_2 = 1.333$ [MeV]	0.904 ± 0.430	2.10

Auch hier haben wir hohe σ-Abweichungen die aber alle noch nicht signifikant sind.

6.2.2 Aktivität

Es wurde außerdem noch die Aktivität des Strahlers zu verschiedenen Abständen vom Zählrohr gemessen und mit entsprechenden Korrekturen versehen. Zum einem wurde eine Raumwinkelkorrektur (RWK) und eine Absorbtionskorrektur (AK) durchgenommen. Die Aktivität wurde dann mit den extrapolierten Herstellerangaben verglichen:

Abstand d [cm]	A_{mes}	σ-Abw.	$A_{mes}^{(RWK)}$	σ-Abw.	$A_{mes}^{(AK)}$	σ-Abw.
5	639 ± 104	1.09	1167 ± 208	1.99	905 ± 212	0.71
10	661 ± 58	1.60	931 ± 84	2.12	722 ± 230	0.14
20	673 ± 40	1.99	809 ± 48	1.18	628 ± 385	0.32
30	698 ± 43	1.28	792 ± 49	0.79	614 ± 563	0.25

Wie man erkennen kann, werden die Abweichungen vom Literaturwert am Ende recht gering. Dies lag vor allen an den sehr großen Fehlern die mit jeder weiteren Korrektur größer wurden.

6.3 α-Strahlung

Schließlich wurde noch die Absorbtion von α-Strahlung in Luft untersucht. Dabei war die Energie der α-Teilchen zu bestimmen. Hierzu wurde der Halbwertsduck $P_{1/2}$ aus einem Linearen Fit im abfallenden Teil der Verlaufskurve numerisch extrapoliert. So konnte die Reichweite, nach zwei weiteren Korrekturen, und schließlich auch die Energie bestimmt werden:

$$\begin{aligned} E_\alpha^{lit} &= 5.48 \text{ [MeV]} \\ E_\alpha^{mes} &= 5.3 \pm 0.2 \text{ [MeV]} \\ &\Rightarrow 0.9\sigma \end{aligned}$$

Auch hier ist keine signifikante Abweichung zu vermerken.

6.4 Fazit

Der Versuch war sehr Aufschlussreich und hat noch einmal die Grundprinzipien vom Strahlenschutz verdeutlicht. Es war besonders interessant die Messdaten auszuwerten und zu erläutern, besonders die kleinen Abweichungen in der Durchführung, wo man z.B. die Abschirmung aufbaut, ob am Detektor oder an der Probe und inwiefern das einen Unterschied macht. Sowie die damit verbundene Frage, was denn eingentlich beim Nulleffekt gemessen wurde. Man schließt den Versuch, mit dem Interesse ab, diesen Nebeneffekten auf den Grund zu gehen und mehr Daten zu sammeln. Alles in einem ist der Versuch durchaus als Erfolg zu betrachten. Insbesondere sprechen die nicht signifikanten Abweichungen für einen saubere Messarbeit (vor allem seitens des Zählrohres) und eine Erfolgreiche Auswertung.