

Stråling fra radioaktive stoffer

α -, β - og γ -stråling

Martin Geisler

6. maj 2001

1 Formål

Med denne øvelse vil vi gerne undersøge stråling fra tre forskellige radioaktive kilder: α -, β - og γ -stråling.

Vi ser på strålingens svækkelse når vi skærmer vores detektor (et Geiger-Müller-rør) med forskellige materialer, og når vi øger afstanden mellem kilden og detektoren.

2 Forsøgsresultater

Forsøgsresultaterne findes i tabel 1–6 på side 1–3.

3 Behandling af forsøgsresultater

De mange målinger skal nu behandles.

3.1 Baggrundsstrålingen

Først skal vi bestemme en middelværdi for baggrundsstrålingen. Vi finder altså et gennemsnit af tallene i tabel 1:

$$A_{\text{baggrund}} = \frac{25 + 32 + 28 + 30 + 36}{500 \text{ s}} = 3,02 \text{ Bq} \quad (1)$$

Vi forventer altså at cirka 3 af de målte impulser vil komme fra baggrundsstrålingen hvert sekund. Da vi kun er interesseret i den stråling, der kommer fra kilderne, må vi trække baggrundsstrålingen fra, før vi går videre med vores tal.

Forsøg nr.	Antal impulser pr. 100 s
1	25
2	32
3	28
4	30
5	36

Tabel 1: Måling af baggrundsstrålingen

Afstand x	Tælle tid	Uden papir	Med papir
0 mm	10 s	7428	172
2 mm	10 s	7464	147
4 mm	10 s	6709	167
6 mm	10 s	5228	116
8 mm	10 s	3832	76
10 mm	100 s	2069	80
12 mm	100 s	610	53
14 mm	100 s	119	44
16 mm	100 s	58	41
18 mm	100 s	34	34
20 mm	100 s	32	36

Tabel 2: α -strålingens rækkevidde i luft

Tykkelse	Tælle tid	Antal impulser
0,0 mm	10 s	1486
0,5 mm	10 s	536
1,0 mm	10 s	279
1,5 mm	10 s	137
2,0 mm	100 s	500
2,5 mm	100 s	177
3,0 mm	100 s	72

Tabel 3: β -strålingens svækkelse i aluminium

Antal	Tælle tid	Antal impulser
0	10 s	1457
1	10 s	1011
2	10 s	760
3	10 s	650
4	10 s	536
5	100 s	4430
6	100 s	3516
8	100 s	2389
10	100 s	1459
12	100 s	819
14	100 s	409

Tabel 4: β -strålingens svækkelse af papplader

Antal	Tælle tid	Antal impulser
0	10 s	339
1	10 s	277
2	10 s	226
3	10 s	169
4	10 s	155
6	100 s	1009
10	100 s	395

Tabel 5: γ -strålingens svækkelse af blyplader

Afstand	Tælle tid	Antal impulser
5 cm	10 s	339
10 cm	10 s	277
15 cm	100 s	226
20 cm	100 s	169
25 cm	100 s	155

Tabel 6: Afstandens betydning for γ -strålingen

Baggrundsstrålingen stammer fra flere forskellige kilder:

Kosmisk stråling: Jorden bliver hele tiden bombarderet af partikler med høj energi. Når disse partikler rammer atmosfærens øverste lag, sender de byger af andre partikler ned til os.¹

Naturlige radioaktive stoffer: De stoffer vi omgiver os med i dagligdagen udsender alle en lille mængde radioaktive stoffer. Vi vil selvfølgelig også komme til at måle nogle få af disse.

3.2 α -strålingens rækkevidde i luft

Her målte vi på en α -kilde i forskellig afstand. Men da α -kilden ikke kun udsender α -stråling, skal vi have filtreret den uønskede stråling væk. Det drejer sig især om røntgen- og γ -stråling.

Da et stykke papir er nok til at stoppe α -strålingen, mens γ -strålingen flyver lige igennem, målte vi strålingen med og uden et stykke papir foran Geiger-Müllerrøret. Trækker vi disse to tal fra hinanden, får vi den rene α -stråling. Disse tælle tal skal så korrigeres for tælle tiden, sådan at vi får aktiviteten (antal henfald pr. sekund, A). Tallene skal *ikke* korrigeres for baggrundsstrålingen, da denne gerne skulle forsvinde af sig selv, når vi trækker de to tal fra hinanden.

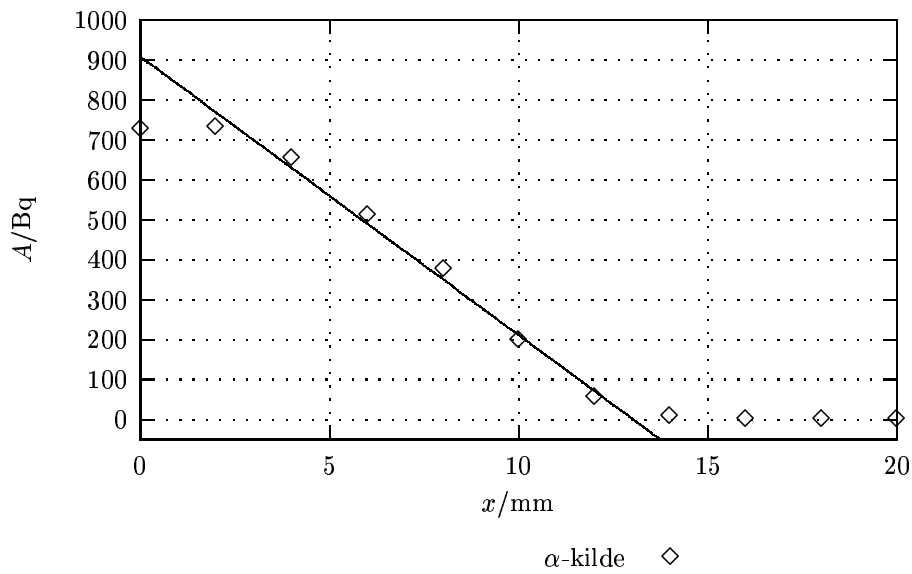
Dette er gjort i tabel 7 på næste side.

¹Et lille sidespring: Myonen er en partikel der dannes i den øverste del af atmosfæren, for derefter at ramme Jorden. Det sjove er, at myonen slet ikke skulle kunne nå ned til Jorden, før den henfalder, da dens halveringstid er så lille. Men da den bevæger sig meget hurtigt, spiller relativistiske effekter ind, således af dens "indre ur" går langsommere end vores ure. Derfor henfalder den ikke, da den ud fra sit eget synspunkt ikke har brugt ret lang tid på at nå ned til Jorden.

Afstand x	Korrigeret aktivitet
0 mm	725,30 Bq
2 mm	731,40 Bq
4 mm	653,90 Bq
6 mm	510,90 Bq
8 mm	375,30 Bq
10 mm	198,60 Bq
12 mm	55,40 Bq
14 mm	7,20 Bq
16 mm	1,40 Bq
18 mm	-0,30 Bq
20 mm	-0,70 Bq

Tabel 7: Afstanden og aktiviteten for α -kilden

Vi vil så afbilde tallene i tabel 7 i et koordinatsystem. Dette er gjort på figur 1.



Figur 1: Den korrigerede aktivitet afsat som funktion af afstanden for α -kilden.

Vi ser at aktiviteten aftager efter en ret linie, hvis vi ser bort fra den første måling. Denne rette linie har ligningen:

$$A(x) = -69,7 \text{ Bq/mm} \cdot x + 909,1 \text{ Bq} \quad (2)$$

Vi har derfor at x_{\max} ligger ved:

$$\begin{aligned} A(x_{\max}) &= 0 \Leftrightarrow \\ -69,7 \text{ Bq/mm} \cdot x_{\max} + 909,1 \text{ Bq} &= 0 \Leftrightarrow \\ x_{\max} &= \frac{-909,1 \text{ Bq}}{-69,7 \text{ Bq/mm}} \Leftrightarrow \\ x_{\max} &= 13 \text{ mm} \end{aligned} \quad (3)$$

Vi har nu vist, at i hvert tilfælde de første punkter ligger pænt omkring en ret linie. Men egentlig ville man forvente at aktiviteten ville aftage med kvadratet på afstanden — se afsnit 3.7 på side 11. Men da Geiger-Müllerrøret er noget større end strålen med α -partikler, så ser vi ikke dette. Selvom strålingen spredes når vi kommer længere væk fra kilden, så opfanger vi stadig det meste.

For at få den totale rækkevidde i luften, skal vi lægge lidt til x_{\max} :

20 mm da Geiger-Müllerrørets glimmervindue svækker strålingen, så det svarer til at den bevægede sig gennem 20 mm luft,

6 mm da der er 6 mm luft mellem α -kilden og Geiger-Müllerrøret, når x er 0 mm, dvs. når kildeholderen støder op mod Geiger-Müllerrørets forkant.

Derfor er rækkevidden for α -stråler i luften cirka lig:

$$\text{Rækkevidde i luften} = 39 \text{ mm} \quad (4)$$

Det α -radioaktive stof i Risø-kilden er ${}_{95}^{241}\text{Am}$ der udsender α -partikler med energien 5,5 MeV. Men da α -partiklerne bremser en smule i selve kilden, har de energien $4,5 \pm 0,5 \text{ MeV}$ når de kommer ud af kilden. Med denne energi skulle de have en rækkevidde på $30 \pm 5 \text{ mm}$ i luften, hvilket stemmer fint med den rækkevidde vi fandt ovenfor.

α -kildens aktivitet er 37 kBq. Men vi registrerede kun en aktivitet på 730 Bq. Der er flere årsager til at vi ikke registrerer alle henfaldene: Strålingen fra kilden er ikke fuldstændig retningsbestemt. Vi opfanger altså ikke alle henfaldene, men kun dem der rammer vores Geiger-Müllerrør.

3.3 β -strålers svækkelse i aluminium og pap

Vi ser nu på, hvordan β -stråling svækkes når det sendes igennem aluminium. Ligesom ved α -strålingen udregner vi aktiviteten og korrigerer for baggrundsstrålingen. Se tabel 8 på næste side.

I tabel 9 på den følgende side er det samme gjort for pappladerne, blot er der her den lille ændring, at vi har omregnet antallet af plader til en tykkelse. Efter forsøget målte vi tykkelse af 10 papplader. Da disse var 11,0 mm tykke må hver papplade være 1,1 mm tyk.

Vi afbilder så de to sæt målinger i et koordinatsystem med semilogaritmisk skala, se figur 2 på næste side. Her ses det hvordan målingerne ligger meget pænt på en ret linie i vores koordinatsystem.

De bedste rette linier er eksponentielle udviklinger, hvilket vil sige, at vi kan skrive dem på denne form;

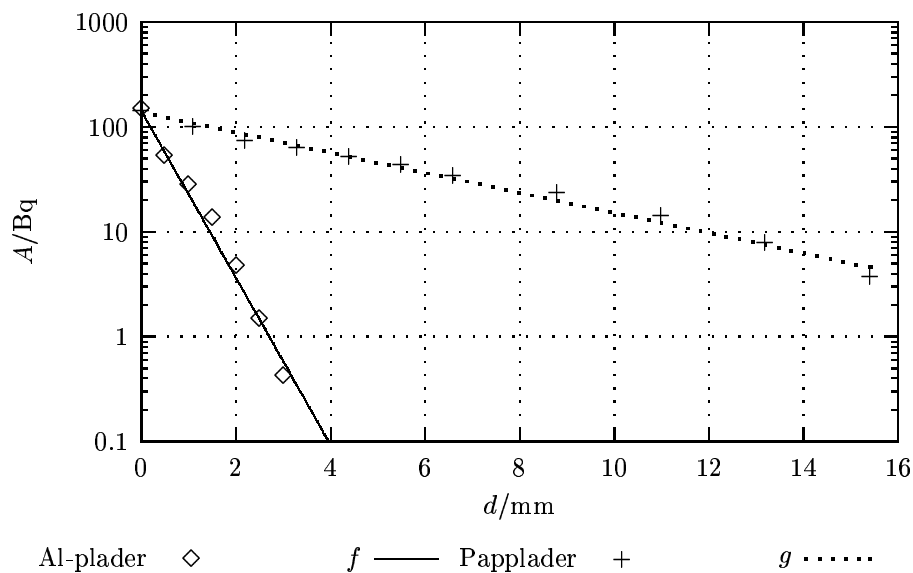
$$y = A_0 e^{\frac{-\ln 2}{D_{1/2}} d} \quad (5)$$

Tykkelse d	Korrigeret aktivitet
0,0 mm	148,30 Bq
0,5 mm	53,30 Bq
1,0 mm	27,60 Bq
1,5 mm	13,40 Bq
2,0 mm	4,70 Bq
2,5 mm	1,47 Bq
3,0 mm	0,42 Bq

Tabel 8: Tykkelsen af Al-pladerne sammen med den korrigerede aktivitet

Antal	Tykkelse d	Korrigeret aktivitet
0	0,0 mm	145,40 Bq
1	1,1 mm	100,80 Bq
2	2,2 mm	75,70 Bq
3	3,3 mm	64,70 Bq
4	4,4 mm	53,30 Bq
5	5,5 mm	44,00 Bq
6	6,6 mm	34,86 Bq
8	8,8 mm	23,59 Bq
10	11,0 mm	14,29 Bq
12	13,2 mm	7,89 Bq
14	15,4 mm	3,79 Bq

Tabel 9: Antal papplader og den korrigerede aktivitet



Figur 2: Aktiviteten afsat som funktion af tykkelse af Al- og pappladerne for β -kilden.

hvor A_0 er begyndelsesaktiviteten og $D_{1/2}$ er halveringstykkel- sen. Sætter vi tal på, for vi følgende ligninger:

$$\begin{aligned} y_{\text{Al}} &= f(d) = 147,1 \text{ Bq} \cdot e^{\frac{-\ln 2}{0,37 \text{ mm}} d} \\ y_{\text{pap}} &= g(d) = 137,2 \text{ Bq} \cdot e^{\frac{-\ln 2}{3,13 \text{ mm}} d} \end{aligned} \quad (6)$$

Ud fra ligningerne kan vi se, at halveringstykkel- sen var 0,37 mm for Al- pladerne, mens den var 3,13 mm for pappladerne. Det svarer meget godt til det man ville forvente.

Vi kan så se på, om der er en simpel sammenhæng mellem halveringstykkel- sen $D_{1/2}$ og massefylden af stoffet, ρ , nemlig om de er omvendt proportionale. Vi ser derfor på produktet af $D_{1/2}$ og ρ :

$$\begin{aligned} 2,7 \text{ g/cm}^3 \cdot 0,37 \text{ mm} &= 0,101 \text{ g/cm}^2 \\ 0,43 \text{ g/cm}^3 \cdot 3,13 \text{ mm} &= 0,135 \text{ g/cm}^2 \end{aligned} \quad (7)$$

De to tal ligger rimelig tæt på hinanden. Hvis vi bruger gennemsnittet på:

$$\frac{0,101 \text{ g/cm}^2 + 0,135 \text{ g/cm}^2}{2} = 0,118 \text{ g/cm}^2 \quad (8)$$

kan vi anslå halveringstykkel- sen af luft og vand, idet luft har en massefylde på $0,00129 \text{ g/cm}^3$ og vand har en på 1 g/cm^3 :

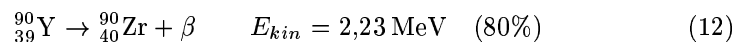
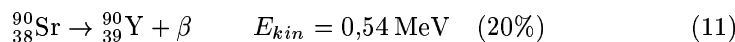
$$\begin{aligned} D_{1/2_{\text{Luft}}} &= \frac{0,118 \text{ g/cm}^2}{0,00129 \text{ g/cm}^3} = 92 \text{ cm} \\ D_{1/2_{\text{Vand}}} &= \frac{0,118 \text{ g/cm}^2}{1 \text{ g/cm}^3} = 0,118 \text{ cm} \end{aligned} \quad (9)$$

Vi har så fået opgivet en formel, der er fundet ved empiriske undersøgelser, der kan fortælle os rækkevidden, R , målt i cm:

$$R = \frac{1}{\rho} (0,52 \cdot E_{kin} - 0,09) \quad (10)$$

Her skal ρ måles i g/cm^3 og E_{kin} , der er β -partiklernes maksimale kinetiske energi, skal måles i MeV. Man bemærker, at enhederne ikke stemmer i formlen ($\text{cm} \neq \text{J} \cdot \text{cm}^3/\text{g}$), men det skal vi ikke lade os forstyrre af.

Den β -kilde vi arbejde med udsender β -stråling der stammer fra to henfald:



Når vi skal udregne den teoretiske rækkevidde for en gennemsnits-elektron, skal vi derfor bruge et gennemsnit af (11) og (12). Vi regner derfor med:

$$E_{kin} = 20\% \cdot 0,54 \text{ MeV} + 80\% \cdot 2,23 \text{ MeV} = 1,89 \text{ MeV} \quad (13)$$

Vi kan nu udregne en teoretisk rækkevidde i de fire materialer vi har arbejdet med. Vi udregner rækkevidden i aluminium således:

$$\begin{aligned} R_{\text{Al}} &= \frac{1}{\rho_{\text{Al}}} (0,52 \cdot E_{kin_{\beta}} - 0,09) \Leftrightarrow \\ &= \frac{1}{2,7} (0,52 \cdot 1,89 - 0,09) = 0,33 \text{ cm} \end{aligned} \quad (14)$$

Alle fire rækkevidder er udregnet i tabel 10. Vi ser i (10), at rækkevidden er omvendt proportional med massefylden. Hvis vi går ud fra, at det også forholder sig sådan for α -stråling, kan vi bestemme rækkevidden i forskellige stoffer, da vi allerede har bestemt rækkevidden af α -stråling i luft.

Rækkevidden i aluminium beregnes således:

$$\begin{aligned} R_{\text{Al}} &= \frac{\rho_{\text{luft}}}{\rho_{\text{Al}}} R_{\text{luft}} \\ &= \frac{0,00129 \text{ g/cm}^3}{2,7 \text{ g/cm}^3} \cdot 3,9 \text{ cm} \\ &= 18,6 \mu\text{m} \end{aligned} \tag{15}$$

Den *meget* lille rækkevidde skyldes, at massefylden for aluminium er lidt over 2000 gange så stor som massefylden for luft. Rækkevidden for de to resterende stoffer findes også i tabel 10.

Stof	Massefylde	Rækkevidde α	Rækkevidde β
Aluminium	2,7 g/cm ³	19 μm	0,33 cm
Pap	0,43 g/cm ³	120 μm	2,08 cm
Luft	0,00129 g/cm ³	3,9 cm	692,89 cm
Vand	1,0 g/cm ³	50 μm	0,89 cm

Tabel 10: α - og β -strålings rækkevidde i forskellige stoffer.

Som det fremgår af tabel 10, så har α -strålingen en *meget* kort rækkevidde så snart den ikke bevæger sig i stoffer med en lav massefylde, som f.eks. luft. β -strålingen når lidt længere ind i stofferne.

Vores organisme har en massefylde på cirka 1 g/cm³, da den består af 60–70% vand. Ud fra det vi lige har fundet ud af om α - og β -strålings rækkevidde i stoffer med denne massefylde, kan vi se, at α -strålerne er uskadelige, idet de bliver bremset i det øverste hudlag, overhuden, der allerede består af døde hudceller. β -strålingen trænger godt nok længere ind, men den har ikke så stor energi som α -strålingen, og ioniserer heller ikke så kraftigt da den er en lille og enkeltladet i forhold til den tunge dobbeltladede α -partikel. Man siger derfor at β -strålerne har et lavere kvalitetsfaktor end α -strålerne, $QF_{\alpha} = 20$ mens $QF_{\beta} = 1$. Da man ganger kvalitetsfaktoren på, når man skal vurdere farligheden af en mængde stråling, betragter man altså α -strålingen som 20 gange så farlig som β -strålingen. Men når α -strålingen ikke engang kan trænge ind gennem huden, er der ingen risiko.

Strålingen ville være farligere, hvis den først kom ind til de indre organer. Her tænker jeg først og fremmest på risikoen for kvælning, når man forsøger at sluge en Risø-kilde, men dernæst også på, at de indre organer ikke er beskyttet af et lag af døde hudceller.

3.4 β -partikler er negativt ladede

Vi vil nu påvise, at β -partikler er negativt ladede. Det gøres ved at sende strålingen vinkelret ind i et magnetfelt. Ifølge *lillefingerreglen* vil elektronerne (β -partiklerne) så påvirkes med en kraft til lillefingersiden, når man holder finger-

spidserne i strømmens retning (som er modsat af elektronernes retning) og lader magnetfeltlinierne ramme håndfladen.

Vi målte først på kilden uden en magnet. Dernæst målte vi to gange med en magnet under kilden — magneten blev drejet mellem gangene, sådan at strålingen først skulle blive påvirket væk fra Geiger-Müllerrøret, og derefter hen imod røret.

Som det fremgår af tabel 11, så lykkedes det at mindske aktiviteten for derefter at få den til at stige.

Forsøg	Aktivitet
Neutralt	15,5 Bq
Mindskelse	8,1 Bq
Forøgelse	16,4 Bq

Tabel 11: β -stråler er negativt ladede

3.5 Spørgsmål vedrørende β -kilden

Da kilden har en aktivitet på 37 kBq, skulle der gerne være 37.000 henfald hvert sekund.

Når ${}_{39}^{90}\text{Y}$ henfalder til ${}_{40}^{90}\text{Zr}$ kan det også ske, at den først henfalder til en exciteret tilstand, for derefter at henfalde til grundtilstanden. Dette sker for 0,02% af henfaldene. Der bliver udsendt en β -partikel ved henfaldet til den exciterede tilstand, og en γ -impuls ved henfaldet til grundtilstanden.

Ved henfaldet til grundtilstanden, frigøres der $E_\gamma = 2,186 \text{ MeV}$, hvilket giver fotoner med frekvensen:

$$E_\gamma = hf \Leftrightarrow f = \frac{E_\gamma}{h} = \frac{2,186 \text{ MeV}}{6,626 \text{ J} \cdot \text{s}} = 529 \text{ EHz} = 529 \cdot 10^{18} \text{ Hz} \quad (16)$$

Vi har altså at gøre med blød γ -stråling.

3.6 γ -stråler

Først vil vi bestemme halveringstykkelser i bly for γ -stråler. Vi skal derfor finde korrigerede vores tælletal i tabel 5 på side 3, ligesom vi gjorde det da vi undersøgte β -strålingens halveringstykkelser. Vi får så tabel 12 på næste side. Vi skal da vide, at hver blyplade var 2 mm tyk. Dataene derfra er afsat i et semilogaritmisk koordinatsystem på figur 3 på den følgende side. Vi ser at punkterne ligger pænt på linie, sådan som de skal, hvis de følger en eksponentiel udvikling.

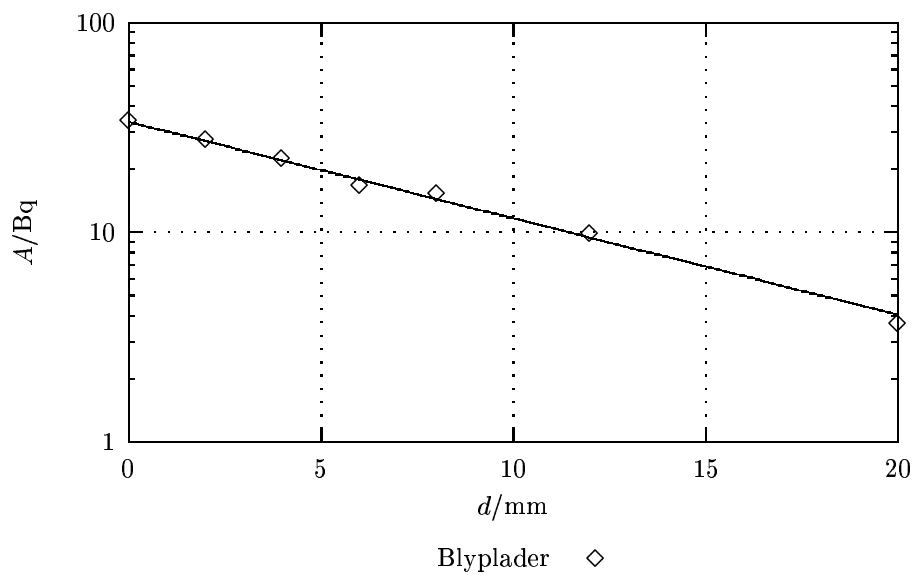
Ligningen for den bedste rette linie er:

$$y = 33,65 \text{ Bq} \cdot e^{\frac{-\ln 2}{6,54 \text{ mm}} d} \quad (17)$$

Halveringstykkelser, $D_{1/2}$ er altså lig 6,54 mm. Vi vil nu igen gå ud fra, at halveringstykkelser er omvendt proportional med massefylden. Dette gælder kun som en tilnærmelse, men vil alligevel bruge det til at anslå halveringstykkelser for γ -stråler i luft. Massefylden for bly er $11,35 \text{ g/cm}^3$ mens den kun er

Tykkelse d	Korrigeret aktivitet
0,0 mm	33,60 Bq
2,0 mm	27,40 Bq
4,0 mm	22,30 Bq
6,0 mm	16,60 Bq
8,0 mm	15,20 Bq
12,0 mm	9,79 Bq
20,0 mm	3,65 Bq

Tabel 12: Tykkelsen og den korrigerede aktivitet for γ -strålingen



Figur 3: Den korrigerede aktivitet afsat som funktion af tykkelsen af blypladerne mellem γ -kilden og Geiger-Müllerrøret.

0,00129 g/cm³. Halveringstykkelsen i luft bliver da:

$$\begin{aligned} D_{1/2_{\text{luft}}} &= \frac{\rho_{\text{Pb}}}{\rho_{\text{luft}}} D_{1/2_{\text{Pb}}} \\ &= \frac{11,35 \text{ g/cm}^3}{0,00129 \text{ g/cm}^3} \cdot 6,54 \text{ mm} \\ &= 57,6 \text{ m} \end{aligned} \quad (18)$$

Som forventet, ser vi at γ -stråling har en meget stor gennemtrængningskraft.

3.7 Afstandens betydning for γ -stråler

Vi vil nu prøve at eftervise *afstands-kvadratloven*. Denne siger, at aktiviteten skal være omvendt proportional med afstanden kvadreret. Flytter vi kilden ud i den dobbelte afstand fra Geiger-Müllerrøret, skulle vi måle $\frac{1}{4}$ af den oprindelige stråling. Flytter vi den længere ud, falder aktiviteten tilsvarende.

Grunden til, at aktiviteten falder således, skal findes i formelen for en kugles overfladeareal:

$$O = 4\pi r^2 \quad (19)$$

Går vi ud i den dobbelte afstand, er overfladearealet fire gange så stort. Da strålingen dækker denne flade jævnt, vil vores detektor kun opfange $\frac{1}{4}$ af strålingen fra før. Aktiviteten som funktion af radius kan altså skrives således:

$$A(r) = \frac{k}{r^2} \quad (20)$$

hvor k er en proportionalitetskonstant. En sådan foreskrift giver en ret linie i et dobbeltlogaritmisk koordinatsystem.

Vi går så som vi plejer: korrigerer tallene i tabel 6 på side 3 (disse findes i tabel 13) og afsætter dem i vores koordinatsystem (se figur 4 på næste side).

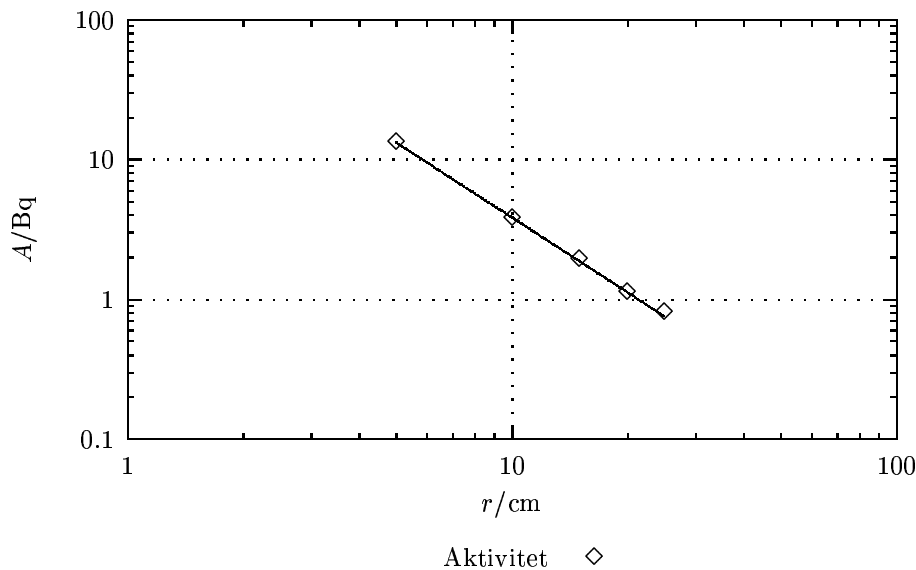
Tykkelse r	Korrigeret aktivitet
5 cm	13,30 Bq
10 cm	3,80 Bq
15 cm	1,93 Bq
20 cm	1,13 Bq
25 cm	0,81 Bq

Tabel 13: Afstanden fra γ -kilden til Geiger-Müllerrøret sammen med den korrigerede aktivitet.

Linien gennem punkterne på figur 4 på den følgende side har følgende foreskrift:

$$y = \frac{233,9 \text{ Bq} \cdot \text{cm}^{1,782}}{r^{1,782}} \quad (21)$$

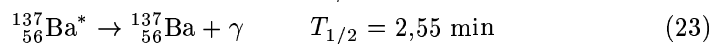
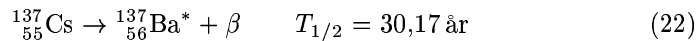
Det vigtigste ved denne foreskrift er, at eksponenten til r ligger rimelig tæt på 2. Da den ikke er præcis lig 2, får nævneren en lidt underlig enhed, men det er blot for at få det til at stemme.



Figur 4: Den korrigerede aktivitet afsat som funktion af afstanden r fra γ -kilden.

3.8 Spørgsmål vedrørende γ -kilden

γ -strålerne udsendes ved følgende reaktion:



Det ses, at der også dannes β -partikler, men forholdet mellem disse og γ -impulserne er 1 : 1000, idet halveringstiden er meget større for reaktionen der skaber β -partiklerne. Desuden er kilden skærmet, sådan at β -partiklerne ikke slipper ud i det fri — γ -strålingen suser lige igennem afskærmningen.

Aktiviteten er 370 kBq. Disse γ -impulser bliver udsendt til alle sider, hvilket er en del af forklaringen på, at vi ikke måler nær så stor en aktivitet. En anden del af forklaringen er, at γ -stråler sjældent reagerer med stof, hvilket giver dem en stor gennemtrængningskraft, men samtidig gør det også, at vi ikke måler alle de γ -stråler der kommer igennem Geiger-Müllerrøret.

4 Fejldiskussion

Jeg synes at forsøgene har være vellykkede. Der var ikke nogen grimme overraskelser.

5 Konklusion

I forsøget med α -strålerne, fandt vi en rækkevidde i luft, der svarede nogenlunde pænt med den teoretiske rækkevidde.

Det gik også fint med at bestemme halveringstykkelserne for β -stråler i både aluminium og papplader. Vores målinger lå meget pænt på de linier vi forventede.

Vi fandt også rækkevidden af både α - og β -stråling i en række stoffer. De beregnede rækkevidder lå sådan som man kunne forvente: *meget* små rækkevidder i aluminium, og lidt større rækkevidder i luft, vand og papplader.

Vi påviste også, at β -stråler er negativt ladene.

For γ -strålernes vedkommende, fandt vi en halveringstykkelse i bly og luft, der også svarede fint til det vi kunne forvente. Vi så at γ -strålerne er langt mere gennemtrængende end de andre strålingstyper.

Til slut efterviste vi, at aktiviteten er omvendt proportional med afstanden fra kilden.