

Kalibrering av HPGe-detektorer for *in situ* gammaspespektrometri ved Statens strålevern

Metode, resultater og validering



Kalibrering av HPGe-detektorer for *in situ* gammaspespektrometri ved Statens strålevern

Metode, resultater og validering

Alexander Muring

Torbjörn Gäfvert

Jon Drefvelin

Thomas Bandur Aleksandersen

Bredo Møller

Statens strålevern
Norwegian Radiation
Protection Authority
Østerås, 2014

Referanse:

Mauring A, Gäfvert T, Drefvelin J, Aleksandersen T, Møller B. Kalibrering av HPGe-detektorer for *in situ* gammaspektrometri ved Statens strålevern: Metode, resultater og validering.

Teknisk dokument nr. 3. Østerås: Statens strålevern, 2014.

Emneord:

In situ gammaspektrometri, kalibrering, HPGe-detektor, radioaktivitetsmåling.

Resymé:

To portable HPGe-detektorer har blitt kalibrering for målinger av radioaktivitet i bakken ved hjelp av *in situ* gammaspektrometri. Rapporten inkluderer metodebeskrivelse, resultater og validering av kalibreringen.

Reference:

Mauring A, Gäfvert T, Drefvelin J, Aleksandersen T, Møller B. Calibration of HPGe detectors for *in situ* gamma spectrometry at the Norwegian Radiation Protection Authority: Method, results and validation.

Teknisk dokument nr. 3. Østerås: Norwegian Radiation Protection Authority, 2014.

Language: Norwegian.

Key words:

In situ gamma spectrometry, calibration, HPGe detector, radioactivity measurements.

Abstract:

Two portable HPGe detectors have been calibrated for the measurement of radioactivity in soil by *in situ* gamma spectrometry. This report outlines methodology, results and validation of the calibration.

Prosjektleder: Alexander Mauring

Godkjent:



Unn Hilde Refseth, avdelingsdirektør, avdeling overvåkning og forskning

34 sider.

Publisert 2014-03-05.

Statens strålevern, Postboks 55, No-1332 Østerås, Norge.

Telefon 67 16 25 00, faks 67 14 74 07.

E-post: nrpa@nrpa.no

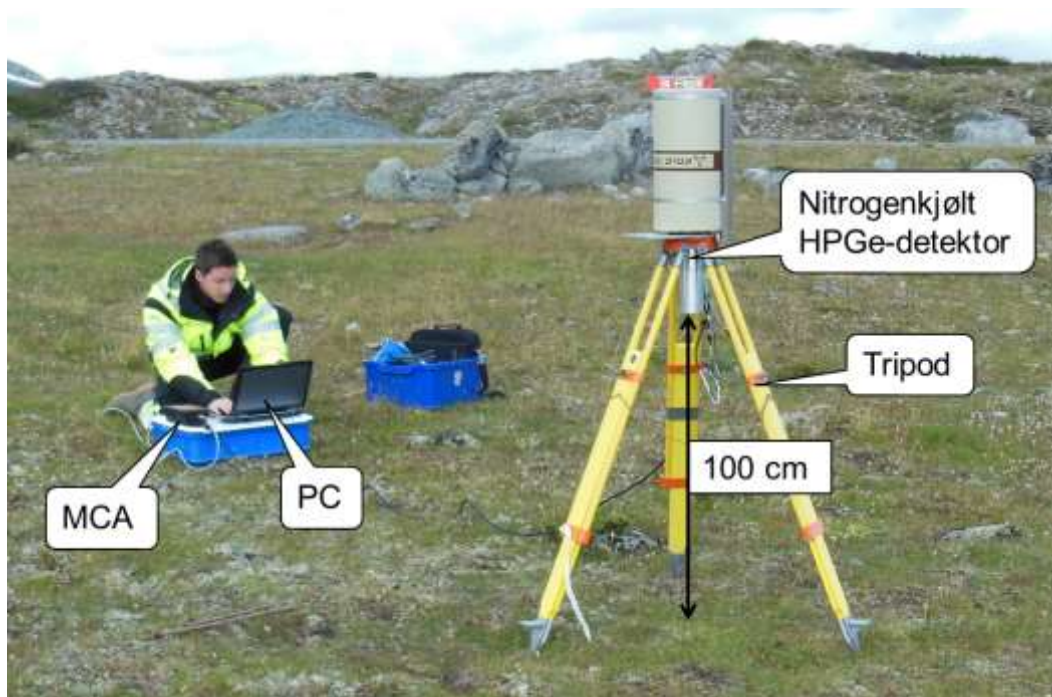
www.nrpa.no

Innhold

1	Introduksjon	6
2	Sammendrag av relevant teori	7
2.1	Relaksasjonsmassen per arealenhet	7
2.2	Geometrifaktoren	9
3	Materialer og metode for kalibrering	10
3.1	Detektorer, oppkobling og kontroll	10
3.2	Kilder brukt til kalibreringen	11
3.3	Kalibrering for normalrespons	12
3.4	Kalibrering for vinkelkorreksjon	14
3.5	Usikkerhet i kalibreringen	17
4	Resultater fra kalibreringen	19
4.1	Normalresponsfaktoren	19
4.2	Vinkelkorreksjonsfaktoren	21
4.3	Regneeksempel for usikkerhetsberegning	23
5	Validering av kalibreringen	24
5.1	Sammenlikning med tabellverdier	24
5.2	Sammenlikning med prøvetakingsmålinger	25
6	Konklusjoner og videre arbeid	26
7	Referanseliste	27
	Appendiks A: Matematiske modeller	29
A.1	Geometrifaktoren	29
A.2	Relativ fluens	30
	Appendiks B: Tabellverdier	31
B.1	Geometrifaktoren	31
B.2	Relativ fluens	32

1 Introduksjon

Målinger av radioaktivitet *in situ* (latin for «i feltet») er en svært god og effektiv metode for å kvantifisere aktivitetskonsentrasjonen i bakken (oftest oppgitt i Bq/m^2). Ved å bruke høyoppløselig gammaspektrometri med HPGe-detektor kan man raskt få en oversikt over naturlige og antropogene (menneskeskapte) nuklider i bakken. Som oftest utføres målingene med en portabel HPGe-detektor på en tripod, pekende nedover i en høyde på ca. 100 cm over bakken. Detektorens synsfelt for fotoner fra Cs-137 med energi 662 keV blir da en sirkel med diameter på ca. 20 meter. Detektoren er koblet til et batteridrevet spektrometer (MCA) og en bærbar PC slik at spekteret kan avleses i sanntid. Et typisk måleoppsett kan sees i Figur 1.



Figur 1 Typisk oppsett for *in situ* gammaspektrometriske målinger.

For at målingene som gjøres med *In Situ* gammaspektrometri skal være nøyaktige er det viktig å ha en god kalibrering som utgangspunkt for de målingene som gjøres. Denne rapporten vil gå gjennom litt teori for *In Situ* gammaspektrometri, hvordan detektorene har blitt kalibrert og resultater fra kalibreringen. I tillegg til å beskrive sporbarheten i kalibreringsmålinger utført i 2012-2013, er et av formålene med dokumentet å være en referanse for fremgangsmåter i fremtidige kalibreringer av HPGe-detektorer for *In Situ* målinger av radioaktivitet.

Det antas i denne rapporten at leseren har en grunnleggende forståelse av prinsippene bak deteksjon av gammastråling. En god innføring til praktisk gammaspektrometri finnes for eksempel i Gilmore (2008). Se referanselisten for annen relevant litteratur.

2 Sammendrag av relevant teori

Det kan være noe forvirrende å holde orden på de ulike terminologiene i forskjellige publikasjoner. I dette dokumentet vil i all hovedsak terminologi og benevninger fra ISO 18589-7:2013 brukes. Dette inkluderer bruk av konstanten β som relaksasjonsmasse per arealenheter, i stedet for den utdaterte benevningen α/ρ som finnes i de tidligste publikasjonene om *in situ* gammaspespektrometri.

For en gitt gammalinje målt med *in situ* gammaspespektrometri, kan aktivitetskonsentrasjon beregnes fra uttrykket

$$A = \frac{(n_g - n_b)/t}{p \cdot \varepsilon} \quad \text{Formel 1}$$

A er aktivitetskonsentrasjonen i enhet Bq/cm², n_g er netto antall tellinger i fullenergitoppen, n_b er antall tellinger i bakgrunnstoppen, t er effektiv måletid i sekunder, p er emisjonssannsynligheten til den aktuelle gammalinjen, og ε er en kalibreringsfaktor. Siden A har enhet Bq/cm², må man multiplisere uttrykket med 10 for å få ut aktivitetskonsentrasjonen i det mer vanlige kBq/m².

De fleste av størrelsene som inngår i Formel 1 kan bestemmes relativt enkelt; n_g og t kommer direkte fra målingen, n_b krever tidligere kunnskap om radioaktiviteten i måleområdet og vil derfor ofte antas lik 0, og p hentes fra tabellverk. Bestemmelsen av ε krever dog en del forarbeid i form av kalibreringsmålinger. Selve kalibreringsfaktoren defineres som forholdet mellom telleraten i fullenergitoppen, R_f , og aktivitetskonsentrasjonen til kilden, A_s .

Den første publiserte metoden for kalibrering av HPGe-detektorer for *in situ* gammaspespektrometri ble utviklet av Beck et al (1972) som deler kalibreringsfaktoren (representert ved C_f) opp i 3 deler:

$$C_f = \frac{R_f}{A_s} = \frac{R_0}{\Phi} \cdot \frac{R_f}{R_0} \cdot \frac{\Phi}{A_s} \quad \text{Formel 2}$$

Tilsvarende defineres kalibreringsfaktoren i ISO 18589-7:2013 som følger:

$$\varepsilon = \eta_0 \cdot W \cdot G \quad \text{Formel 3}$$

ε / C_f består av 3 ledd:

- $\eta_0 = R_0/\Phi$ er detektorens fullenergieffektivitet for fotoner ved en gitt energi, som treffer vinkelrett på detektoroverflaten (normal insidens).
- $W = R_f/R_0$ er en korreksjonsfaktor som tar hensyn til variasjoner i detektorens respons til stråling fra ulike vinkler.
- $G = \Phi/A_s$ beskriver fotonfluensen i detektorens posisjon i forhold til aktivitetskonsentrasjon i bakken. Denne avhenger av aktivitetsfordelingen i bakken samt geometriforholdet mellom kilde og detektor, og antas å være uavhengig av detektoren.

Ved kalibrering av en detektor for *In Situ* gammaspespektrometri må det gjøres kalibreringsmålinger for normalresponsfaktoren (η_0) og vinkelkorreksjonsfaktoren (W). Teori og metodikk for kalibreringen er beskrevet i neste seksjon av dette dokumentet. Geometrifaktoren (G) avhenger kun av hvordan aktiviteten er fordelt i bakken.

2.1 Relaksasjonsmassen per arealenheter

Når man utfører en måling med *in situ* gammaspespektrometri vil aktivitetsfordelingen i bakken ha mye å si. For ferskt nedfall kan det være rimelig å anta at mesteparten av aktiviteten befinner seg ved eller nær overflaten, mens for vanlig naturlige nuklider vil det være mer logisk å gå ut i fra at aktiviteten er

homogent fordelt og ikke har noen spesiell variasjon med dybde. Vanlig praksis er å anta en fordeling som avtar eksponentielt jo dypere man går. Parameteren β sier noe om hvor fort aktiviteten avtar, og kalles relaksasjonsmasse per arealenhet. I eldre litteratur vil man i stedet finne størrelsen α/ρ , som tilsvarer $1/\beta$. Sammenhengen mellom noen typiske verdier for β , α/ρ og tilsvarende dybdefordeling finnes i Tabell 1.

Tabell 1 Sammenheng mellom β , α/ρ og aktivitetsfordeling i bakken, for en typisk kjemisk komposisjon av jord med tetthet $1,6 \text{ g/cm}^3$.

$\beta \text{ (g/cm}^3\text{)}$	$\alpha/\rho \text{ (cm}^2\text{/g)}$	EkspONENTIELL dybdefordeling
∞	0	Uniform fordeling
16	0,0625	63 % av aktiviteten i øverste 10 cm
4,85	0,206	63 % av aktiviteten i øverste 3 cm
3,21	0,312	63 % av aktiviteten i øverste 2 cm
1,6	0,625	63 % av aktiviteten i øverste 1 cm
0,16	6,25	63 % av aktiviteten i øverste 1 mm
0	∞	Plankilde (kun overflaten)

Man kan approksimere β eksperimentelt ved å ta en dybdeprofil med jordcorer på målestedet. Ved å plote aktiviteten i hvert sjikt som funksjon av dybden z , kan man tilpasse målepunktene med en eksponentiell funksjon på formen $A(z) = a \exp(-bz)$ der a og b er tilpasningsparametre.

Dersom man antar at jordens massetetthet, ρ_s , er konstant for alle dyp vil aktiviteten være gitt ved

$$A(z) = A_0 \exp\left(-\frac{\rho_s \cdot z}{\beta}\right) \quad \text{Formel 4}$$

Her er A_0 aktiviteten ved overflaten, ρ_s er massetettheten, z er dybden og β er relaksasjonsmassen per arealenhet. Ved å bruke den tilpassede funksjonen for $A(z)$ sammen med Formel 4 følger det direkte at β kan anslås ved

$$\beta \cong \frac{\rho_s}{b} \quad \text{Formel 5}$$

Det finnes også metoder for hvordan β kan bestemmes direkte i felt, men disse er mer usikre enn en godt bestemt dybdeprofil. Sammenlikninger av de vanligste metodene er gjort i MacDonald et al (1996) og Tiancheng et al (2011), dog med noe forskjellig konklusjon.

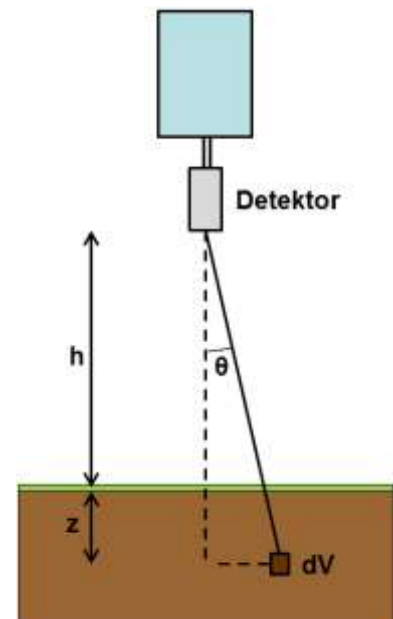
2.2 Geometrifaktoren

Strålingen som treffer detektoren vil avhenge av hvordan aktiviteten er fordelt i bakken. Ut av de tre størrelsene som inngår i uttrykket til kalibreringsfaktoren for *in situ* gammaspektrometri, beregnes geometrifaktoren, G , rent matematisk og uten noen form for kalibreringsmålinger. Faktoren vil avhenge av strålingsenergien, dybdefordelingen av aktiviteten, samt jordens kjemiske komposisjon og tetthet. Man skriver derfor ofte geometrifaktoren som $G(E, V)$ der E er strålingens energi og V beskriver kildens fordeling i bakken.

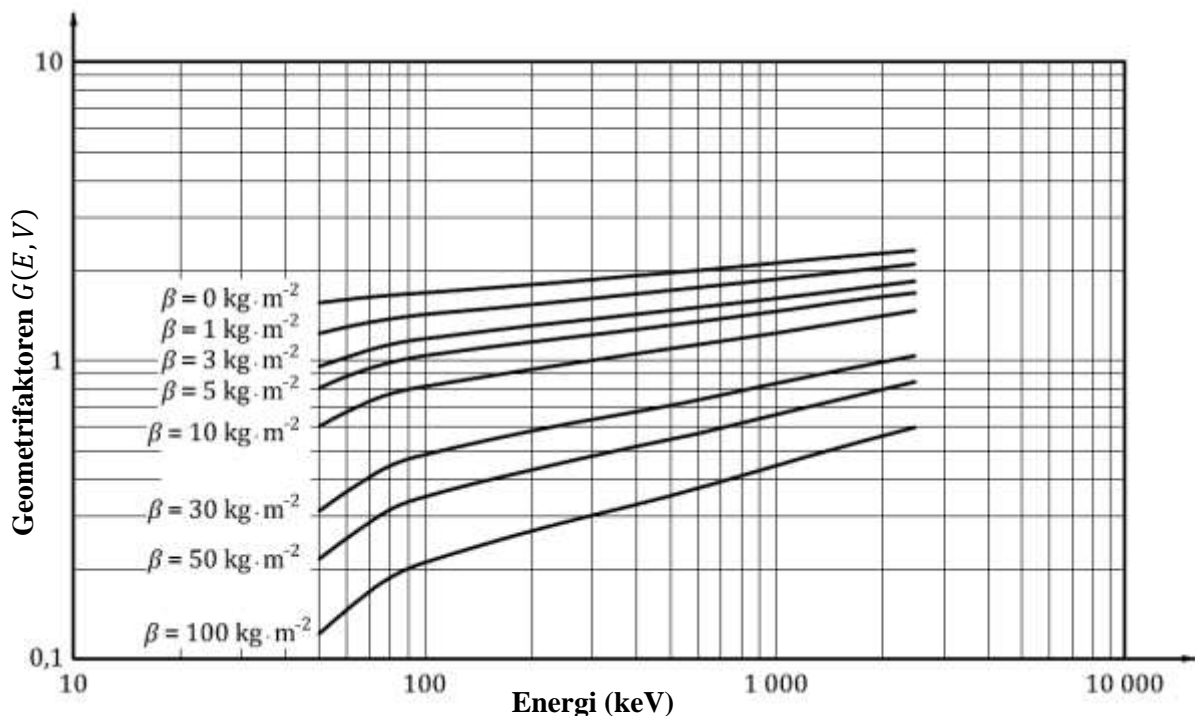
$G(E, V)$ kan beregnes ved å integrere strålingsbidraget fra hvert enkelt volumelement i bakken innenfor detektorens synsfelt (se Figur 2), noe som resulterer i veldig komplekse integraler. Det finnes også publiserte verdier for geometrifaktoren i litteraturen.

Figur 3 viser geometrifaktoren som funksjon av energi for ulike β . For en oversikt over sammenhengen mellom relaksasjonsmasse per arealenhed (β eller α/ρ) og dybdefordeling av aktivitet i bakken, se Tabell 1 på forrige side.

De matematiske modellene som brukes for å beregne $G(E, V)$ er beskrevet i Appendiks A.1. Flere tabellverdier, samt en figur som viser β som funksjon av energi for uniform kildefordeling ($\beta = \infty$), er inkludert i Appendiks B.1.



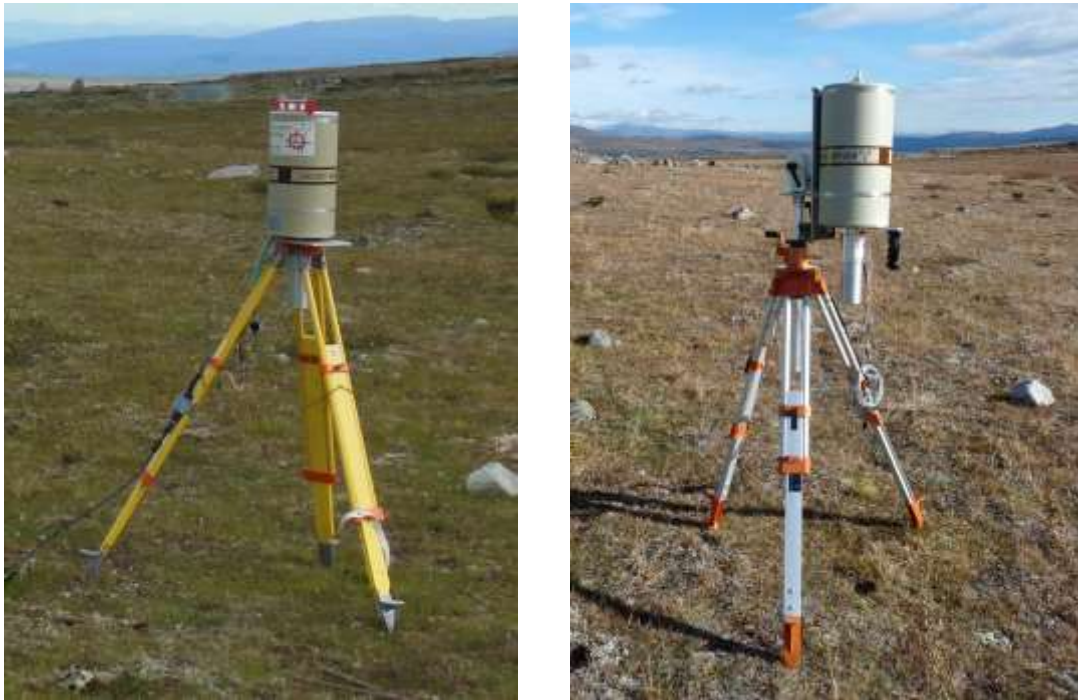
Figur 2 Typisk modell av kilde og detektor som kan brukes for å beregne fotonfluensen i detektorens posisjon for *in situ* målinger.



Figur 3 Geometrifaktoren som funksjon av energi for ulike verdier av β . Figuren er hentet fra ISO 18589-7:2013.

3 Materialer og metode for kalibrering

3.1 Detektorer, oppkobling og kontroll



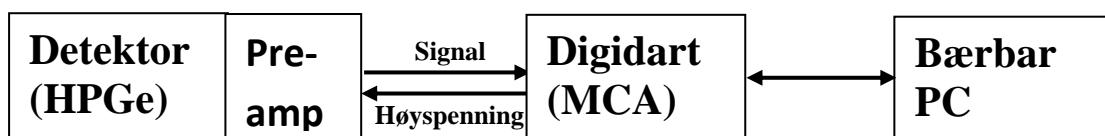
Figur 4 In Situ detektoroppsett med detektor P2 (til venstre) og detektor P3 (til høyre).

To portable koaksiale p-type HPGe-detektorer fra produsenten Ortec, kalt P2 og P3, ble i 2012/2013 kalibrert for *in situ* gammaspespektrometri. De to detektoroppsettene er avbildet i Figur 4, og teknisk informasjon om detektorene kan sees i Tabell 2.

Tabell 2 HPGe-detektorer som ble kalibrert for *In Situ* målinger. Krystalldimensjoner er basert på produsentens verdier.

ID	Modell	Serienr.	År	Relativ effektivitet	FWHM (keV)	Krystalldimensjoner	
						L (mm)	d (mm)
P2	GEM-30185	36-P11253B	1996	32 %	1,81	71,7	56,8
P3	GEM-30183	36-P11249B	1996	31 %	1,85	59,5	58,0

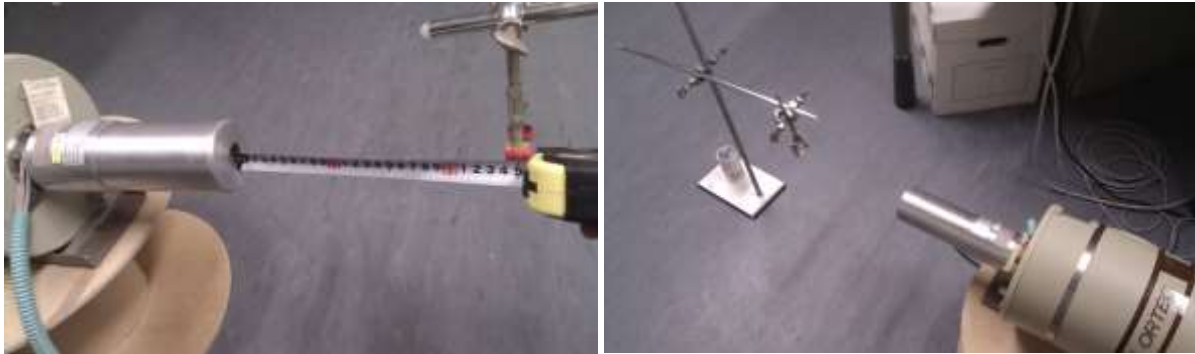
Detektorene ble koblet opp via en Ortec DigiDart portabel spektroskopienhet til en PC med Maestro programvare. Oppkobling og optimalisering av detektorparametere ble gjort i henhold til gjeldende instruksjer i det mobile laboratoriets kvalitetssystem. Figur 5 viser hvordan komponentene i detektorsystemet er koblet sammen.



Figur 5 Skjematisk oversikt over detektorsystemets komponenter.

Energikalibrering i Maestro ble gjort med topper fra Am-241, Cs-137 og K-40. Forsterkerens gain ble satt slik at fullenergitoppen til Cs-137 havnet i kanal 1985 +/- 3 og fullenergitoppen til K-40 havnet i kanal 4380 +/- 3. Det ble også sjekket at kanal 0 tilsvarte omtrent 0 keV etter kalibrering.

Detektorene ble kontrollert med et referanseoppsett (IEC, 2013), som innebærer å måle en kalibrert Co-60 punktkilde i 25 cm avstand fra detektorens endcap, se Figur 6. Parametere som ble overvåket var FWHM, peak shape, relativ effektivitet og peak-to-compton ratio. Ingen signifikante avvik i disse parameterne ble registrert under kalibreringsprosessen.



Figur 6 Referanseoppsett for konstanskontroll av detektoren med en ⁶⁰Co-punktkilde.

3.2 Kilder brukt til kalibreringen

Kalibrering av portabel HPGe-detektor til *In situ* målinger ble gjort ved hjelp av punktkilder av enkelt nuklider med et bredt spekter av energier. Denne kalibreringsmetoden ble først utviklet av Beck et al (1972).

En liste over nuklider og aktiviteter som ble brukt til kalibreringen i 2012/2013 kan sees i Tabell 3. Relativ usikkerhet i aktiviteten på referansedato ble oppgitt av produsenten til å være 3 % ved 2σ .

Tabell 3 Nuklider brukt til kalibrering av portabel HPGe for *in situ* målinger i 2012.

Nuklide	T _{1/2} (d)	Energi (keV)	I(γ)	Ref. dato	Aktivitet ved ref. dato (Bq)
Am-241	158007	59,54	0,3592	01.04.2012	388000
Co-57	271,8	122,06	0,8551	28.02.2012	344470
Ba-133	3849,7	356,01	0,6205	01.04.2012	417000
Cs-137	10976	661,66	0,8499	28.02.2012	350390
Co-60	1925,3	1173,23	0,9985	01.04.2012	425000
		1332,49	0,999826	01.04.2012	425000

3.3 Kalibrering for normalrespons

Normalresponsfaktoren η_0 beskriver detektorens fullenergieeffektivitet for normalt innfallende stråling (parallelt med detektoraksen). Den er definert matematisk ved:

$$\eta_0 = \frac{(n_g - n_b)/t}{\Phi} \quad \text{Formel 6}$$

I Formel 6 er n_g telleraten i fullenergitoppen i spekteret, n_b er telleraten i en eventuell bakgrunnstopp, og t er effektiv måletid. For de aller fleste kalibreringsmålinger vil n_b kunne antas å være neglisjerbar. Detektorfluensen Φ beskriver andelen av fotoner fra kilden som rent geometrisk vil treffe detektorkrystallen. For fotoner med energi E har man at

$$\Phi = \frac{a_K \cdot p}{4\pi r^2} \quad \text{Formel 7}$$

I denne formelen er a_K kildens aktivitet ved måletidspunktet, p er emisjonssannsynligheten for det aktuelle gammafotonet, og r er den effektive avstanden mellom kilden og interaksjonssenteret i detektorkrystallen, som vil avhenge av fotonenergien i henhold til Formel 8.

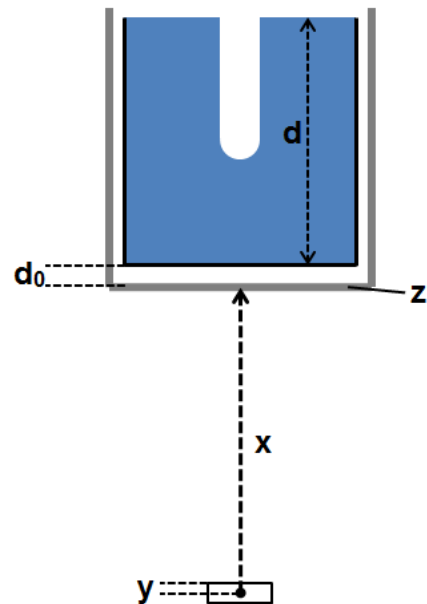
$$r = \begin{cases} x + d_0 + z & \text{for } E < 100 \text{ keV} \\ x + d_0 + z + \frac{d}{2} & \text{for } E > 1000 \text{ keV} \\ x + d_0 + z + \frac{1}{\mu} \cdot \frac{1 - e^{-\mu d}(\mu d + 1)}{1 - e^{-\mu d}} & \text{for } 100 \text{ keV} < E < 1000 \text{ keV} \end{cases} \quad \text{Formel 8}$$

x er avstand mellom kilden og detektoroverflaten, d_0 er distansen mellom endcap og krystallen, z er endcap'ens tykkelse, d er krystallens lengde og μ er lineærattenuerings-koeffisienten for germanium ved den aktuelle fotonenergien.

I noen tilfeller er det hensiktsmessig å ta hensyn til fotonets attenuering i luften og kildekapslingen. Formel 7 bør dermed skrives om til følgende uttrykk:

$$\Phi = \frac{a_K \cdot p}{4\pi r^2} e^{-\mu_a x} e^{-\mu_s y} \quad \text{Formel 9}$$

μ_a og μ_s er henholdsvis lineærattenuasjonskoeffisienten for luft og kildens kapslingsmateriale, x er avstanden mellom kilden og detektorens endcap, og y er tykkelsen på kildens skjerming. En illustrasjon av de ulike geometriparameterne som inngår i de foregående formlene kan sees i Figur 7.



Figur 7 Avstander brukt til kalibrering for detektorens respons ved normal innsidens til fotoner med ulik energi. Figuren har ikke riktig størrelsesforhold.

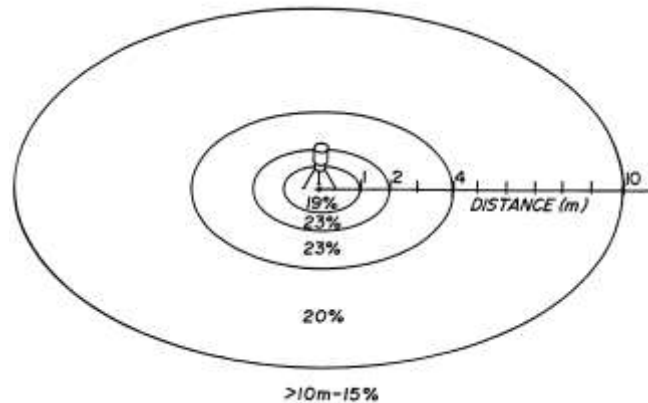


Figur 8 Oppsett for måling av detektorens respons ved normal insidens. En distanse på 100 cm mellom punktkildens og detektorens overflatens ble målt opp ved hjelp av en vektet snor festet midt på endcap.

Figur 8 viser oppsettet for å utføre kalibreringsmålinger for detektorens normalrespons. I praksis måles detektorens normalrespons ved hjelp av punktkilder som plasseres rett under detektoren i minst 1 meters avstand fra detektorkrystallens effektive midtpunkt. Dermed kan man anta at fotonene inntreffer på krystallen parallelt med detektoraksen. En 100 cm lang snor med en mutter i enden ble brukt for å måle denne distansen (se nærbildene til høyre i figuren). Mutteren ble fjernet fra kilde-detektor-aksen under målingene for å unngå forstyrrelser.

For hver aktuelle nuklide og fotonenergi ble kilden målt til det var minimum 10 000 tellinger i fullenergitoppen, og W ble beregnet ved hjelp av formlene på forrige side. Til slutt ble η_0 plottet som funksjon av fotonenergi. Et regneark ble laget for å assistere med beregningene under kalibreringsrunden 2012/2013.

3.4 Kalibrering for vinkelkorreksjon



Figur 9 Relativt bidrag til detektorens respons for 661,7 keV fotoner fra ^{137}Cs i ulike avstander fra detektoren.

Figur 9 viser et eksempel på arealfordelingen av gammafotoner som treffer detektoren for nylig deponert Cs-137. Det utgår fra denne figuren at det må tas hensyn til stråling som treffer detektoren fra ulike vinkler. Faktoren W korrigerer for detektorens vinkelrespons, og er teoretisk gitt ved:

$$W = \int_{0^{\circ}}^{90^{\circ}} \frac{\eta(\theta)}{\eta_0} \cdot \frac{\Phi(\theta)}{\Phi_0} d\theta \quad \text{Formel 10}$$

$\eta(\theta)$ er detektorens effektivitet for fotoner som inntreffer i en vinkel θ (se Figur 10 på neste side), η_0 er detektorens effektivitet for fotoner ved $\theta = 0^{\circ}$ (tilsvarende normalrespons gitt av Formel 6), $\Phi(\theta)$ representerer fluensen i detektorens posisjon fra en kilde ved vinkel θ , Φ_0 er beregnet fluens i detektorens posisjon for en kilde ved vinkel $\theta = 0^{\circ}$. Forholdet $\eta(\theta)/\eta_0$ er altså relativ respons i vinkel θ i forhold til detektorens respons ved vinkel 0° , og tilsvarende er $\Phi(\theta)/\Phi_0$ relativ fluens ved vinkel θ i forhold til fluensen ved vinkel 0° . Ved å integrere over alle vinkler fra 0° til 90° får man en korreksjon som kan brukes til å beregne et mål på detektorens totale respons til strålingen fra en «uendelig» flatefordelt kilde.

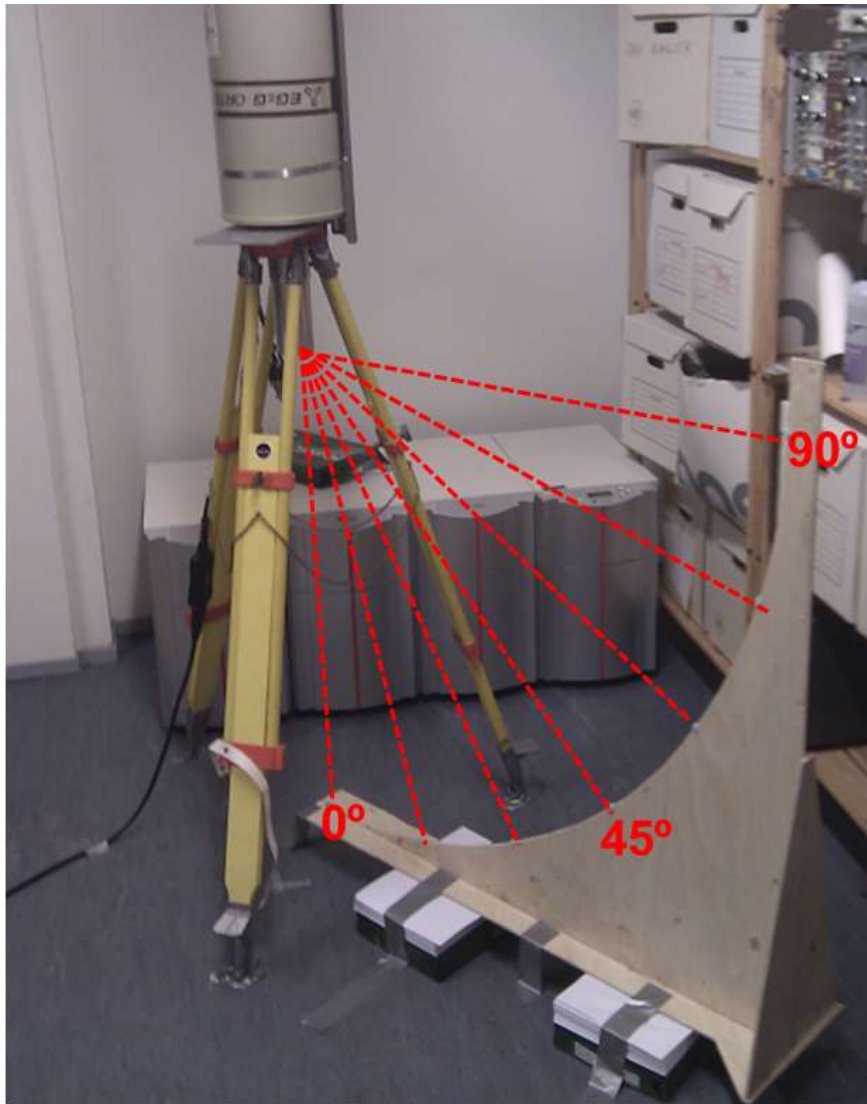
Det går i praksis ikke an å utlede et eksplisitt uttrykk for $\eta(\theta)$, og integralet Formel 10 må derfor løses numerisk. Dette gjøres ved å måle $\eta(\theta)$ i totalt M ulike vinkler, og approksimere W ved følgende:

$$W = \sum_{m=1}^M k_m \cdot \frac{\Phi_m}{\Phi_0} \quad \text{Formel 11}$$

Den relative detektorresponsen $k_m = \eta_m/\eta_0$ måles eksperimentelt som funksjon av energi for hver vinkel m , mens den relative fluensen Φ_m/Φ_0 enten må beregnes eller hentes fra tabellverk.

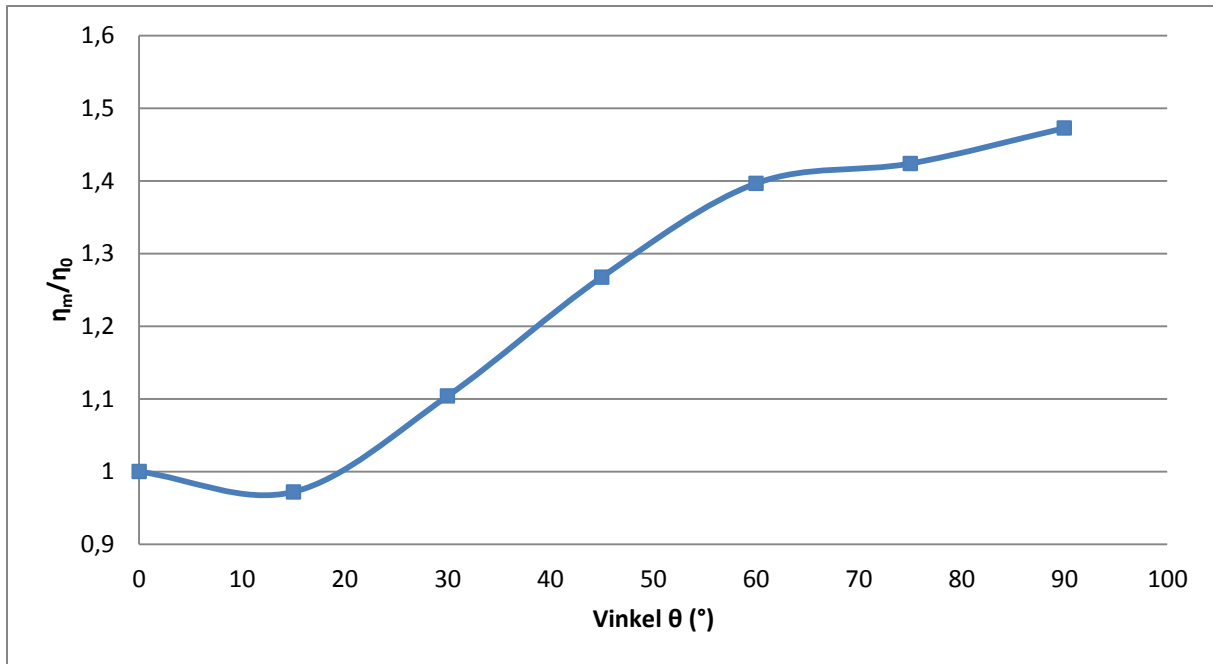
Figur 10 på neste side viser det eksperimentelle oppsettet for å måle $R_f(\theta)$ for ulike vinkler ved hjelp av en spesiellaget bue som har markeringer for plassering av punktkilde hver 15° . Dette er noe grovere enn anbefalingen i ISO 18589-7:2013 om måling med en oppløsning på minst 10° .

Det er viktig å understreke at vinkelresponsen også avhenger av aktivitetens dybdefordeling. Denne antas å være eksponentielt avtagende med dybde, og er definert ved hjelp av parameteren α/ρ , også kalt relaksasjonslengden. Sammenhengen mellom relaksasjonslengden og aktivitetsfordelingen i bakken kan sees i Tabell 1. For kalibreringene beskrevet i denne rapporten har R_f/R_0 blitt beregnet eksplisitt for 3 tilfeller: $\beta = 0$, $\beta = 4,85$, og $\beta = \infty$.



Figur 10 Oppsett for å bestemme detektorens relative vinkelrespons. Det er 97 cm mellom detektorens endcap og punktkilden som brukes til kalibrering.

Den praktiske beregningen av W ble utført ved først å måle punktkildene listet i Tabell 3 i vinkler på 0° , 15° , 30° , 45° , 60° , 75° og 90° relativ til detektoraksen, til det var minimum 10 000 tellinger i alle fullenergitopper av interesse. Relativ respons som funksjon av vinkel, $\eta(\theta)/\eta_0$, ble regnet ut og plottet for hver enkelt nuklide (se eksempel i Figur 11).



Figur 11 Plott av η_m/η_0 som funksjon av θ for 122 keV-toppen til ^{57}Co på detektor P2.

For hver fotonenergi E beregnes W ved å ta verdien for $k_m = \eta_m/\eta_0$ midt mellom målingene for de ulike vinklene (i dette tilfellet ved $7,5^\circ$, $22,5^\circ$ osv.), samt bruke formelverk eller tabellverdier for å anslå verdien av Φ_m/Φ_0 ved aktuell θ og fotonenergi. Deretter brukes Formel 10 til å summere produktet av η_m/η_0 og Φ_m/Φ_0 for samtlige vinkler.

Matematiske modeller for teoretisk beregning av Φ_m/Φ_0 finnes i Appendiks A.2, og noen vanlige tabellverdier er vist i Appendiks B.2. For mer informasjon om beregning av W samt regneeksempler, se Miller og Shebell (1993) og ISO 18589-7:2013.

3.5 Usikkerhet i kalibreringen

Beregning av måleusikkerhet er gjort i tråd med GUM og ISO 18589-7.

Normalresponsfaktoren

Normalresponsfaktoren η_0 er gitt ved Formel 6. Signifikante bidrag til usikkerheten i η_0 er:

- Kalibreringskildenes aktivitet, $u(a_K)$.
- Statistisk usikkerhet i netto telletall i fullenergitoppen, $u(n_g)$
- Distansen mellom kilden og detektoren, $u(r)$.
- Usikkerhet i kurvetilpasning av effektivitet som funksjon av energi, $u(\text{fit}_{\eta_0})$.

Usikkerhet i aktiviteten til kalibreringskildene står opplyst i kalibreringssertifikat fra produsenten.

Den statistiske usikkerheten i netto telletall vil være Poissonfordelt og kan beregnes fra den aktuelle analysen.

Usikkerhet i distansen mellom kilden og detektoren er antatt å tilsvare et maksimalt feilutslag ± 1 cm i parameteren r . Dersom man antar et maksimalt avvik på Δr vil man ha at $u(r) = \Delta r / \sqrt{3}$.

Usikkerhet i kurvetilpasninger beregnes generelt som standardfeilen i estimatet (Bevington & Robinson, 2002):

$$u(\text{fit}_{\eta_0}) = \sqrt{\frac{\sum_i (\eta_{0,i} - \hat{\eta}_{0,i})^2}{n - m}} \quad \text{Formel 12}$$

der $\eta_{0,i}$ er den empiriske verdien for effektiviteten til gammalinje i , $\hat{\eta}_{0,i}$ er estimatet av den samme effektiviteten fra kurvetilpasningen, n er antall målepunkter brukt til å tilpasse kurven og m er antall parametere i tilpasningsformelen.

Den relative kombinerte standard usikkerheten i normalresponsfaktoren er da gitt ved:

$$u_{rel}(\eta_0) = \sqrt{u_{rel}^2(R(E)) + u_{rel}^2(n_g) + 2 \cdot u_{rel}^2(r) + u_{rel}^2(\text{fit}_{\eta_0})} \quad \text{Formel 13}$$

Den relative usikkerheten i detektor-kilde-avstanden ganges med to siden r er kvadrert i uttrykket for η_0 (Formel 6).

Vinkelkorreksjonsfaktoren

For vinkelkorreksjonsfaktoren vil usikkerheten i hovedsak avhenge av tre ting:

- Usikkerhet i relativ vinkelrespons, $u(k_m)$
- Usikkerhet i kurvetilpasning $u(\text{fit}_W)$
- Forplantet usikkerhet fra bestemmelse av relaksasjonsmassen per arealenhet $u(W_\beta)$

Den relative usikkerheten i relativ vinkelrespons, k_m , beregnes på bakgrunn av usikkerhetene i netto telletall for stråling fra vinklene m og 0° .

$$u_{rel}(k_m) = \sqrt{u_{rel}^2(n_m) + u_{rel}^2(n_0)} \quad \text{Formel 14}$$

Største verdi for $u_{rel}(k_m)$ ved den aktuelle energien brukes i videre beregninger.

Usikkerhet i kurvetilpasning er gitt ved et uttrykk tilsvarende Formel 12:

$$u(\text{fit}_W) = \sqrt{\frac{\sum_i (W_i - \hat{W}_i)^2}{n - m}} \quad \text{Formel 15}$$

der W_i er målt verdi for vinkelkorreksjonsfaktoren ved energi i og \hat{W}_i er estimatet for samme energi, n er antall energier brukt i tilpasningen og m er antall tilpasningsparametere.

Bidraget fra usikkerhet i bestemmelse av relaksasjonsmassen per arealenhet bestemmes på bakgrunn av høyeste og laveste mulige verdi for β . Dersom man antar at minste mulige verdi for relaksasjonsmassen er β_- og høyeste mulige verdi er β_+ kan man skrive usikkerheten som:

$$u(W_\beta) = \frac{W(\beta_-) - W(\beta_+)}{\sqrt{12}} \quad \text{Formel 16}$$

Det antas her en firkantfordeling. Den totale relative standard usikkerheten i W er gitt ved:

$$u_{rel}(W) = \sqrt{u_{rel}^2(k_m) + u_{rel}^2(\text{fit}_W) + u_{rel}^2(W_\beta)} \quad \text{Formel 17}$$

Geometrifaktoren

Usikkerheten i geometrifaktoren avhenger i all hovedsak kun av usikkerhet i relaksasjonsmassen per arealenhet. Dersom man antar at minste mulige verdi for relaksasjonsmassen er β_- og høyeste mulige verdi er β_+ kan man skrive usikkerheten tilsvarende som i Formel 16.

$$u(G_\beta) = \frac{G(\beta_-) - G(\beta_+)}{\sqrt{12}} \quad \text{Formel 18}$$

Det antas her en firkantfordeling.

Videre vil fra usikkerheten i beregningen av masseattenuasjonskoeffisienten for jord, μ_S/ρ_S , kunne gi et signifikant bidra til usikkerheten i G for tilfeller der β ellers er godt bestemt. Denne usikkerheten, betegnet ved $u_{rel}(G_\mu)$, må beregnes eksperimentelt og vil som oftest variere fra 0-1,5 % avhengig av dybdefordelingen i bakken.

Den relative kombinerte usikkerheten i geometrifaktoren kan dermed skrives:

$$u_{rel}(G) = \sqrt{u_{rel}^2(G_\beta) + u_{rel}^2(G_\mu)} \quad \text{Formel 19}$$

Total usikkerhet i kalibreringen

Den relative kombinerte standard usikkerheten i kalibreringsfaktoren er gitt ved:

$$u_{rel}(\varepsilon) = \sqrt{u_{rel}^2(\eta_0) + u_{rel}^2(W) + u_{rel}^2(G)} \quad \text{Formel 20}$$

De individuelle usikkerhetene er gitt på bakgrunn av henholdsvis Formel 13, Formel 17 og Formel 19.

4 Resultater fra kalibreringen

4.1 Normalresponsfaktoren

Bregnede verdier for normalresponsfaktoren til detektor P2 og P3 finnes i henholdsvis Tabell 4 og Tabell 5. Verdiene er regnet ut ved hjelp av Formel 6.

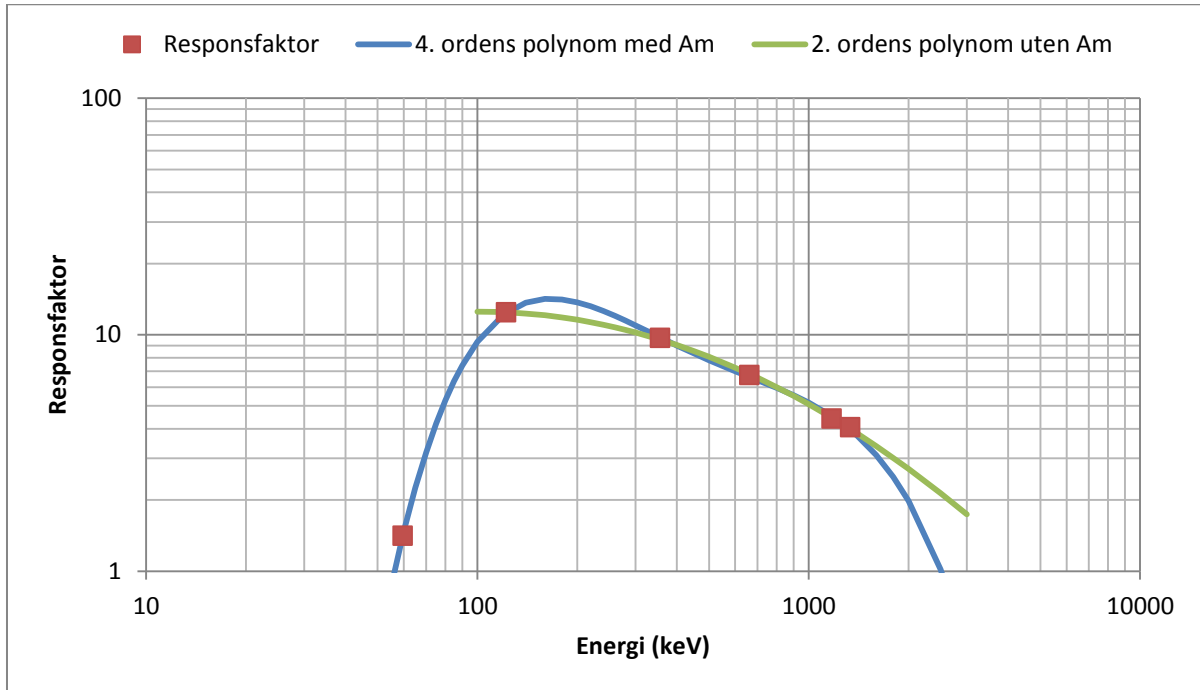
Tabell 4 Normalresponsfaktor og usikkerhet beregnet for detektor P2.

Nuklide	Energi (keV)	η_0 (cm²)	$\pm 1\sigma$
Am-241	59,54	1,41	4,0 %
Co-57	122,06	12,4	2,4 %
Ba-133	356,01	9,67	2,3 %
Cs-137	661,66	6,73	2,3 %
Co-60	1173,23	4,42	2,3 %
	1332,49	4,05	2,3 %

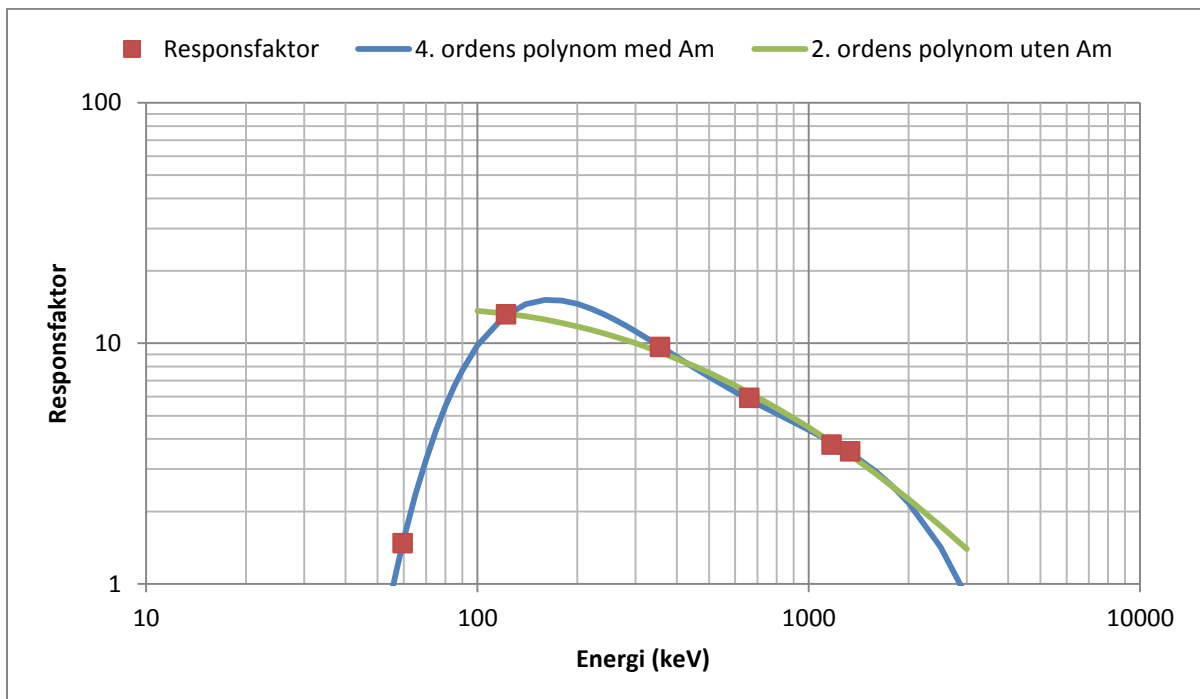
Tabell 5 Normalresponsfaktor og usikkerhet beregnet for detektor P3.

Nuklide	Energi (keV)	η_0 (cm²)	$\pm 1\sigma$
Am-241	59,54	1,47	4,0 %
Co-57	122,06	13,2	2,7 %
Ba-133	356,01	9,63	2,4 %
Cs-137	661,66	5,92	2,3 %
Co-60	1173,23	3,79	2,5 %
	1332,49	3,55	2,4 %

Figur 12 og Figur 13 viser plott av normalresponsfaktoren som funksjon av energi for henholdsvis detektor P2 og detektor P3. Vanlige lineære polynomer har blitt tilpasset målepunktene.



Figur 12 Plott av normalresponsfaktor som funksjon av energi for detektor P2.



Figur 13 Plott av normalresponsfaktor som funksjon av energi for detektor P3.

4.2 Vinkelkorreksjonsfaktoren

Tabell 6 viser beregnede verdier for k_m for detektor P2. Relativ standard usikkerhet i k_m er ca. 2,7 % for vinklene 15° til 90°, bortsett fra for Am-241 der den er 5 %.

Tabell 6 Beregnede k_m -verdier for detektor P2.

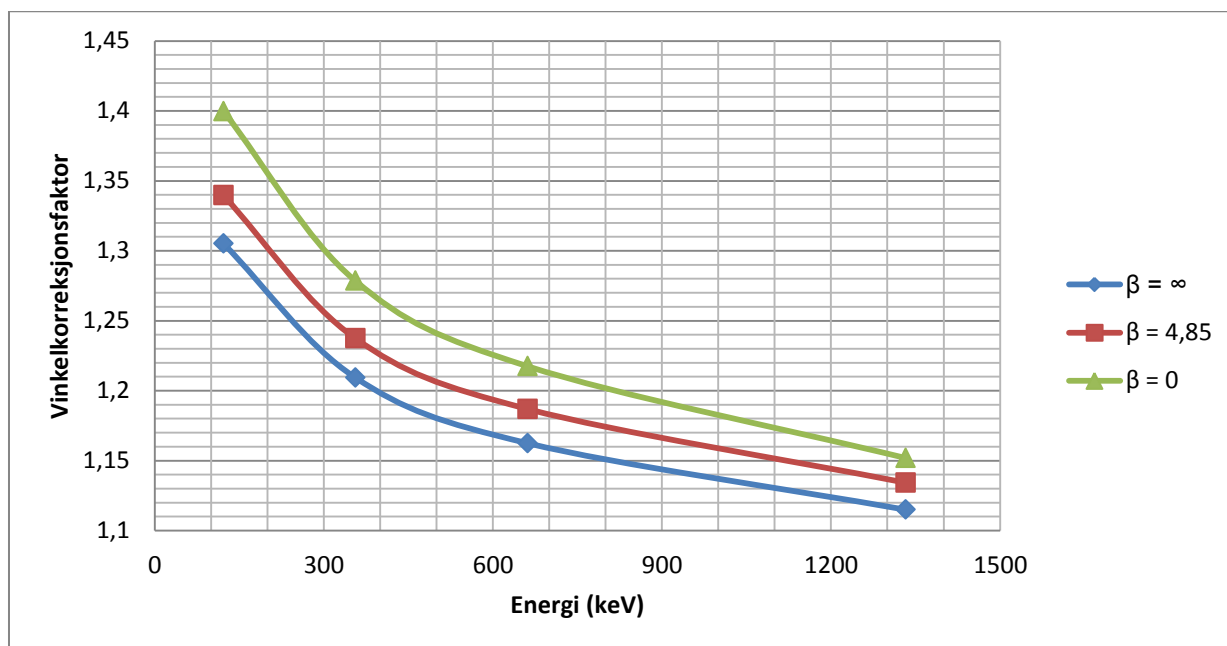
Nuklide	Energi (keV)	$k_m = \eta_m/\eta_0$						
		0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
Am-241	59,54	1	0,937	0,755	0,972	1,367	1,854	2,159
Co-57	122,06	1	0,972	1,104	1,267	1,396	1,424	1,473
Ba-133	356,01	1	1,003	1,076	1,174	1,237	1,316	1,315
Cs-137	661,66	1	0,997	1,050	1,141	1,186	1,236	1,248
Co-60	1173,23	1	1,017	1,034	1,115	1,147	1,147	1,254
	1332,49	1	1,013	1,036	1,092	1,136	1,161	1,170

Tabell 7 viser beregnede verdier for k_m for detektor P2. Relativ standard usikkerhet i k_m er ca. 2,5 % for vinklene 15° til 90°, bortsett fra for Am-241 der den er 10 %.

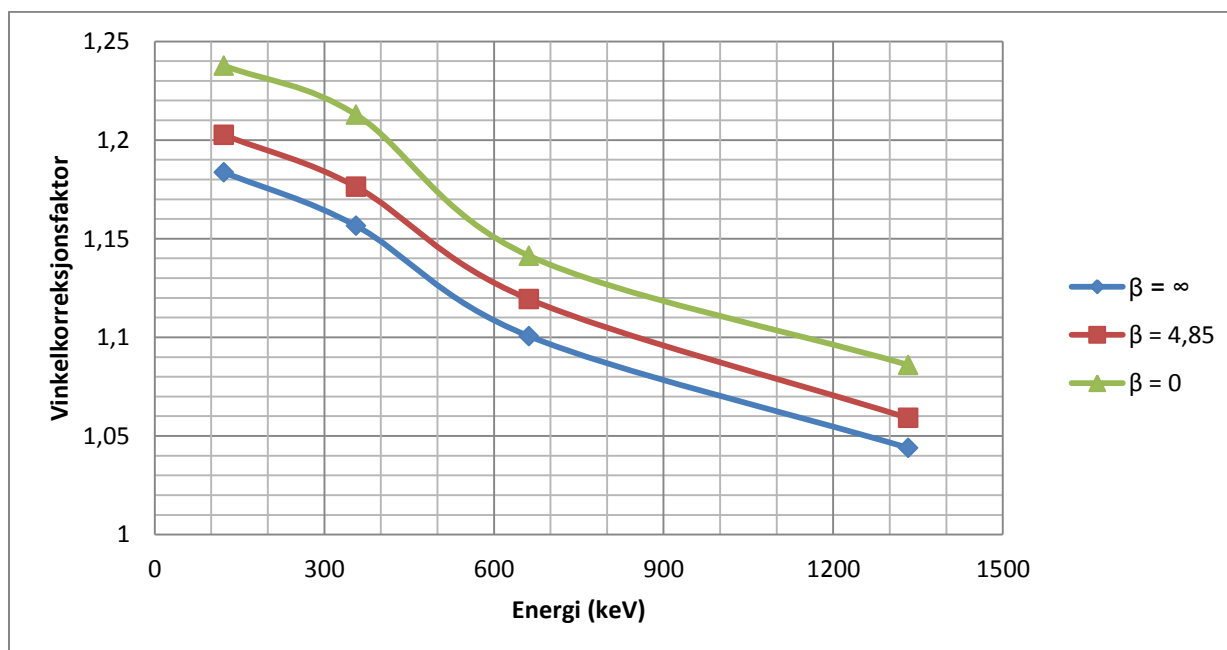
Tabell 7 Beregnede k_m -verdier for detektor P3.

Nuklide	Energi (keV)	$k_m = \eta_m/\eta_0$						
		0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
Am-241	59,54	1	0,954	0,654	0,684	0,997	1,176	1,530
Co-57	122,06	1	1,013	1,085	1,151	1,247	1,235	1,295
Ba-133	356,01	1	1,026	1,082	1,128	1,169	1,216	1,265
Cs-137	661,66	1	0,993	1,031	1,062	1,113	1,169	1,156
Co-60	1173,23	1	1,029	1,070	1,105	1,127	1,113	1,161
	1332,49	1	0,985	1,025	1,014	1,050	1,058	1,137

Figur 14 og Figur 15 viser kurver for vinkelkorreksjonsfaktoren for henholdsvis detektor P2 og detektor P3 for noen ulike verdier av β . Det er av praktiske årsaker valgt ikke å inkludere Am-241 i kurvene.



Figur 14 Vinkelkorreksjonsfaktoren som funksjon av fotonenergi for detektor P2.



Figur 15 Vinkelkorreksjonsfaktoren som funksjon av fotonenergi for detektor P3.

4.3 Regneeksempel for usikkerhetsberegning

Anta at kalibreringsfaktoren med usikkerhet skal beregnes for en *in situ* måling av Cs-137 gjort med detektor P2. Beste estimat for β er at den ligger mellom 1 g/cm² og 3 g/cm².

Begynner med å regne ut normalresponsfaktoren med usikkerhet. Beregnede verdier for detektor P2 er gitt i Tabell 4, og for Cs-137 ser man at

$$\eta_0 = 6,73 \text{ cm}^2 \pm 2,3 \%$$

Det er i dette tilfellet ikke nødvendig å inkludere usikkerhet i kurvetilpasning da η_0 har blitt beregnet direkte for denne nukliden, så $u(\text{fit}_{\eta_0}) = 0$.

For vinkelkorreksjonsfaktoren blir utregningen noe mer komplisert. Figur 14 kan brukes til å anslå verdien til W , men matematisk beregning ved hjelp av Formel 11 vil være mer nøyaktig. Verdier for β mellom 1 g/cm² og 3 g/cm² tilsvarer W mellom 1,1912 og 1,202, med middelvei 1,20.

Usikkerheten i dette tilfellet vil avhenge av de forplantede usikkerhetene i k_m og β , samt usikkerhet i kurvetilpasning. Fra Tabell 6 fremgår det at $u_{rel}(k_m)$ er 2,7 % for energier over 120 keV. For kurvetilpasningen er usikkerheten gitt ved standardfeilen til estimatet (se eksempelet i Formel 12), og i dette tilfellet er $u_{rel}(\text{fit}_W) = 0,3 \%$. Usikkerheten forplantet fra β kan regnes ut ved Formel 16, med resultat 0,003 eller ca. 0,3 %.

Totalt blir $u_{rel}(W) = 2,8 \%$, regnet ut ved hjelp av Formel 17. Vinkelkorreksjonen er dermed lik

$$W = 1,20 \pm 2,8 \%$$

Geometrifaktoren vil variere mellom 0,7695 og 1,1604 for de aktuelle β -verdiene. Dette gir en middelvei på $G = 0,965$ med usikkerhet $u(G_\beta) = 0,113$ ved bruk av Formel 18. I dette tilfellet kan usikkerhet i tilnærmingen av μ_S/ρ_S antas å være neglisjerbar, og geometrifaktoren med usikkerhet kan dermed beregnes til

$$G = 0,965 \pm 11,7 \%$$

Kalibreringsfaktoren for denne *in situ* målingen beregnes fra Formel 3:

$$\varepsilon = \eta_0 \cdot W \cdot G = 6,73 \text{ cm}^{-2} \cdot 1,20 \cdot 0,965 = 7,79 \text{ cm}^{-2}$$

Med total relativ kombinert usikkerhet gitt ved Formel 20:

$$u_{rel}(\varepsilon) = \sqrt{(2,3 \%)^2 + (2,8 \%)^2 + (11,7 \%)^2} = 12,2 \%$$

Det endelige resultatet for kalibreringsfaktoren kan da skrives

$$\varepsilon = \underline{7,8 \pm 1,0 \text{ cm}^2}$$

Usikkerheten er her angitt ved ett standardavvik. Det er viktig å bemerke at i dette tilfellet står geometrifaktoren for nesten hele usikkerheten, men dette vil variere fra måling til måling.

5 Validering av kalibreringen

Selv om tradisjonelle HPGe-kalibreringer enkelt kan valideres med sertifiserte multinuklideløsninger, er det ikke like trivielt å validere responsfunksjonen fra HPGe *In Situ* kalibrering. Dette ville i så fall krevd en referanseoverflate med svært godt kjente konsentrasjoner av ulike radionuklider, noe som i praksis er svært vanskelig å få til. I stedet er det gjort to ulike sammenlikninger: Kalibreringsfaktorene er sammenliknet med generiske tabellverdier, og i tillegg er resultater fra målinger gjort ved hjelp av *In Situ* gammaspektrometri sammenliknet med resultater fra prøvetaking ved samme lokasjon.

5.1 Sammenlikning med tabellverdier

En anerkjent artikkel av Helfer og Miller (1988) oppgir generiske kalibreringsfaktorer for ulike typer detektorer, basert på relativ effektivitet og krystallstørrelse (lengde/diameter).

Tabell 8 Sammenlikning av målte og tabulerte verdier for vinkelkorreksjonsfaktoren W , antatt en kilde med $\beta = 0$.

Energi	Detektor P2 (L/d = 1,26)		Detektor P3 (L/d = 1,03)	
	Målt	H&M	Målt	H&M
300 keV	1,30	1,28	1,22	1,01
700 keV	1,21	1,20	1,14	1,09
1000 keV	1,18	1,18	1,11	1,00

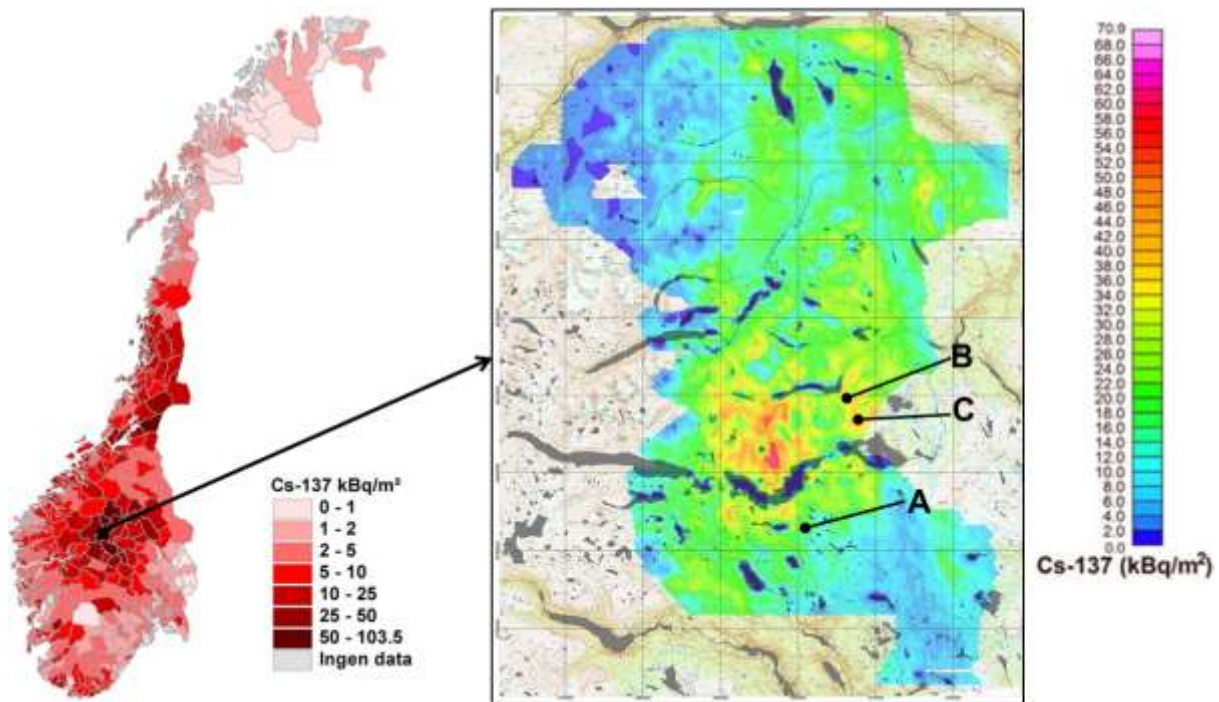
I artikkelen av Helfer og Miller oppgis det verdier for R_0/A_s i enheter $\text{cpm/Bq}\cdot\text{m}^{-2}$ som tilsvarer produktet mellom normalresponsfaktoren og kildegeometrifaktoren for et gitt foton. For å kunne sammenlikne verdiene er responsfaktorene fra artikkelen omregnet til normalrespons på samme form som de beregnede verdiene i kalibreringen. Det er approksimert at relativ effektivitet er 32 % for begge detektorene.

Tabell 9 Sammenlikning av normalresponsfaktorer med tabellverdier fra Helfner & Miller.

Energi	Normalresponsfaktor (cps per $\text{Bq cm}^{-2} \text{ s}$)		
	Detektor P2	Detektor P3	H&M
364 keV	9,5	9,5	9,6
662 keV	6,7	5,9	6,0
1333 keV	4,1	3,6	3,8

Resultatene viser god overensstemmelse mellom nominelle og eksperimentelt bestemte verdier, gitt de antakelsene som er gjort om detektorenes effektivitet og krystalldimensjoner.

5.2 Sammenlikning med prøvetakingsmålinger



Figur 16 Kart over lokasjoner brukt til sammenlikningsmålinger mellom *In Situ* gammaspesktrometri og prøvetaking. Kilde: NRPA og NGU.

Som en del av valideringen ble det utført *in situ* målinger med begge detektoroppsettene (se Figur 4) ved kjente lokasjoner i Jotunheimen der det tidligere har blitt gjort vurderinger av aktivitetskonsentrasjon av Cs-137 i bakken ved prøvetaking. I tillegg er dybdefordelingen i bakken kjent. Et kart over lokasjonene som ble brukt kan sees i Figur 16, og resultater fra målingene finnes i Tabell 10. Resultatene viser god overensstemmelse mellom målinger basert på prøvetaking og *In Situ* gammaspesktrometri, samt mellom *In Situ* målinger gjort med P2 og P3.

Tabell 10 Resultater for aktivitetskonsentrasjon for Cs-137 (kBq/m²) på tre kjente lokasjoner målt med to ulike detektorer *In Situ* samt via prøvetaking. Usikkerheter i verdiene er angitt ved ett standardavvik.

Lokasjon	Prøvetaking (kBq/m ²)	<i>In Situ</i> P2 (kBq/m ²)	<i>In Situ</i> P3 (kBq/m ²)
A. Stryta	28 ± 4	24 ± 3	-
B. Oskampen	83 ± 6	63 ± 6	71 ± 7
C. Buhø	82 ± 5	78 ± 8	86 ± 9

6 Konklusjoner og videre arbeid

Resultatene og validering av disse viser at *in situ* gammaspektrometri er en svært god måleteknikk for hurtig og enkelt å kunne bestemme aktivitetskonsentrasjoner i bakken, med applikasjoner fra overvåkning til beredskap. Det er samtidig verdt å nevne at de matematiske modellene som er bruk er antatt en «uendelig» flatefordelt kilde. Kalibreringen ser altså ut til å være vellykket, men det er også rom for å forbedre metodene, for å redusere tidsbruk samt øke nøyaktigheten i målingene ved blant annet å se på modeller for begrensede flater.

Fremtidige kalibreringsprosesser kan effektiviseres ved å bruke en enkel Eu-152 punktkilde med aktivitet 10 μCi til kalibreringsmålingene i stedet for individuelle punktkilder. Dette vil redusere tidsbruken betraktelig, og gi en kalibreringskurve fra 120 keV til 1408 keV.

Flere av modellene som inngår i kalibreringsfaktoren er svært kompliserte, og det er derfor hensiktsmessig å se på datarutiner samt matematiske metoder for å assistere i beregningene. Et dataverktøy har derfor blitt utviklet ved strålevernet, parallelt med resten av arbeidet som inngår i denne rapporten. Programmet, som har fått navnet InSiCal (*In Situ* Calibration), er en ren kalkulator for beregning av kalibreringsfaktorer med usikkerhet.

Matematiske kalibreringer basert på Monte Carlo beregninger kan brukes for å beregne alle kalibreringsstørrelsene uten bruk av kilder. Eventuelt går det an å bruke efficiency transfer-metoder for en semi-empirisk beregning av kalibreringsfaktorene, der vinkelresponsen beregnes matematisk. Selv om det med en slik metode vil bli noe høyere usikkerhet i k_m -verdiene sammenliknet med punktkildemålinger, vil det totale bidraget i usikkerhet fra Vinkelkorreksjonsfaktoren har uansett ikke veldig stor innvirkning på det endelige måleresultatet (MacDonald et al, 1998).

Det er også en mulighet for fremtiden å se på andre modeller for kildefordelingen i bakken, og dermed få en større nøyaktighet i målingen enn bare å anta en ren eksponentiell fordeling. En Gaussisk aktivitetsfordeling ble foreslått allerede for 20 år siden av Korun et al (1994). I doktoravhandlingen til Jonas Boson (2008) modelleres aktivitetsfordelingen i bakken i tre uavhengige sjikt. En spesialversjon av EFFTRAN (Vidmar, 2005) er også under utvikling – når den er ferdig vil den inneholde beregning av aktivitetsfordeling i bakken med inntil 10 sjikt, samt matematisk beregning av k_m -verdier til vinkelkorreksjonsfaktoren.

7 Referanseliste

- Beck, H.L., DeCampo, J., Gogolak, C., 1972. *In situ* Ge(Li) and NaI(Tl) gamma-ray spectrometry, HASL-258, Health and Safety Laboratory, U.S. Atomic Energy Commission, New York, New York.
- Bevington, P., Robinson, D.K., 2002. Data reduction and error analysis for the physical sciences, 3rd edition, McGraw-Hill Education, Columbus, Ohio.
- Boson, J., Lindström, K., Nylén, T., Ågren, G., Johansson, L., 2006. *In situ* gamma-ray spectrometry for environmental monitoring: A semi empirical calibration method. *Radiation Protection Dosimetry* 121(3), 310-316.
- Boson J., Johansson L., Ramebäck H., Agren G., 2009. Uncertainty in HPGe detector calibrations for in situ gamma-ray spectrometry, *Radiation Protection Dosimetry* 134(2), 122-129.
- Boson, J., 2008. Improving accuracy of *in situ* gamma-ray spectrometry (PhD thesis), Department of Radiation Sciences, Radiation Physics, Umeå University, Sweden.
- Feng, X., Jia, M., Cheng, J. Feng, Y., 2011. Relaxation-depth sensitivity of *In-situ* γ spectrometry to determine the depth-distribution of artificial radionuclides in soil, *Progress in Nuclear Science and Technology* 1, 400-403.
- Gilmore, G.R., 2008. Practical gamma-ray spectrometry, 2nd edition, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey.
- Helfer, I.K., Miller, K.M., 1988. Calibration factors for Ge detectors used for field spectrometry, *Health Physics* 55(1), 15-29.
- IAEA-TecDoc-1092, 1999. Generic procedures for monitoring in a nuclear or radiological emergency, International Atomic Energy Agency, Vienna.
- IEC 61275, 2013. Radiation protection instrumentation – Measurement of discrete radionuclides in the environment – *In situ* photon spectrometry system using a germanium detector. International Electrotechnical Commission, Genève.
- ICRU Report 53, 1994. Gamma-ray spectrometry in the environment, International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland.
- ISO 18589-7:2013, 2013. Measurement of radioactivity in the environment – Soil – Part 7: *In situ* measurements of gamma-emitting radionuclides, International Organization for Standardization, Genève.
- JCGM 100:2008, 2008. Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM), ISO/IEC Guide 98:3:2008, International Organization for Standardization, Genève.
- Knoll, G.F., 2010. Radiation detection and measurement, 4th edition, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey.
- Korun, M., Likar, A., Lipoglavšek, M., Martinčič, R., Pucelj, B., 1994. In-situ measurement of Cs distribution in the soil, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 93(4), 485-491.

MacDonald, J., Gibson, C.J., Fish, P.J., Assinder, D.J., 1997. A theoretical comparison of methods of quantification of radioactive contamination in soil using *in situ* gamma spectrometry, *Journal of Radiological Protection*, 17(1), 3-15.

MacDonald, J., Gibson, C.J., Fish, P.J., Assinder, D.J., 1998. The significance of variations in the angular correction factor in *in situ* gamma spectrometry, *Journal of Radiological Protection*, 18(1), 37-42.

Miller, M.M., Shebell, P., 1993. *In situ* gamma-ray spectrometry – A tutorial for environmental radiologists, EML-557, Environmental Measurements Laboratory, U.S. Department of Energy, New York, New York.

Sowa, W., Martini, E., Gehrcke, K., Marschner, P., Naziry, M.J., 1989. Uncertainties of *in situ* gamma spectrometry for environmental monitoring, *Radiation Protection Dosimetry* 27(2), 93-101.

Vidmar, T., 2005. EFFTRAN - a Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods A* 550, 603-608.

Appendiks A: Matematiske modeller

Modellene er i henhold til ISO 18589-7:2013, og gjelder for uendelige flatefordelinger.

A.1 Geometrifaktoren

Geometrifaktoren $G(E, V)$ beskriver fotonfluensen i detektorens posisjon som oppstår fra en gammaemitterende kilde med energi E og fordeling V i bakken.

For en plan overflatekilde (f.eks. fra et veldig ferskt nedfall):

$$G(E, V) = \frac{1}{2} \cdot E_1(\mu_{Air} \cdot d) \quad \text{Formel 21}$$

For eksponentiell fordeling av aktivitet i bakken:

$$G(E, V) = \frac{1}{2} \cdot \left[E_1(\mu_{Air} \cdot d) - \exp\left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} \cdot \mu_{Air} \cdot d\right) \cdot E_1\left(\left(1 + \frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S}\right) \cdot \mu_{Air} \cdot d\right) \right] \quad \text{Formel 22}$$

For homogen fordeling (f.eks. som for naturlige radionuklider):

$$G(E, V) = \frac{1}{2 \cdot \mu_S/\rho_S} \cdot E_2(\mu_{Air} \cdot d) \quad \text{Formel 23}$$

Formlene over inneholder følgende størrelser:

- d er detektorens høyde over bakken
- μ_{Air} er lineærattenueringskoeffisienten for luft (i cm^{-1})
- μ_S/ρ_S er masseattenuasjonskoeffisienten for jorden (i $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$)
- β er relaksasjonsmassen per arealenhet (i $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$)

E_1 og E_2 er eksponentielle integralfunksjoner gitt ved

$$E_1(\alpha) = \int_1^\infty \frac{e^{-\alpha x}}{x} dx \quad \text{Formel 24}$$

og

$$E_2(\alpha) = \int_1^\infty \frac{e^{-\alpha x}}{x^2} dx \quad \text{Formel 25}$$

Det er verdt å merke seg at mens Formel 21 og Formel 22 beregner $G(E, V)$ uten noen fysisk enhet, vil Formel 23 beregne $G(E, V)$ med enhet $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Dette er fordi aktivitetsberegningen for homogene kilder vil gi et sluttresultat i $\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$ i stedet for $\text{Bq} \cdot \text{m}^{-2}$.

A.2 Relativ fluens

Den relative fluensen Φ_m/Φ_0 beskriver forholdet mellom fluensen ved en kilde ved vinkel m og fluensen for en kilde ved vinkel 0° (normalt innfallende stråling). Φ_m/Φ_0 vil være avhengig av strålingens energi E og kildens fordeling i bakken V .

For en plan overflatekilde (f.eks. fra et veldig ferskt nedfall):

$$\left(\frac{\Delta\varphi_m}{\varphi}\right)_{E,V} = \frac{E_1(\mu_{Air} \cdot d / \cos \vartheta_{int}) - E_1(\mu_{Air} \cdot d / \cos \vartheta_{ext})}{E_1(\mu_{Air} \cdot d)} \quad \text{Formel 26}$$

For eksponentiell fordeling av aktivitet i bakken:

$$\left(\frac{\Delta\varphi_m}{\varphi}\right)_{E,V} = \frac{E_1(\mu_{Air} \cdot d / \cos \vartheta_{int}) - \exp\left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} \cdot \mu_{Air} \cdot d\right) \cdot E_1\left(\mu_{Air} \cdot d \left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} + 1 / \cos \vartheta_{int}\right)\right)}{E_1(\mu_{Air} \cdot d) - \exp\left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} \cdot \mu_{Air} \cdot d\right) \cdot E_1\left(\mu_{Air} \cdot d \left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} + 1\right)\right)} \quad \text{Formel 27}$$

$$- \frac{E_1(\mu_{Air} \cdot d / \cos \vartheta_{ext}) - \exp\left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} \cdot \mu_{Air} \cdot d\right) \cdot E_1\left(\mu_{Air} \cdot d \left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} + 1 / \cos \vartheta_{ext}\right)\right)}{E_1(\mu_{Air} \cdot d) - \exp\left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} \cdot \mu_{Air} \cdot d\right) \cdot E_1\left(\mu_{Air} \cdot d \left(\frac{1/\beta}{\mu_S/\rho_S} + 1\right)\right)}$$

For homogen fordeling (f.eks. som for naturlige radionuklider):

$$\left(\frac{\Delta\varphi_m}{\varphi}\right)_{E,V} = \frac{E_2(\mu_{Air} \cdot d / \cos \vartheta_{int}) \cdot \cos \vartheta_{int} - E_2(\mu_{Air} \cdot d / \cos \vartheta_{ext}) \cdot \cos \vartheta_{ext}}{E_2(\mu_{Air} \cdot d)} \quad \text{Formel 28}$$

I disse formlene er ϑ_{int} og ϑ_{ext} henholdsvis start- og sluttvinkelen til m . Øvrige inngangsstørrelser er som beskrevet på forrige side. De eksponentielle integralfunksjonene E_1 og E_2 er gitt ved hhv. Formel 24 og Formel 25.

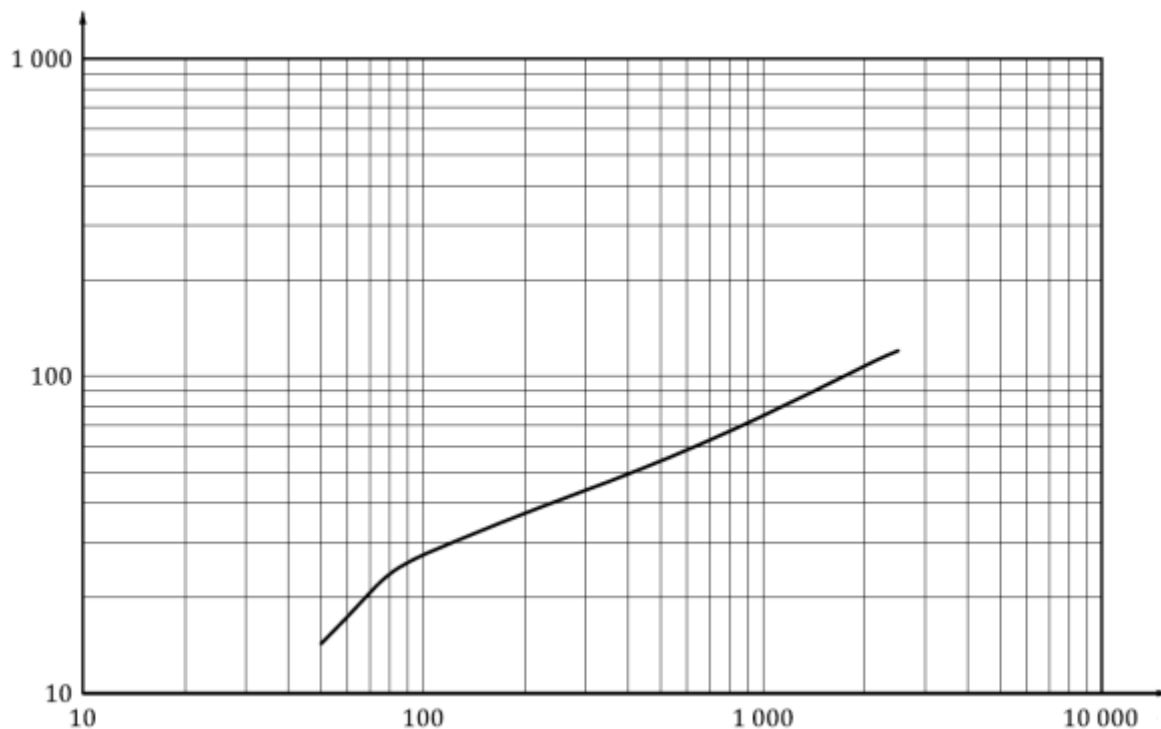
Appendiks B: Tabellverdier

Merk at tabellene som er reproduisert i dette appendikset oppgir verdiene som funksjon av α/ρ i stedet for β som er brukt ellers i dette dokumentet.

B.1 Geometrifaktoren

Tabell 11 Tabellverdier for geometrifaktoren som funksjon av fotonenergi og kildegeometri. Det antas at detektoren er plassert 1 meter over bakken. Tabellen er hentet fra Beck (1972).

Source Energy (keV)	$(\alpha/\rho) - \text{cm}^2/\text{g}$						
	0 (Uniform)	0.0625	0.206	0.312	0.625	6.25	∞ (Plane)
50	1.4403	0.0816	0.2245	0.3049	0.4748	1.147	1.577
100	2.7744	0.1458	0.3627	0.4708	0.6786	1.359	1.710
150	3.3264	0.1702	0.4103	0.5261	0.7438	1.427	1.775
200	3.9056	0.1843	0.4550	0.5770	0.8018	1.483	1.804
250	4.0640	0.2008	0.4697	0.5910	0.8185	1.506	1.863
364	4.7184	0.2268	0.5158	0.6429	0.8775	1.578	1.933
500	5.3904	0.2519	0.5595	0.6918	0.9334	1.650	1.995
662	6.1456	0.2788	0.6041	0.7412	0.9889	1.719	2.054
750	6.5312	0.2919	0.6257	0.7649	1.015	1.752	2.084
1000	7.5280	0.3245	0.6769	0.8209	1.077	1.830	2.151
1173	8.1472	0.3437	0.7067	0.8531	1.113	1.874	2.189
1250	8.4384	0.3523	0.7198	0.8675	1.129	1.895	2.205
1333	8.7504	0.3617	0.7336	0.8826	1.145	1.914	2.224
1460	9.1472	0.3731	0.7511	0.9011	1.166	1.941	2.247
1765	10.091	0.3997	0.7897	0.9428	1.211	1.997	2.294
2004	10.818	0.4188	0.8173	0.9725	1.243	2.036	2.334
2250	11.397	0.4357	0.8414	0.9982	1.271	2.071	2.358
2500	12.173	0.4536	0.8667	1.025	1.300	2.105	2.385



Figur 17 Geometrifaktoren som funksjon av energi for en uniform kildefordeling. Merk at faktoren i dette tilfellet har enhet $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$. Figuren er hentet fra ISO 18589-7:2013.

B.2 Relativ fluens

Tabell 12 Tabellverdier for Φ_m/Φ_0 , som beskriver prosent andelen av fotonfluensen som treffer en detektor i vinkler mindre enn θ . Det antas at detektoren er plassert 1 meter over bakken. Tabellen er hentet fra Beck (1972).

θ (deg.)	Tan $\theta=R$ (meters)	145 keV			662 keV			1460 keV		
		$\alpha/\rho=0,$	$=0.21,$	$=\infty$	$\alpha/\rho=0,$	$=0.21,$	$=\infty$	$\alpha/\rho=0,$	$=0.21,$	$=\infty$
90	∞	100	100	100	100	100	100	100	100	100
84	9.95	93	89	62	92	85	53	92	83	51
79	4.90	84	76	45	82	70	39	82	67	36
73	3.18	73	64	34	72	58	30	72	54	27
66	2.29	63	52	26	62	46	23	61	43	21
60	1.73	53	42	20	52	37	17	52	33	16
53	1.33	43	32	15	41	28	13	41	25	11
46	1.02	32	23	10	31	20	9	31	18	8
37	0.75	21	15	6	21	13	6	21	11	5
26	0.48	11	7	3	10	6	3	10	5	2

Note: θ is measured with respect to the normal to the interface, i.e.,
 $\theta = 90^\circ$ is parallel to the interface.



Statens strålevern
Norwegian Radiation Protection Authority