

Estimering av fissilt materiale i kjernevåpen basert på passive gamma- og nøytronmålinger

Bjarne Haugstad

Forsvarets forskningsinstitutt (FFI)

7. november 2012

FFI-rapport 2012/01980

Oppdrag 3824

P: ISBN 978-82-464-2165-0

E: ISBN 978-82-464-2166-7

Emneord

Kjernevåpen

Nedrustning

Verifikasjon

Godkjent av

Steinar Høibråten

Forskningsleder

Monica Endregard

Prosjektleder

Jan Ivar Botnan

Avdelingssjef

Sammendrag

Verifiserbar kjernefysisk nedrusting antas å forutsette at våpeninspektørene kan etablere et estimat av massen av fissilt materiale i de våpen som presenteres for demontering. Usikkerhet med hensyn til fotondempningen i barrierene som omgir våpenkjernen (eksplosiv, reflektor, fordemning) gjør at anslag over mengden fissilt materiale først blir realistiske når målinger utføres på den nakne våpenkjernen. For aktuelle gammalinjer gir målinger et godt estimat av radien i kuleskallet av det fissile materialet, i tillegg til relativ isotopsammensetning. Kombinerte gamma- og nøytronmålinger gir i tillegg et presist estimat for massen av både Pu-239 og Pu-240.

Kombinerte gamma- og nøytronmålinger kan dessuten benyttes til å fastlegge geometrien av våpenkjernen, dvs. dens ytre radius og skalltykkelse, forutsatt at det fissile materialet har en sfærisk skallgeometri.

Forslag til algoritme for informasjonsbarrieren i et deteksjonssystem er gitt basert på forutsetningen om enten rene gammamålinger eller kombinerte gamma- og nøytronmålinger. Algoritmen inneholder også elementer for å motvirke eventuelle forsøk fra våpeneiers side på å villedde våpeninspektørene ved at det presenteres fissilt materiale som ikke stammer fra en reell våpenkjerne.

English summary

Verifiable nuclear disarmament may involve assessment of the amount of fissile material in the weapons presented for dismantlement. Large uncertainties in the amount of material, and hence in photon attenuation, in the various barriers surrounding the weapon pit lead to the conclusion that passive gamma observations should be performed on the naked pit only. In this case, passive gamma ray observations will provide a good estimate of the outer radius of the spherical shell of fissile material. Due to uncertainties in the shell thickness, mass cannot be ascertained with similar precision. Passive gamma observations also provide a good estimate of isotopic ratios.

Combined gamma and neutron measurements provide a good estimate for the mass of both Pu-239 and Pu-240 when isotopic ratios are established. Combined measurements may also provide weapon design information in the case of a spherical geometry, i.e. both radius and thickness of the shell.

Proposed algorithms for an Information Barrier system are given, depending on the type of passive measurements performed. The algorithms also include elements aimed to counter possible attempts to deceive the weapon inspectors.

Innhold

1	Innledning	7
2	Generiske kjernevåpen og dempningsberegninger	7
3	Passiv gammadeteksjon av en naken våpenkjerne	9
3.1	Estimering av våpenkjernens masse	9
3.2	Estimering av isotopforholdet	13
4	Nøytronmålinger	14
5	Forslag til algoritme for en informasjonsbarriere	16
5.1	Masseestimering basert på gammamålinger	16
5.2	Masseestimering basert på kombinerte gamma- og nøytronmålinger	18
6	Konklusjon	19
	Takk	19
	Referanser	19
	Appendix A Generelle beregninger	20

1 Innledning

Den norske samarbeidsgruppa for tekniske studier av kjernevåpennedrustning (bestående av FFI, Institutt for energiteknikk (IFE), NOR SAR og Statens strålevern og ofte referert til som NorNed) har over flere år samarbeidet med britiske myndigheter om såkalt ”verifiserbar nedrustning”. Oppgaven har vært for en ikke-kjernevåpenstat (Norge) å verifisere demontering og sikker lagring av det spaltbare materialet i et kjernevåpen fra en kjernevåpenstat (Storbritannia). En sentral øvelse i den simulerte nedrustingsprosessen bestod i å følge et simulert ”kjernevåpen” fra våpenlager via demontering og uttak av det spaltbare materialet frem til endelig plassering i et overvåket lager. I slike øvelser er det avgjørende å kunne bekrefte en ubrutt ”chain of custody”¹ av det spaltbare materialet.

For at inspektørene skal kunne utstede en erklæring om at et våpen er demontert og det fissile materialet er plassert under internasjonal overvåkning, har det vært antatt at inspektørene ønsker en form for bekreftelse på *mengden* av det fissile materialet som lagres. Kun på denne måten, er det hevdet, vil så vel inspektørene som det internasjonale samfunn kunne ha full tiltro til at det er et reelt kjernevåpen som er demontert.

Det er alminnelig antatt at våpeneier hverken vil eller har lov til å la inspektørene gjøre direkte målinger på våpenmaterialet. Nasjonale sikkerhetshensyn og forbudet i Ikke-spredningsavtalen for kjernefysiske våpen² mot å dele våpensensitiv informasjon med ikke-kjernevåpenstater, setter strenge grenser for hvilken informasjon inspektørene kan få tilgang til. Passive målinger er derfor tenkt å erstatte direkte observasjoner ved at slike målinger passerer en informasjonsbarriere (IB) som bare gir ut et ”ja” eller et ”nei”. Dersom målingene er konsistente med et reelt kjernevåpen, er utfallet et ”ja”, i motsatt fall ”nei”. De detaljerte målingene vil ikke tilflytte inspektørene, kun det aggregerte utfallet (”ja”/”nei”).

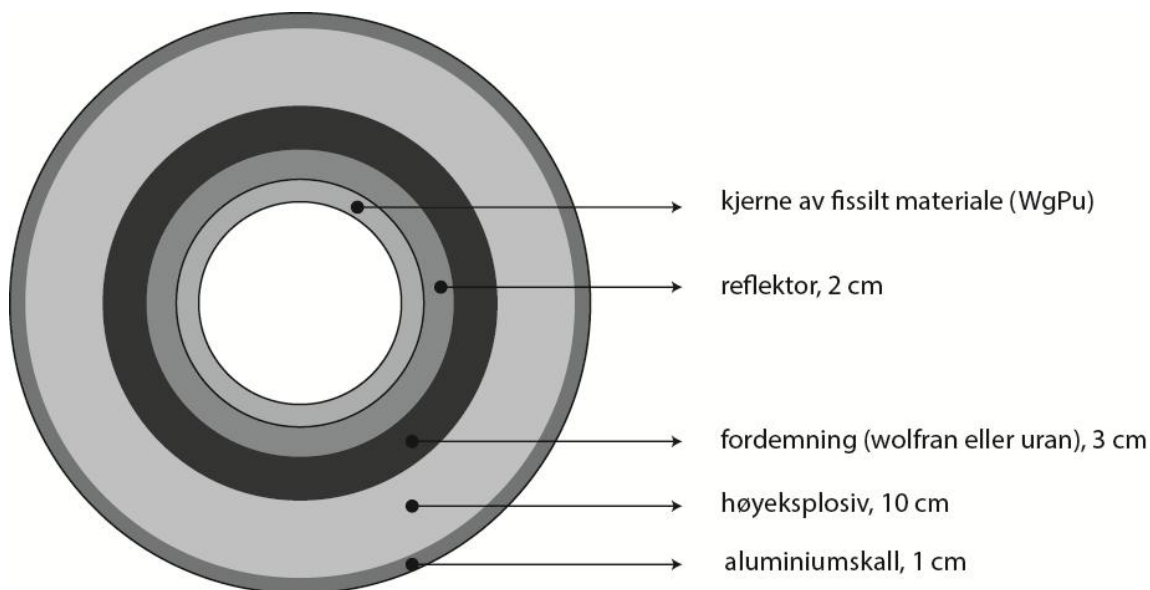
I dette notatet undersøkes de fysiske forutsetningene for passiv gamma- og nøytrondeteksjon. Fra analysen følger hvilken form algoritmen i en IB må eller kan ha og hvilke usikkerheter som hefter ved masseestimeringen. IBen for øvrig er ikke tema for dette notatet.

2 Generiske kjernevåpen og dempningsberegninger

Fisjonsvåpen er av to grunnleggende typer: kanonløpsvåpen og implosjonsvåpen. Dagens kjernevåpen er antatt i hovedsak å være av implosjonstypen, og det er slike som legges til grunn i den følgende analysen. Som en god, generisk modell for et implosjonsvåpen, velger vi samme modell som Fetter et al. tidligere har benyttet [1], og som er skissert i Figur 2.1.

¹ Begrepet innebærer at det spaltbare materialet hele tiden enten må være under direkte oppsyn eller sikret på en slik måte at det ikke kan fjernes helt eller delvis.

² Denne avtalen er mest kjent under sin engelske forkortelse ”NPT” (for ”Non-Proliferation Treaty”).



Figur 2.1 Modell av et generisk implosjonsvåpen. Det fissionable materialet er plutonium (WgPu står for "weapons grade plutonium" eller på norsk "plutonium av våpenkvalitet"), og to ulike fordempninger er betraktet: utarmet uran og wolfram. Modellen er basert på Fetter et al. [1].

Det fissionable materialet er et kuleskall med ytre radius $R = 5$ cm og skalltykkelse $\delta r = R - r = 0,75$ cm, der r er indre radius i skallet. Utenfor skallet ligger en reflektor med tykkelse 2 cm og en fordempning (tamper) av wolfram eller utarmet uran med tykkelse 3 cm. Utenfor fordempningen ligger et kuleskallformet høyeksplosiv med tykkelse 10 cm. Aller ytterst vil det i praksis være en beskyttende kappe, her representert ved et 1 cm tykt skall av aluminium.

I to FFI-interne notater [2;3] er dempningen av gammastråling i barrierene rundt et kjernevåpen diskutert. Beregningene er basert på tynn stråle approksimasjonen, som gir dempningen D over en tilbakelagt distanse x i et materiale med midlere fri veilengde $\lambda = 1/\mu$ som

$$D = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) = \exp(-\mu x) \quad (2.1)$$

Størrelsen λ er energi- og materialavhengig. I de refererte notatene, er dempningen beregnet for et *Fat Man*-type våpen og i tillegg for noen alternativer av det generiske og formodentlig mer moderne designet som er reflektert i artikkelen til Fetter et al. [1] (jf. Figur 2.1).

I de refererte notatene ble det trukket flere viktige konklusjoner, spesielt at:

- Eksterne observasjoner av gammafluksen fra det fissionable materialet i kjernevåpen, som ledd i en verifiserbar nedrusting, avhenger kritisk av våpenets konstruksjon.
- For gammalinjen på 375 keV fra Pu-239, finnes den totale dempningen i et *Fat Man*-type våpen å være mer enn 17 størrelsesordener (10^{-17}). Med aktuelle mengder fissionable materiale og for en ideell og omnidireksjonal detektor svarer dette til en midlere observasjonstid av

størrelsesorden 100 000 timer for ett foton! Korrigering for egendempningen i våpenkjernen ("piten") vil øke dette tallet med ytterligere to størrelsesordener. [2]

- For mer moderne kjernevåpen av den typen som er beskrevet i tilknytning til Figur 2.1 er dempningen vesentlig mindre. For et våpen med et skall av våpenplutonium med ytre radius 5 cm og tykkelse 0,75 cm, en 2 cm beryllium reflektor, en fordemning av utarmet uran med tykkelse 3 cm, et høyeksplosiv med tykkelse 10 cm og et ytre aluminiumskall med tykkelse 1 cm, finnes en dempning på ca. ti størrelsesordener. Erstattes uranfordempningen med wolfram, reduseres dempningen til ca. fem størrelsesordener.
- Observasjon av mer energetiske gammalinjer gir vesentlig lavere dempning, men disse har på den annen side vesentlig lavere intensitet (bortsett fra linjen på 413,7 keV [4]).
- Detaljert informasjon om de ulike barrierene rundt det aktive materialet i et kjernevåpen må antas å være spesielt følsom informasjon som inspektørene neppe vil få adgang til. For inspektørene vil det derfor hefte meget betydelig usikkerhet (flere størrelsesordener) til hva den faktiske dempningen er og indirekte også til masseestimatene for det fissile materialet. På grunn av denne fundamentale usikkerheten, er det konkludert *at passive gammamålinger med formål å anslå mengden fissilt våpenmateriale må foretas på den nakne våpenkjernen avkledd alle barrierer.*

Passive gammamålinger på den (essensielt) nakne våpenkjernen krever at egendempningen i våpenkjernen beregnes. Først da kan målinger konverteres til estimater av mengden av fissilt materiale. Dette er temaet for neste kapittel.

3 Passiv gammadeteksjon av en naken våpenkjerne

3.1 Estimering av våpenkjernens masse

La oss anta at våpenkjernen observeres med en detektor med areal A_d i en avstand z fra våpenkjernen. Vi antar at detektoren er slik kollimert at den i avstanden z ser *hele* våpenkjernen, ikke kun en del av denne. Den observerte fluksen (fotoner pr. sekund) kan da skrives som

$$J = \alpha \frac{A_d}{z^2} K M \quad (3.1)$$

Her er K brøkdelen av fotoner ved den aktuelle energien som genereres i våpenkjernen og som forlater denne uten å bli absorbert eller spredd. Størrelsen K er masse-, geometri-, og energiavhengig, jf. Appendix A. M er massen av det fissile materialet. Størrelsen α inneholder numeriske faktorer relatert til geometrien i det eksperimentelle oppsettet, detektorens effektivitet og intensiteten av den observerte gammalinjen (fotoner pr. kilogram og sekund). Defineres ρ_{Pu} som tettheten av våpenmaterialet (essensielt Pu-239) og V som volumet, vil

$$M = \rho_{\text{Pu}} V \quad (3.2)$$

Størrelsen K kan skrives som

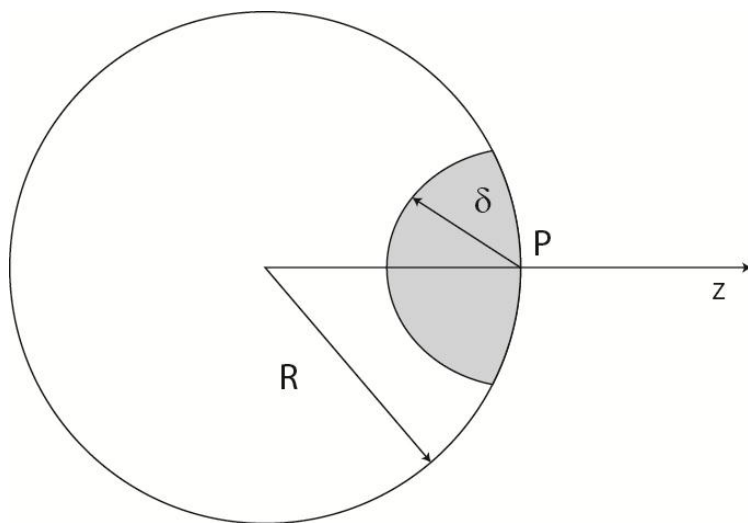
$$K = V^*/V \quad (3.3)$$

der V^* er den aktive delen av våpenkjernevolumet, altså den delen som bidrar til fluksen i avstanden z ved den aktuelle energien. Ved å kombinere (3.1), (3.2) og (3.3) finnes

$$J = \alpha \frac{A_d}{z^2} \rho_{Pu} V^* \quad (3.4)$$

Som vi skal se, gir dette uttrykket anledning til å bestemme den eksterne dimensjonen R og, derigjennom, langt på vei også massen av det spaltbare materialet.

Den sentrale oppgaven blir nå å bestemme V^* . For å kunne sammenligne med resultater i [1] vil vi også beregne K (ligning (3.3)). Disse to størrelsene avviker fra hverandre kun gjennom våpenkjernens totale volum (jf. Figur 2.1). Den detaljerte beregningen av V^* og K for den generelle kuleskallgeometrien for et kjernevåpen er gitt i Appendix A. Før vi gir det eksplisitte resultatet av beregningene, konstaterer vi at egendempningen, i tillegg til å avhenge av energien, generelt også avhenger av *observasjonsgeometrien*. For å illustrere dette betrakter vi et observasjonspunkt P på overflaten av ei kule som vist i Figur 3.1.

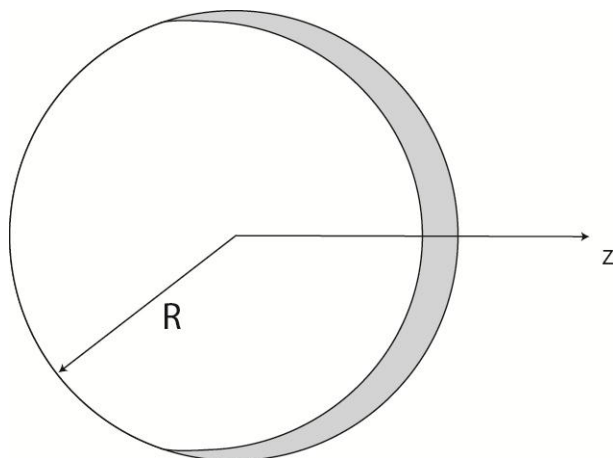


Figur 3.1 Det grå området i figuren viser størrelse og form av den delen av det totale volumet som bidrar til gammastrålingen fra ei kule observert fra et punkt P på kulas overflate.

La oss anta at skinndybden δ ved den aktuelle energien er liten sammenlignet med R . Strålingen i punktet P vil da komme fra det grå området innenfor en avstand $\approx \delta$ fra P . Siden $\delta \ll R$, er volumet av det skraverte området $\approx (2/3)\pi\delta^3$. Størrelsen K blir derfor i dette tilfellet

$$K \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\delta}{R} \right)^3 \ll 1 \quad (3.5)$$

I den andre ytterligheten, for et observasjonspunkt langt fra våpenkjernen ($z/R \gg 1$), vil det bidragsyende volumet av kula være gitt ved det grå området i Figur 3.2 nedenfor.



Figur 3.2 I stor avstand fra kula bidrar alle områder innenfor en avstand δ fra overflaten til strålingen i et punkt $z \gg R$ på z -aksen. Dette er angitt ved det grå området på figuren.

Tykkelsen av dette området er overalt lik δ i z -retningen, og det tilhørende volumet kan vises å være av størrelsesorden $R^2\delta$ (jf. Appendix A). K er derfor av størrelsesorden δ/R i dette tilfellet, altså vesentlig større enn resultatet gitt i ligning (3.5) for et observasjonspunkt på overflaten av kula. Resultatet illustrerer det grunnleggende poenget at K , i tillegg til å være energiavhengig, også avhenger av avstanden som våpenkjernen observeres fra.

La oss dernest se på de aktuelle fysiske betingelsene ved gammaobservasjoner av et kjernevåpen i konteksten av verifiserbar nedrusting. Våpenet vil normalt observeres fra en avstand på én til noen få meter. Denne avstanden er stor sammenlignet med den fysiske dimensjonen til våpenkjernen, som antas å ha en ytre radius på rundt 5 cm. Skinndybden svarende til energien 375 keV er $\delta = 0,2$ cm. Vi har derfor følgende fundamentale ulikheter

$$\frac{z}{R} \gg 1 \quad \text{og} \quad \frac{\delta}{R} \ll 1 \quad (3.6)$$

Den andre ulikheten i (3.6) holder også for vesentlig høyere gammaenergier. For eksempel er $\delta = 0,49$ cm for 718 keV i plutonium, og (3.6) gjelder fortsatt.

Vi betrakter nå den generelle situasjonen beskrevet i Figur 2.1: et kuleskall med ytre radius R , indre radius r og tykkelse $\delta r = R - r$. Størrelsene K og V^* for denne situasjonen er beregnet i Appendix A. Resultatet er

$$K = \frac{1}{\beta} \frac{\delta}{\delta r} \quad (3.7)$$

Størrelsen β er en formfaktor som parameteriserer spennet i geometri fra ei kule ($\delta r = R$) til et uendelig tynt kuleskall ($\delta r = 0$) og er gitt ved

$$\beta = 4 \left[1 - \frac{\delta r}{R} + \frac{1}{3} \left(\frac{\delta r}{R} \right)^2 \right] \quad (3.8)$$

Med notasjonen $\delta = 1/\mu$ er (3.7) og (3.8) identiske med resultatene til Fetter et al. (Appendix B i [1]) for ei kule ($\beta = 4/3$) og et uendelig tynt kuleskall ($\beta = 4$) forutsatt at $\beta \delta r / \delta \gg 1$, hvilket normalt vil være tilfellet (jf. Appendix A). Ligning (3.8) gir et eksplisitt uttrykk for β for også for alle mellomliggende situasjoner konsistent med betingelsene i (3.6).

For størrelsen V^* finner vi

$$V^* = \pi R^2 \delta + O(\delta^2) \quad (3.9)$$

Innsatt i ligning (3.4) og løst for R , gir dette til laveste orden i δ :

$$R_{est} = \sqrt{\frac{Jz^2}{\pi \alpha A_d \rho_{Pu} \delta}} \quad (3.10)$$

Fra det eksperimentelle oppsettet og fra fysikken er alle størrelsene på høyre side av (3.10) kjent. Gjennom måling av J , har vi derfor et eksplisitt uttrykk for ytre radius av kuleskallet av spaltbart materiale.

For at R_{est} skal være konsistent med et reelt kjernevåpen, må vi ha at

$$0,5 R_c \leq R_{est} \leq R^* \quad (3.11)$$

Både øvre og nedre grense i den doble ulikheten må tolkes i en omtrentlig forstand. Nedre grense i ulikheten følger av at ei kule med radius ca. $0,5 R_c$ (der R_c er kritisk radius av ei kule av Pu-239) er omtrent nedre grense for hvilken masse som gjennom eksplosiv implosjon kan komprimeres til overkritikalitet (kritisk masse er omvendt proporsjonal med kvadratet av tettheten av det fissile materialet). Den øvre grensen i ulikheten (3.11), her kalt R^* , kan være større enn R_c , men neppe særlig mye større. Hvor stor R^* kan være, må fastlegges gjennom generiske kompresjonsstudier av kuleskall med ulike ytre og indre radier. Uten å foregripe en grundigere gjennomgang av denne problemstillingen, vil vi grovt sette $R^* \approx 1,3 R_c$ og derfor

$$0,5 R_c \leq R_{est} \leq 1,3 R_c \quad (3.12)$$

der ulikheten igjen må tolkes i en omtrentlig forstand. I praksis vil nedre grense i ulikheten trolig være større enn $0,5 R_c$, kanskje ikke mindre enn $0,7 R_c$.

I verifikasjonssammenheng vil nedre grense være avstørre betydning enn den øvre. Det vil her først og fremst være naturlig å sikre seg mot at våpeneier presenterer en meget lav mengde fissilt materiale som strålingsmessig uttrykk for en reell våpenkjerne.

Massen av et kuleskall med ytre og indre radius henholdsvis R_{est} og r er gitt ved

$$M_{est} = \frac{4}{3} \pi \rho_{Pu} (R_{est}^3 - r^3) = \frac{4}{3} \pi \rho_{Pu} R_{est}^3 \left[1 - \left(\frac{r}{R_{est}} \right)^3 \right] \quad (3.13)$$

Uttrykket viser at for r nær R vil M_{est} avvike vesentlig fra massen til ei kule med radius R_{est} . For $\delta r = R - r = 1$ cm vil M_{est} være om lag halvparten av massen til ei kule med radius 5 cm. I dette tilfellet vil derfor ikke bare R , men også massen være rimelig godt bestemt gjennom estimeringen av R . For skalltykkelser som er noe større enn ca. 1 cm, har ubestemtheten i r bare liten betydning for massebestemmelsen, mens den for mindre skalltykkelser i vesentlig grad påvirker massebestemmelsen.

Det er verdt å legge merke til at prosedyren beskrevet ovenfor leder til en bestemmelse av den ytre radien i kuleskallet av fissilt materiale. At det ikke er masse som bestemmes gjennom gammamålingen, skyldes at skinndybden er mindre enn skalltykkelsen. I dette tilfellet er volumet som bidrar til gammafluksen gitt ved uttrykket (3.9) i stedet for det totale skallvolumet. Hadde skinndybden vært vesentlig større enn skalltykkelsen, ville (3.9) vært identisk med skallvolumet, og gammamålinger ville gitt volumet (og massen) av det fissile materialet direkte.

3.2 Estimering av isotopforholdet

La oss dernest se på det tilfellet at isotopsammensetningen ikke er oppgitt av våpeneier, men at den estimeres på bakgrunn av passive gammamålinger på to eller flere av isotopene i våpenkjernen. Av åpenbare grunner er isotopene Pu-239 og Pu-240 av primær interesse.

La oss først gjøre den antakelse at gammamålinger utføres på bare svakt forskjellige gammalinjer fra disse to isotopene. Med "svakt forskjellige" forstås linjer som er tilstrekkelig nær hverandre i energispekteret til at dempingen (og dermed skinndybden) er essensielt den samme, men tilstrekkelig separert til at de kan oppløses av gammadetektoren, både gjensidig og i forhold til bakgrunnsstrålingen ved den aktuelle energien. Kandidatlinjer kan her være (emisjonssannsynligheter i parentes) [4]:

- Pu-239: 652 keV ($P = 6,6 \cdot 10^{-6}$)
- Pu-240: 642 keV ($P = 1,3 \cdot 10^{-5}$) eller 687 keV ($P = 3,5 \cdot 10^{-6}$)

Sammenhengen mellom masse og observert gammafluks av de ulike isotopene er gitt ved ligning (3.1):

$$J = \alpha \frac{A_d}{z^2} K M \quad (3.14)$$

Her er M massen til den aktuelle plutoniumisotopen (typisk Pu-239 eller Pu-240), mens K er geometri- og energiavhengig som kommentert foran. Størrelsen α , som inneholder numeriske faktorer relatert til geometrien i det eksperimentelle oppsettet, detektorens effektivitet og intensiteten av den observerte gammalinjen, er også isotop- og energiavhengig. Siden K er den samme for essensielt identiske gammaenergier (jf. ligning (3.9)), finner vi da for et måleoppsett som er det samme for de to målingene, at

$$\frac{M_{\text{Pu-240}}}{M_{\text{Pu-239}}} = \frac{J_{\text{Pu-240}}}{J_{\text{Pu-239}}} \frac{\alpha_{E_{\gamma}, \text{Pu-239}}}{\alpha_{E_{\gamma}, \text{Pu-240}}} \quad (3.15)$$

i åpenbare notasjoner. Siden α er kjent for de aktuelle emisjonslinjene og J bestemmes ved direkte observasjon, konkluderer vi at høyresiden av ligning (3.15) og derfor også isotopforholdet, kan bestemmes direkte gjennom målinger av gammalinjer fra de to isotopene når energiene er essensielt identiske. Bemerk at størrelsen K ikke inngår i isotopforholdet. Det betyr at dette er essensielt uavhengig av geometrien av våpenkjernen og således har generalitet utover klassen av stridshodegeometrier vist i Figur 2.1.

La oss dernest se på tilfellet at observasjonene av de to isotopene gjøres på adskilte gammalinjer. I dette tilfellet er K forskjellig for de to energiene. I stedet for lign (3.15) får vi i dette tilfellet følgende mer generelle uttrykk til bestemmelse av isotopforholdet:

$$\frac{M_{\text{Pu-240}}}{M_{\text{Pu-239}}} = \frac{J_{\text{Pu-240}}}{J_{\text{Pu-239}}} \frac{\alpha_{E_{\gamma}, \text{Pu-239}}}{\alpha_{E_{\gamma}, \text{Pu-240}}} \frac{\delta_2}{\delta_1} \quad (3.16)$$

Her er δ_1 og δ_2 skinndybden for de to valgte gammalinjene i henholdsvis Pu-240 og Pu-239. Prosedyren skissert foran kan lett generaliseres til et vilkårlig antall isotoper og tilhørende gammalinjer. På denne måten kan det etableres en sjekk på om bombematerialet virkelig er våpenplutonium, som spesifisert nærmere nedenfor.

4 Nøytronmålinger

Et sentralt spørsmål er om nøytronobservasjoner kan brukes til å fastslå mengden fissilt våpenmateriale, enten som et alternativ til gammamålinger eller som et supplement til slike. Som for passive gammaobservasjoner, tar vi det utgangspunkt at våpenet er avkledd alle sine barrierer (fordemning, reflektor, eksplosiv, ytre kappe) og at målinger gjøres på den nakne våpenkjernen (dog passelig skjermet for direkte innsyn). Vi tar igjen utgangspunkt i Fetter's artikkel i *Science and Global Security* [1] og hans spesifisering av et plutoniumbasert implosjonsvåpen. Den prosentvise isotopsammensetningen av våpenkvalitet plutonium angis her som:

Pu-238: 0,005 %
 Pu-239: 93,3 %
 Pu-240: 6,0 %

Pu-241: 0,44 %
Pu-242: 0,015 %

I tillegg kommer ca. 0,2 % oksygen bundet til ulike forurensningselementer. Dette bidrar til ekstra nøytroner gjennom reaksjoner av typen (α, n), altså fra alfaemisjoner i våpenmaterialet. Fetter et al. beregner den totale nøytronemisjonen per kg og sekund for de ulike komponentene av våpenplutoniumet til:

Pu-238: 130 kg⁻¹s⁻¹
Pu-239: 610 kg⁻¹s⁻¹
Pu-240: 55 000 kg⁻¹s⁻¹
Pu-241: 2 kg⁻¹s⁻¹
Pu-242: 260 kg⁻¹s⁻¹

Den totale emisjonen av nøytroner i våpenplutonium er altså ca. 56 000 kg⁻¹s⁻¹. Vi ser av oversikten at nøytroner fra Pu-239, det dominerende og foretrukne våpenmaterialet, kun utgjør ca 1 % av den samlede nøytronraten. En eventuell uranfordingning, som vi har forutsatt at er fjernet før målingene gjøres, vil ikke endre dette bildet vesentlig: den totale nøytronemisjonen fra fordingningen (spontane og (α, n)-induserte) er bare ca. 14 kg⁻¹s⁻¹ [1].

Selv om nøytronemisjonen fra Pu-239 kun utgjør ca. én prosent av totalen, kunne det likevel være at nøytronspektrene for de ulike isotopene (som gammaemisjonene) var tilstrekkelig distinkte til at isotopene kunne skilles fra hverandre og slik gi grunnlag for bestemmelse av isotopmassene. Ohsawa et al. [5] har undersøkt denne problemstillingen. De har *beregnet* fisjonsspektre for Pu-238, Pu-239, Pu-240 og Pu-242 (bidraget fra Pu-241 er neglisjerbart, jf. oversikten ovenfor). De ulike emisjonsmodusene ble beregnet separat og deretter summert. Beregningene samsvarer godt med observerte spektra ifølge forfatterne. Det er et helt typisk trekk ved disse spektrene at de er brede, med fravær av distinkte topper som kunne vært brukt diagnostisk. Nøytronenergisppektrumet for Pu-240, den dominante nøytrongiveren i våpenplutonium, er nesten helt identisk med energisppektrumet til Pu-239 (jf. Figur 6 i [5]).

Betraktningene ovenfor leder til den konklusjon at deteksjon av spontannøytroner fra et plutoniumbasert implosjonsvåpen ikke kan brukes til å anslå isotopsammensetningen i våpenet. Slike målinger kan heller ikke brukes til å bestemme massen av isotopen Pu-239. Antallet observerte nøytroner må likevel være konsistent med at implosjonen av den fissile kjernen skal være ferdig på en tidsskala som er kort sammenlignet med den midlere tiden mellom to nøytroner. En nøytrondeteksjon kan derfor brukes til å fastslå om dette konsistenskravet er tilfredsstillt eller ikke. Men dette kravet kan også være enkelt for en våpenier å tilfredsstillte uten at det fissile materialet stammer fra et reelt kjernevåpen.

Bemerk at konklusjonene ovenfor er helt uavhengige av hvorvidt det aktuelle antall nøytroner per sekund lar seg observere eller ikke. Detektorfølsomhet, observasjonsavstand, bakgrunnsstråling,

observasjonstid, etc., vil her spille inn. Så lenge nøytronene fra Pu-239 ikke kan skilles fra de øvrige nøytronene i våpenmaterialet, blir denne problemstillingen helt irrelevant.

I betraktningene foran har vi antatt at massen av Pu-239 anslås på bakgrunn av passive gammamålinger fra denne isotopen alene. La oss nå undersøke hvilke muligheter *kombinerte gamma- og nøytronmålinger* på våpenkjernen kan gi.

Dersom den relative isotopsammensetningen er kjent, oppgitt av våpeneier eller estimert som vist foran, vil en nøytronmåling kunne brukes til å anslå massen av Pu-240 og dermed også av Pu-239. Dette er mulig fordi praktisk talt alle nøytronene som emitteres fra våpenkjernen kommer fra den ene isotopen Pu-240. Disse dempes minimalt i våpenkjernen (jf. Figur 2.1 ovenfor og tabell B-2 hos Fetter et al. [1]), og vi har i tillegg antatt at alle barrierene utenfor våpenkjernen er fjernet før målingene gjøres. Den målte nøytronfluksen er derfor essensielt bestemt av detektorareal, detektorfølsomhet og måleoppsett for øvrig.

Numeriske nøytronspredningsberegninger for ulike varianter av geometrien vist i Figur 2.1 bør gjennomføres. Eventuelle korreksjoner for absorpsjon av nøytroner i våpenkjernen kan gjøres med utgangspunkt i slike beregninger. I denne sammenheng kan det bemerkes at eventuell nøytronspredning, elastisk eller inelastisk, ikke endrer *antallet* nøytroner, kun deres energi. For en nøytrondetektor med stort energivindu er det derfor kun absorpsjonsdelen av det totale spredningstverrsnittet som bidrar til reduksjon i antallet nøytroner ut av våpenkjernen. Verdiene i tabell B-2 i ref. [1] er basert på det *totale* reaksjonstverrsnittet og representerer således en nedre grense for midlere fri veilengde av nøytroner i ulike materialer. Tverrsnittet for absorpsjon av ikke-termiske nøytroner i plutonium er typisk to størrelsesordener lavere enn det totale spredningstverrsnittet. Konklusjonen ovenfor, at de aller fleste nøytronene unnslipper våpenkjernen, synes derfor å være robust.

5 Forslag til algoritme for en informasjonsbarriere

Basert på analysen og diskusjonen i de to foregående kapitlene er det naturlig å formulere et todelt forslag til algoritme for informasjonsbarrieren, avhengig av om masseestimeringen skjer på grunnlag av gammamålinger alene eller på basis av kombinerte gamma- og nøytronmålinger.

5.1 Masseestimering basert på gammamålinger

Passive gammamålinger på en naken våpenkjerne vil normalt skje under to forenklingse forutsetninger:

- (i) Observasjonene foregår i en avstand som er stor sammenlignet med våpenkjernens utstrekning ($z \gg R$).
- (ii) Ved aktuelle gammaenergier er skinndybden liten sammenlignet med våpenkjernens utstrekning ($\delta \ll R$ for ei kule, og $\delta \ll \delta r$ for et kuleskall).

Disse to forholdene leder til en betydelig forenkling i beregningen av egendempningen fra våpenkjernen.

Bestemmelsen av den ytre radius R i kuleskallet av fissilt materiale leder til den konklusjon at estimatet R_{est} av R kan anses forenlig med et reelt kjernevåpen dersom R_{est} er begrenset av den doble ulikheten

$$(0,5 - 0,7) R_c \leq R_{est} \leq 1,3 R_c \quad (5.1)$$

hvor øvre og nedre grense må tolkes i en omtrentlig forstand; jf. tidligere kommentarer. I praksis er interessen knyttet til hvorvidt nedre grense under- eller overskrides. Til tross for omtrentligheten uttrykt ved (5.1), er dette intervallet relativt snevert og derfor godt egnet til å fastslå om målingene virkelig stammer fra et reelt kjernevåpen eller ikke. Generiske, teoretiske studier av implosjon av skallgeometrier, kombinert med beregninger av kritisk masse for slike geometrier, antas å kunne gi mer presise grenser enn angitt ovenfor. Som kommentert i delkapittel 3.1, er en tilsvarende beskrankning som (5.1), men basert på masse i stedet for ytre radius i kuleskallet, litt problematisk. Usikkerheten i våpendesign vil her spille inn gjennom den essensielt ukjente størrelsen δr , tykkelsen av kuleskallet.

Det kan innvendes til resonnementene ovenfor at våpeneier lett kan illudere et resultat konsistent med (5.1) uten at målingene stammer fra et reelt kjernevåpen. Et tynt halvkuleskall eller endog et vilkårlig objekt med areal πR^2 og tykkelse δ vil gi samme gammafluks i avstand $z \gg R$ som et virkelig kuleskall med tykkelse $\delta r = R - r$. Denne situasjonen kan i prinsippet unngås på to måter:

- (i) Ved at inspektørene gis adgang til å observere våpenkjernen fra to eller flere vinkler. Dette vil gi en viss sikkerhet for at strålingen virkelig kommer fra et *kuleskall* og ikke en plan struktur med passende areal og tykkelse.
- (ii) Ved å foreta målinger på to tilstrekkelig adskilte energier. For at strålingen skal være fra et reelt kjernevåpen, må skaleringen med δ være som indikert i ligning (3.10).

Ifølge [4] er 718 keV-gammalinjen fra Pu-239 den med høyest energi blant dem som har tilstrekkelig emisjonssannsynlighet til å kunne brukes diagnostisk. Skinndybden ved denne energien er 0,49 cm i plutonium.

På bakgrunn av betraktningene ovenfor, kan følgende algoritme for implementering i IBen tenkes:

1. Ytre radius i kuleskallet av fissilt materiale skal tilfredsstillende en ulikhet av typen (5.1). Mer presise verdier for øvre og nedre grense i ulikheten bør fastlegges i konsultasjon mellom våpeneier og inspektører.
2. Målinger fra minst to-tre ulike retninger skal gi essensielt samme verdi for R_{est} .
3. Målinger på to eller flere energier, svarende til ulike skinndybder, skal gi essensielt samme verdi for R_{est} .

4. Som en konsistenssjekk på karakteren av det fissile materialet, utføres det gammamålinger også på isotopen Pu-240. Gjennom disse bestemmes isotopforholdet. Ved sammenligning med essensielt kjente grenser for den relative mengden av Pu-240, avgjøres om målingene er konsistente med et reelt kjernevåpen eller ikke.

Implementering av disse kravene i IBen krever at man har god kontroll med det eksperimentelle oppsettet.

5.2 Masseestimering basert på kombinerte gamma- og nøytronmålinger

Som vist tidligere gir dette alternativet den desidert beste bestemmelsen av massen av fissilt materiale. De sentrale elementene i IB-algoritmen, er da som følger:

1. Gammamålinger utføres på de to isotopene Pu-239 og Pu-240 for å bestemme isotopforholdet $M_{\text{Pu-240}}/M_{\text{Pu-239}}$ med god nøyaktighet.
2. Ved nøytronmålinger på den bare våpenkjernen kan målingene konverteres til en ekvivalent masse av den dominerende nøytronkilden, altså Pu-240.
3. Ved å kombinere de to måleresultatene bestemmes deretter $M_{\text{Pu-239}}$ med god nøyaktighet.
4. På grunn av fysikken i fisjonsvåpen vil den estimerte massen av Pu-239 måtte anses å stamme fra et reelt kjernevåpen dersom

$$M_1 \leq M_{est} \leq M_2 \quad (5.2)$$

der M_1 og M_2 er bestemt av fysikken i implosjonen av et kuleskall. M_1 og M_2 vil i noen grad kunne fastlegges ved generiske studier av implosjon. Fastleggelsen av disse grensene vil også være tema for diskusjon mellom våpeneier og våpeninspektører. Med utgangspunkt i delkapittel 5.1 ovenfor setter vi tentativt $M_1 = (0,1 - 0,3) M_c$ og $M_2 = 2,2 M_c$, der M_c er kritisk masse for ei kule av våpenplutonium, og M_1 og M_2 svarer til intervallet for R_{est} i ligning (5.1).

5. Som en konsistenssjekk sammenholdes den målte nøytronfluksen med kollapstiden for våpenkjernen for å utelukke at man står overfor et våpen som fizzler.

Som vi ser, er det i tilfellet med kombinerte gamma- og nøytronmålinger kun våpeneiers frihet i konstruksjon av våpenet som skaper usikkerhet om hvorvidt den estimerte massen av fissilt materiale virkelig stammer fra et kjernevåpen eller ikke. Vi legger også merke til at siden vi gjennom kombinerte målinger kan bestemme *både* ytre radius og massen av skallet av fissilt materiale, så vil også skalltykkelsen kunne bestemmes. Kombinerte målinger gir oss derfor alt man kan ønske seg: isotopforhold, massen av Pu-239 og Pu-240, samt radius og tykkelse av skallet av det fissile materialet.

6 Konklusjon

Den foregående analysen viser at kombinerte gamma- og nøytronmålinger på en naken våpenkjerne i prinsipp og i praksis vil kunne gi et vell av sensitiv informasjon om kjernevåpenets konstruksjon, blant annet isotopforhold, mengde og type av fissilt materiale i våpenkjernen og kjernens geometri, gitt at denne har skallform. For at våpeneier skal akseptere at slike målinger gjøres, er det helt avgjørende at de innsamlede data passerer en effektiv informasjonsbarriere. Dataene må kun brukes til å avgjøre om målingene er konsistente med et kjernevåpen eller ikke, innenfor de kriterier som i felleskap er avtalt for slik identifikasjon.

I kapitlet foran listes en del målinger og beregninger som kan gjøres på den nakne våpenkjernen. Forslagene er dels motivert ut fra ønsket om å anslå type og mengde av fissilt materiale i våpenkjernen, og dels for å motvirke eventuelle forsøk fra våpeneiers side på å villedde inspektørene ved at et falskt stridshode presenteres som substitutt for det virkelige. Gjennom diskusjoner vil våpeneier og inspektører måtte enes om hvilke målinger og beregninger som er nødvendige – og tilstrekkelige – for tilfredsstillende stridshodeidentifikasjon. Siden det forutsettes at detaljerte målinger ikke eksponeres, og det dessuten antas at IBen er behørig sertifisert og autentisert, burde en slik diskusjon kunne bringes til et akseptabelt resultat for begge parter.

Takk

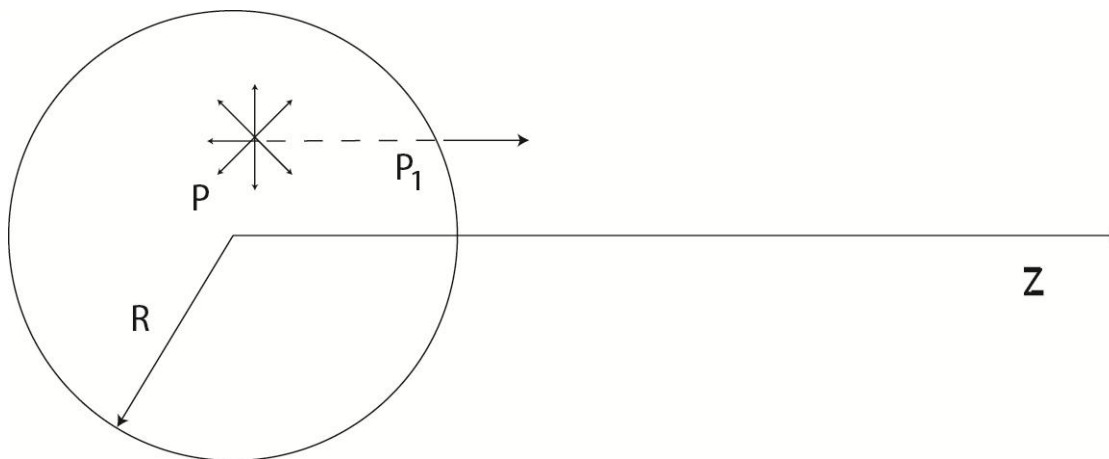
Steinar Høibråten har nedlagt et betydelig arbeid i redigering, språkvask og kvalitetssikring av algebraen i denne rapporten.

Referanser

- [1] S. Fetter, V. A. Frolov, M. Miller, R. Mozley, O. F. Prilutsky, S. N. Rodionov, and R. Z. Sagdeev, "Detecting Nuclear Warheads," *Science & Global Security*, vol. 1, pp. 225-302, 1990.
- [2] B. Haugstad, "Absorpsjon av gammastråling i barrierene omkring det aktive materialet i et implosjonsvåpen," FFI internnotat 2011/01957-1 (Unntatt offentlighet), 2011.
- [3] B. Haugstad, "Verifiseringbar nedrustning og krav til en informasjonsbarriere," FFI internnotat 2011/01957-2 (Unntatt offentlighet), 2011.
- [4] L. Chen, "Study Report in Spring Semester 2012," Universitetet i Oslo, semesterrapport, 2012.
- [5] T. Ohsawa, T. Horiguchi, and M. Mitsuhashi, "Multimodal analysis of prompt neutron spectra for $^{238}\text{Pu}(\text{sf})$, $^{240}\text{Pu}(\text{sf})$, $^{242}\text{Pu}(\text{sf})$ and $^{239}\text{Pu}(\text{nth},\text{f})$," *Nuclear Physics A*, vol. 665, pp. 3-12, Feb. 2000.

Appendix A Generelle beregninger

Vi betrakter først ei kule av fissilt våpenmateriale med radius R . Vi vil senere generalisere beregningen til et kuleskall. Oppgaven er å beregne brøkdelen av materialet i kula (kuleskallet) som bidrar til den observerte gammastrålingen i avstand $z \gg R$; jf. Figur A.1 nedenfor.



Figur A.1 Stråling generert i et punkt P inne i kula og observert på z -aksen i avstand $z \gg R$.

Et vilkårlig punkt P inne i kula vil generere gammastråling med uniform romlig fordeling omkring punktet P , som antydnet i figuren. Kun den strålingen som beveger seg i z -retningen og som ikke absorberes eller spres innenfor distansen mellom P og kulas overflate (punktet P_1), vil kunne bidra til strålingen i et punkt $z \gg R$. Siden kulas tetthet og isotopsammensetning begge antas å være uniforme, vil alle punkt på den stiplede linjen bidra likt til strålingen i z , bortsett fra eventuell dempning eller spredning av strålingen underveis mot P_1 . Det samme gjelder for alle andre linjer gjennom kula parallelle med z -retningen.

Strålingen som genereres i punktet P vil på vei mot punktet P_1 dempes med en faktor

$$D = \exp\{-\mu[x(P_1) - x(P)]\} \quad (\text{A.1})$$

der x er en koordinat langs den stiplede linjen mellom P og P_1 , μ er absorpsjonen per lengdeenhet i materialet, og $\lambda = 1/\mu = \delta$ er midlere fri veilengde for fotoner ved den aktuelle energien. Settes $x(P) = 0$, er bidraget fra P proporsjonalt med

$$D = \exp[-\mu x(P_1)] \quad (\text{A.2})$$

og summen av alle bidragene langs den stiplede linjen er proporsjonal med

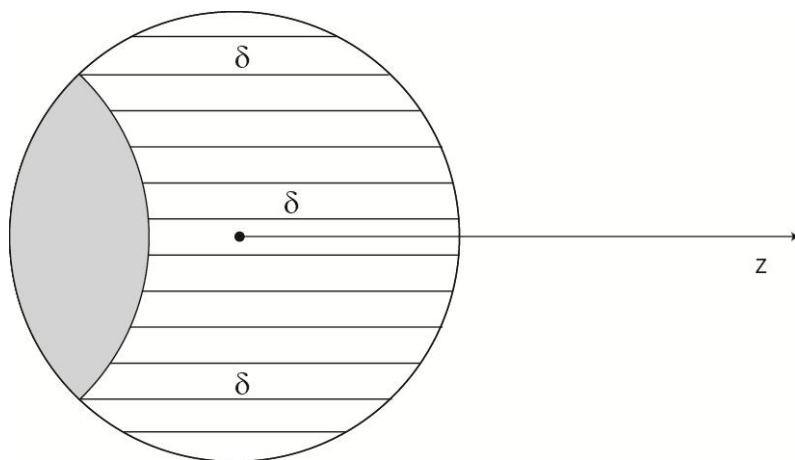
$$I = \int_0^{P_1} \exp(-\mu x) dx \quad (\text{A.3})$$

For $x(P_1) \gg \delta = 1/\mu$ får vi at integralet er gitt ved

$$I = \frac{1}{\mu} = \delta \quad (\text{A.4})$$

altså skinndybden. I det plane snittet i Figur A.1 kan vi derfor tolke δ som det effektive bidraget til strålingen i $z \gg R$ fra en uendelig tynn sylinder omkring linjen P-P₁ som gjennomskjærer kula.

Dersom vi for illustrasjonsformål, men uten tap av generalitet, antar at δ kun er litt mindre enn kulas diameter, som vist i Figur A.2, betyr det at i et plant snitt er det kun det horisontalt skraverte arealet som bidrar til strålingen i $z \gg R$.



Figur A.2 Det horisontalt skraverte området viser hvilken del av kula som bidrar til strålingen i stor avstand fra kula ($z \gg R$).

Sett langs siktelinjer parallelle med z -aksen vil alle punkt som ligger innenfor en distanse δ fra høyre overflate av kula (i tre dimensjoner) gi samme bidrag til fluksen i $z \gg R$. Alle punkt med større avstand fra overflaten (sett langs siktelinjer parallelle med z -aksen) vil gi essensielt null bidrag (de dempes 100 %). Dette er stråling som har opphav i det grå området på figuren.

Som det fremgår av figuren og konstruksjonen ovenfor, må det grå volumet, som ikke bidrar til strålingen i $z \gg R$, være lik volumet av to like store kulekalotter med høyde

$$h = \frac{1}{2}(2R - \delta) = R - \frac{\delta}{2} \quad (\text{A.5})$$

Brøkdelen K av kulas volum (og masse) som bidrar til stråling i avstand $z \gg R$, kan derfor uttrykkes som

$$K = \frac{V_k - 2V_{kk}}{V_k} \quad (\text{A.6})$$

der V_k er volumet av kula, og V_{kk} er volumet av en kulekalott med høyde gitt ved ligning (A.5). Vi har at

$$\begin{aligned} V_k &= \frac{4}{3}\pi R^3 \\ V_{kk} &= \pi R h^2 - \frac{1}{3}\pi h^3 \end{aligned} \tag{A.7}$$

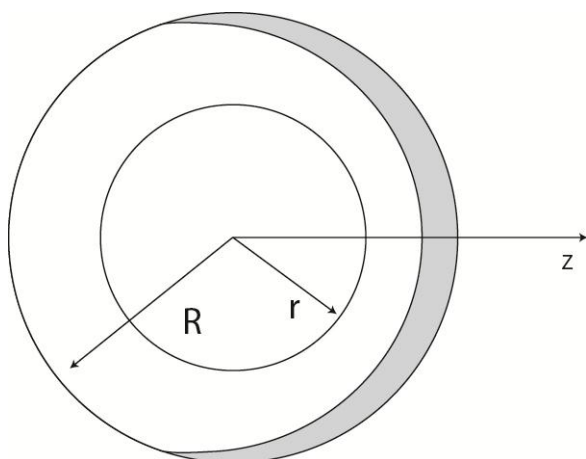
Med h gitt ved (A.5), finner vi da at

$$K = \frac{3\delta}{4R} \left[1 - \frac{1}{12} \left(\frac{\delta}{R} \right)^2 \right] = \frac{3\delta}{4R} + O \left[\left(\frac{\delta}{R} \right)^3 \right] \tag{A.8}$$

Siden i realiteten $\delta \ll R$, kan vi bruke K til laveste orden i størrelsen (δ/R) :

$$K \approx \frac{3\delta}{4R} \tag{A.9}$$

La oss nå generalisere (A.8) til et kuleskall; jf. Figur A.3.



Figur A.3 Stråling fra et kuleskall med indre radius r og ytre radius R . Det grå området indikerer den delen av kuleskallet som bidrar til strålingen i stor avstand fra skallet ($z \gg R$). Illustrasjonen er basert på at skinndybden $\delta < R - r$.

Området av kuleskallet som bidrar til strålingen i avstand $z \gg R$, er gitt kvalitativt ved det grå arealet i figuren. Figuren er basert på den forutsetning at $\delta < \delta r = R - r$, hvilket normalt vil være tilfellet. Beregningen av det aktive området av kuleskallet følger helt tilsvarende som for ei kule, bortsett fra at volumet av et kuleskall er gitt ved

$$V_{ks} = \frac{4}{3}\pi(R^3 - r^3) = \frac{4}{3}\pi R^3 \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^3 \right] \tag{A.10}$$

Vi finner at

$$K = \frac{V_k - 2V_{kk}}{V_{ks}} = \frac{1}{\beta} \frac{\delta}{\delta r} + O(\delta^3) \quad (\text{A.11})$$

der

$$\beta = 4 \left[1 - \frac{\delta r}{R} + \frac{1}{3} \left(\frac{\delta r}{R} \right)^2 \right] \quad (\text{A.12})$$

Her er V_k volumet av ei kule med radius R som før, V_{kk} er volumet av en kulekalott med høyde h gitt ved (A.5), og $\delta r = R - r$. For ei kule ($\delta r = R$) finnes $\beta = 4/3$ som før, og for et uendelig tynt kuleskall ($\delta r = 0$) finnes $\beta = 4$. Resultatene er identiske med resultatene til Fetter et al. [1] for disse yttertilfellene. Det eksplisitte uttrykket for β ovenfor generaliserer disse resultatene til alle mellomformer.

I ligning (3.3) inngår størrelsen V^* , definert som

$$V^* = V_k - 2V_{kk} \quad (\text{A.13})$$

Vi finner at

$$V^* = \pi R^2 \delta + O(\delta^3) \quad (\text{A.14})$$

Til laveste orden i δ er altså den aktive delen som bidrar til stråling i stor avstand lik volumet av et (fiktivt) kvartkuleskall med radius R og tykkelse δ .

La oss, til slutt, betrakte kvalitativt situasjonen der $\delta > \delta r = R - r$. Det enkleste tilfellet svarer til at den sterkere ulikheten $\delta \gg \delta r$ er oppfylt. I dette tilfellet er kuleskallet, for alle verdier av δr , transparent for stråling med skinndybde δ , og vi har da

$$K = 1 \quad (\text{A.15})$$

I det generelle tilfellet avhenger K både av tykkelsen av kuleskallet og av skinndybden δ . Ei kule ($\delta r \sim R$) vil åpenbart være transparent allerede for $\delta \geq 2R$. For et tynt kuleskall kan det vises at $K = 1$ for $\delta \geq 2\sqrt{2R\delta r}$.