

Gammastrålingsfelter fra deponeret aktivitet på veje og jordoverflader

Per Hedemann Jensen

Gammastrålingsfelter fra deponeret aktivitet på veje og jordoverflader

Risø-R-695(DA)

Per Hedemann Jensen

**Forskningscenter Risø, Roskilde
December 1993**

Resumé Radioaktive stoffer, som spredes i omgivelserne efter et nukleart eller radiologisk uheld, vil kunne bestråle personer, som færdes i de radioaktivt forurenede områder. Strålingsdoserne fra den deponerede aktivitet vil afhænge af mange forskellige faktorer: radionukliderne, fordelingen af aktiviteten på overfladerne, fjernelsen af aktiviteten som følge af vejrliget samt modforholdsregler som dekontaminering, pløjning og asfaltpålægning. Metoder beskrives til beregning af kermahastigheden fra deponeret aktivitet på jord- og vejoverflader, både fra den umiddelbart deponerede aktivitet, og fra aktivitet, der er homogent eller eksponential fordelt i de øverste jordlag eller dækket af et lag jord eller asfalt. Kermahastighedens afhængighed af fotonenergien, E , og parameteren, P , kan udtrykkes ved en funktion af typen:

$$\dot{K}(P, E) = a_0 E^{a_1} \exp(-b_0 E^{b_1} P^{c_0} E^{c_1})$$

Parameteren, P , kan beskrive radius af en cirkulær overfladekilde, tykkelsen af et jordlag, hvori en fladekilde af uendelig udstrækning er homogent opblandet, tykkelsen af et jordlag, hvori en fladekilde af uendelig udstrækning er eksponentielt fordelt i dybden, tykkelsen af et jordlag, som dækker en fladekilde af uendelig udstrækning (dybdepløjning), bredden af en uendelig lang vej og tykkelsen af et lag asfalt, som lægges på en uendelig lang vej. På grundlag heraf kan kermahastigheden i luft let beregnes på en programmerbar lommeregner eller PC for en given nuklidsammensætning og en given horisontal og vertikal udstrækning af aktiviteten. Beregningsresultaterne er sammenlignet med resultater af andre beregningsmetoder, og der er fundet god overensstemmelse mellem resultaterne.

ISBN 87-550-1908-0

ISSN 0106-2840

Grafisk Service · Risø · 1993

Indhold

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Indledning | 5 |
| 2 | Kermahastighed i luft fra udstrakte kilder | 5 |
| 2.1 | Deponeret aktivitet på jordoverflader | 5 |
| 2.2 | Deponeret aktivitet på veje i byområder | 8 |
| 3 | Materialedata | 9 |
| 3.1 | Materialedata for jord | 10 |
| 3.2 | Materialedata for asfalt | 11 |
| 3.3 | Materialedata for luft | 19 |
| 4 | Beregningsresultater | 13 |
| 4.1 | Kermahastighed fra deponeret aktivitet på jordoverflader | 13 |
| 4.1.1 | Afhængighed af horisontal udstrækning | 14 |
| 4.1.2 | Homogen vertikal fordeling | 14 |
| 4.1.3 | Eksponential vertikal fordeling | 16 |
| 4.2 | Kermahastighed fra deponeret aktivitet på veje i byområder | 17 |
| 4.2.1 | Afhængighed af horisontal udstrækning | 17 |
| 4.2.2 | Afhængighed af asfaltykkelse | 18 |
| 5 | Kermahastighed på parameterform | 19 |
| 6 | Sammenligning med andre beregningsmetoder | 20 |
| 7 | Diskussion og konklusion | 24 |
| | Referencer | 25 |

1 Indledning

Radioaktive stoffer, som spredes og deponeres i omgivelserne fra et nukleart eller radiologisk uheld, vil kunne bestråle personer i området. Bestrålingen vil strække sig over tidsrum fra uger til årtier, afhængig af halveringstiden af de spredte radionuklider. Efter deponeringen vil stofferne med tiden fjernes fra miljøet, dels ved nedtrængning i jorden og dels ved afløb med regn- og smeltevand. Herved vil kermahastigheden aftage med tiden.

Kermahastigheden kan også reduceres ved indgreb, hvor der iværksættes dosereducerende foranstaltninger. Deponeret aktivitet på jordoverflader kan opblandes i de øverste jordlag eller dækkes af jord ved pløjning, og deponeret aktivitet på vejoverflader kan afskærmes med et lag asfalt. I begge tilfælde reduceres kermahastigheden og dermed dosis til personer, som færdes og bor i områderne.

2 Kermahastighed i luft fra udstrakte kilder

Radioaktive stoffer, som deponeres på jordoverflader, vil kunne bestråle personer, der færdes i området. γ -stråling har en lang rækkevidde i atmosfærisk luft, og rækkevidden vokser med voksende fotonenergi. For γ -stråling defineres middelevlængden, x_m , i et givet materiale som den materialetykkelse, over hvilken vekselvirkningsprocesser i materialet (spredning og absorption) reducerer antallet af primære fotoner til 37% ($= 1/e$). Middelevlængden defineres som $x_m = 1/\mu$, hvor μ er den lineære dæmpningskoefficient for et materiale ved en given fotonenergi (se afsnit 3), og den beskriver sandsynligheden for, at en foton vil vekselvirke pr. længdeenhed i materialet. Vejlængden, ℓ , som fotonerne gennemløber, kan derfor udtrykkes som et antal middelevlængder, $\ell/x_m = \mu \cdot \ell$. For atmosfærisk luft er middelevlængden 50 - 100 meter, og for jord er den 5 - 10 centimeter, i begge tilfælde for fotonenergier i intervallet fra 0.1 til 1 MeV.

Radioaktivt materiale, som befinder sig langt fra en person, kan derfor bestråle personen, hvis der kun er luft mellem det radioaktive materiale og personen. Hvis γ -strålingen fra det radioaktive materiale også gennemtrænger tungere materiale, som f.eks. jord eller bygninger, vil bestrålingen af personen blive væsentlig mindre, da middelevlængden i jord og bygningsmaterialer er i cm-området. Kermahastigheden fra deponeret aktivitet på jord- og vejoverflader kan derfor reduceres enten ved at dække det aktive materiale med jord eller asfalt eller ved at pløje det ned i jorden.

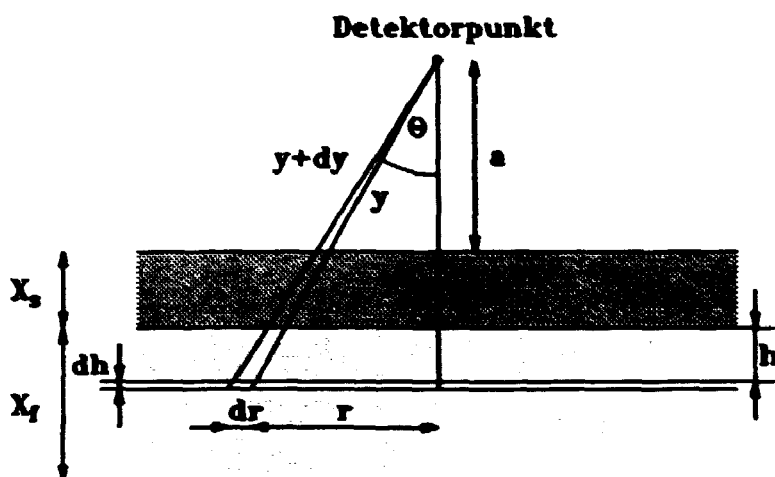
2.1 Deponeret aktivitet på jordoverflader

Kermahastigheden fra udstrakte kilder (flade- og volumenkilder) beregnes ved at opdele kilden i infinitesimale kilder (punktkilder). Kermahastigheden i et detektorpunkt, som er placeret i en given position i forhold til kilden, findes ved at summere bidragene fra alle de infinitesimale delkilder under hensyntagen til spredning og absorption af fotonerne under deres transport fra delkilde til detektorpunkt.

I de efterfølgende beregninger antages 2 forskellige vertikale fordelinger af aktiviteten i jorden, nemlig den homogene fordeling og eksponentialfordelingen. Overfladekoncentrationen på deponeringstidspunktet er S_0 , og det antages, at koncentrationen er konstant inden for en afstand omkring detektorpunktet på 3-4 middelevlængder for fotoner i luft.

Homogen fordeling

Figur 1 viser geometrien for en volumenkilde i jorden, oven på hvilken der er anbragt et lag af ikke-aktivt materiale.



Figur 1. Lodret snit af geometrien for en homogen fordelt aktivitet i et cirkulært volumen med tykkelsen, X_1 , der er dækket af materiale med tykkelsen, X_2 . Detektorpunktet er placeret over centrum af det cirkulære volumen.

Aktiviteten i det infinitesimale ringvolumen på $2\pi r \cdot dr \cdot dh$ er givet ved:

$$dq = C \cdot 2\pi r \cdot dr \cdot dh \quad (1)$$

hvor C er aktiviteten pr. volumenenhed af kilden. C kan udtrykkes ved den deponerede overfladekoncentration, S_0 , og tykkelsen af det jordlag, X_1 , hvori aktiviteten er fordelt. Dette giver følgende vertikale fordeling for den homogene fordeling:

$$C = \frac{S_0}{X_1} \quad (2)$$

Den homogene fordeling vil være repræsentativ for dyrkede landbrugsarealer, hvor de årlige pløjninger efterhånden vil give en helt jævn materialefordeling i de øverste 25-30 cm af jorden (pløjelaget).

Undervejs til detektorpunktet dæmpes γ -strålingen dels i kildematerialet med tykkelsen $h/\cos\theta$, dels i dækmaterialet med tykkelsen $X_2/\cos\theta$ og endelig i luftlaget med tykkelsen $a/\cos\theta$, samtidig med at der i de samme lag sker en spredning af fotonerne (build-up). Denne spredning kan beskrives ved en dosis build-up faktor, B , som for luft, vand og andre materialer med lavt atomnummer stort set har samme størrelse for den samme tykkelse af de forskellige materialer målt i antal middelvejlængder.

Dosis build-up kan derfor med rimelig god nøjagtighed beregnes på grundlag af det samlede antal middelvejlængder for hver delkilde i kildemateriale, dækmateriale og luft ud fra dosis build-up faktoren for eksempelvis vand eller luft. Det samlede antal middelvejlængder for den betragtede geometri er givet ved:

$$\Sigma\mu l = \mu_1 \cdot \frac{h + X_2}{\cos\theta} + \mu_l \cdot \frac{a}{\cos\theta} \quad (3)$$

hvor μ_j og μ_l er den lineære dæmpningskoefficient for henholdsvis jord og luft.

Fotonfluencenhastigheden (fluxtætheden) i detektorpunktet fra primære og spredte fotoner kan beskrives som:

$$d\varphi = \frac{S_0 \cdot 2\pi r \cdot dr \cdot dh}{4\pi \cdot y^2 \cdot X_j} \cdot B(\Sigma\mu l) \cdot e^{-\Sigma\mu l} \quad (4)$$

Efter følgende mellemregninger:

$$y^2 = r^2 + (a + X_s + h)^2$$

$$y \cdot dy = r \cdot dr$$

$$\frac{1}{\cos\theta} = \frac{y}{a + X_s + h}$$

$$\Sigma\mu l = \frac{y}{a + X_s + h} \cdot (\mu_j \cdot (h + X_s) + \mu_l \cdot a)$$

kan fotonfluencenhastigheden i detektorpunktet fra det infinitesimale ringelement udtrykkes som:

$$d\varphi = \frac{S_0 \cdot dk}{2 \cdot X_j} \cdot \frac{dy}{y} \cdot B(\Sigma\mu l) \cdot e^{-\Sigma\mu l} \quad (5)$$

Den samlede fotonfluencenhastighed fra en udstrakt kilde i horisontal retning med radius R og med en tykkelse X_j bliver:

$$\varphi = \frac{S_0}{2 \cdot X_j} \int_{h=0}^{X_j} \int_{y=a+X_s+h}^{\sqrt{R^2+(a+X_s+h)^2}} B(\Sigma\mu l) \cdot e^{-\Sigma\mu l} \cdot \frac{dy}{y} \cdot dh \quad (6)$$

Kernenhastigheden, $\dot{K}(E)$, beregnes som produktet af fotonfluencenhastigheden, φ , fotonenergien, E , og masse-energi-absorptionskoefficienten for luft, μ_{en}/ρ .

$$\dot{K} = E \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \frac{S_0}{2 \cdot X_j} \int_{h=0}^{X_j} \int_{y=a+X_s+h}^{\sqrt{R^2+(a+X_s+h)^2}} B(\Sigma\mu l) \cdot e^{-\Sigma\mu l} \cdot \frac{dy}{y} \cdot dh \quad (7)$$

Ekspontialfordeling

Deponeret materiale vil på uforstyrrede (udyrkede) arealer trænge ned i jorden under indflydelse af nedbør og biologisk aktivitet i jorden. Nedtrængningshastigheden vil afhænge dels af grundstofsammensætningen af jorden og dels af arten af det deponerede materiale (grundstof, kemisk forbindelse). For grundstoffet cesium viser mange års målinger af ^{137}Cs i nedfaldet fra de atmosfæriske kernevåbenforsøg i 50'erne og 60'erne en eksponentialfordeling for aktiviteten i dybden, h (Aarkrog, 1991). For en sådan fordeling kan man bestemme en "halveringsdybde" af jordlaget, $H_{1/2}$, som er den dybde, hvor materialekoncentrationen er halveret i forhold til koncentrationen i overfladen.

Aktivitetsfordelingen kan for eksponentialfordelingen beskrives som:

$$Q(h) = \lambda \cdot S_0 \cdot e^{-\lambda h} = \frac{\ln(2)}{H_{1/2}} \cdot S_0 \cdot e^{-\ln(2) \cdot h/H_{1/2}} \quad (8)$$

Det samlede antal middelvejlængder i jord og luft for fotoner, der udsendes fra aktivitet i jorden i dybden h er givet ved:

$$\Sigma\mu l = \frac{y}{a+h} \cdot (\mu_j \cdot h + \mu_l \cdot a) \quad (9)$$

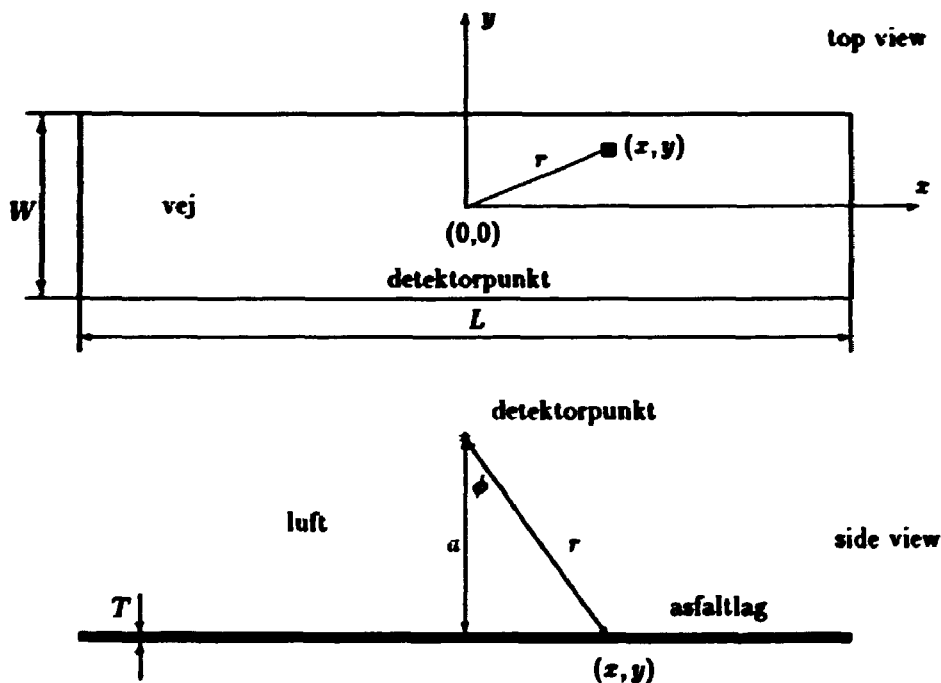
Kermahastigheden fra området med radius R bliver:

$$\dot{K} = E \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \frac{\lambda S_0}{2} \int_{h=0}^{\infty} \int_{y=a+h}^{\sqrt{R^2+(a+h)^2}} B(\Sigma\mu l) \cdot e^{-\Sigma\mu l} \cdot \frac{dy}{y} \cdot e^{-\lambda h} \cdot dh \quad (10)$$

2.2 Deponeret aktivitet på veje i byområder

Kermahastigheden fra deponeret aktivitet på en rektangulær formet overflade med bredden W og længden L er, i et detektorpunkt, der ligger midt for overfladen, sammensat af lige store bidrag fra de 4 kvadranter, som fladen kan opdeles i med detektorpunktet som origo. Det er her som i det foregående forudsat, at overfladekoncentrationen S_0 er konstant.

Figur 2 viser geometrien i den anvendte beregningsmodel.



Figur 2. Geometrien for en homogen fordelt aktivitet på en rektangulær flade med længde, L , og bredde, W , der er dækket med et lag asfalt med tykkelsen, T . Detektorpunktet er placeret over midten af det rektangulære areal.

Lægges et lag asfalt med tykkelsen T ovenpå den deponerede aktivitet, vil strålingen fra det infinitesimale overfladeareal $dx \cdot dy$ i punktet (x, y) dæmpes gennem asfaltlaget $T/\cos\phi$ og luftlaget $a/\cos\phi$, hvor ϕ er vinklen imellem lodret og sigtelinien mellem det infinitesimale overfladeareal og detektorpunktet.

Afstanden r mellem det infinitesimale overfladeareal og detektorpunktet samt vinklen ϕ er givet ved:

$$r^2 = x^2 + y^2 + (a+T)^2 \quad (11)$$

$$\cos\phi = \frac{a+T}{r} = \frac{a+T}{\sqrt{x^2+y^2+(a+T)^2}} \quad (12)$$

Antallet af middelvejlængder mellem overfladeelement og detektorpunkt er:

$$\begin{aligned} \Sigma\mu\ell &= \mu_a \cdot \frac{T}{\cos\phi} + \mu_i \cdot \frac{a}{\cos\phi} \\ &= \frac{\sqrt{x^2+y^2+(a+T)^2}}{a+T} \cdot (\mu_a \cdot T + \mu_i \cdot a) \end{aligned} \quad (13)$$

Aktiviteten på det infinitesimale overfladeareal i punktet (x, y) er $S_0 \cdot dx \cdot dy$, og fotonfluencenhastigheden, φ , hidrørende herfra bliver:

$$d\varphi = \frac{S_0 \cdot dx \cdot dy}{4\pi r^2} \cdot B(\Sigma\mu\ell) \cdot e^{-\Sigma\mu\ell} \quad (14)$$

Kermahastigheden fra den deponerede aktivitet på en rektangulær overflade med bredden W og længden L bliver:

$$\dot{K} = E \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \frac{S_0}{\pi} \int_{x=0}^{\frac{L}{2}} \int_{y=0}^{\frac{W}{2}} \frac{B(\Sigma\mu\ell) \cdot e^{-\Sigma\mu\ell}}{r^2} \cdot dy \cdot dx \quad (15)$$

3 Materialedata

Når γ -stråling gennemtrænger stof, vekselvirker fotonerne med stoffets atomer ved sprednings- og absorptionsprocesser. De mikroskopiske tværsnit, σ , for fotonreaktioner i materialet afhænger af fotonenergien, E , og atomnummeret, Z , for materialet. Det makroskopiske tværsnit for alle typer fotonreaktioner er den lineære dæmpningskoefficient, μ :

$$\mu = \mu(E, Z)$$

Antallet af primære fotoner, der trænger ind i et materiale, reduceres med dæmpningsfaktoren $e^{-\mu\ell}$ efter at have passeret en materialetykkelse på ℓ .

En del af fotonerne vekselvirker med materialet ved compton-spredning, og nogle af de compton-spredte fotoner vil nå detektorpunktet efter en eller flere spredningsprocesser. Til at beskrive denne opbygning af spredte fotoner anvendes en dosis build-up faktor, som angiver forholdet mellem dosis i et punkt fra primære og spredte fotoner og dosis i samme punkt alene fra primære fotoner. Dosis build-up faktoren, B , afhænger af både fotonenergien, E , materialet, Z , og materialetykkelsen, ℓ :

$$B = B(E, Z, \mu \cdot \ell)$$

Fotonenergifsættelsen i et materiale beregnes ved hjælp af det makroskopiske tværsnit for absorptionsprocesser. Til beregning af kermahastigheden i luft anvendes det makroskopiske tværsnit for energiabsorption i luft, masse-energi-absorptionskoefficienten, μ_{en}/ρ , som afhænger af fotonenergi og materiale:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{en}}{\rho}(E, Z)$$

3.1 Materialedata for jord

Den lineære dæmpningskoefficient, μ , for jord afhænger af jordens grundstofsammensætning. Grundstofsammensætningen er blevet bestemt på Risø i forbindelse med målinger af jords vandindhold ved hjælp af neutronstråling (Ølgård, 1965). Risø-jord er sammensat af 17 grundstoffer som vist i tabel 1.

Sammenhængen mellem den lineære dæmpningskoefficient μ og det mikroskopiske tværsnit, σ , (Storm og Israel, 1967) for et givet grundstof er givet som:

$$\mu = \frac{6.023 \cdot 10^{23}}{A} \cdot \rho \cdot \sigma \quad (16)$$

hvor A er atomvægten og ρ er massefylden for det betragtede grundstof.

Den lineære dæmpningskoefficient for jord, μ_j , kan med den nævnte grundstofsammensætning beregnes af:

$$\mu_j = \rho_j \cdot \sum_{i=1}^{17} \frac{6.023 \cdot 10^{23}}{A_i} \cdot \frac{w_i}{100} \cdot \sigma_i \quad (17)$$

Atomvægten, A_i , og vægtprocenten, w_i , for grundstofferne i Risø-jord er angivet i tabel 1. Massefylden for Risø-jord, ρ_j , er målt til $1.37 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

Tabel 1. Grundstofsammensætning for Risø-jord.

| Grundstof | Atomvægt, A | Vægtprocent, w |
|-----------|---------------|------------------|
| H | 1.008 | 0.33 |
| Li | 6.94 | ~ 0 |
| B | 10.82 | 0.003 |
| C | 12.01 | 0.51 |
| N | 14.01 | 0.06 |
| O | 16.00 | 53.50 |
| Na | 22.99 | 0.74 |
| Mg | 24.32 | 1.38 |
| Al | 26.98 | 3.75 |
| Si | 28.09 | 34.28 |
| P | 30.98 | 0.06 |
| Cl | 35.46 | 0.007 |
| K | 39.10 | 1.73 |
| Ca | 40.08 | 1.55 |
| Ti | 47.90 | 0.32 |
| Mn | 54.94 | 0.034 |
| Fe | 55.85 | 1.76 |

I tabel 2 er vist de beregnede værdier af den lineære dæmpningskoefficient μ_j for Risø-jord ved forskellige fotonenergier.

Tabel 2. Lineær dæmpningskoefficient for Riso-jord ved forskellige fotonenergier.

| E [MeV] | μ_j [cm ⁻¹] |
|-----------|-----------------------------|
| 0.1 | 2.213·10 ⁻¹ |
| 0.2 | 1.686·10 ⁻¹ |
| 0.3 | 1.451·10 ⁻¹ |
| 0.5 | 1.190·10 ⁻¹ |
| 1.0 | 8.692·10 ⁻² |
| 1.5 | 7.072·10 ⁻² |
| 2.0 | 6.098·10 ⁻² |
| 3.0 | 4.911·10 ⁻² |

Til computerberegninger af fotontransport skal både fotonenergi og materiale-tykkelse kunne varieres kontinuerligt. Derfor anvendes ofte Capo's polynomier i to variable, E og μl , til beregning af dosis build-up (Capo, 1958).

I beregningerne er anvendt build-up data for vand, fordi build-up faktorer for luft, vand og andre stoffer med lavt atomnummer stort set er ens for det samme antal middelvejlængder, μl .

Capo's to-parameter build-up faktor kan udtrykkes som:

$$B(E, \mu l) = \sum_{i=0}^3 \sum_{j=0}^4 c_{ij} (\mu l)^i \cdot E^{-j} \quad (18)$$

I tabel 3 er vist de anvendte værdier af polynomiekoefficienterne, c_{ij} , for vand.

Tabel 3. Polynomiekoefficienter for dosis build-up faktorer for vand.

| Polynomiekoefficienter, c_{ij} | | | | |
|----------------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| j \ i | 0 | 1 | 2 | 3 |
| 0 | 1.01094·10 ⁺⁰ | 1.16772·10 ⁻¹ | -7.65869·10 ⁻³ | 1.67068·10 ⁻⁴ |
| 1 | -6.00394·10 ⁻² | 2.32125·10 ⁺⁰ | -1.79023·10 ⁻² | 5.49295·10 ⁻⁴ |
| 2 | 7.20778·10 ⁻² | -2.12801·10 ⁺⁰ | 2.41735·10 ⁻¹ | -7.96332·10 ⁻³ |
| 3 | -3.01498·10 ⁻² | -7.67783·10 ⁻¹ | -4.34443·10 ⁻² | 7.23758·10 ⁻³ |
| 4 | 3.94733·10 ⁻³ | -9.08139·10 ⁻² | -1.34203·10 ⁻³ | -9.87237·10 ⁻⁴ |

3.2 Materialedata for asfalt

Materialesammensætningen af asfalt er normalt 5% bitumen og 95% stenmateriale (vægtprocenter). Stenmaterialet består af 50-60% granit og 40-50% flint. I denne rapport anvendes en sammensætning af stenmaterialet på 55% granit og 45% flint. Bitumen er sammensat af 10% H og 90% C. Sammensætningen af granit og flint

er følgende:

| | | |
|---------|---|------------------------------------|
| Flint: | 100% SiO ₂ | |
| Granit: | 72% SiO ₂ | 16% Al ₂ O ₃ |
| | 1.5% FeO+Fe ₂ O ₃ | 1.5% CaO |
| | 0.5% MgO | 4.5% K ₂ O |
| | 2.5% Na ₂ O | 0.5% TiO ₂ |
| | 0.2% P ₂ O ₅ | 1% H ₂ O |

På grundlag af denne fordeling er den procentiske vægtfordeling af grundstofferne i asfalt beregnet og vist i tabel 4.

Tabel 4. Grundstofsammensætning for asfalt.

| Grundstof | Vægtprocent |
|-----------|-------------|
| H | 0.6 |
| C | 4.5 |
| O | 49.1 |
| Na | 0.7 |
| Mg | 0.3 |
| Al | 4.0 |
| Si | 37.0 |
| P | 0.04 |
| K | 1.7 |
| Ca | 0.7 |
| Ti | 0.3 |
| Fe | 0.7 |

Massefylden for asfalt er 2.25 - 2.30 g·cm⁻³, og her er anvendt 2.28 g·cm⁻³. Den lineære dæmpningskoefficient for asfalt er beregnet ud fra ligning (17) med den viste grundstoffordeling i tabel 4, og værdierne er vist i tabel 5.

Tabel 5. Lineær dæmpningskoefficient for asfalt ved forskellige fotonenergier.

| E [MeV] | μ _a [cm ⁻¹] |
|---------|------------------------------------|
| 0.1 | 3.624·10 ⁻¹ |
| 0.2 | 2.797·10 ⁻¹ |
| 0.3 | 2.421·10 ⁻¹ |
| 0.5 | 1.979·10 ⁻¹ |
| 1.0 | 1.445·10 ⁻¹ |
| 1.5 | 1.176·10 ⁻¹ |
| 2.0 | 1.014·10 ⁻¹ |
| 3.0 | 8.244·10 ⁻² |

3.3 Materialedata for luft

Grundstofsammensætningen for atmosfærisk luft er ca. 21% ilt og ca. 79% kvælstof. De makroskopiske tværsnit for fotonreaktioner i luft beregnes som for de øvrige materialer efter ligning (17). I tabel 6 er vist de beregnede værdier af den lineære dæmpningskoefficient, μ_l , og masse-energi-absorptionskoefficienten, μ_{en}/ρ , for luft.

Tabel 6. Lineær dæmpningskoefficient og masse-energi-absorptionskoefficient for luft ved forskellige fotonenergier.

| E [MeV] | μ_l [cm^{-1}] | $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ [$\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$] |
|-----------|------------------------------|---|
| 0.1 | $1.914 \cdot 10^{-4}$ | $2.77 \cdot 10^{-2}$ |
| 0.2 | $1.578 \cdot 10^{-4}$ | $2.65 \cdot 10^{-2}$ |
| 0.3 | $1.371 \cdot 10^{-4}$ | $2.87 \cdot 10^{-2}$ |
| 0.5 | $1.122 \cdot 10^{-4}$ | $2.98 \cdot 10^{-2}$ |
| 1.0 | $8.222 \cdot 10^{-5}$ | $2.78 \cdot 10^{-2}$ |
| 1.5 | $6.672 \cdot 10^{-5}$ | $2.54 \cdot 10^{-2}$ |
| 2.0 | $5.715 \cdot 10^{-5}$ | $2.34 \cdot 10^{-2}$ |
| 3.0 | $4.655 \cdot 10^{-5}$ | $2.06 \cdot 10^{-2}$ |

4 Beregningsresultater

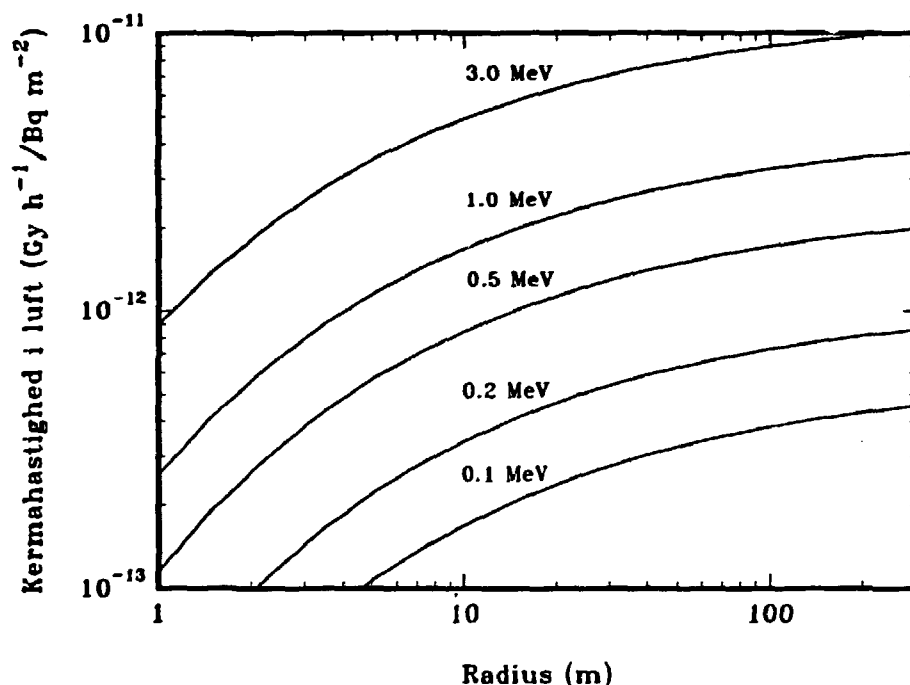
Ligningerne (7) og (10) i afsnit 2.1 beskriver kermahastigheden i luft i afstanden a midt for en cirkulær overfladekilde med radius R . Afstanden a er i alle beregningerne i denne rapport sat til 1 meter. Aktiviteten kan opblandes i et jordlag med tykkelsen X_j , og et jordlag med tykkelsen X_s kan anbringes ovenpå aktiviteten som afskærmning. Den vertikale fordeling af aktiviteten kan også være eksponential beskrevet ved halveringsdybden $H_{1/2}$. Ligningerne er løst numerisk ved hjælp af computerprogrammet, LANDCIRK.

4.1 Kermahastighed fra deponeret aktivitet på jordoverflader

Efter at radioaktive stoffer er blevet deponeret på jordoverflader vil stofferne begynde at migrere ned i jorden under indflydelse af vejrliget og de biologisk/mekaniske processer i jorden. Herved vil strålingsfeltet blive svækket som følge af absorption af γ -strålingen i jorden. På tilsvarende måde vil en pløjning af jorden kunne fordele aktiviteten i pløjelaget (normalpløjning) eller flytte de øverste få centimeter ned under et afskærmende lag jord (dybdepløjning). Den vertikale fordeling vil i de tre tilfælde blive forskellig. Ved naturlig migration vil den vertikale fordeling tilnærmelsesvis blive eksponential. Ved en normal pløjning vil den vertikale fordeling blive tilnærmelsesvis homogen i pløjelaget, og ved dybdepløjningen vil aktiviteten blive flyttet ned under et ikke-forurennet jordlag (dæklag).

4.1.1 Afhængighed af horisontal udstrækning

Kermahastigheden fra den deponerede aktivitet vil, for en given overfladekoncentration, S_0 , vokse med det forurenede areals størrelse. Dette skyldes, at γ -stråling har en lang rækkevidde i luft. Middelvejtlængden i luft for 1 MeV fotoner er omkring 100 meter, hvilket er den afstand over hvilken ca. 63% af de udsendte (og ikke-spredte) fotoner er blevet absorberet. Det betyder, at omkring 37% af de fotoner, der udsendes med retning mod et detektorpunkt fra en aktivitet, som befinder sig i en afstand fra punktet på 1 middelvejtlængde for luft, vil nå punktet. I en afstand på 3 middelvejtlængder, svarende til 300 meter luft, vil kun omkring 5% af fotonerne nå punktet, og i en afstand på 5 middelvejtlængder kun omkring 1%. På figur 3 er vist, hvorledes kermahastigheden vil vokse med voksende radius af en cirkulær fladekilde med homogen fordelt aktivitet.



Figur 3. Kermahastighed i luft 1 meter over en deponeret aktivitet på en jord-overflade med en overfladekoncentration på $1 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-2}$. Figuren viser, hvorledes kermahastigheden vokser med voksende radius, R , ved forskellige værdier af fotonenergien for de deponerede radionuklider.

Det fremgår af figur 3, at for en homogent fordelt overfladeaktivitet, hvor et detektorpunkt er placeret i midten af arealet 1 meter over overfladen, vil bidraget til kermahastigheden fra deponeret aktivitet længere væk end 300 meter være forsvindende.

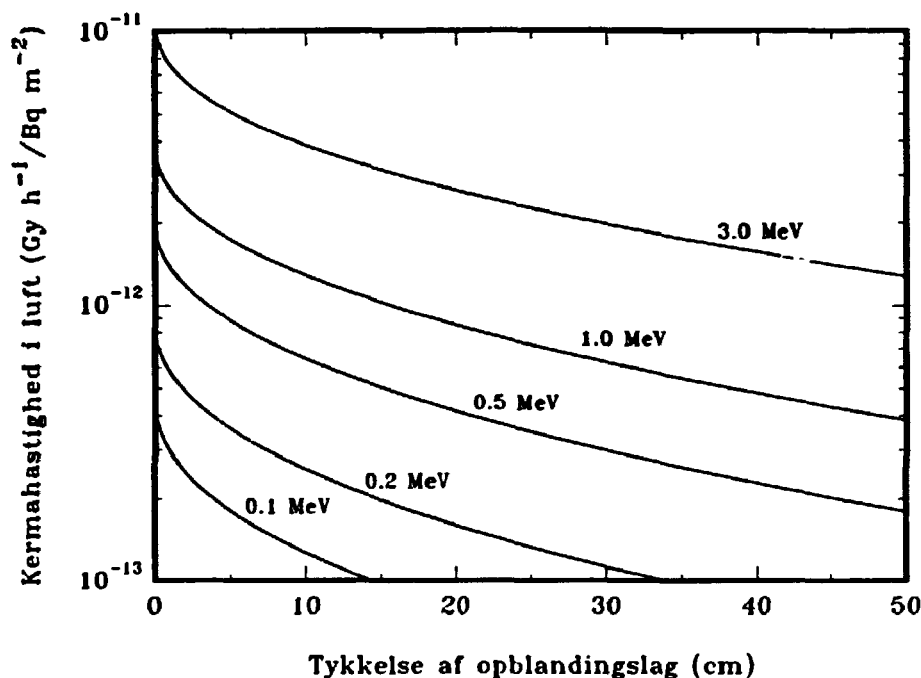
De højeste forureningsniveauer med ^{137}Cs i Danmark efter Chernobyl-uheldet i april 1986 var omkring $3 \text{ kBq}\cdot\text{m}^{-2}$. Det fremgår af figur 3, at denne overfladekoncentration svarer til en kermahastighed på omkring $10 \text{ nGy}\cdot\text{h}^{-1}$ i luft 1 meter over en forurenede overflade med en horisontal udstrækning på mere end 300 meter omkring detektorpunktet.

4.1.2 Homogen vertikal fordeling

Hvis den deponerede aktivitet med overfladekoncentrationen, S_0 , opblandes homogent i et jordlag med tykkelsen, X_f , vil kermahastigheden aftage med voksende tykkelse af blandingslaget. Dette skyldes, at de udsendte fotoner vil gennemtrænge en større materialetykkelse, med en deraf følgende større sandsynlighed for at blive

absorberet i jorden.

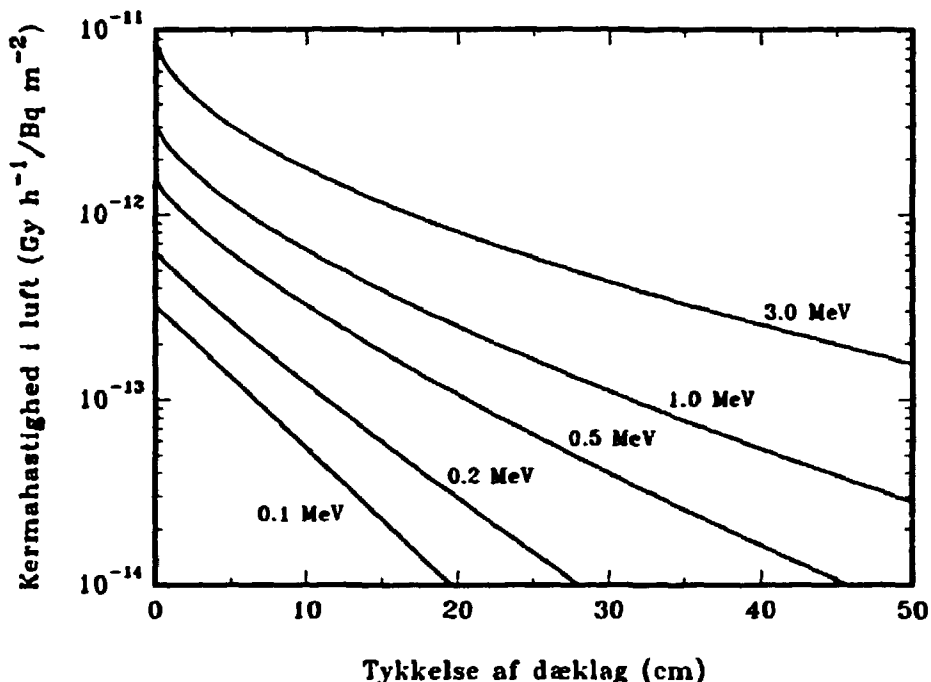
Koncentrationen i jorden ved en opblanding i laget X_f bliver S_0/X_f Bq·m⁻³. Kermahastighedens afhængighed af opblandingslagets tykkelse er vist på figur 4. Det ses på figur 4, at et opblandingslag på 25 cm jord vil reducere kermahastigheden fra ¹³⁷Cs 1 meter over jordoverfladen med ca. en faktor 5. Tilsvarende vil et opblandingslag på 50 cm jord reducere kermahastigheden fra ¹³⁷Cs med ca. en faktor 10.



Figur 4. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet med en initial overfladekoncentration på 1 Bq·m⁻². Efter deponeringen er aktiviteten opblandet homogent i et jordlag med tykkelsen X_f . Kermahastigheden aftager med voksende tykkelse af opblandingslaget. Radius R i den horisontale udstrækning af den deponerede aktivitet er større end 300 meter, hvilket svarer til en "uendelig" udstrækning.

Hvis den deponerede aktivitet dækkes af et lag jord med tykkelsen, X_s , men uden at aktiviteten iøvrigt opblandes med jorden kan der opnås en større reduktion af kermahastigheden, end hvis overfladeaktiviteten opblandes i det øverste lag jord. En sådan fordeling kan opnås ved en speciel dybdepløjning, hvor det øverste overfladelag med aktiviteten flyttes uforstyrret ned i dybden, X_s . Kermahastighedens afhængighed af tykkelsen, X_s , er vist på figur 5.

Det ses på figur 5, at et dæklag på 25 cm jord vil reducere kermahastigheden fra ¹³⁷Cs med ca. en faktor 30. Tilsvarende vil et dæklag på 50 cm jord reducere kermahastigheden fra ¹³⁷Cs med ca. en faktor 300.



Figur 5. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet med en initial overfladekoncentration på $1 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-2}$. Efter deponeringen dækkes aktiviteten af et jordlag med tykkelsen X_s . Kermahastigheden aftager med voksende tykkelse af dæklaget. Tykkelsen af opblandingslaget X_f er 0. Radius R i den horisontale udstrækning af den deponerede aktivitet er større end 300 meter, hvilket svarer til en "uendelig" udstrækning.

Det fremgår af figur 4 og 5, at for lige store værdier af opblandingslag, X_f , og dæklag, X_s , bliver kermahastigheden større, når aktiviteten opblandes homogent i et jordlag, i forhold til når aktiviteten dækkes af et jordlag af samme tykkelse. For 0.1 MeV fotoner bliver kermahastighedsforholdet, $\dot{K}(X_f)/\dot{K}(X_s)$ ca. 2-1000 for værdier af $X_f = X_s$ i intervallet 5-50 cm. For 0.5 MeV fotoner bliver det tilsvarende forhold 2-40, og for 2 MeV fotoner omkring 2-10.

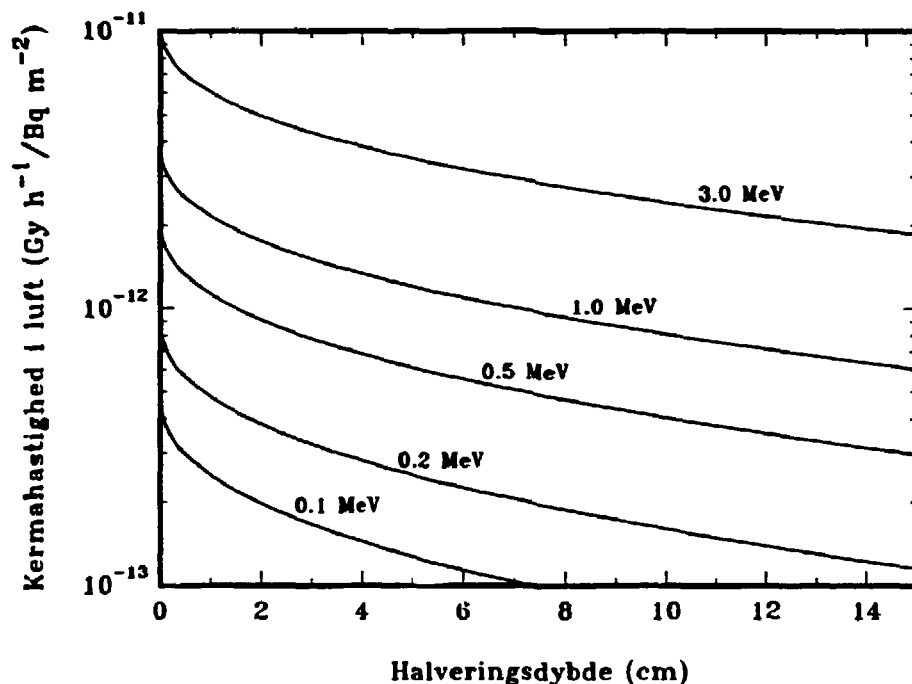
4.1.3 Eksponential vertikal fordeling

Deponeret aktivitet på udyrkede jordoverflader vil langsomt trænge ned i jorden. Den vertikale fordeling bliver omtrentlig eksponential med en halveringsdybde, $H_{1/2}$, som vokser med tiden. Halveringsdybden er den dybde, hvor koncentrationen er halveret i forhold til en referencedybde. For uforstyrrede jorde omkring Risø har 30 års målinger vist følgende sammenhæng mellem halveringsdybden, $H_{1/2}$, og tiden, t , for deponeret ^{137}Cs fra de atmosfæriske kernevåbensprængninger i 50'erne og 60'erne (Aarkrog, 1991):

$$H_{1/2} = 1.3 \cdot \sqrt{t} \quad (19)$$

hvor $H_{1/2}$ er i cm, og t er tiden i år siden deponeringen.

På figur 6 er vist, hvorledes kermahastigheden aftager med voksende halveringsdybde. Hvis den fundne sammenhæng mellem halveringsdybde og tid for ^{137}Cs på uforstyrrede jorde i Danmark anvendes, kan x -aksen på figur 6 ændres til tid målt i år (for cesium) ved at erstatte værdierne af $H_{1/2}$ målt i cm med $0.6 \cdot H_{1/2}^2$.



Figur 6. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet med en initial overfladekoncentration på $1 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-2}$. Efter deponeringen er den vertikale fordeling eksponential, specificeret ved halveringsdybden, $H_{1/2}$. Kermahastigheden aftager med voksende halveringsdybde. Radius R i den horisontale udstrækning af den deponerede aktivitet er større end 300 meter, hvilket svarer til en "uendelig" udstrækning.

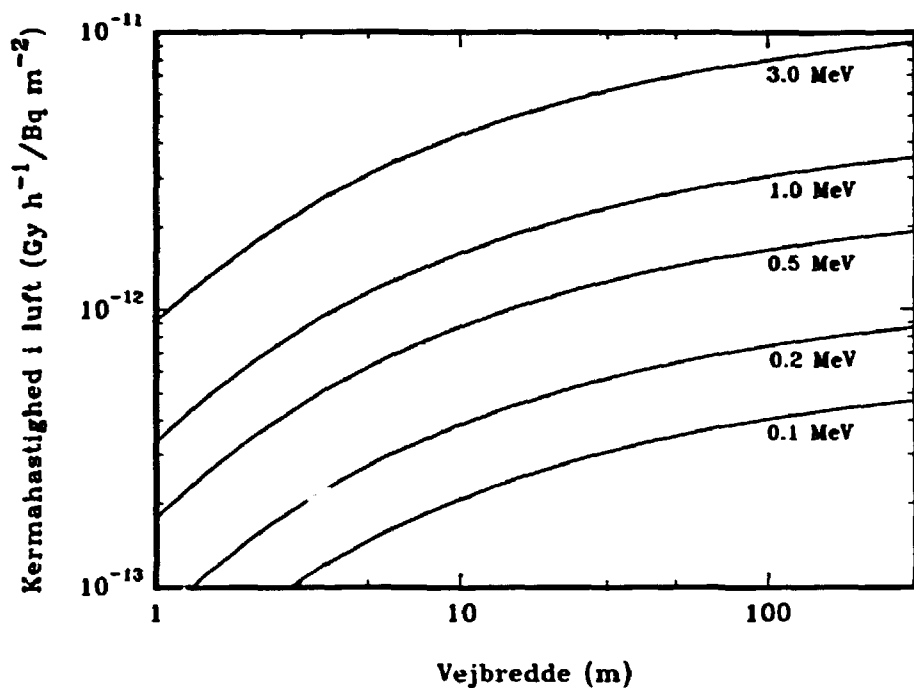
For ^{137}Cs kan man på grundlag af den fundne relation mellem halveringsdybden, $H_{1/2}$, og tiden, t , siden deponeringen beregne kermahastighedens reduktion som funktion af tiden. For uforstyrrede jorde i Danmark vil kermahastigheden over en uendelig fladekilde aftage med faktoren $t^{-0.22}$ som følge af migration alene for værdier af t på 0.15–100 år. Hertil kommer reduktionen som følge af radioaktivt henfald.

4.2 Kermahastighed fra deponeret aktivitet på veje i byområder

Ligning (15) i afsnit 2.2 beskriver kermahastigheden i luft i afstanden a midt for en rektangulær overfladekilde med bredden W og længden L . Et asfaltlag med tykkelsen T kan anbringes oven på kilden som afskærmning. Ligning (15) er løst numerisk ved hjælp af computerprogrammet, LANDREKT.

4.2.1 Afhængighed af horisontal udstrækning

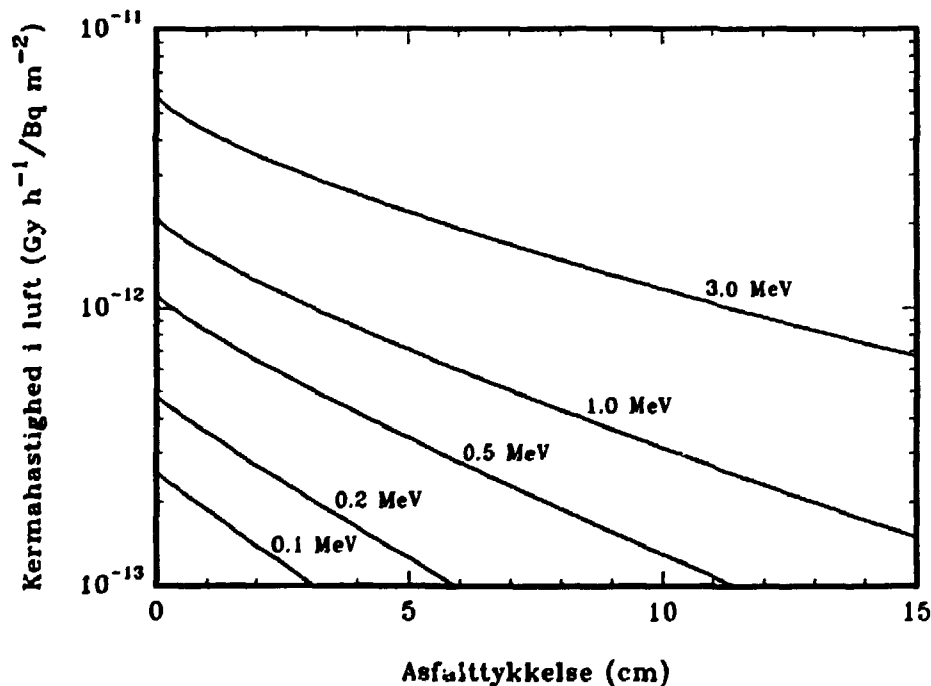
Kermahastigheden vil for en given overfladekoncentration, S_0 , vokse med voksende overfladeareal $L \cdot W$ som følge af γ -strålings lange rækkevidde i atmosfærisk luft. Afhængigheden af overfladearealets størrelse er vist på figur 7 for deponeret aktivitet på en vejoverflade.



Figur 7. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet på vejoverflader med en initial overfladekoncentration på $1 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-2}$. Kermahastigheden vokser med voksende vejbredde, W . Længden af vejarealet er større end 300 meter, hvilket svarer til en "uendelig" vejlængde.

4.2.2 Afhængighed af asfalttykkelse

Kermahastigheden fra en overfladekilde vil aftage med et voksende lag asfaltafskærmning. Afhængigheden af asfalttykkelsen T er vist på figur 8 for en vejbredde, W , på 20 meter og en vejlængde, L , på mere end 300 meter.



Figur 8. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet på vejoverflader med en initial overfladekoncentration på $1 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-2}$. Efter deponeringen er aktiviteten blevet dækket af et lag asfalt med tykkelsen, T . Kermahastigheden aftager med voksende asfalttykkelse. Længden af vejarealet er større end 300 meter, hvilket svarer til en "uendelig" vejlængde. Bredden af vejarealet er 20 meter.

De beregnede kermahastigheder i luft kan anvendes til at beregne doser fra deponeret aktivitet på jord- og vejoverflader til personer, som lever i de forurenede områder. Ved normal levevis i Danmark opholder man sig i gennemsnit ca. 10% udendørs og ca. 90% indendørs, hvor kermahastigheden er reduceret i forhold til udendørs på grund af bygningernes afskærmende virkning. Denne reduktionsfaktor bestemmer for et givet område (bymæssig bebyggelse, parcelhusbebyggelse, landmæssig bebyggelse) en tidsmidlet opholdsfaktor, \bar{L} , der tager hensyn til opholdstiden både indendørs og udendørs samt til bygningers afskærmende virkning. Dosis i tidsperioden (t_1, t_2) til personer i et område kan derfor beregnes som $\bar{L} \int_{t_1}^{t_2} \dot{K}(t) dt$. Tidsafhængigheden af \dot{K} inkluderer radioaktivt henfald af de deponerede radionuklider i den betragtede tidsperiode.

5 Kermahastighed på parameterform

De beregnede kermahastigheder er tilpasset et funktionsudtryk ved hjælp af programmet SigmaPlot. Med dette program kan data fittes til ligninger, som er ikke-lineære funktioner af deres parametre. Stort set alle funktioner kan anvendes.

SigmaPlot's kurvefitter bruger Marquardt-Levenbergs algoritme, som bruger mindste-kvadraters metode til minimering af summen af kvadraterne på afvigelserne mellem de oprindelige data og funktionsudtrykket.

Kermahastigheden i en afstand på 1 meter over midtpunktet af kilden som funktion af fotonenergien, E , og parameteren, P , er fittet til en funktion af typen:

$$\dot{K}(P, E) = a_0 E^{a_1} \exp(-b_0 E^{b_1} P^{c_0} E^{c_1}) \quad (20)$$

hvor P beskriver følgende størrelser:

- radius, R , i en uendelig tynd cirkulær fladekilde;
- tykkelsen af jordlaget, X_f , som en fladekilde af uendelig udstrækning er opblandet i;
- tykkelsen af jordlaget, X_s , som en fladekilde af uendelig udstrækning er dækket af;
- halveringsdybden, $H_{1/2}$, for en fladekilde af uendelig udstrækning som har en vertikal eksponentialfordeling i jord;
- bredden, W , af en uendelig lang vej;
- tykkelsen, T , af et asfaltlag der pålægges en uendelig lang vej med bredden 20 meter.

Værdierne af koefficienterne er vist i tabel 7, og de gælder for parameterverdier i følgende intervaller:

$$\begin{aligned} 0.1 &\leq E \leq 3.0 \text{ MeV} \\ 0 &\leq R \leq 300 \text{ m} \\ 0 &\leq X_f \leq 50 \text{ cm} \\ 0 &\leq X_s \leq 50 \text{ cm} \\ 0 &\leq H_{1/2} \leq 15 \text{ cm} \\ 0 &\leq W \leq 300 \text{ m} \\ 0 &\leq T \leq 15 \text{ cm} \end{aligned}$$

Tabel 7. Funktionskoefficienter for kermahastigheden, \dot{K} , som funktion af fotonenergien, E , og parameteren, P .

| $\dot{K}(P, E) = a_0 E^{a_1} \exp(-b_0 E^{b_1} P^{c_0} E^{c_1})$ | | | | | | |
|--|------------------------|--------|--------|-----------|--------|----------|
| Parameter, P | a_0 | a_1 | b_0 | b_1 | c_0 | c_1 |
| Cirkulær flade, R | $4.629 \cdot 10^{-12}$ | 0.8896 | 2.896 | -0.01133 | 2.891 | -0.06882 |
| Homogen fordeling, X_f | $3.896 \cdot 10^{-12}$ | 0.9367 | 0.3903 | -0.04195 | 0.4552 | -0.01499 |
| Dæklag, X_s | $3.186 \cdot 10^{-12}$ | 0.9975 | 0.3409 | 0.2879 | 0.6727 | -0.1734 |
| Eksponentiel fordeling, $H_{1/2}$ | $4.047 \cdot 10^{-12}$ | 0.9170 | 0.6332 | -0.02889 | 0.4071 | -0.02437 |
| Vejbredde, W | $4.652 \cdot 10^{-12}$ | 0.8711 | 2.631 | -0.01647 | 0.3939 | 0.02201 |
| Asfalttykkelse, T | $2.107 \cdot 10^{-12}$ | 0.9198 | 0.2991 | -0.004873 | 0.8053 | -0.08664 |

Ved hjælp af polynomiekoefficienterne kan kermahastigheden beregnes for en given radionuklid efter:

$$\dot{K}(P) = S_0 \sum_{i=0}^N y_i a_0 E_i^{a_1} \exp(-b_0 E_i^{b_1} P^{c_0} E_i^{c_1}) \quad (21)$$

hvor initialkoncentrationen på overfladen er S_0 af en given radionuklid, som udsender N fotoner med energierne E_i og fotonudbyttet y_i .

Hvis den deponerede aktivitet består af M radionuklider, kan den samlede kermahastighed beregnes som summen af de enkelte kermahastigheder fra alle radionukliderne:

$$\dot{K}(P) = \sum_{j=1}^M S_{0,j} \sum_{i=0}^N y_{i,j} a_0 E_{i,j}^{a_1} \exp(-b_0 E_{i,j}^{b_1} P^{c_0} E_{i,j}^{c_1}) \quad (22)$$

I beregningen af persondoser skal der tages hensyn til, at kermahastigheden aftager forskelligt for de enkelte radionuklider, både på grund af forskel i halveringstid og forskel i den hastighed, hvormed de enkelte radionuklider fjernes fra miljøet.

6 Sammenligning med andre beregningsmetoder

De foretagne beregninger er udført ved hjælp af den såkaldte 'eksponential point attenuation kernel', der sammenkobler fluencehastighed i et givet detektionspunkt med en punktkildestyrke. Reduktion i fluencehastigheden som resultat af geometrisk dæmpning med stigende afstand fra kilden samt eksponential dæmpning og spredning af fotoner indgår i metoden.

Andre metoder til strålingstransport omfatter Monte Carlo metoden og Boltzman's transportligning. I det efterfølgende er der foretaget en sammenligning af

de beregnede Point Kernel resultater med resultater beregnet med disse metoder.

Monte Carlo koden MCNP

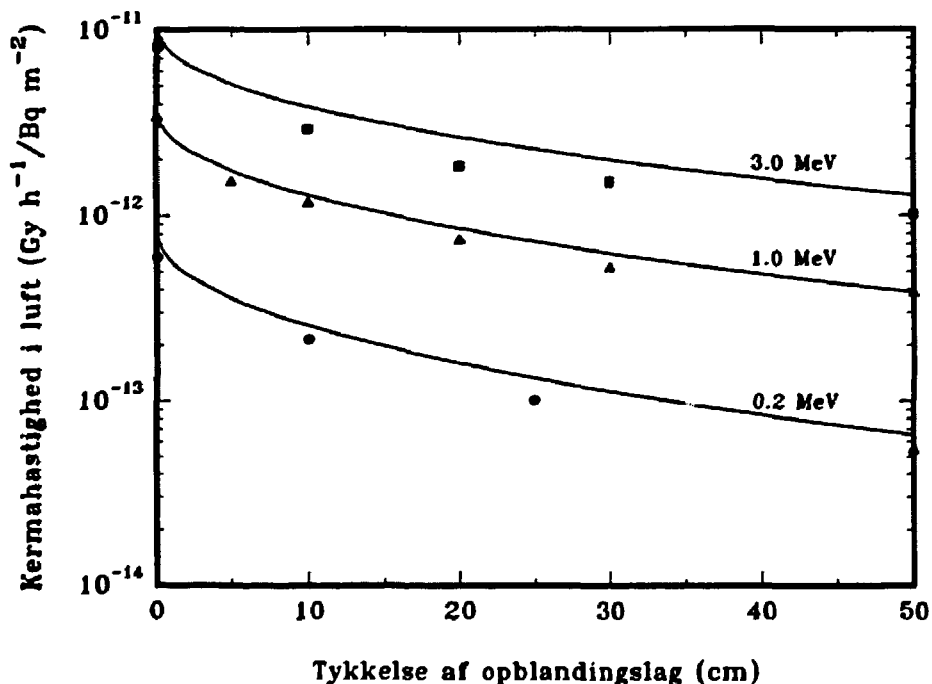
I Monte Carlo beregninger simuleres den stokastiske natur af strålings vekselvirkning med stof. Et Monte Carlo program indeholder en matematisk beskrivelse af sandsynligheden, der bestemmer:

- vejlængden, en partikel tilbagelægger mellem vekselvirkningspunkter i stoffet
- vekselvirkningstype i hvert vekselvirkningspunkt
- en ny (lavere) energi og retning for partiklen ved spredningsprocesser
- eventuel produktion af nye partikler

Monte Carlo metoden blev udviklet ved Los Alamos laboratoriet i USA under den anden verdenskrig, og Monte Carlo koden MCNP (Monte Carlo Neutron Photon) stammer helt tilbage til dette tidlige arbejde med strålingstransportberegninger. I løbet af 50'erne og 60'erne blev koden videreudviklet til en generel Monte Carlo transport kode. Den kan bruges til løsning af foton transport alene, neutron transport alene eller kombineret neutron/foton transport, hvor fotonerne produceres ved neutron-vekselvirkningsprocesser. Neutronenergiområdet er fra 10^{-11} – 20 MeV og fotonenergiområdet fra 10^{-3} – 100 MeV.

MCNP-koden og dens databiblioteker repræsenterer over 300 person-års arbejde, og den bruges mere end 100 cpu-timer pr. måned på Cray vektorprocessorer alene ved Los Alamos laboratoriet. Sandsynligheden for alvorlige mangler og fejl i koden eller dens databiblioteker er derfor lille som følge af dens vidtstrakte brug.

På figur 9 er kermahastigheden vist for en homogen fordelt aktivitet som funktion af opblandingslagets tykkelse beregnet med MCNP-koden og de parametriserede Point Kernel resultater fra programmet LANDCIRK.

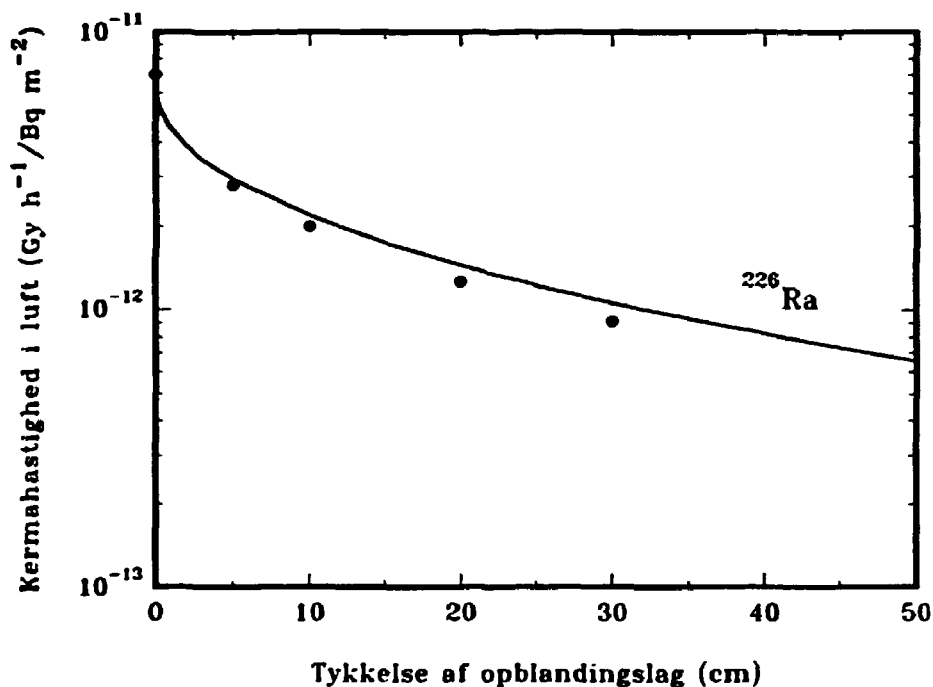


Figur 9. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet med en initial overfladekoncentration på $1 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-2}$. Efter deponeringen er aktiviteten opblandet homogent i et jordlag med tykkelsen X_j . Den horisontale udstrækning er uendelig. Kurven er beregnet med ligning (21), og punkterne \square , Δ og o , er beregnet med koden MCNP.

Monte Carlo koden POKER-CAMP

Kermahastigheden i luft kan beregnes med Monte Carlo koden POKER-CAMP (Koblinger and Nagy, 1985). I beregningerne opdeles omegnen i tre regioner. De to regioner er halv-uendelige medier, der repræsenterer luft og jord, medens det tredje er et materialeg mellem dem af arbitrær tykkelse men uendelig i de to horisontale retninger. Dette materialeg kan repræsentere enten den samme type jord som i det halv-uendelige medium, men med forskellig aktivitetskoncentration, eller et lag af eksempelvis sne eller beton, som dækker det halv-uendelige jordmedium.

På figur 10 er kermahastigheden vist for en homogen fordelt ^{226}Ra -aktivitet som funktion af opblandingslagets tykkelse beregnet med POKER CAMP-koden og de parametriserede Point Kernel resultater fra programmet LANDCIRK. Beregningen med ligning (21) er udført for ^{226}Ra i ligevægt med sine datterprodukter, og ialt 63 fotonenergier fra henfaldskæden er anvendt i beregningen.

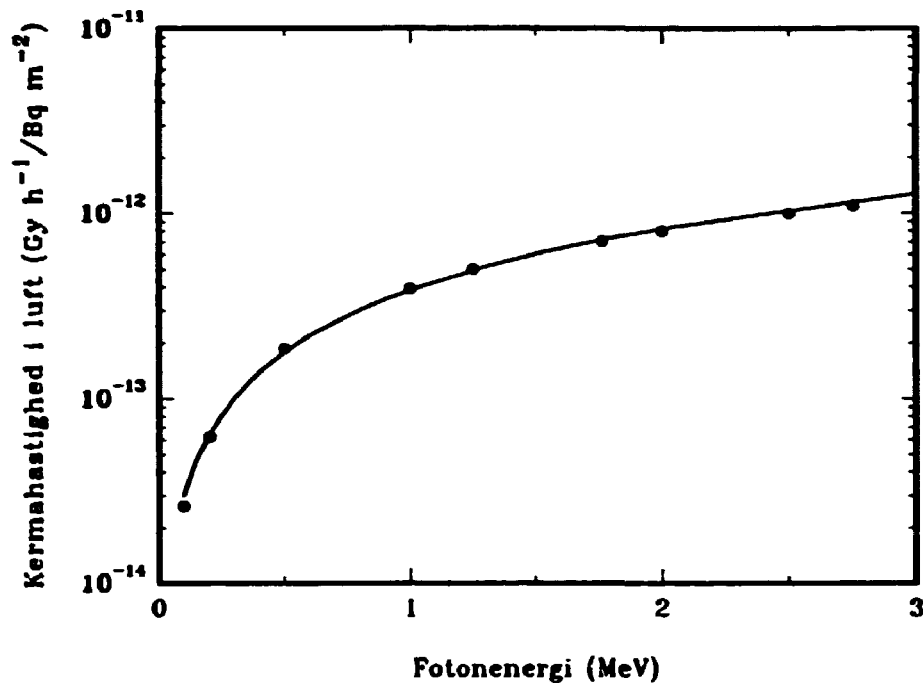


Figur 10. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet af ^{226}Ra med en initial overfladekoncentration på $1 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-2}$. Efter deponeringen er aktiviteten opblandet homogent i et jordlag med tykkelsen X_j . Den horisontale udstrækning er uendelig. Kurven er beregnet med ligning (21), og punkterne • er beregnet med koden POKER-CAMP.

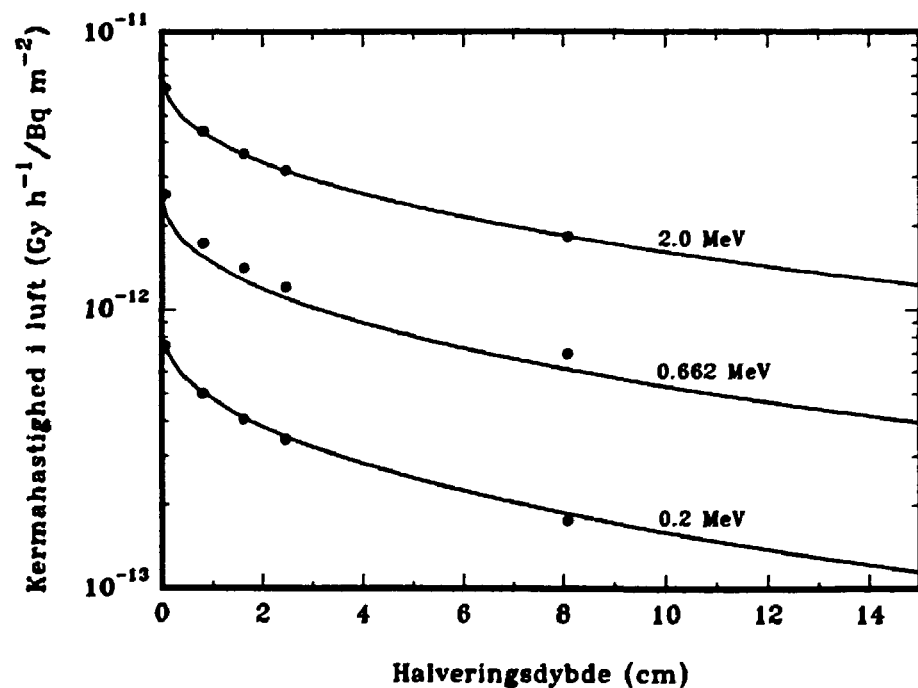
Boltzman's transportligning

Kermahastigheden i luft kan beregnes for en kilde med en uendelig udstrækning i jord, både i horisontal og vertikal retning. Den vertikale fordeling er enten homogen eller eksponential. Fotontransportligningerne løses for et to-medie system, hvor Boltzman-ligningen reduceres til et sæt af koblede integral-differential-ligninger (Beck and de Planque, 1968; Beck, DeCampo and Gogolak, 1972).

På figur 11 og 12 er kermahastigheden vist for henholdsvis en homogen fordelt aktivitet i de øverste 50 centimeter jord som funktion af fotonenergien og en eksponential fordelt aktivitet som funktion af halveringsdybden beregnet med Boltzmann's transportligning og de parametriserede Point Kernel resultater fra programmet LANDCIRK.



Figur 11. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet med en initial overfladekoncentration på $1 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-2}$. Efter deponeringen er aktiviteten opblandet homogent i jorden i de øverste 50 cm. Den horisontale udstrækning er uendelig. Kurven er beregnet med ligning (21), og punkterne \bullet er beregnet med Boltzman's transportligning.



Figur 12. Kermahastighed i luft fra deponeret aktivitet med en initial overfladekoncentration på $1 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-2}$. Efter deponeringen er aktiviteten eksponentielt fordelt i dybden. Den horisontale udstrækning er uendelig. Kurven er beregnet med ligning (21), og punkterne \bullet er beregnet med Boltzman's transportligning.

7 Diskussion og konklusion

Deponeret aktivitet på veje og jordoverflader vil give anledning til eksponering af personer, der færdes i de forurenede områder. Dosisreducerende foranstaltninger for radioaktive forureningsituationer af denne karakter omfatter pløjning af landbrugsjorde og asfaltering af veje. Herved reduceres kermahastigheden og dermed også de eksterne strålingsdoser til personerne i området.

Kermahastigheden er beregnet med Point Kernel metoden ved hjælp af programmerne LANDCIRK og LANDREKT. Beregningerne er foretaget for fotonenergier i intervallet 0.1–3 MeV og for forskellige horisontale og vertikale udstrækninger af den deponerede aktivitet. Resultaterne er fittet til en potens-eksponential funktion af fotonenergi og kildeudstrækning. Ud fra denne funktion kan kermahastigheden i luft beregnes for en given sammensætning af radionuklider med en programmerbar lommeregner eller PC.

Beregningerne viser, at kermahastigheden fra deponeret ^{137}Cs , der opblandes homogent i et pløjelag på 25–50 cm jord, vil blive reduceret med en faktor 5–10 i forhold til kermahastigheden uden opblanding. Hvis ^{137}Cs -aktiviteten ved en dybdepløjning anbringes under et jordlag på 25–50 cm bliver kermahastigheden reduceret med en faktor 30–300 i forhold til kermahastigheden uden dybdepløjning.

Deponeret ^{137}Cs , der uforstyrret trænger ned i jorden, får en vertikal fordeling, der tilnærmelsesvis er eksponential i dybden. Målinger på danske jordprøver med indhold af ^{137}Cs fra de atmosfæriske kernevåbensprængninger i 50'erne og 60'erne viser, at halveringsdybden vokser med kvadratroden af tiden siden deponeringen, når der er tale om ikke-dyrkede jorde (uforstyrrede jorde). Anvendes denne sammenhæng i beregningerne af kermahastigheden fra deponeret ^{137}Cs på uforstyrrede jorde, finder man, at migration alene vil reducere kermahastigheden med faktoren $t^{-0.22}$. Hertil kommer reduktion som følge af radioaktivt henfald.

Kermahastigheden fra deponeret ^{137}Cs på vejoverflader vil blive reduceret med en faktor 3–7, hvis der pålægges et lag asfalt af 5–10 cm tykkelse. Der er her tale om veje med en længde på flere hundrede meter og en bredde på omkring tyve meter.

Beregningsresultaterne fra LANDCIRK og LANDREKT er sammenlignet med tilsvarende beregningsresultater fra andre metoder, herunder Monte Carlo metoden, og der er fundet god overensstemmelse mellem beregningsresultaterne fra de forskellige metoder.

Referencer

Beck, H. and de Planque, G., *The Radiation Field in Air due to Distributed Gamma-Ray Sources in the Ground*. Health and Safety Laboratory, USAEC, HASL-195. New York 1968.

Beck, H., DeCampo, J. and Gogolak, C., *In Situ Ge(Li) and NaI(Tl) Gamma-Ray Spectrometry*. Health and Safety Laboratory, USAEC, HASL-258. New York 1972.

Capo, M.A., *Polynomial Approximation of Gamma Ray Build-up factors for a Point Isotropic Source*. APEX-510. November 1958.

Koblinger, L. and Nagy, G.Y., *Calculations on the Relationship between Gamma Source Distributions in the Soil and External Doses*. *The Science of the Total Environment*, 45, p. 357-364, 1985.

MCNP, *Monte Carlo Neutron and Photon Transport Code System*. Oak Ridge National Laboratory. CCC-200, 1988.

Storm, E. and Israel, H.I., *Photon Cross Sections from 0.001 to 100 MeV for Elements 1 through 100*. LA-3753. Los Alamos, New Mexico 1967.

Ølgård, P.L., *On the Theory of the Neutronic Method for Measuring the Water Content in Soil*. Rissø Report No. 97. January 1965.

Aakrog, A., *Personlig kommunikation*. 1991.

Title and author(s)**Gamma radiation fields from activity deposited on road and soil surfaces****Per Hedemann Jensen**

| | |
|----------------------|------------------|
| ISBN | ISSN |
| 87-558-1908-0 | 0106-2840 |

| | |
|--|----------------------|
| Dept. or group | Date |
| Section of Applied Health Physics, Department of Safety | December 1993 |

| | |
|----------------------------------|-----------------------------|
| Groups own reg. number(s) | Project/contract No. |
|----------------------------------|-----------------------------|

| Pages | Tables | Illustrations | References |
|--------------|---------------|----------------------|-------------------|
| 25 | 7 | 12 | 8 |

Abstract (Max. 2000 char.)

Radioactive material deposited in the environment after an accidental release would cause exposure of the population living in the affected areas. The radiation field will depend on many factors such as radionuclide composition, surface contamination density, removal of activity by weathering and migration, and protective measures like decontamination, ploughing and covering by asphalt. Methods are described for calculation of air kerma rate from deposited activity on road and soil surfaces, both from the initially deposited activity and from activity distributed in the upper layer of soil as well as from activity covered by asphalt or soil. Air kerma rates are calculated for different source geometries and the results are fitted to a power-exponential function of photon energy, depth distributions in soil and horizontal dimensions. Based on this function calculations of air kerma rate can easily be made on a personal computer or programmable pocket calculator for specific radionuclide compositions and different horizontal and vertical distributions of the deposited activity. The calculations are compared to results from other methods like the Monte Carlo method and good agreement is found between the results.

Descriptors INIS/EDB

ACCIDENTS; CALCULATION METHODS; DEPOSITION; DOSE RATE; FISSION PRODUCT RELEASE; KERMA; RADIOACTIVE MATERIALS; RADIONUCLIDE MIGRATION; ROADS; SOILS; SURFACE CONTAMINATION

Available on request from:

Riss Library, Riss National Laboratory (Riss Bibliotek, Forskningscenter Riss)

P.O. Box 49, DK-4000 Roskilde, Denmark

Phone (+45) 46 77 46 77, ext. 4004/4005/4006 · Telex 43 116 · Telefax (+45) 46 75 56 27

FORMÅL

Risø har til formål at fremme den teknologiske udvikling inden for hovedområderne:

Energi
Miljø
Materialer

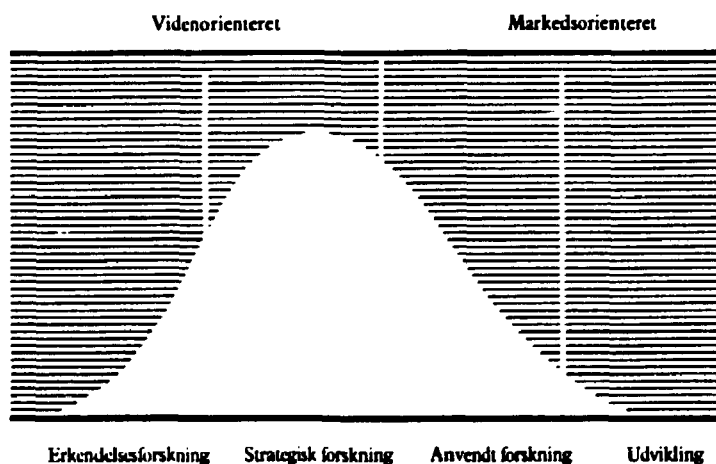
BRUGERE

Risøs forskning sigter mod at skabe viden, der kan anvendes af:

Forskningsverdenen
Erhvervslivet
Myndighederne

FORSKNINGSPROFIL

Risøs forskning er hovedsagelig strategisk, d.v.s. at den er langsigtet og skaber viden på områder, hvor der er et samfundsmæssigt behov.



Videnorienteret

Markedsorienteret

Erkendelsesforskning

Strategisk forskning

Anvendt forskning

Udvikling

INDSAT SOMRÅDER

- Forbrænding og forgasning
- Vindenergi
- Energimaterialer
- Energi- og miljøplanlægning
- Vurdering af miljøbelastninger
- Begrænsning af miljøbelastninger
- Tekniske systemers sikkerhed og pålidelighed
- Nuklear sikkerhed
- Materialers atomare struktur og egenskaber
- Avancerede materialer og materialeteknologi
- Optik og fluid dynamik

Risø-R-695(DA)
ISBN 87-550-1908-0
ISSN 0106-2840

Rekvireres fra
Risø Bibliotek
Forskningscenter Risø
Postboks 49, 4000 Roskilde
Telefon 46 77 46 77, lokal 4004/4005
Telex 43116, Telefax 46 75 56 27