

Technical University of Denmark



Modeller til beregning af eksterne gammadoser og inhalationsdoser fra frigørelser til atmosfæren af radioaktive stoffer

Thykier-Nielsen, Søren

Publication date:
1974

Document Version
Også kaldet Forlagets PDF

[Link back to DTU Orbit](#)

Citation (APA):

Thykier-Nielsen, S. (1974). Modeller til beregning af eksterne gammadoser og inhalationsdoser fra frigørelser til atmosfæren af radioaktive stoffer. (Risø-M; Nr. 1725).

DTU Library
Technical Information Center of Denmark

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

<p>Title and author(s)</p> <p>Models for Calculation of External Gamma Doses and Inhalation Doses from Releases of Radioactive Isotopes to the Atmosphere</p> <p>by</p> <p>S. Thykier-Nielsen</p>	<p>Date July, 1974</p> <p>Department or group Health Physics Department</p> <p>Group's own registration number(s) H/TM-227</p>
<p>48 pages + tables + illustrations</p>	
<p>Abstract</p> <p>A model was developed which permits calculation of the downwind radiation doses from a release of radioactive isotopes. The model can be used for calculating external gamma doses, as well as internal doses due to inhalation of radioactive material. The Gaussian plume model is used assuming release from a point source with either constant leak rate or leak of a constant fraction of a given amount per time unit. Fall-out and wash-out are accounted for, as are the changes in concentration due to variation of the wind-direction during the release. Furthermore radioactive decay is accounted for as well as growth and decay of daughter products.</p> <p>Based on the model two computer programs were written for the calculation of doses to individuals: GDOS (external gamma doses) and INDOS2 (inhalation doses). Both programs assume constant leak-rate and GDOS does not take into consideration fall-out, wash-out and variation of the wind-direction.</p> <p>Data for the programs are given in the appendix.</p>	<p>Copies to</p>
<p>Available on request from the Library of the Danish Atomic Energy Commission (Atomenergikommisionens Bibliotek), Risø, DK-4000 Roskilde, Denmark Telephone: (03) 35 51 01, ext. 334, telex: 43116</p>	

INDHOLD

	Side
FORORD	1
TERMINOLOGI	2
ORDLISTE	3
1. INDLEDNING	4
2. TEORETISK GRUNDLAG	4
2.1. Spredningsmodel	4
2.2. Model for beregning af eksterne gammadoser ..	17
2.3. Model for beregning af inhalationsdoser	20
3. IMPLEMENTERING	22
3.1. Gammadosismodel	22
3.2. Inhalationsdosismodel	29
4. AFSLUTTENDE BEMÆRKNINGER	30
REFERENCER	31
Appendiks: DATA TIL DOSISMODELLER	1-1

FORORD

I foråret 1972 udsendte Koordinationsudvalget for reaktorsikkerhedsvurdering (KURS) et "Forslag til Program for Risø's myndighedsarbejde i forbindelse med beliggenhedsundersøgelser" (KURS - 1 - 29). I dette forslag blev der stillet en række arbejdsopgaver, hvoriblandt var at opstille modeller for befolkningens dosisbelastning fra luftbårne frigørelser af radioaktive stoffer fra reaktordrift og -havarier. Som en del af løsningen på denne opgave er opstillet de i det følgende beskrevne modeller til beregning af eksterne gammadoser og indåndingsdoser fra luftbårne radioaktive stoffer. Modellerne er blevet implementeret som datamat-programmer, der forelå klare til brug i foråret 1973. Denne rapport beskriver de pr. februar 1974 foreliggende udgaver af modellerne, idet disse til stadighed undergår ændringer for at øge deres anvendelighed.

Modellerne indgår i de på Helsefysisk afdeling udviklede programmer til beregning af doser til befolkningen i omegnen af givne reaktorbeliggenhedsforslag.

TERMINOLOGI

Nedenstående liste rummer kun de betegnelser, der benyttes i samme betydning i hele denne rapport.

(xd, yd, zd)	Koordinater til detektorpunkt [m]
h	Effektiv skorstenshøjde [m]
u	Vindhastighed [m/sek]
$\sigma_x(x)$	Horisontal udbredelsesparameter
σ_y	Standardafvigelse i den gaussiske fordeling
	Afhænger af den atmosfæriske stabilitet.
$\sigma_z(x)$	Vertikal udbredelsesparameter [m]
	Standardafvigelse i den gaussiske fordeling
	Afhænger af den atmosfæriske stabilitet.
$x(x, y, z, u)$	Koncentration [g/m^3] eller [Ci/m^3]
$S(x, y, z, u)$	Relativ koncentration [sek/m^3]
$S_g(x, y, z, u)$	Relativ koncentration korrigeret for refleksion ved jordoverfladen [sek/m^3]
$Q(x, t)$	Tilsyneladende kildestyrke på stedet x til tiden t [Ci/sek] eller [g/sek]
$s(t)$	Frigørelses hastighed [Ci/sek]
λ	Henfaldskonstant for radioaktiv isotop [sek^{-1}]
td_1	Tidspunkt for start af ophold i detektorpunkt [sek]
td_2	Tidspunkt for slut på ophold i detektorpunkt [sek]
tf_1	Tidspunkt for start af frigørelse [sek]
tf_2	Tidspunkt for slut på frigørelse [sek]
v_g	Udskillelseshastighed (tørdeposition) [m/sek]
l_g	Udvaskningshastighed [sek^{-1}]
E	Fotonenergi [MeV]
f	Fotonudbytte [fot/dis]
$\mu(E^\gamma)$	Lineær absorptionskoefficient for luft [m^{-1}]
$\sigma(E^\gamma)$	Energiabsorptionskoefficient for luft [cm^2/g]
kd	Omsætningsfaktor, dosis/(absorberet energi pr. gram pr. Ci) [$rem/(MeV/g)/Ci$]
r	Afstand kilde-detektorpunkt [m]
$B(\beta r)$	Dosis build-up faktor
$I(x, t_1, t_2)$	$\int_{t_1}^{t_2} Q(x, \tau) d\tau$: Integreret kildeled [Ci]
$D^g(x, y, z)$	Ekstern gammadosis i punktet (x, y, z) [rem]
$D_i(x, y, z)$	Indåndingsdosis i punktet (x, y, z) [rem]
β	Indåndingshastighed [m^3/sek]

b Dosis (dose commitment) pr. radioaktivitetsenhed, der indåndes [rem/Ci]

ORDLISTE

absorberet dosis

Den absorberede strålingsenergi pr. masseenhed af det bestrålede materiale.

Enhed: J/kg, erg/g eller rad = 100 erg/g

dose commitment

Integralet over uendelig tid af dosishastigheden fra en specificeret mængde radioaktive stoffer frigivet i et givet tidsrum. Er der tale om persondoser, skal integrationen dog kun omfatte personens levetid. I denne rapport er indåndingsdosis fra en given frigørelse sat lig dose commitment fra frigørelsen.

Se isøvrigt ref. 17.

dosis

Benyttes i denne rapport i betydningen dosisækvivalent.

dosis hastighed

Dosis (absorberet dosis) pr. tidsenhed. Enhed: W/kg eller rad/sek = 10^{-2} W/kg.

dosis ækvivalent

Den absorberede dosis multipliceret med en "kvalitetsfaktor" og en "fordelingsfaktor" for at udtrykke den større biologiske effekt, som en partikelstråling kan have i forhold til en røntgen- eller gammastråling.

Enhed: rem.

rad

Enhed for absorberet dosis:

1 rad = 100 erg/g = 0.01 J/kg.

rem

rem (roentgen equivalent man) er enheden for dosisækvivalent. Af definitionen på dosisækvivalent følger at

$1 \text{ rem} = 1 \cdot \text{rad} \cdot QF \cdot DF$

hvor QF er "kvalitetsfaktoren" og DF er "fordelingsfaktoren". For de dosistyper, der betragtes i denne rapport, kan man sætte

$QF = 1$ og $DF = 1$, således at

1 rem = 1 rad.

Angående definitioner og forklaringer på begreber, der vedrører atomvidenskab og -teknik, henvises til reference 16.

1. INDLEDNING

Frigørelse af radioaktive stoffer fra en bygning (f. eks. et atomkraftværk), skorsten eller lignende vil kunne medføre, at personer i frigørelsesstedets omegn modtager strålingsdoser på 4 principielt forskellige måder:

- a. ved ekstern stråling fra luftbærent materiale.
- b. ved ekstern stråling fra materiale deponeret på jordens overflade.
- c. ved intern stråling fra direkte indtag af radioaktivt materiale.
- d. ved intern stråling fra radioaktivt materiale indtaget via økologiske kæder.

Der er opstillet modeller til beregning af doser fra ekstern gammastråling fra luftbårne radioaktive stoffer, samt af doser fra inhalerede radioaktive stoffer. Der betragtes kun udslip af længere varighed (fanesisituationen), men modellerne kan udvides til også at omfatte momentant udslip (skysituationen).

Begge modeller er baseret på den generelle gaussiske udbredelsesmodel, idet de af F. Pasquill (ref. 4.) givne parametre benyttes.

I denne rapport beskrives modellernes teoretiske grundlag og deres opbygning. Appendiks rummer de data, der er anvendt i de datamat-programmer, der på grundlag af modellerne er udviklet til beregning af individdoser fra ekstern gammastråling, henholdsvis indånding af radioaktive stoffer.

2. TEORETISK GRUNDLAG

2.1. Spredningsmodel

2.1.1. Generel beskrivelse

Frigøres materiale kontinuerligt fra et punkt, f. eks. en skorsten, vil materialet udbrede sig som en fane i vindretningen. Materialekoncentrationen vil afhænge af mange faktorer. Generelt kan siges, at den vil være størst langs fanens midterlinie og nær frigørelsespunktet, medens den vil falde med afstanden fra frigørelsespunktet og midterlinien. Endvidere vil koncentrationen afhænge af den atmosfæriske stabilitet, således at jo mere stabil atmosfæren er, jo større bliver koncentrationerne nær fanens midterlinie.

Det er valgt at benytte den såkaldte gaussiske udbredelsesmodel, som er den almindeligst brugte. (Se f. eks. ref. 1, 2, 3 og 4).

Ifølge denne model antages en gaussisk (normal) fordeling af materialekoncentrationen i planet vinkelret på vindretningen, således at der kan opstilles følgende udbredelsesformel i et retvinklet koordinatsystem med begynd-

elsespunkt i kildepunktet (frigørelsespunktet) og x-aksen i vindretningen (se fig. 1):

$$\chi(x, y, z, u) = Q \cdot S(x, y, z, u) \quad (1)$$

hvor

$$S(x, y, z, u) = \frac{1}{2\pi \cdot u \cdot \sigma_y(x) \cdot \sigma_z(x)} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y(x)^2} - \frac{z^2}{2 \cdot \sigma_z(x)^2}\right) \quad (2)$$

hvor

$X(x, y, z, u)$ = koncentration [g/m^3]

$S(x, y, z, u)$ = relativ koncentration [sek/m^3]

Q = tilsyneladende kildestyrke [g/sek]

u = vindhastighed [m/sek]

(x, y, z) = detektor-punktets koordinater [m]

$\sigma_y(x), \sigma_z(x)$ = horisontal hhv. vertikal udbredelsesparameter [m]

Standardafvigelse i den gaussiske fordeling.

Er der tale om en meget kortvarig frigørelse, vil det frigjorte materiale udbrede sig som en sky med en gaussisk fordeling af materiale-koncentrationen i både x-, y- og z-retningen. Der vil altså i udtrykket for koncentrationen også indgå en udbredelsesparameter for x-(vind-)retningen. Udbredelsesparametrene (σ_x , σ_y og σ_z) vil ikke være de samme som ved en kontinuerlig frigørelse. De i det følgende udviklede modeller omfatter kun kontinuerlig frigørelse, og forholdene omkring momentant frigørelse vil ikke blive nærmere belyst her.

Den tilsyneladende kildestyrke, Q , er lig frigørelses hastigheden, e [g/sek] korrigeret for ændringer på strækningen fra kildepunkt til detektorpunkt (som følge af udvaskning, radioaktivt henfald etc.). Q vil dermed være en funktion af såvel afstanden fra frigørelsespunktet som frigørelsens forløb og art (se afsnit 2.1.2.).

Udbredelsesparametrene afhænger af en lang række faktorer vedrørende frigørelsesstedet og det sted, hvor koncentrationen måles:

Turbulens forhold, fanens højde over jordoverfladen, terrain-form (åbent land, bakker etc.), vindhastighed, afstand mellem frigørelses- og detektorpunkt samt registreringstid for den koncentration, der skal bestemmes. Der er i appendiks givet typiske værdier af $\sigma_y(x)$ og $\sigma_z(x)$.

Den beskrevne spredningsmodel benyttes her under den idealiserende antagelse, at udbredelsesforholdene på et givet sted ikke ændrer sig i det tidsrum, der betragtes. Dette gælder såvel spredningsparametre som vindhastighed og -retning. For vindretningens vedkommende kan der dog tages hensyn til mindre svingninger omkring en given retning (se afsnit 2.1.4.).

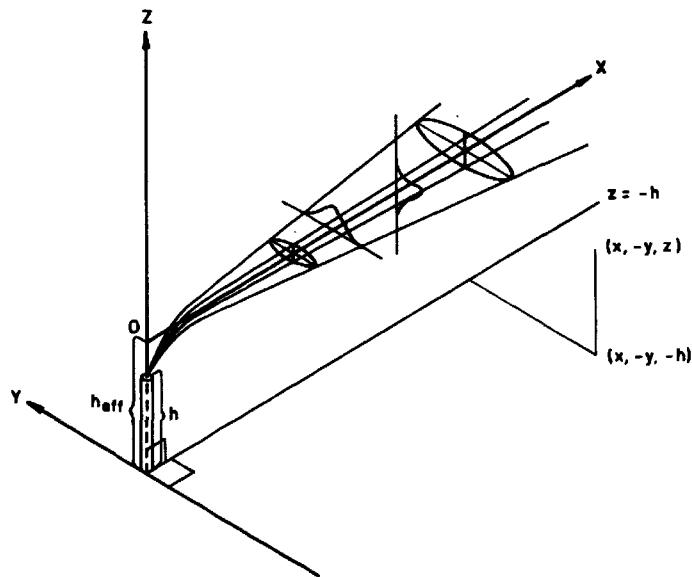


Fig. 1

Gaussisk udbredelsesmodel (plume)

Desuden antages det, at fanen kan udbrede sig ubegrænset i y-retningen, og at der ikke findes nogen øvre grænse for den vertikale diffusion.

En nedre grænse vil derimod eksistere, idet man må forvente, at udbredelsesforholdene ændres, når fanen når jordoverfladen. Det vil derfor være nødvendigt at korrigere det under (2) givne udtryk for den relative koncentration, idet dette forudsætter, at fanen kan udbrede sig ubegrænset i såvel horisontal som vertikal retning. Korrektionen sker ud fra den antagelse, at fanen "reflekteres", når den når jordoverfladen (ref. 1., 2. og 3.), hvilket er ækvivalent med, at der under jorden tænkes at eksistere en imaginær kilde, der er et spejlbillede af den reelle. Forholdet er vist på fig. 2.

Den korrigerede relative koncentration S_g , fås da ved at addere bidraget fra den imaginære kilde til den oprindelige værdi for den relative koncentration:

$$S_g(x, y, z, u) = S(x, y, z, u) + S(x, y, z + 2h, u)$$

$$= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot u \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \cdot e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \cdot \left(e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} + e^{-\frac{(2h+z)^2}{2\sigma_z^2}} \right) \quad (3)$$

hvor

h = effektiv skorstenshøjde [m].

Benyttes et koordinatsystem med begyndelsespunkt ved jordoverfladen, således at de nye z-koordinater bestemmes af transformationen $z' = z + h$, bliver (3):

$$S_g(x, y, z', u) = \frac{1}{2 \pi u \sigma_y \sigma_z} \cdot \left(e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \cdot e^{-\frac{(z'-h)^2}{2\sigma_z^2}} + e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \cdot e^{-\frac{(z'+h)^2}{2\sigma_z^2}} \right) \quad (4)$$

Som nævnt er den gaussiske udbredelsesmodel opstillet under antagelse af, at udbredelsesforholdene kan betragtes som ensartede inden for det område omkring frigørelsesstedet, man betragter. Såfremt de lokale variationer i udbredelsesforholdene (på grund af uregelmæssigheder i terrainet, herunder tilstedeværelsen af bygninger, vandområder etc.) er meget store, må der benyttes en model baseret på direkte målinger af udbredelsesforholdene, f. eks. ved røgforsøg.

2.1.2. Den tilsyneladende kildestyrke

Den tilsyneladende kildestyrke, Q , vil i de fleste tilfælde variere med afstanden fra frigørelsespunktet.

Frigøres f. eks. en radioaktiv isotop med hastigheden q [Ci/sek], vil

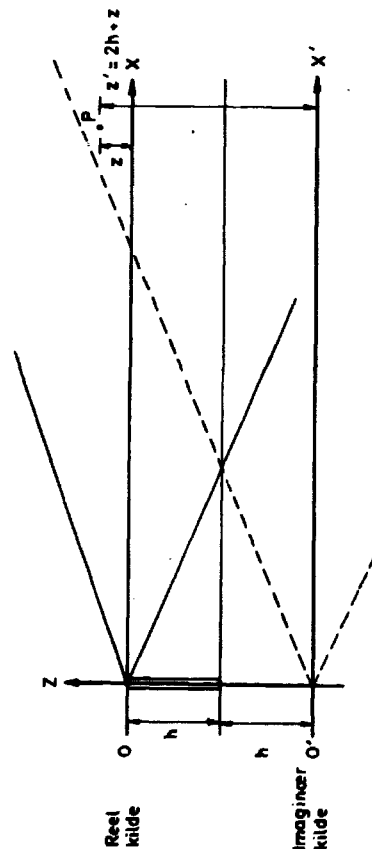


Fig. 2

den tilsyneladende kildestyrke i afstanden x fra frigørelsespunktet være:

$$Q_k(x, t) = \alpha \cdot e^{-\lambda \cdot \frac{x}{u}} \quad [\text{Ci/sek}]$$

$$\text{for } tf_1 + \frac{x}{u} \leq t \leq tf_2 + \frac{x}{u}$$

$$= 0 \quad \text{ellers}$$

hvor

tf_1 = tidspunkt for frigørelsens start

tf_2 = tidspunkt for frigørelsens slutning

λ = henfaldskonstant [sek^{-1}]

Alternativt kan betragtes en beholder, der til tiden t_1 indeholder K_0 curie af en radioaktiv isotop. Frigøres pr. tidsenhed en bestemt brøkdel, α [sek^{-1}], af beholderens indhold, bliver frigørelseshastigheden til tiden t :

$$\alpha(t) = \alpha \cdot K(t) \quad [\text{Ci/sek}] \quad (6)$$

hvor

$K(t)$ = den tilbageværende mængde aktivitet i beholderen til tiden t [Ci]

Betragtes en frigørelse, der starter til tiden tf_1 og slutter til tiden tf_2 , har man

$$K(t) = \begin{cases} K_0 & \text{for } t < tf_1 \\ K_0 \cdot e^{-(\lambda + \alpha)(t - tf_1)} & \text{for } tf_1 \leq t \leq tf_2 \\ K_0 \cdot e^{-\alpha(tf_2 - tf_1)} \cdot e^{-\lambda(t - tf_1)} & \text{for } tf_2 < t \end{cases} \quad (7)$$

hvor

α = lækkehastighed [sek^{-1}]

Frigørelseshastigheden bliver

$$\alpha(t) = \alpha \cdot K_0 \cdot e^{-(\lambda + \alpha) \cdot (t - tf_1)} \quad [\text{Ci/sek}] \quad (8)$$

$$\text{for } tf_1 \leq t \leq tf_2$$

$$= 0 \quad \text{ellers}$$

Den totale frigørelse i tidsrummet fra tf_1 til tf_2 bliver

$$\int_{tf_1}^{tf_2} \alpha(t) dt = \frac{\alpha K_0}{\lambda + \alpha} \cdot (1 - e^{-(\lambda + \alpha)(tf_2 - tf_1)}) \quad (9)$$

Den tilsyneladende kildestyrke bliver:

$$Q_v(x, t) = \alpha \cdot K_0 \cdot e^{-\lambda \frac{x}{u}} \cdot e^{-(\lambda + \alpha)(t - tf_1)} \quad [\text{Ci/sek}] \quad (10)$$

$$\text{for } \frac{x}{u} + tf_1 \leq t \leq tf_2 + \frac{x}{u}$$

$$= 0 \quad \text{ellers}$$

2.1.3. Korrektion for udfald

En del af det frigjorte materiale vil under transporten i vindretningen bort fra frigørelsesstedet, falde ud på jorden. Herved vil såvel mængden som fordelingen af materialet i en given del af fanen ændres. Udfaldet omfatter i hovedsagen materiale, der er på aerosol- eller partikelform (eller hæftet til partikler). Under nedbør kan der også forekomme udfald af luftformige stoffer, med undtagelse af de ædle luftarter (Xenon, Krypton etc.)

Udfaldet kan ske på 2 måder, afhængigt af, om der under frigørelsen forekommer nedbør eller ej:

I tørvejr vil udfaldet ske relativt langsomt, og kun afhænge af materialekoncentrationen i de nederste lag af fanen.

Under nedbør vil materiale blive udvasket fra fanen i hele dens højde, og dette vil medføre et udfald, der normalt er større end, hvad der kan forventes i tørvejr.

2.1.3.1. Udskillelse i tørvejr

Ved beskrivelse af udskillelsen benyttes her den såkaldte udskillelseshastighed - velocity of deposition - v_g , der er defineret som

$$v_g = \frac{\text{ændring i overfladekoncentration pr. sek.}}{\text{materialekoncentration ved jordoverfladen.}}$$

Ovennævnte begreb er indført af Chamberlain (ref. 5 og 6), som har undersøgt den fysiske mekanisme, der ligger bag udfaldsprocessen. Ved målinger har det været muligt at bestemme v_g for forskellige stoffer. For små partikler med en diameter af størrelsesordenen nogle μm eller mindre har man fundet, at v_g ligger i området 0,01 cm/sek - 5 cm/sek afhængig af partiklernes størrelse, form og massetæthed. Den nøjagtige værdi for v_g ved en aktivitet frigørelse er svær at forudsige, men forskellige undersøgelser viser, at hastigheder i området 0,1 - 1 cm/sek. er de mest sandsynlige.

For en given partikelstørrelse falder v_g med voksende atmosfærisk stabilitet. Endvidere afhænger v_g af jordoverfladens ruhed, idet en del af ma-

teriale i det nederste lag af fanen kan udskilles ved adhesion til jordoverfladen (ref. 6).

Ved beregning af konsekvenserne af udskillelse i tørvejr antages, at den vertikale og horisontale diffusion i fanen (eller skyen) er tilstrækkelig til at opretholde den oprindelige fordeling af aktivitet, uanset om der foregår en transport af aktivitet fra den øverste til den nederste del af fanen (skyen).

Mængden af materiale, der pr. tidsenhed afsættes pr. arealenhed af jordoverfladen, bliver da:

$$w(x, y, u) = v_g \cdot \chi'(x, y, -h, u) \quad [\text{Ci/m}^2/\text{sek}] \quad (11)$$

hvor

$$v_g = \text{udskillelseshastighed} \quad [\text{m/sek}]$$

$$\begin{aligned} \chi'(x, y, -h, u) &= Q_D(x, t) \cdot S_g(x, y, -h, u) \\ &= \text{materialekoncentration ved jordoverfladen} \quad [\text{Ci/m}^3] \\ &\quad \text{korrigeret for udskillelse} \end{aligned}$$

$$Q_D(x, t) = \text{tilsyneladende kildestyrke korrigeret for udskillelse} \quad [\text{Ci/sek}]$$

Beregningen af den tilsyneladende kildestyrke $Q_D(x, t)$, korrigeret for udskillelse og henfald på strækningen fra frigørelsespunktet til punktet $(x, 0, -h)$, sker som følger:

$$\frac{dQ}{dx} = - \int_{-\infty}^{+\infty} w(x, y) dy - \frac{\lambda}{u} \cdot Q \quad (12)$$

Det første led på højre side af (12) giver den mængde, der udskilles pr. meter på stykket dx , det andet giver henfaldet på samme strækning.

Ud fra (4) og (11) fås

$$\frac{dQ}{dx} = \int_{-\infty}^{+\infty} v_g \cdot \frac{Q}{\pi u \sigma_y \sigma_z} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{h^2}{\sigma_z^2}\right)\right) dy - \frac{\lambda}{u} \cdot Q \quad (13)$$

$$\frac{dQ}{Q} = - \left(\frac{v_g}{u} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sigma_z} \cdot \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_z^2}\right) + \frac{\lambda}{u}\right) dx \quad (14)$$

(14) er en første ordens differentia ligning med begyndelsesbetingelsen $Q_D(0, t) = Q_0$, hvor Q_D er den tilsyneladende kildestyrke i frigørelsespunktet.

Ved integration af (14) fås

$$\int_{Q_0}^{Q_D(x, t)} \frac{dQ}{Q} = - \int_0^x \left(\frac{v_g}{u} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sigma_z(x)} \cdot \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_z(x)^2}\right) + \frac{\lambda}{u}\right) dx$$

$$\ln \frac{Q_D(x, t)}{Q_0} = - \frac{\lambda}{u} \cdot x - \int_0^x \frac{v_g}{u} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sigma_z(x)} \cdot \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_z(x)^2}\right) dx$$

Defineres

$$B(x, \sigma, x) = - \int_{x_0}^x \frac{v_g}{u} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sigma_z(x)} \cdot \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_z(x)^2}\right) dx \quad (15)$$

fås

$$Q_D(x, t) = Q_0 \cdot e^{-\lambda \frac{x}{u}} \cdot e^{-B(0, x)} \quad (16)$$

Den benyttede beregningsmodel må betegnes som en approksimation, der dog sandsynligvis er tilstrækkelig i betragtning af de usikkerheder, der eksisterer ved bestemmelsen af udskillelseshastigheden v_g . Det kan diskuteres, om det er rimeligt at antage, at den oprindelige fordeling af aktiviteten i fanen ikke ændres, selv om noget af aktiviteten udskilles. Måske vil man få de største koncentrationer af aktivitet i de nederste lag af fanen. Dette spørgsmål skal ikke belyses nærmere her.

2.1.3.2. Udvaskning under nedbør

Førekommer der nedbør under en aktivitetsfrigørelse, vil en del af det frigjorte materiale udvaskes fra skyen/fanen. Ved beskrivelsen af udvaskningen benyttes den såkaldte udvaskningshastighed, der er defineret som

$$l_g = \frac{\text{Brøkdelen af aktivitet, der udvaskes i alt}}{\text{Varighed af nedbør (i sek.)}}$$

= Relativ ændring i aktivitet smængde pr. sek.

Det er muligt at beregne en omtrentlig værdi for l_g , når en række faktorer er kendte. Der skelnes mellem aktivitet på partikelform og aktivitet på luftform. For den partikelformede aktivitet må man ved bestemmelsen af l_g kende såvel størrelse som masseæthed, medens man for luftformig aktivitet må kende opløseligheden i vand. Nedbørstypen: regn, sne, isslag etc. og størrelsen af de i nedbøren indgående enheder: regndråber, snefnug etc. er ligeledes af betydning. Det er muligt at finde gennemsnitsstørrelsen for f. eks. regndråber og beregne antallet af dråber, der falder pr. time, men nøjagtigheden af sådanne målinger er ikke stor.

Mekanismen bag udvaskningen er heller ikke fuldt ud kendt, men en hel del står dog klart: Er der tale om partikler, vil disse kunne kollideres med regndråberne (eller snefnuggene) og derved adhæres til dem. Kollisionshyppigheden afhænger af partiklernes størrelse og massetæthed samt af regndråbernes diameter. Ud fra disse størrelser samt luftens viskositet kan l_g beregnes. Luftformig aktivitet vil udvaskes ved, at en del af aktiviteten opløses eller diffunderer ind i regndråberne. Ud fra kendskab til koefficienten for molekylær diffusion og regndråbernes diameter m. m. kan l_g beregnes. Det må i denne forbindelse bemærkes, at sædte luftarter som Xenon og Krypton ikke vil udvaskes af nedbør.

De foran omtalte beregninger fører til værdier for l_g , der ligger i intervallet $10^{-5} - 10^{-3}$ [sek⁻¹]. Målinger viser, at man almindeligvis har, at $10^{-4} < l_g < 10^{-3}$ [sek⁻¹], omend større værdier dog af og til forekommer.

Da materialet udvaskes fra alle lag af skyen, kan den tilsyneladende kildestyrke korrigeret for udvaskning, jfr. definitionen af l_g , umiddelbart beregnes af

$$\frac{dQ_N(x,t)}{dx} = - (l_g \cdot \frac{1}{u} + \frac{\lambda}{u}) \cdot Q_N(x,t)$$

hvor λ er henfaldskonstanten for den betragtede isotop. Sættes den tilsyneladende kildestyrke i frigørelsespunktet lig $Q_0(t)$, d. v. s.

$$Q_N(0,t) = Q_0(t)$$

fås

$$Q_N(x,t) = e^{-(l_g + \lambda)\frac{x}{u}} \cdot Q_0(t) \quad [\text{Ci/sek}] \quad (18)$$

Materialekoncentrationen korrigeret for udvaskning bliver

$$x^*(x,y,z,u) = Q_N(x,t) \cdot S_g(x,y,z,u) \quad (19)$$

Den udvaskede mængde pr. arealenhed pr. tidsenhed i et punkt (x,y) på jordoverfladen bliver

$$w_N(x,y) = \int_0^{z_1} l_g \cdot x^*(x,y,z,u) dx \quad [\text{Ci/m}^2/\text{sek}] \quad (20)$$

hvor z_1 er den højde, hvorfra nedbøren falder. Da nedbøren normalt falder fra højder på 3-4 km, kan z_1 med god tilnærmelse sættes til ∞ , således at man får

$$w_N(x,y) = \frac{1}{u} \cdot \frac{Q_N(x,t)}{\sigma_y(x)} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_x(x)} \exp\left(-\frac{(x-h)^2}{2\sigma_x^2}\right) dx \quad (21)$$

$$w_N(x,y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot u \cdot \sigma_y(x)} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad [\text{Ci/m}^2/\text{sek}] \quad (21)$$

Det bemærkes, at den l_g -værdi, der indgår i brøken $\frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_y(x) \cdot u}$ ikke nødvendigvis er den samme som den, der indgår i eksponentialfunktionen. Den første hidrører fra den nedbør, der falder til tiden $t = \frac{x}{u}$, den anden fra den nedbør, der er faldet i tidsrummet før t . Her antages de to værdier dog at være ens.

2.1.4. Langvarig frigørelse

Frigøres materiale med konstant hastighed fra et punkt, vil de gennemsnitkoncentrationer, der registreres i givne punkter i vindretningen, falde med voksende registreringstid. Dette skyldes voksende fluktuationer i vindretningen, som medfører en koncentrationsudjævning i den sektor i hvilken vindretningen varierer. Heraf følger atter at $\sigma_y(x)$ vokser.

Det er i princippet nødvendigt at kende spredningsparametrene $\sigma_y(x)$ og $\sigma_z(x)$ for præcis den periode, for hvilken man ønsker at beregne gennemsnitlige og integrerede materialekoncentrationer. I praksis vil man normalt kun have kendskab til et sæt værdier af spredningsparametrene (f. eks. de i appendiks angivne), der er bestemt som middelværdier over en ret kort tid (typisk 10 min.), og disse må da benyttes som basis for beregning af langtidsmiddelværdier af koncentrationerne.

I ref. 2 er angivet følgende relation mellem koncentrationerne ved forskellige registreringstider:

$$x_2(x,y,z,u) = \left(\frac{t_1}{t_2}\right)^p x_1(x,y,z,u)$$

hvor

$$x_1(x,y,z,u) = \text{Gennemsnitkoncentration for tidsrummet } t_1, [\text{Ci/m}^3]$$

$$x_2(x,y,z,u) = \text{Gennemsnitkoncentration for tidsrummet } t_2 (t_2 > t_1), [\text{Ci/m}^3]$$

$$p = \text{rent tal, } 0.17 \leq p \leq 0.21$$

Sættes t_1 til den tid, over hvilken spredningsparametrene er bestemt, kan $x_1(x,y,z,u)$ bestemmes på grundlag af disse. Formlen angives at gælde for

værdier af t_2 på op til 24 timer, men skønnes dog at være bedst for $t_2 \approx 2$ timer.

Middelværdien (eller snarere middelværdien af den relative koncentration) for et givet tidsrum kan også findes ved at antage, at vinden inden for det betragtede tidsrum svinger frem og tilbage inden for en sektor af given bredde. Man bestemmer da middelværdien af den relative koncentration som produktet af den relative koncentration registreret over et lille tidsrum, hvor vindretningen antages konstant og $a_1(x)$ og $a_2(x)$ er kendt, og en faktor Ratio. Beregningen af denne faktor er vist nedenfor:

Der betragtes den på fig. 3 viste sektor AOB

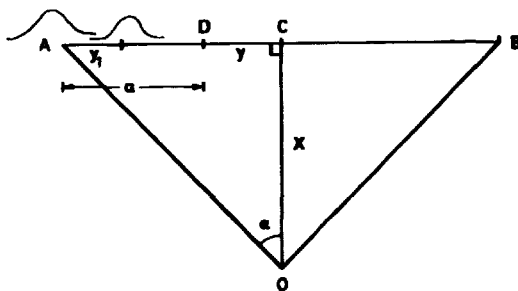


Fig. 3

hvor O er frigørelsespunktet og sektorvinklen er 2α , og benyttes følgende antagelser

- 1) Linien AB er ret
- 2) $\triangle AOB$ er ligesidet, d. v. s. $OA = AB$, $AC = CB$ og $\angle OCB = 90^\circ$
- 3) Vindhastigheden er rettet langs OC.
- 4) Koncentrationen af radioaktivt materiale kan beregnes efter den gaus-siske udbredelsesmodel, selv om vindretningen ikke er konstant.
- 5) Når vindretningen varierer, bevæger fanen sig frem og tilbage mellem

A og B med konstant hastighed.

- 6) Udbredelsesparametrene ændres ikke, selv om vindretningen varierer.

Der ønskes nu bestemt forholdet

$$\text{Ratio}(x, y, u, \alpha) = \frac{S_{g_L}(x, y, z, u, \alpha)}{S_g(x, 0, z, u)}$$

hvor

$S_{g_L}(x, y, z, u, \alpha)$ = middelværdi af den relative koncentration ved svingning af vinden inden for en sektor af bredden 2α .

Idet v er den hastighed, hvormed fanen bevæger sig langs AB, og T er den tid, det tager fanen (d. v. s. dens midterlinje) at bevæge sig fra A til B, har man

- (I) $AD = a$
- (II) $OC = x$
- (III) $DC = y$
- (IV) $AC = CB = x \cdot \text{tg } \alpha$
- (V) $AB = 2x \cdot \text{tg } \alpha = v \cdot T$

Befinder fanens "midtpunkt" sig til tiden t i punktet E, gælder yderligere

- (VI) $AE = a_1$
- (VII) $DE = y_1 = a - a_1 = a - v \cdot t$

Af (VII) og (V) fås:

$$dy_1 = - \frac{2 \cdot x \cdot \text{tg } \alpha}{T} dt$$

Middelværdien af den relative koncentration ved fanens svingning fra A til B bliver

$$S_{g_L}(x, y, z, u, \alpha) = \frac{1}{T} \int_0^T S_g(x, y_1, z, u) dt \quad (22)$$

Af (4), (IV) og (VI) fås

$$S_{g_L}(x, y, z, u, \alpha) = \frac{e^{-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}} + e^{-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}}}{\pi \cdot 2 \cdot \text{tg } \alpha \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z \cdot u} \cdot \int_{a-2 \cdot x \cdot \text{tg } \alpha}^a e^{-\frac{y_1^2}{2 \cdot \sigma_y^2(x)^2}} dy, \quad (23)$$

$$\text{Idet Ratio}(x, y, u, \alpha) = \frac{S_{g_L}(x, y, z, u, \alpha)}{S_g(x, 0, z, u)}$$

fås, idet $a = x \text{tg } \alpha - y$

$$\text{Ratio}(x, y, u, \alpha) = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \sigma_y(x)}{x \cdot \text{tg} \alpha} \cdot \int_{-x \cdot \text{tg} \alpha - y}^{x \cdot \text{tg} \alpha - y} \frac{1}{\sigma_y(x)} \cdot e^{-\frac{s^2}{2\sigma_y(x)^2}} ds \quad (24)$$

Indføres fejlfunktionen, erf(x) = $\int_0^x \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-t^2} dt$

fås

$$\text{Ratio}(x, y, u, \alpha) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\sigma_y(x)}{2 \cdot x \cdot \text{tg} \alpha} \cdot (\text{erf}(\frac{x \cdot \text{tg} \alpha - y}{\sigma_y(x)}) - \text{erf}(\frac{-x \text{tg} \alpha - y}{\sigma_y(x)})) \quad (25)$$

2.2. Model for beregning af eksterne gammadoser

Betragtes en person, som befinder sig i et punkt P (se fig. 4), vil denne modtage en ekstern strålingsdosis, dels fra de radioaktive stoffer, der er aflejret på jordoverfladen omkring punktet, dels fra den γ -stråling, der kommer fra alle dele af den radioaktive fane (eller sky). Dertil kommer, at hvis P ligger nær den bygning, hvorfra frigørelsen sker, vil de radioaktive stoffer, der findes i bygningen, også kunne give et bidrag til strålingsdosis i punktet. Her betragtes dog kun strålingsdosis fra selve den radioaktive fane.

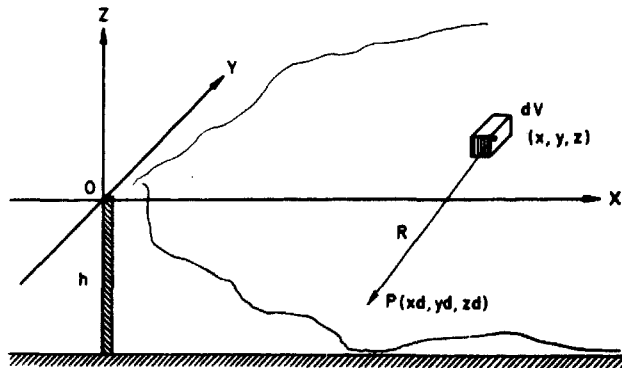


Fig. 4

Der betragtes en fane af radioaktivt materiale, der fra tidspunktet t_f frigøres fra en skorsten med højden h. For overskuelighedens skyld antages, at fanen kun indeholder en enkelt radioaktiv isotop, der udsender en enkelt foton med energien E^γ . På et givet tidspunkt t efter frigørelsens start bliver dosis til en person i detektorpunktet P fra et volumenelement dV af fanen:

$$dD^\gamma(xd, yd, zd, t) = \frac{kd \cdot \sigma^\gamma \cdot E^\gamma}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot Q(x, t) \cdot S_g(x, y, z, u) \cdot B(\mu \cdot r) \cdot e^{-\mu \cdot r} dV \quad (26)$$

[rem/sek]

hvor

$$r^2 = (x - xd)^2 + (y - yd)^2 + (z - zd)^2 \quad [m^2]$$

kd = omsætningsfaktor [rem/(MeV/g)/Ci]

$\sigma^\gamma = \sigma^\gamma(E^\gamma)$ energiabsorptionskoefficient for luft [cm^2/g]

E^γ = fotonenergi [MeV]

$\mu = \mu(E^\gamma)$ lineær absorptionskoefficient for luft [m^{-1}]

$B(\mu \cdot r) = B(\mu(E^\gamma) \cdot r)$ dosis build-up faktor

$e^{-\mu \cdot r}$ = dæmpningsfaktor

De øvrige betegnelser er som angivet i tidligere afsnit.

Om dosis build-up faktoren skal bemærkes, at den angiver den relative forøgelse af dosis i punktet P som følge af at fotoner, der ikke har retning mod P, på grund af spredningsprocesser med luftmolekylerne ændrer retning og afsætter en del af deres energi ved P.

Den totale γ -dosis til et individ, der opholder sig i punktet P i tidsrummet fra td_1 til td_2 , bliver

$$D^\gamma(xd, yd, zd) = \frac{kd \cdot \sigma^\gamma \cdot E^\gamma}{4\pi} \quad (27)$$

$$\int_{td_1}^{td_2} \int_0^{x_{max}(\tau)} \int_{-h}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q(x, \tau) \cdot S_g(x, y, z, u) \cdot \frac{B(\mu \cdot r) \cdot e^{-\mu r}}{r^2} dydzdx d\tau$$

hvor

$x_{max}(\tau) = u \cdot \tau$, yderste grænse for skyen i x-retningen til tiden τ

(27) kan også skrives som

$$D^\gamma(xd, yd, zd) = \frac{kd \cdot \sigma^\gamma \cdot E^\gamma}{4\pi} \int_0^{u \cdot td_2} \int_{-h}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_g(x, y, z, u) \cdot \frac{B(\mu r) \cdot e^{-\mu r}}{r^2} \cdot I(x, td_1, td_2) dydzdx \quad (28)$$

hvor

$$I(x, td_1, td_2) = \int_{td_1}^{td_2} Q(x, \tau) d\tau$$

Beregningen af funktionen $I(x, td_1, td_2)$ er beskrevet i det følgende afsnit.

Den samlede eksterne γ -dosis fra n isotoper, der hver frigør m fotoner, bliver

$$D^{\gamma}(x, y, z, d) = \frac{kd}{4\pi} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m E_{ij}^{\gamma} \cdot e_{ij}^{\gamma} \cdot f_{ij} \quad (29)$$

$$\int_0^{u \cdot td_2} \int_{-h}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_g(x, y, z, u) \cdot \frac{B(\mu_{ij} \cdot r)}{r^2} \cdot e^{-\mu_{ij} \cdot r} \cdot I_i(x, td_1, td_2) dydzdx$$

hvor

i = isotopnummer

j = gammafotonnummer

f_{ij} = fotonudbytte for fotonnummer j udsendt af isotop nummer i .

2.2.1. Funktionen $I(x, td_1, td_2)$

Betragtes en radioaktiv isotop, der i tidsrummet $tf_1 \leq \tau \leq tf_2$ frigøres med den konstante hastighed α [Ci/sek], fås under henvisning til afsnit 2.1.2.:

$$I(x, td_1, td_2) = (\min(td_2, tf_2 + \frac{x}{u}) - \max(td_1, tf_1 + \frac{x}{u})) \cdot \alpha \cdot e^{-\lambda \frac{x}{u}}$$

$$\text{for } td_1 \leq tf_2 + \frac{x}{u} \wedge tf_1 + \frac{x}{u} \leq td_2$$

$$= 0 \quad \text{for } tf_2 + \frac{x}{u} < td_1 \vee td_2 < tf_1 + \frac{x}{u}$$

d.v.s. at $I(x, td_1, td_2) > 0$ når personen opholder sig i punktet P i en del af det tidsrum, hvor skyen/fanen passerer stedet x . (D.v.s. når bestrålingstiden er > 0).

Betragtes en henfaldskæde, hvor en isotop, p , henfalder til et datterprodukt, d , der atter henfalder, bliver kildeleddene:

$$\text{Moderprodukt: } Q_p = \epsilon_p \cdot e^{-\lambda_p \frac{x}{u}}$$

$$\text{Datterprodukt: } Q_d = \epsilon_d \cdot e^{-\lambda_d \cdot \frac{x}{u}} + \epsilon_p \cdot \lambda_d \cdot \left(\frac{e^{-\lambda_p \frac{x}{u}}}{\lambda_d - \lambda_p} - \frac{e^{-\lambda_d \frac{x}{u}}}{\lambda_d - \lambda_p} \right)$$

hvor

ϵ_p = frigørelses-hastighed, moderprodukt

ϵ_d = , datterprodukt

λ_p = henfaldskonstant, moderprodukt

λ_d = , datterprodukt

Funktionen $I(x, td_1, td_2)$ bliver da

$$I_p(x, td_1, td_2) = (\min(td_2, tf_2 + \frac{x}{u}) - \max(td_1, tf_1 + \frac{x}{u})) \cdot Q_p(x, 0) \quad (31)$$

$$\text{for } td_1 \leq tf_2 + \frac{x}{u} \wedge tf_1 + \frac{x}{u} \leq td_2$$

$$= 0 \text{ for } tf_2 + \frac{x}{u} < td_1 \vee td_2 < tf_1 + \frac{x}{u}$$

Udtrykket for $I_d(x, td_1, td_2)$ bliver analogt med ovenstående.

Antages, som anført i afsnit 2.1.2., at der pr. tidsenhed frigøres en given brøkdel, α [sek⁻¹], af en beholders indhold af radioaktive stoffer, bliver kildeleddet:

$$Q_v(x, t) = \alpha \cdot K_0 \cdot e^{-\lambda \frac{x}{u} - (\lambda + \alpha)(t - tf_1)} \quad [\text{Ci/sek}]$$

$$\text{for } \frac{x}{u} + tf_1 \leq t \leq tf_2 + \frac{x}{u}$$

$$= 0 \quad \text{ellers}$$

Man får da:

$$I_v(x, td_1, td_2) = \frac{\alpha \cdot K_0}{\lambda + \alpha} e^{-\lambda \frac{x}{u}} (e^{-(\lambda + \alpha) [\max(td_1, tf_1 + \frac{x}{u}) - tf_1 - \frac{x}{u}]}$$

$$- e^{-(\lambda + \alpha) [\min(td_2, tf_2 + \frac{x}{u}) - tf_1 - \frac{x}{u}]})$$

$$\text{for } tf_1 + \frac{x}{u} \leq td_2 \quad td_1 \leq tf_2 + \frac{x}{u}$$

$$= 0 \text{ ellers}$$

2.3. Model for beregning af inhalationsdoser

En person, der på et givet tidspunkt t befinder sig i et givet punkt P (x, y, z), vil indånde radioaktivt materiale med en hastighed, der er lig produktet af indåndingshastigheden og koncentrationen af det radioaktive materiale i dette punkt. Den resulterende dosis-hastighed til et givet organ

(lunge, skjoldbruskkirtel etc.) fås ved at multiplicere den indåndede radioaktivitetsmængde dosis pr. inhaleret radioaktivitetseenhed.

Dosis hastigheden kan skrives som

$$D_1^i(xd, yd, zd, t) = \beta \cdot b_{k, iso} \cdot Q_{iso}(xd, t) \cdot S_g(xd, yd, zd, u) \quad (33)$$

hvor

$$\beta = \text{indåndingshastighed [m}^3/\text{sek]}$$

$$b_{k, iso} = \text{dosis til organ k pr. inhaleret radioaktivitetseenhed af en given isotope. [rem/Ci]}$$

Øvrige betegnelser som tidligere angivet.

Den totale indåndingsdosis til organ k hos en person, der opholder sig i et givet punkt i et givet tidsrum, er:

$$D_1(xd, yd, zd) = \beta \cdot b_{k, iso} \cdot I_{iso}(xd, td_1, td_2) \cdot S_g(xd, yd, zd, u) \quad (34)$$

Beregningen af $I(xd, td_1, td_2)$ er beskrevet i afsnit 2.2.1.

Den samlede dosis fra n isotoper til organ k bliver:

$$D_{I, tot}(xd, yd, zd) = \beta \cdot S_g(xd, yd, zd, u) \cdot \sum_{iso=1}^n b_{k, iso} \cdot I_{iso}(xd, td_1, td_2) \quad (35)$$

3. IMPLEMENTERING

3.1. Gammadosismodel.

3.1.1. Build-up faktor

I udtrykket for γ -dosis (formel (26)) indgår dosis build-up faktoren $B(\mu(E) \cdot r)$, hvor E er foton-energien, $\mu(E)$ den lineære absorptionskoefficient for luft og r er afstanden mellem det betragtede volumen-element, dV , og detektorpunktet.

Der er i litteraturen angivet flere forskellige empiriske udtryk for build-up faktoren, hvoraf de mest benyttede er:

a. Den lineære build-up faktor

$$1 + K(E) \mu(E) \cdot r$$

b. Bergers build-up faktor

$$1 + C(E) \cdot \mu(E) \cdot r \cdot e^{D(E) \cdot \mu(E) \cdot r}$$

c. Taylors build-up faktor

$$A_1(E) e^{-\alpha_1(E) \mu(E) \cdot r} + (1 - A_1(E)) e^{-\alpha_2(E) \mu(E) \cdot r}$$

hvor

$$\mu(E) = \text{lineær absorptionskoefficient for luft [m}^{-1}\text{]}$$

$$\mu_{en}(E) = \text{lineær energiabsorptionskoefficient for luft [m}^{-1}\text{]}$$

$$r = \text{afstand mellem kilde og detektor [m]}$$

$$K(E) = \frac{\mu(E) - \mu_{en}(E)}{\mu_{en}(E)} \text{ konstant}$$

$$\left. \begin{array}{l} C(E) \\ D(E) \end{array} \right\} \text{ konstanter}$$

$$\left. \begin{array}{l} A_1(E) \\ \alpha_1(E) \\ \alpha_2(E) \end{array} \right\} \text{ konstanter}$$

Den bedste tilnærmelse fås på små afstande med udtrykket (a) og på store afstande med (b). Regnetiden bliver størst ved at benytte (b), omend forskellen ikke er stor. I gennemsnit over hele afstandsområdet fås den bedste tilnærmelse til de målte værdier for build-up faktoren ved at benytte (c), der dog samtidig giver den længste regnetid (2 eksponentialfunktioner). Formel (a) er valgt her, da den væsentligste del af gammadosis vil komme fra de dele af skyen (eller fanen), der er nærmest detektorpunktet. Samtidig vil regnetiden blive kortere. Den usjagtighed, der indføres ved at be-

nytte (a) i stedet for f. eks. (c), er væsentlig mindre end usøjagtigheden ved bestemmelsen af udbredelsesforholdene (spredningsparametre, vindhastighed).

3.1.2. Effektiv skorstenshøjde

Den højde, i hvilken udbredelsen af det frigjorte materiale begynder (den effektive skorstenshøjde) er, for frit beliggende skorstenene, sædvanligvis større end den reelle højde af den skorsten, hvorfra materialet frigøres (den fysiske skorstenshøjde). Forskellen skyldes i hovedsagen turbulens omkring udstømningsstedet samt det udstørmende materiales hastighed i opadgående retning. Endvidere er det udstørmende materiales temperatur af betydning, idet fanen (eller skyen) vil stige til en højde, der afhænger dels af forholdet mellem skyens varmeafgivelse og den varme, den modtager fra den omgivende luft dels af den atmosfæriske stabilitet. Indeholder fanen (eller skyen) radioaktivt materiale, vil der til stadighed produceres varme i denne. Denne "selvopvarmning" kan i visse tilfælde blive så stor, at fanen bliver ved med at stige i et meget langt tidsrum, hvoraf følger, at den effektive skorstenshøjde vokser samtidig med, at fanen (skyen) bevæger sig i vindens retning. I formel (27) for gammadosis må den effektive skorstenshøjde h (en konstant) da erstattes med funktionen $h(x)$, der er en funktion af afstanden i vindretningen, x . Problemet er nærmere belyst i ref. 12.

I den her benyttede spredningsmodel kan der kun eksplicit korrigeres for selvopvarmning, idet der for hvert punkt, hvori dosis beregnes, kan specificeres en "tilhørende" effektiv skorstenshøjde. Ved beregning af gammadosis i punktet forudsættes da, at den effektive skorstenshøjde er konstant inden for det område omkring punktet, der integreres over.

De komplicerede problemer, der findes ved bestemmelsen af den effektive skorstenshøjde, har medført, at næsten alle formler for denne er halveempiriske. Her er det foreløbigt valgt at benytte en forenklet udgave af Hollands formel (ref. 2 og 1):

$$h = h_0 + \zeta \cdot \frac{1.5 \cdot v \cdot d}{u} = h_0 + \frac{sthc}{u} \quad (36)$$

hvor

- h = effektiv skorstenshøjde [m]
- h_0 = fysisk skorstenshøjde [m]
- v = udstømningshastighed for frigjort materiale [m/sek]
- d = indre diameter for skorstensmunding [m]
- u = vindhastighed [m/sek]
- ζ = "stabilitetsparameter": Iflg. ref. 2, side 31, er

$$sthc = \zeta \cdot v \cdot d \cdot 1,5$$

$$1.1 \leq \zeta \leq 1.2 \text{ for ustabil atmosfære}$$

$$0.8 \leq \zeta \leq 0.9 \text{ for stabil atmosfære}$$

Da fanen først begynder at stige et stykke fra frigørelsesstedet, skal formel (36) ikke anvendes inden for de første par hundrede meter fra skorstenen.

Hollands formel undervurderer i de fleste tilfælde den effektive skorstenshøjde (for frit beliggende skorstenene) og medfører derved en mindre overvurdering af de beregnede doser. (Se ref. 2, p. 31).

Er der tale om en skorsten i umiddelbar nærhed af bygninger, viser nogle undersøgelser (ref. 7 og 19) at den effektive skorstenshøjde vil være mindre end den reelle. For et atomkraftværk af sædvanlige dimensioner vil den effektive skorstenshøjde normalt være lig halvdelen af den reelle (se ref. 7).

I ref. 19 er angivet følgende formel:

$$h = 2 \cdot h_0 - (h_b + 1.5 \cdot l_b)$$

hvor

h = effektiv skorstenshøjde

h_0 = reel skorstenshøjde

h_b = bygningshøjde

l_b = mindste bygningsdimension

(normalt er $l_b = h_b$)

Formlen, der ikke tager hensyn til selvopvarmning, gælder for $h > \frac{l_b}{2}$. Hvis $h < \frac{l_b}{2}$ sættes $h = 0$. Eksempelvis giver formelen, når den reelle skorstenshøjde er 100 m og bygningshøjden (= mindste bygningsdimension) er 60 m, at den effektive skorstenshøjde er 50 m.

3.1.3. Beregningsmetoder

Formel

Den numeriske beregning sker på grundlag af formel (29), (afsnit 2.2), der også kan skrives:

$$D_{\text{tot}}^Y(xd, yd, zd) = \frac{kd}{4\pi} \cdot \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m E_{ij}^Y \cdot \sigma_{ij}^Y \cdot f_{ij} \cdot G_{ij} \quad (29)$$

hvor

$$G_{ij} = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{I_1(x, td_1, td_2)}{2\pi \cdot u \cdot \sigma_y(x) \cdot \sigma_z(x)} \cdot \int_{-h}^{z_{\max}(x)} \left(\frac{(z+2h)^2}{2\sigma_z(x)^2} + e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z(x)^2}} \right) \cdot \int_{y_{\min}(x)}^{y_{\max}(x)} \frac{B_{ij}(\mu_{ij} \cdot r) \cdot e^{-\mu_{ij} \cdot r}}{r^2} \cdot e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y(x)^2}} dy dz dx \quad (37)$$

For at forenkle beregningerne og derved mindske regnetiden er det fundet hensigtsmæssigt at fordele fotonenergiene for det samlede isotopspektrum på et begrænset antal energigrupper (her 8 grupper). Til bestemmelse af den totale gammadosis haves da:

$$D_{\text{tot}}^Y(x_d, y_d, z_d) = \frac{kd}{4\pi} \cdot \sum_{k=1}^{ne} Em_k^Y \cdot \sigma_k^Y \cdot \sum_{i=1}^{niso} f_{g_{ki}} \int_{x_{\min_k}}^{x_{\max_k}} \frac{I_i(x, td_1, td_2)}{\pi \cdot \sigma_y(x) \cdot \sigma_z(x)} \cdot \left(\int_0^{z_{\max_k}} \exp\left(-\frac{(x'+h)^2}{2\sigma_z(x)^2}\right) \exp\left(-\frac{(x'-h)^2}{2\sigma_x(x)^2}\right) \right) \cdot \int_{y_{\min_k}(x)}^{y_{\max_k}(x)} \frac{B(\mu_{ij} \cdot r)}{r^2} \cdot e^{-\mu_{ij} \cdot r} \cdot \frac{y^2}{2\sigma_y(x)^2} dy dz dx \quad (38)$$

hvor

- ne = antal energigrupper
- Em_k^Y = middelenergi i k'te energigruppe
- σ_k^Y = $\sigma_k^Y(Em_k)$ energiabsorptionskoefficient for luft, i k'te energigruppe
- $f_{g_{k,i}}$ = fotonudbytte for isotop nr. i, i den k'te energigruppe.
- x_{\max_k} } = integrationsgrænser for x i den k'te energigruppe.
- x_{\min_k} }
- $z_{\max_k}(x)$ = integrationsgrænse for z i den k'te energigruppe.
- $y_{\max_k}(x)$ } = integrationsgrænser for y i den k'te energigruppe
- $y_{\min_k}(x)$ }
- μ_k = $\mu(Em_k^Y)$ lineær absorptionskoefficient for luft, i k'te energigruppe
- $B_k(\mu_k \cdot r)$ = $1 + K(Em_k^Y) \cdot \mu_k \cdot r$, build-up faktor for k'te energigruppe.

Det bemærkes, at integralerne over z og y kun afhænger af energigruppen og derfor ikke skal beregnes for hver isotop. I de tilfælde, hvor der kun beregnes doser fra en enkelt eller nogle få isotoper ud af det samlede spektrum, summeres der i (38), kun over de energigrupper, i hvilke der i det aktuelle tilfælde forekommer fotoner.

Hvis det med andre ord gælder for energigruppe nr. k_1 , at

$$\sum_{i=1}^{niso} f_{g_{k_1,i}} \cdot \epsilon_i = 0$$

udelades energigruppe nr. k_1 i dosisberegningen.

I den nu foreliggende udgave af modellen kan den ikke korrigeres for udfald af aktivitet i tørvej eller ved nedbør (afsnit 2.1.3.).

Når der sker udfald fra fanen, vil man derfor overvurdere koncentrationerne og dermed de beregnede gammadoser.

Det er nødvendigt i modellen at indsætte spredningsparametre ($\sigma_y(x)$ og $\sigma_z(x)$) for det tidsrum, over hvilket man integrerer dosis. Korrektion for lange registreringstider, baseret på kendskab til korttidsværdier for spredningsparametrene (afsnit 2.1.4.) er ikke mulig. Benyttes korttidsværdier for spredningsparametrene ved beregning af dosis for lange bestrålingstider, vil dosis i de fleste tilfælde blive overvurderet, idet middelkoncentrationen i fanen normalt falder med voksende bestrålingstid.

Integrationsmetoder

Den numeriske beregning af integralerne sker ved hjælp af Gauss-Legendres 16-punkts metode, ifølge hvilken man har

$$\int_a^b f(x) dx \approx \sum_{i=0}^{15} \frac{b-a}{2} \cdot w_{l_i} \cdot f\left(a + \frac{b-a}{2} \cdot (wx_{l_i} + 1)\right)$$

hvor w_{l_i} og $w_{x_{l_i}}$ er konstanter (se appendiks A1).

For specielle værdier af y (se det følgende afsnit) beregnes integralet i y-retningen v. h. a. Gauss-Hermites 9 punkts metode, ifølge hvilken

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-x^2} dx = \sum_{i=0}^8 w_{l_i} \cdot f(wx_{l_i})$$

hvor w_{l_i} og $w_{x_{l_i}}$ er konstanter (se appendiks) og $w_{x_0} = 0$. Denne formel giver den bedste tilnærmelse, når $f(x) \neq f(0)$ for $x = 0$ og $f(x)$ aftager lineært for $x \rightarrow \pm\infty$. Ved beregning af gammadosis kan formelen bruges for $yd \approx 0$ (y-koordinaten til detektorpunktet) og $mdv(E)$ $\sigma_y(xd)$ ($mdv(E) = \frac{1}{\mu(E)}$ [m] er middelvejlængden for fotoner med energien E).

Integrationsgrænser

Valget af integrationsgrænser er hovedsageligt baseret på 2 forhold. For det første vil størstedelen af gammadosis i et detektorpunkt, P, komme fra den del af fanen, der ligger inden for 3 middelvejlængder fra P, såfremt aktiviteten i fanen er jævnt fordelt.

For det andet medfører den benyttede model, hvor aktiviteten antages gaussisk fordelt omkring fanens midterakse, at størstedelen af aktiviteten (ca. 95,5%) befinder sig inden for 2 spredninger ($\sigma_y(x)$ hhv. $\sigma_z(x)$) fra midteraksen (x-aksen).

Integrationsområdet er da valgt således, at det omfatter såvel den del af fanen, der ligger inden for 3 middelvejlængder fra P, som en del af det område, der ligger omkring fanens midterakse (x-aksen). For detektorpunkter nær x-aksen vil de 2 "dele" af integrationsområdet overlæppe hinanden. Betragtes derimod punkter længere fra x-aksen (mere end 3 middelvejlængder) vil områderne være mere eller mindre adskilte, og det vil i nogle tilfælde gælde, at den største del af strålingsdosis i P skyldes den aktivitet, der findes umiddelbart omkring fanens midterakse.

Den detaljerede fastlæggelse af integrationsintervallerne er yderligere baseret på en del testberegninger.

Integrationsgrænserne, gældende for en given fotonenergi, E, er beskrevet nedenfor.

a. Integrationsgrænser for x

$$x_{\max} = \min(0, u \cdot (td_2 - tf_1)) \text{ for } td_2 < tf_1 + \frac{xd}{u}$$

$$= \min(u \cdot (td_2 - tf_1), xd + 6 \cdot m(dv(E))) \text{ for } td_2 < tf_2 + \frac{xd}{u}$$

$$= \min(u \cdot (td_2 - tf_1), u \cdot (td_2 - tf_2) + 6 \cdot m(dv(E))) \text{ ellers}$$

xmin finder som følger:

$$x_{\min 1} = \max(0, u \cdot (td_1 - tf_2)) \text{ for } td_1 < tf_2 + \frac{xd}{u}$$

$$= u \cdot (td_1 - tf_2) \text{ ellers}$$

herefter sættes

$$x_{\min} = \max(x_{\min 1}, x_{\max} - 10 \cdot m(dv(E))) \text{ for } x_{\max} < xd$$

$$= \max(x_{\min 1}, x_{\det} - 10 \cdot m(dv(E))) \text{ ellers}$$

Intervallerne $x_{\min} \leq x \leq x_{\max}$ inddeles i maksimalt 8 delintervaller. Området, der ligger inden for en afstand af $3 \cdot \Delta$ fra xd , hvor

$$\Delta = \min(m(dv(E)), \sigma_y(xd)),$$

inddeles i maksimalt 3 delintervaller, hvis længde ikke må være større end Δ .

Gælder det f. eks., at

- (I) $x_{\min} \leq xd \leq x_{\max}$
- (II) $m(dv(E)) < \sigma_y(xd) = \Delta = m(dv(E))$
- (III) $|x_{\min} - xd| = 2\frac{1}{2} \cdot m(dv(E))$
- (IV) $|x_{\max} - xd| = 7 \cdot m(dv(E))$

bliver delintervallerne:

- 1. $x_{\min} \leq x < xd - 2 \cdot m(dv(E))$
- 2. $xd - 2 \cdot m(dv(E)) \leq x < -m(dv(E))$

- 3. $xd - m(dv(E)) \leq x < xd$
- 4. $xd \leq x < xd + m(dv(E))$
- 5. $xd + m(dv(E)) \leq x < xd + 2 \cdot m(dv(E))$
- 6. $xd + 2 \cdot m(dv(E)) \leq x < xd + 3 \cdot m(dv(E))$
- 7. $xd + 3 \cdot m(dv(E)) \leq x < x_{\max}$

b. Integrationsgrænser for z

For en given x-værdi sættes først

$$z_{\min}(x) = \max(-h, zd - \max(h, \min(3 \cdot m(dv(E)), 2 \cdot \sigma_z(x))))$$

$$z_{\max}(x) = zd + \min(3 \cdot m(dv(E)), 2 \cdot \sigma_z(x))$$

Når der er tale om punkter meget nær detektorpunktet ($x = x_{\det} < \frac{1}{50} m(dv(E))$), deles intervallet i yderligere 2 dele.

Delintervallet omkring zd får da længden:

$$\Delta_{z1} = \min\left(\frac{1}{10} m(dv(E)), \frac{1}{4} \sigma_z(x)\right)$$

I de tilfælde, hvor

$$z_{\max}(x) < 2 \cdot \sigma_z(x) \text{ eller } z_{\min}(x) > \max(-h, -2 \cdot \sigma_z(x)),$$

udvides integrationsområdet til også at omfatte intervallet

$$\max(-h, -2 \cdot \sigma_z(x)) \leq z \leq 2 \cdot \sigma_z(x)$$

Gælder det f. eks., at

$$z_{\max}(x) = -\sigma_z(x), \text{ integreres der yderligere over intervallet}$$

$$z_{\max}(x) \leq z \leq z_{\max 1}(x)$$

hvor

$$z_{\max 1}(x) = 2 \cdot \sigma_z(x)$$

Dette interval deles yderligere op i delintervaller af længden:

$$\Delta_z = \min(2 \cdot m(dv(E)), \sigma_z(x))$$

c. Integrationsgrænser for y

Normalt sættes:

$$y_{\min}(x) = yd - 3 \cdot \min(m(dv(E)), \sigma_y(x))$$

$$y_{\max}(x) = yd + 3 \cdot \min(m(dv(E)), \sigma_y(x))$$

Integrationsintervallet deles normalt i 3 dele.

$$1. \quad yd - 3 \cdot \min(m(dv(E)), \sigma_y(x)) \leq y < yd - 0.1309 \cdot \min(m(dv(E)), \sigma_y(x))$$

$$2. \quad yd - 0.1309 \cdot \min(m(dv(E)), \sigma_y(x)) \leq y < yd + 0.1309 \cdot \min(m(dv(E)), \sigma_y(x))$$

$$3. \quad yd + 0.1309 \cdot \min(m(dv(E)), \sigma_y(x)) \leq y \leq yd + 3 \cdot \min(m(dv(E)), \sigma_y(x))$$

For små værdier af x og y , nemlig når betingelserne

$$\sigma_y(x) < \frac{1}{100} \text{mdv}(E^Y)$$

$$y_d < \frac{1}{100} \sigma_y(x)$$

er opfyldt, beregnes y -integralet ved hjælp af Gauss-Hermite metode, d. v. s. grænserne for y er teoretisk sat $\pm \infty$.

I de tilfælde, hvor

$$y_{\max}(x) < 2 \cdot \sigma_y(x) \quad \text{eller}$$

$$y_{\min}(x) > -2 \cdot \sigma_y(x)$$

udvides integrationsområdet til også at omfatte intervallet

$$-2 \cdot \sigma_y(x) \leq y \leq 2 \cdot \sigma_y(x)$$

3.2. Inhalationsdosismodel

Modellen kan benyttes til beregning af persondoser hidrørende fra indånding af forskellige radioaktive isotoper, der frigøres med konstant hastighed, der kan korrigeres for udfald af aktivitet i tørvejr og under nedbør (afsnit 2.1.3.). Korrektion for lange bestrålingstider, baseret på kendskab til korttidsværdierne for spredningsparametrene, er mulig (se afsnit 2.1.4.). Effektiv skorstenshøjde beregnes efter Hollands formel (afsnit 3.1.2.).

Datamatprogrammet, INDOS2, rummer en option, således at også koncentrationen af radioaktive stoffer:

$$Q(x_d, t) \cdot S_g(x_d, y_d, z_d, u) \quad [\text{Ci/m}^3]$$

kan beregnes.

Om den numeriske beregning af inhalationsdoserne skal kun bemærkes, at det tilsvarende kildeled, korrigeret for udfald under tørvejr (afsnit 2.1.3.1):

$$Q_D(x, t) = Q_0 \cdot e^{-\lambda \frac{x}{u}} \cdot \exp\left(-\int_{x_0}^x \frac{v}{u} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sigma_x(x)} \cdot \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_x^2(x)}\right) dx\right) \quad (18)$$

beregnes ved hjælp af Rombergs-integrationsformel (ref. 11).

4. AFSLUTTENDE BEMÆRKNINGER

De beskrevne modeller er blevet sammenlignet med andre kendte modeller (se ref. 14).

Implementeringen af modellerne i form af datamat-programmerne GDO68 (ekstern gammadosis) og INDOS2 (indåndingsdosis) kan ikke betragtes som endelig, idet programmerne løbende undergår ændringer for at øge deres anvendelighed.

Blandt de ændringer, der tænkes indført, er:

Tilsyneladende kildeled hidrørende fra, at der pr. tidsenhed frigøres en given brøkdel af en beholders indhold af aktivitet.

Spredningsmodellen skal udvides, så den omfatter momentane frigørelser (sky-situationen). Desuden skal der kunne tages hensyn til begrænsninger i den vertikale spredning (d. v. s. inversion fra en given højde over udslipspunktet og opfejer). I gammadosis-modellen skal der kunne korrigeres for lange bestrålingstider, således som beskrevet i afsnit 2.1.4. Desuden skal der kunne korrigeres for udfald af aktivitet.

Det skal undersøges, hvilken formel for effektiv skorstenshøjde det vil være bedst at anvende. En korrektion for selvopvarmning af det frigjorte materiale skal indbygges i modellerne (se afsnit 3.1.2.).

REFERENCER

- 1) F. T. Binford, J. Barish, and F. B. K. Kam, Estimation of Radiation Doses following a Reactor Accident. ORNL-4086 (1968) 41 pp.
- 2) D. Bruce Turner, Workbook of Atmospheric Dispersion Estimates. (National Air Pollution Control Association, Cincinnati, Ohio, (1969). (Public Health Service Publication No. 999-AP-26) 84 pp.
- 3) D. H. Shade, (editor), Meteorology and Atomic Energy - 1968. TID-24190 (1968) 415 pp.
- 4) F. Pasquill, The Estimation of the Dispersion of Windborne Material. Meteorol. Mag., 90 (1961) 33-49.
- 5) J. R. Beattie and P. M. Bryant, Assessment of Environmental Hazards from Reactor Fission Product Releases, AHSB (S) R-135 (1970) 54 pp.
- 6) A. J. Brook, The Effect of Deposition on the Concentration of Windborne Material, AHSB(S)-R 157 (1968) 9 pp.
- 7) P. M. Bryant og J. A. Jones, Estimation of Radiation Exposure Associated with Inert Gas Radionuclides Discharged to the Environment by the Nuclear Power Industry. In: Environmental Behaviour of Radionuclides Released in the Nuclear Industry. Symposium, held in Aix-en-Provence, 14-18 May 1973. (IAEA, Vienna, 1973) 91-104.
- 8) Radiological Health Handbook. Revised edition. (U. S. Department of Health, Education and Welfare, Public Health Service, Rockville, Md., 1970). (Public Health Service Publication, 2016) 458 pp.
- 9) C. M. Lederer, J. M. Hollander, and I. Perlman, Table of Isotopes. 6. edition (Wiley, New York, 1967) 94 pp.
- 10) N. O. Jensen, Occurrences of Stability Classes, Wind Speeds, and Wind Directions as Observed at Risø, Risø-M-1666 (1973) 37 pp.
- 11) Chr. Gram, Definite integral by Romberg's Method, Algol programming, Contribution No. 8. BIT 4 (1964) 54-60.
- 12) F. A. Gifford, The Rise of Strongly Radioactive Plumes. Appl. Meteorol 6 (1967) 44-49.
- 13) M. Abramowitz and I. A. Stegun (editors) Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables (USGPO, Washington, D. C., 1964) (National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series, 55) 1046 pp.

- 14) P. Hedemann, Sammenligning af matematiske modeller til beregning af eksterne gammadoser hidrørende fra en radioaktivitetsfrigørelse til atmosfæren. Risø-M-1726 (1974) 174 pp.
- 15) Onsite meteorological programs. Safety Guide 23 (USAEC, 1972).
- 16) T. Bjerger (redaktør), Atomordbog (Atomenergikommissionens Forsøgsanlæg Risø, 1972).
- 17) B. Lindell och S. Löfveberg, Kärnkraften, människan och säkerheten. (Allmänna Förlaget, Stockholm, 1972) 446 pp.
- 18) G. W. Dolphin, A. Fairbairn, and T. Murphy, Accumulated dose received in 13 weeks and 50 years by body tissues from one microcurie single intake by inhalation or injection through a wound. AHSB (RP) R 20 (1962) 77 pp.
- 19) Garry A. Briggs, Diffusion Estimation for Small Emission. ATDL Contribution File (Draft) 79 (1973).

APPENDIKS

DATA TIL DOSISMODELLER

Data for anvendelse i datamatprogrammerne GDOS8
(eksterne gammadoser) og INDOS 2 (indåndingsdoser)

INDHOLD

	Side
1. METEOROLOGISKE DATA	1-2
2. ISOTOP DATA	1-7
3. KONSTANTER FOR NUMERISK INTEGRATION	1-15

1. METEOROLOGISKE DATA

1.1. Stabilitetstyper

Stabiliteten klassificeres efter F. Pasquill i 7 klasser A - G (ref. 4), som er beskrevet i tabel 1.

Tabel 1

Pasquills stabilitetskategorier (Kilde: ref. 15)

Type	Temp. gradient [°C pr. 100 m]	Typisk vind- hastighed [m/sek]	Hyppighed ^{x)} [% af tid]	Beskrivelse
A	< - 1.9	1	1.177	Kraftig ustabil atmosfære
B	-1.9 til -1.7	2	1.741	Moderat ustabil atmosfære
C	-1.7 til -1.5	4	3.341	Let ustabil atmosfære
D	-1.5 til -0.5	5	60.257	Neutral atmosfære
E	-0.5 til 1.5	2	27.108	Let stabil atmosfære (svag inversion)
F	1.5 til 4	2	5.709	Moderat stabil atmo- fære (moderat inversion)
G	> 4	1	0.817	Kraftig inversion

^{x)} Baseret på målinger på Rissø 1958-67 (ref. 10).

Parametre for kategori G indgår ikke i programmerne. Stabilitetsforhold af type G er relativt sjældent forekommende, og fanens udbredelse ved stabilitetstype G er ifølge Pasquill ikke særlig veldefineret, hvorfor det er vanskeligt at bestemme udbredelsesparametrene for denne stabilitetstype.

1.2. Spredningsparametre

Der benyttes de af Pasquill angivne 10 minutters middelværdier for spredningsparametrene $\sigma_y(x)$ og $\sigma_z(x)$ (ref. 2).

Spredningsparametrene er angivet i tabel 2 og 3 samt på fig. 1-1 og 1-2.

Tabel 2

Horizontal spredningsparameter, $\sigma_y(x)$, som funktion af afstanden, x , fra kilden i vindretningen. (10 minutters middelværdier)

		$\sigma_y(x)^{x)}$ [meter]					
x [m]	Stabilitets- type	A	B	C	D	E	F
	100		27.3	19.2	12.6	8.11	6.00
200		48.8	35.9	23.5	15.6	11.3	7.62
500		115	82.9	55.4	36.1	26.7	17.9
1000		213	156	105	68.4	50.4	34.1
2000		391	290	195	129	94.8	64.1
5000		868	664	450	300	222	148
10000		1560	1180	830	625	412	273
20000		2770	2130	1520	994	752	501
50000		5950	4650	3370	2200	1680	1120

^{x)} Værdierne for $x > 2000$ m er fundet ved ekstrapolation (se ref. 2).

Tabel 3

Vertikal spredningsparameter, $\sigma_z(x)$, som funktion af afstanden, x , fra kilden i vindretningen. (10 minutters middelværdier)

		$\sigma_z(x)$ ^{x)} [meter]					
x [m]	Stabilitets type	A	B	C	D	E	F
	100		14.2	10.7	7.30	4.60	3.50
200		30.7	21.1	14.3	8.72	6.48	4.25
500		111	51.1	32.1	18.5	13.0	8.43
1000		460	109	60.9	31.3	21.5	13.9
2000		1950	233	116	50.3	33.7	21.5
5000		13300	635	266	88.5	55.2	33.6
10000		57200	1360	506	136	78.9	46.3
20000		245000	2890	953	203	111	59.8
50000		1690000	8470	2180	328	153	78.5

x) Værdierne for $x > 2000$ m er fundet ved ekstrapolation (se ref. 2)

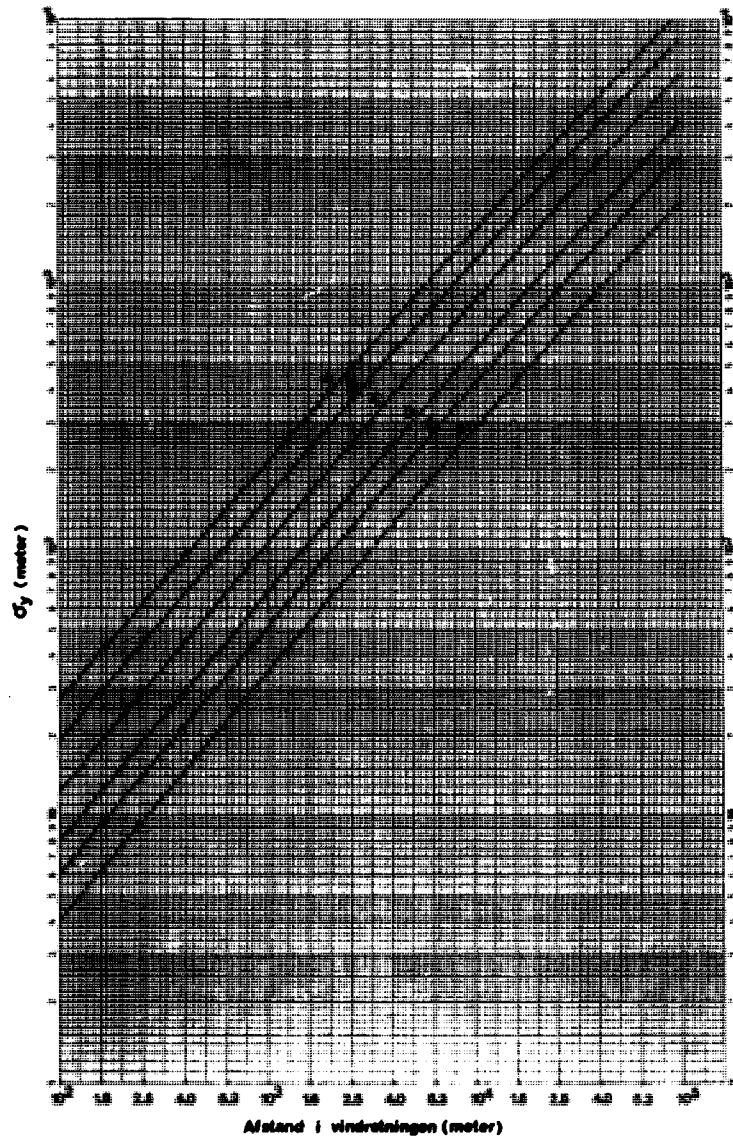


Fig. 1-1. Horizontal spredningsparameter som funktion af afstand fra kilden

2. ISOTOP DATA

2.1. Data til gammadosis-model

Data for de enkelte isotoper er givet i tabel 4 og 6. Fotonenergier og -udbytter er taget fra ref. 9, medens absorptionskoefficienter og build-up faktorkoefficienter stammer fra ref. 8 og 3.

Fotonenergiintervallets opdeling i energigrupper er vist i tabel 5. Som udgangspunkt for opdelingen er det valgt at betragte energiområdet fra 80 keV til 3000 keV. Antallet af energiintervaller er derpå bestemt ud fra, at den lineære absorptionskoefficient for luft maksimalt må variere 15% fra den ene ende af et delinterval til den anden. Herved bliver forskellen mellem transmissionsfaktoren for luft ($B(\mu) \cdot e^{-\mu x}$) ved den aktuelle energi og transmissionsfaktoren for middelenergien for det delinterval, i hvilket den aktuelle energi ligger, mindre end 10%. Denne forskel vil, for de enkelte isotoper, i nogen grad udlignes, idet de aktuelle energier vil fordele sig på begge sider af middelenergieerne i delintervallerne.

Antallet af energigrupper bliver 7.

Middelenergien i det k'te interval er bestemt ud fra 14 isotoper (nr. 1 og 3-15, se tabel 4) og bliver

$$Em_k^Y = \frac{\sum_{j=1}^{n_k} E_{jk}^Y \cdot f_{jk}}{\sum_{j=1}^{n_k} f_{jk}}$$

hvor

- n_k = antal energier i k'te energigruppe for de ovenfor nævnte isotoper
- E_{jk}^Y = fotonenergi for foton nr. j i k'te energigruppe
- f_{jk} = fotonudbytte for foton nr. j i k'te energigruppe

Fotonudbyttet for den enkelte isotop i en given energigruppe bliver

$$fg_{ki} = \sum_{j=1}^{n_{ki}} f_{kij}$$

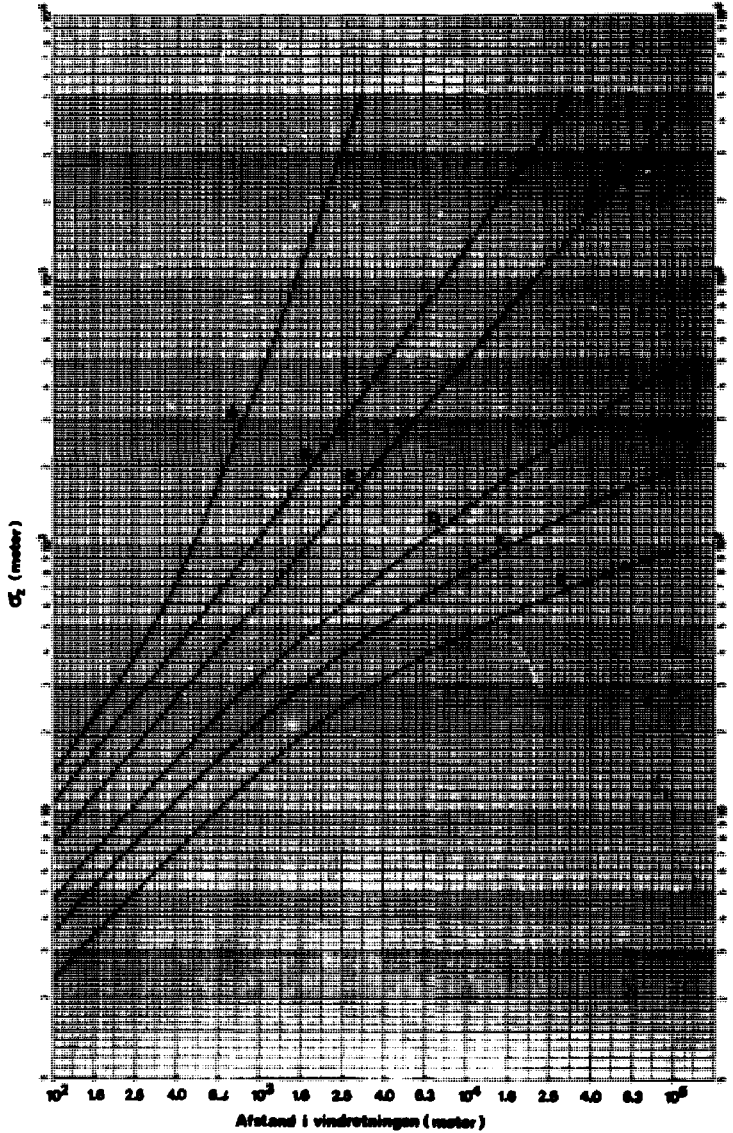


Fig.1-2. Vertikal spredningsparameter som funktion af afstand fra kilden

hvor

k = energigruppe nummer

i = isotop nummer

$n_{g_{ki}}$ = antal fotoner fra isotop nr. i med energi i k'te energigruppe

f_{kij} = fotonudbytte for foton nr. j fra isotop nr. i, i k'te energigruppe

Det bemærkes, at isotop nr. 16-20 ikke indgår i beregningen af gruppernes middelenergi. Disse isotopers fotonenergier har ikke nogen nævneværdig indflydelse på gruppernes middelenergi.

Kr 83 m udsender kun 1 foton med energien 0.009 MeV. Denne fotonenergi afviger så meget fra de øvrige isotopers fotonenergier, at det er fundet nødvendigt at indføre en speciel energigruppe (nr. 8) for denne energi.

Omsætningsfaktoren, kd, i udtrykket for gammadosis (afsnit 2.2) er defineret som dosis/(absorberet energi pr. gram)/curie. Den får værdien

$$kd = \frac{3.7 \cdot 10^{14}}{6.242 \cdot 10^7} = 5.928 \cdot 10^6 \text{ [rem/(MeV/g)/Ci]}$$

Tabel 4

Isotopdata

Nr.	Isotop	E(MeV/fot)	f(fot/dis)	Nr.	Isotop	E(MeV/fot)	f(fot/uis)
1	Ar 41	1.29	1.00	13	J 133	0.530	0.940
2	Kr 83m	0.009	0.09			0.850	0.050
3	Kr 85m	0.150 0.305	0.740 0.130	14	J 134	0.135	0.030
4	Kr 85	0.514	$4.1 \cdot 10^{-3}$			0.410	0.080
5	Kr 87	0.403	0.840			0.550	0.080
		0.850	0.160			0.610	0.180
		2.57	0.350			0.850	0.950
6	Kr 88	0.166	0.070			0.890	0.650
		0.191	0.350			1.07	0.014
		0.360	0.050			1.15	0.100
		0.850	0.230			1.46	0.040
		1.55	0.14			1.62	0.050
2.19	0.18	1.79	0.050				
2.40	0.35						
7	Xe 133 m	0.233	0.140	15	J 135	0.420	0.070
8	Xe 133	0.081	0.370			0.860	0.110
9	Xe 135 m	0.527	0.800			1.04	0.020
10	Xe 135	0.250	0.910			1.14	0.370
		0.110	0.030			1.28	0.340
11	J 131	0.080	0.026	1.46	0.170		
		0.284	0.034	1.72	0.190		
		0.364	0.820	1.80	0.110		
		0.637	0.068				
		0.723	0.016				
12	J 132	0.240	0.010	16	Kr 89 ^M)	0.215	0.31
		0.520	0.200			0.500	0.99
		0.670	1.44			1.00	0.55
		0.773	0.890			2.00	0.70
		0.955	0.220			3.00	0.26
		1.14	0.060	4.00	0.16		
		1.28	0.070	17	Xe 131 m	0.164	0.02
		1.40	0.140	18	Xe 137	0.425	0.33
		1.45	0.010	19	Xe 138 ^M)	0.255	0.94
		1.91	0.013			0.405	0.48
1.99	0.013	2.00	0.65				
			20	Rb 89 ^M)	1.00	0.65	
				2.00	0.87		
				3.00	0.79		

Tabel 4 (fortsat)

Isotopdata

Nr.	Isotop	E[MeV/foet]	f[foet/dis] ^{m)}
21	Cs 137	0.662	0.85
22	Cs 138	0.138	0.02
		0.193	0.008
		0.229	0.016
		0.411	0.03
		0.463	0.23
		0.550	0.08
		0.870	0.04
		1.01	0.25
		1.43	0.73
		2.21	0.18
		2.63	0.09
3.34	0.005		

m) Ækvivalent energi iflg. ref. 7.

Tabel 5

Data for energigrupper

Gruppe nr.	Energiområde [MeV]	Em[MeV]	σ^Y [cm ² /g]	μ [m ⁻¹]	K ^{m)}
1	0.08 - 0.155	0.126	$2.28 \cdot 10^{-2}$	$1.87 \cdot 10^{-2}$	4.80
2	0.156 - 0.250	0.230	$2.70 \cdot 10^{-2}$	$1.51 \cdot 10^{-2}$	3.20
3	0.251 - 0.510	0.378	$2.90 \cdot 10^{-2}$	$1.28 \cdot 10^{-2}$	2.30
4	0.511 - 0.850	0.677	$2.90 \cdot 10^{-2}$	$1.01 \cdot 10^{-2}$	1.60
5	0.851 - 1.330	1.128	$2.69 \cdot 10^{-2}$	$7.80 \cdot 10^{-3}$	1.20
6	1.331 - 2.030	1.604	$2.43 \cdot 10^{-2}$	$6.45 \cdot 10^{-3}$	0.99
7	2.031 - 3.000	2.425	$2.16 \cdot 10^{-2}$	$5.20 \cdot 10^{-3}$	0.81
8	0.009	0.009	6.18	0.86	0.0854

m) konstant for build-up faktor, $k = \frac{\mu - \mu_{en}}{\mu_{en}}$

hvor $\mu_{en} = 0.1293 \cdot \sigma^Y$ [m⁻¹] lineær energiabsorptionskoefficient for luft.

Tabel 6

Isotopdata: Henfaldskonstant, λ , og fotonenergiernes fordeling på de i tabel 5 angivne grupper

Fotonudbytte i energigrupper, $f_{g,ki}$ [fot/dis]										
Isotop nr. i	Gruppe-k isotop									λ [sek ⁻¹]
		1	2	3	4	5	6	7	8	
1	Ar 41	0	0	0	0	1.00	0	0	0	$1.050 \cdot 10^{-4}$
2	Kr 83 m	0	0	0	0	0	0	0	0.09	$1.013 \cdot 10^{-4}$
3	Kr 85 m	0.74	0	0.130	0	0	0	0	0	$4.385 \cdot 10^{-4}$
4	Kr 85	0	0	0	$4.10 \cdot 10^{-3}$	0	0	0	0	$2.167 \cdot 10^{-9}$
5	Kr 87	0	0	0.840	0.16	0	0	0.350	0	$1.512 \cdot 10^{-4}$
6	Kr 88	0	0.42	0.050	0.23	0	0.140	0.530	0	$6.883 \cdot 10^{-4}$
7	Xe 135m	0	0.14	0	0	0	0	0	0	$3.485 \cdot 10^{-4}$
8	Xe 135	0.27	0	0	0	0	0	0	0	$1.513 \cdot 10^{-5}$
9	Xe 135m	0	0	0	0.80	0	0	0	0	$7.217 \cdot 10^{-4}$
10	Xe 135	0	0.91	0	0.030	0	0	0	0	$2.117 \cdot 10^{-5}$
11	J 131	0.026	0	0.874	0.084	0	0	0	0	$9.950 \cdot 10^{-7}$
12	J 132	0	0.01	0	2.53	0.350	0.176	0	0	$8.367 \cdot 10^{-5}$
13	J 133	0	0	0	0.990	0	0.040	0	0	$9.217 \cdot 10^{-6}$
14	J 134	0.030	0	0.030	1.21	0.764	0.140	0	0	$2.183 \cdot 10^{-4}$
15	J 135	0	0	0.070	0	0.910	0.430	0	0	$2.867 \cdot 10^{-5}$
16	Kr 89	0	0.31	0.990	0	0.550	0.700	0.420	0	$3.610 \cdot 10^{-3}$
17	Xe 134m	0	0.02	0	0	0	0	0	0	$6.793 \cdot 10^{-7}$
18	Xe 137	0	0	0.330	0	0	0	0	0	$2.962 \cdot 10^{-3}$
19	Xe 138	0	0.84	0.42	0	0	0	0.65	0	$6.601 \cdot 10^{-4}$
20	Rb 89	0	0	0	0	0.680	0.870	0.230	0	$7.502 \cdot 10^{-4}$
21	Cs 137	0	0	0	0.85	0	0	0	0	$7.327 \cdot 10^{-10}$
22	Cs 138	0.02	0.03	0.21	0.08	0.29	0.73	0.275	0	$3.588 \cdot 10^{-4}$

2.2. Data til inhalationsdosis-model

Dosis (dose commitment) pr. inhaleret radioaktivitetseenhed, δ , for de 8 isotoper, der indgår i datamatprogrammet til beregning af inhalationsdoser, er angivet i tabel 6-8. For isotoperne Sr 90, Ru 106 og Cs 137 er δ angivet både for den opløselige og den uopløselige form, idet sidstnævnte er betegnet ved et efterstillet I (f. eks. Sr 90 I). I datamatprogrammet betragtes af regnetekniske grunde den opløselige og den uopløselige form af samme isotop som 2 forskellige isotoper.

Data er hentet fra reference 5 og 18.

Tabel 7

Dosis (dose commitment) pr. radioaktivitetseenhed, δ , for jod isotoper

Isotop nr.	Isotop	δ [rem/ μ Ci]		λ [sek ⁻¹]	Indåndings-hastighed β [m ³ /sek]	Kritisk organ
		Aldersgruppe I Voksne	Aldersgruppe 0 Børn (0-5 år)			
1	J 131	1.484	4.5	$9.950 \cdot 10^{-7}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	Skjoldbruskkirtel
2	J 132	0.054	0.15	$8.367 \cdot 10^{-5}$		
3	J 133	0.399	1.2	$9.217 \cdot 10^{-6}$		
4	J 134	0.025	0.08	$2.183 \cdot 10^{-4}$		
5	J 135	0.123	0.4	$2.867 \cdot 10^{-5}$		

Tabel 8

Dosis (dose commitment) pr. radioaktivitetseenhed, δ ,
for isotoper på opløselig form

Isotop nr.	Isotop	δ [rem/ μ Ci]		Kritisk organ	λ [sek ⁻¹]
		Aldersgruppe 1 Voksne	Aldersgruppe 0 Børn(0-5 år)		
6	Sr 90	40	120	Knogler	$7.85 \cdot 10^{-10}$
7	Ru 106	0.07	0.2	GI ₁ Nyrer	$2.183 \cdot 10^{-8}$
8	Cs 137	0.033	0.1	Knogler	$7.367 \cdot 10^{-10}$

Tabel 9

Dosis (dose commitment) pr. radioaktivitetseenhed, δ ,
for isotoper på uopløselig form

Isotop nr.	Isotop	δ [rem/ μ Ci]		Kritisk organ	λ [sek ⁻¹]
		Aldersgruppe 1 Voksne	Aldersgruppe 0 Børn(0-5 år)		
9	Sr 90I	1.2	3.6	Lunger	$7.85 \cdot 10^{-10}$
10	Ru 106I	1.2	3.6	Lunger	$2.183 \cdot 10^{-8}$
11	Cs 137I	0.45	1.5	Lunger	$7.367 \cdot 10^{-10}$

3. KONSTANTER FOR NUMERISK INTEGRATION

3.1. Gauss-Legendre

Metode

$$\int_a^b f(x) dx \approx \sum_{i=0}^{n1} \frac{b-a}{2} w_{1i} \cdot f\left(a + \frac{b-a}{2} \cdot (wx_{1i} + 1)\right)$$

hvor $a < b$.

Her benyttes 16 punkter, således at

 $n1 = 15$ og konstanterne w_{1i} og wx_{1i} er da, ifølge ref. 13, som angivet i tabel 10.

Tabel 10

Konstanter, Gauss-Legendre integration (Kilde: ref. 13)

i	wx_{1i}	w_{1i}
0	0.095012509837637440185	0.189450610455068496285
1	- 0.095012509837637440185	0.189450610455068496285
2	0.281603550779258913230	0.182603415044923588867
3	- 0.281603550779258913230	0.182603415044923588867
4	0.458016777657227386342	0.169156519395002538189
5	- 0.458016777657227386342	0.169156519395002538189
6	0.617876244402643748447	0.149595988816576732081
7	- 0.617876244402643748447	0.149595988816576732081
8	0.755404408355003033895	0.124628971255533872052
9	- 0.755404408355003033895	0.124628971255533872052
10	0.865631202387831743880	0.095158511682492784810
11	- 0.865631202387831743880	0.095158511682492784810
12	0.944575023073232576078	0.062253523938647892863
13	- 0.944575023073232576078	0.062253523938647892863
14	0.989400934991649932596	0.027152459411754094852
15	- 0.989400934991649932596	0.027152459411754094852

3.2. Gauss-Hermite

Metode

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \cdot e^{-x^2} dx \approx \sum_{i=0}^{nh} wfh_i \cdot f(wxh_i)$$

Her benyttes 9 punkter, således at

$$nh = 8$$

og konstanterne wfh_i og wxh_i er da, ifølge ref. 13, som angivet i tabel 11.Tabel 11

Konstanter, Gauss-Hermite integration (Kilde: ref. 13)

i	wxh_i	$wfhi$
0	0	$7.2023521561 \cdot 10^{-1}$
1	0.7235510188	$4.3265155900 \cdot 10^{-1}$
2	- 0.7235510188	$4.3265155900 \cdot 10^{-1}$
3	1.4685532892	$8.8474527394 \cdot 10^{-2}$
4	- 1.4685532892	$8.8474527394 \cdot 10^{-2}$
5	2.2665805845	$4.9436242755 \cdot 10^{-3}$
6	- 2.2665805845	$4.9436242755 \cdot 10^{-3}$
7	3.1909932018	$3.9606977263 \cdot 10^{-5}$
8	- 3.1909932018	$3.9606977263 \cdot 10^{-5}$