

Henrik Loft Nielsen
og
Helge Knudsen

HELSEFYSIK

Institut for Fysik og Astronomi
Aarhus Universitet
2002

INDHOLD:

	side
1. Indledning	3
2. Strålingskilder	5
2.1 Stråling fra radioaktive kilder	5
2.2 Bremsestråling og røntgen	7
3. Ioniserende strålings vekselvirkning med stof	8
3.1 Partikelflux og energiflux	8
3.2 To konsekvenser af ioniserende strålings høje energi	9
3.3 Strålingens fysiske og kemiske virkning på væv	9
3.4 Indirekte ioniserende stråling	11
4. Strålingsdosis	13
4.1 Dosisberegning for β -stråling	14
4.2 Attenuering af γ -stråling	16
4.3 Dosisberegning for γ -stråling	18
4.4 Dosisækvivalent	22
4.5 Akkumuleret dosisækvivalent	23
5. Strålings biologiske virkning	25
5.1 Akut skade og sen skade	25
5.2 Store doser - akut virkning	26
5.3 Små doser - sene, stokastiske skader	27
5.4 Effektiv dosis	28
5.5 Dosisgrænser	28
5.6 Naturlig baggrundsdosis	30
Institut for Fysik og Astronomi	30
Appendix A: Ældre enheder	31
Appendix B. Rækkevidde af β -stråling	31

EKSEMPLER:

1. Intern β -strålingsdosis	14
2. Ekstern β -strålingsdosis	15
3. Afskærmning af γ -stråling	18
4. En isotop med én enkelt γ -stråle	22
5. En isotop med to γ -stråler (to fotonenergier)	22
6. Delvis afskærmet γ -kilde	22
7. Effektiv halveringstid	24
8. Akkumuleret intern dosis (Eks.1 fortsat)	24
9. Akkumuleret dosis fra ^{137}Cs i føden	25
10. Kræfttilfælde som følge af Tjernobyl-udslippet	27

1. INDLEDNING

Det er velkendt, at radioaktive stoffer og visse "apparater" udsender stråling, der kan være skadelig for helbredet. Den tekniske betegnelse for denne type stråling er ioniserende stråling. Før man begynder at arbejde med radioaktive isotoper eller sådanne apparater, er det derfor nødvendigt at stille følgende spørgsmål:

- Hvilken *helbredsrisiko* udsætter man sig selv og andre for under sit arbejde med radioaktivitet?

- Hvori består denne risiko, og hvordan kan man gøre rede for den i form af et *tal*, f.eks. en sandsynlighed for at pådrage sig en eller anden lidelse?

- Hvad kan man gøre for at *beskytte* sig selv og andre, således at eventuelle virkninger på helbredet nedbringes til et acceptabelt niveau?

I det følgende vil vi komme ind på disse og andre helsefysiske spørgsmål og søge at besvare dem. *Helsefysik* er et grænseområde mellem biologi og fysik, der handler om ioniserende strålings virkning på mennesker.

Hvad er ioniserende stråling ?

Ioniserende stråling omfatter:

- Stråling, der udsendes fra *radioaktive stoffer*. De radioaktive stoffer kan være naturligt forekommende eller kunstigt fremstillede. Strålingen betegnes alfa-, beta- og gamma-stråling (α , β og γ) - se nærmere nedenfor.

- *Kosmisk* stråling, d.v.s. protoner og andre partikler med ekstremt høj energi, der kommer ude fra verdensrummet og rammer jordens atmosfære hvor de skaber sekundær stråling.

- Stråling fra maskiner, som f.eks. røntgenapparater og partikelacceleratorer.

Ioniserende stråling kan deles i to klasser: elektromagnetisk stråling og partikelstråling.

Elektromagnetisk stråling kan optræde som *fotoner* (lyskvanter). Fotoner er partikler, der bevæger sig med lysets hastighed (i overensstemmelse med at deres hvilemasse er nul). Fotoner er elektrisk neutrale. Under visse forhold optræder elektromagnetisk stråling som *bølger*, d.v.s. svingende elektriske og magnetiske felter, der udbreder sig i rummet. Som følge af denne dobbelthed (dualitet) har man to muligheder for at karakterisere elektromagnetisk stråling: enten fotonenergien eller bølgelængden.

Røntgenstråling og γ -stråling er eksempler på ioniserende elektromagnetisk stråling. Lys, mikrobølgestråling og radiostråling hører også til familien af elektromagnetisk stråling, men disse typer er *ikke* ioniserende.

Betegnelsen *partikelstråling* refererer til partikler, der i modsætning til fotoner besidder hvilemasse, som f.eks. elektroner, protoner, α -partikler, der er elektrisk ladede, samt neutroner, der er elektrisk neutrale.

Det karakteristiske for den ioniserende stråling er - som navnet antyder - at den er i stand til at ionisere luft, d.v.s. spalte luftmolekyler i frie elektroner og ioner. Betingelsen for at en foton eller en partikel kan ionisere et af luftens molekyler er, at fotonenergien - eller for partiklernes vedkommende den kinetiske energi - overstiger en tærskelværdi på ca. 30 eV (1 eV = 1 elektronvolt = $1,6 \cdot 10^{-19}$ J).

Hvor farlig er stråling ?

Det er en kendsgerning, at mange mennesker, der ikke har særlige naturvidenskabelige forudsætninger, forestiller sig radioaktivitet og stråling som noget ekstremt farligt, som man bør holde sig langt væk fra. Denne frygt skyldes naturligvis først og fremmest associationerne til atomvåbnenes virkninger, der på en så chokerende måde blev demonstreret i Japan i august 1945. Beretninger fra de senere år om uhyggelige strålingsskader som følge af prøvesprængninger af atombomber, reaktorulykker og ulykker med radioaktivt stof til medicinsk brug har yderligere bidraget til at forstærke den meget negative, angstfyldte indstilling, som mange mennesker har til enhver brug af radioaktivitet.

Det er heldigvis sådan, at de mængder af radioaktivt stof, som man kommer i nærheden af ved at anvende radioaktive isotoper i fysisk forskning, faktisk normalt er meget små og ikke bør give anledning til betænkelighed, når man blot indretter sin arbejdsplads og sine arbejdsrutiner fornuftigt og i øvrigt følger de sikkerhedsregler, der gælder på området.

Vi skal i det følgende se, hvordan man kan beregne et tal, kaldet *strålingsdosis*, der er et mål for den fysiske virkning af strålingen fra en given radioaktivitetsmængde i en given tid. Strålingsdosis udgør det grundlag, på hvilket man vurderer den biologiske skade, som strålingen kan forårsage på en organisme. Dermed har man kvantificeret den risiko, der er forbundet med radioaktivitetsarbejde, og man kan sammenligne med de risici, der er knyttet til andre menneskelige aktiviteter.

Ioniserende stråling fra *kunstige* kilder er et forholdsvis nyt fænomen i menneskeheden historie. Det startede med opdagelsen af røntgenstrålingen og radioaktiviteten i midten af 1890'erne; men brugen af kunstige radioaktive kilder tog først rigtig fart efter 1945.

Når vi her beskæftiger os med ioniserende strålings biologiske virkning, er det med henblik på at beskytte personer mod stråling under forhold hvor der anvendes sådanne kunstige strålingskilder; men man må ikke glemme, at livet på jorden til alle tider har været udsat for en vis bestråling fra *naturlige* strålingskilder. Man kan tale om, at vi lever i et strålingsmiljø. Den naturlige stråling, den såkaldte *baggrundsstråling*, kommer dels fra de radioaktive grundstoffer (uran, thorium og deres datterprodukter, samt kalium), der findes udbredt overalt i naturen i større eller mindre koncentrationer, og dels fra den kosmiske stråling.

De levende organismer må have tilpasset sig dette strålingsmiljø, som antagelig har været til stede i alle de 4,5 milliarder år jorden har eksisteret. Hverken mennesker eller dyr har imidlertid udviklet noget specielt sanseorgan til at opfatte ioniserende stråling med, formodentlig fordi den energi baggrundsstrålingen repræsenterer er så ubetydelig sammenlignet med andre former for naturlig stråling som f.eks. solens lys. I hvert fald er vi

mennesker helt afhængige af de tekniske indretninger, der hedder strålingsdetektorer, når det gælder om at påvise ioniserende stråling.

2. STRÅLINGSKILDER

Ioniserende stråling omfatter som nævnt dels partikler med høj kinetisk energi og dels elektromagnetisk stråling med høj fotonenergi (eller - sagt på en anden måde: kort bølgelængde). Når strålingen trænger ind i stof, som f.eks. biologisk væv, overføres der energi fra partikel eller foton til atomer og molekyler i stoffet, hvorved der sættes en række kemiske reaktioner i gang. For at forstå disse processer må vi kende lidt til detaljerne i strålingens vekselvirkning med stof. Først vil vi omtale de vigtigste typer af stråling.

2.1 Stråling fra radioaktive kilder

α -stråling

Tunge kerner, især fra området omkring bly (atomnummer $Z=82$) og opefter i det periodiske system, har mulighed for α -henfald. Ved α -henfald udsender kernen en α -partikel (" α -stråling"), som er identisk med en heliumkerne, ${}^4\text{He}^{++}$, der består af 2 protoner og 2 neutroner. Den datterkerne, der efterlades efter α -henfald, har 2 protoner og 2 neutroner færre end moderkernen og tilhører således et grundstof hvis atomnummer er 2 lavere end moderens. Datterens massetal er 4 lavere end moderens. α -strålingen er monoenergetisk; den kinetiske energi ligger for de fleste α -aktive isotoper i området 4 - 8 MeV. (1 MeV = 10^6 eV).

β -stråling

Ved β^- -henfald omdannes moderkernen til en datterkerne med samme massetal samtidig med at der udsendes β^- -stråling (en β^- -partikel). Ved β^- -henfald udsendes en *negativt* ladet elektron, og datterkernen tilhører derfor et grundstof, hvis atomnummer er *én højere* end moderens.

Men der eksisterer også β^+ -henfald, hvor der udsendes en *positron*, der er en positivt ladet elektron (elektronens antipartikel). I dette tilfælde er datterkernens atomnummer *én lavere* end moderens. Et alternativ til β^+ -henfald er elektronindfangning, hvor kernen absorberer en elektron og derved formindsker atomnummeret med én.

β -strålingens energifordeling (energispektrum) er kontinuert og indeholder alle kinetiske energier fra nul op til en maksimalenergi, der er bestemt af masseforskellen mellem moder- og datterkerne. Energien er typisk nogle få MeV. Samtidig med β -partiklen udsendes en neutrino, en neutral partikel hvis hvilemasse så vidt vides er nul. Sandsynligheden for at en neutrino absorberes i stof er yderst lille, derfor kan man uden videre se bort fra deres helsefysiske effekt.

γ -stråling

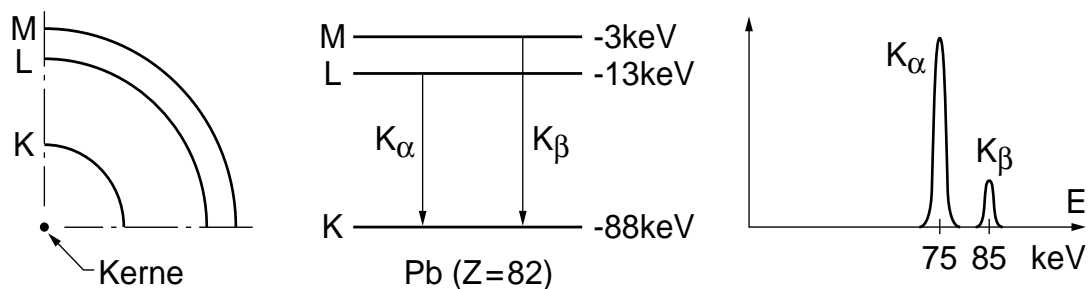
En kerne er et system, der besidder stationære tilstande, akkurat som et atom. Men den typiske energiforskel mellem tilstandene i en kerne er omkring en million gange større end den er i et atom. Når et *atom* spontant går fra en højere til en lavere stationær tilstand,

udsendes der elektromagnetisk stråling: synligt, ultraviolet eller infrarødt lys. Et eksempel herpå er det gule lys der udsendes fra en natriumlampe. Når en *kerne* på analog måde henfalder fra en højere til en lavere kerntilstand, udsendes der også elektromagnetisk stråling, men bølgelængden er gennemgående en million gange kortere end lysets, svarende til at fotonenergien ligger i keV- til MeV-området. Denne slags stråling kaldes γ -stråling og processen betegnes γ -henfald.

En kernes α - eller β -henfald kan efterlade datterkernen i en anslået tilstand, der derefter henfalder ved et eller flere γ -henfald via lavere tilstande indtil kernen til sidst når grundtilstanden. Strålingen fra hver enkelt γ -overgang er monoenergetisk, men en kernes γ -spektrum kan godt indeholde flere γ -linier, der hver svarer til en bestemt fotonenergi.

Karakteristisk røntgenstråling

Ved den type β -henfald, der kaldes *elektronindfangning*, forsvinder der en elektron fra en af atomets indre skaller, fortrinsvis fra den inderste elektronskal, der kaldes K-skallen. Samtidig med indfangningen omdannes en proton i kernen til en neutron; datterkernens atomnummer er derfor én enhed lavere end moderens. Den tomme plads, der efterlades i K-skallen (et såkaldt K-hul), fyldes hurtigt op med en elektron fra en højere beliggende skal, f.eks. L-skallen, samtidig med at der udsendes elektromagnetisk stråling, se fig. 1. Man har et specielt navn til denne type stråling: *karakteristisk røntgenstråling*.



Figur 1 Til venstre: Kernen med udsnit af elektronbaner. Midt: Energieniveauer for K, L og M skallerne i Pb. (Elektronens energi regnes negativ i bundne tilstande). Pilene viser røntgenovergangene. Til højre: Røntgenspektret.

Når elektronovergangen foregår fra L-skallen til K-skallen kaldes strålingen K_{α} -røntgen; overgangen fra M-skallen (og højere skaller) til K-skallen kaldes K_{β} . Elektronindfangning fra K-skallen er derfor ledsaget af K_{α} - og K_{β} -røntgenstråling. K_{α} -fotonenergien, der er bestemt af energiforskellen mellem L- og K-tilstandene i atomet, vokser med kvadratet på atomnummeret Z . For uran ($Z = 92$) er K_{α} energien oppe på ca. 100 keV.

Endnu en proces, der er ledsaget af karakteristisk røntgenstråling, skal nævnes. Processen, som hedder *intern konversion*, optræder som et alternativ til γ -henfald; ved denne proces går hele γ -energien til at frigøre en bunden elektron, f.eks. en elektron i K-skallen, således at der efterlades et K-hul, der fyldes op under emission af K_{α} - og K_{β} -røntgen.

Røntgenenergiene er altså karakteristiske for et grundstof - deraf navnet - og bruges ofte til at identificere dette. Man kan således foretage en såvel kvalitativ som kvantitativ analyse af grundstofsammensætningen i en prøve ved at anslå atomerne i prøven ved bestråling med elektroner, protoner eller γ -stråling og måle energier og intensiteter af den herved frembragte karakteristiske røntgenstråling (Røntgen-fluorescensanalyse).

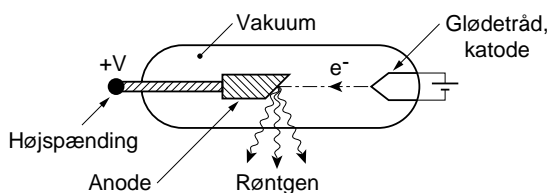
Røntgenstråling og γ -stråling er fysisk set samme slags stråling, nemlig elektromagnetisk stråling; når man bruger forskellige navne er det for at antyde hvilken proces, der har frembragt strålingen. En radioaktiv isotops γ -spektrum kan indeholde både røntgen- og γ -linier.

2.2 Bremsstråling og røntgen

Bremsestråling opstår, når meget hurtige ladede partikler (hastigheden skal være i nærheden af lysets) påvirkes af et elektromagnetisk felt, således at de nedbremses eller afbøjes. Sandsynligheden for produktion af bremsstråling er meget større for elektroner end for tunge partikler med samme energi, som f.eks. protoner eller α -partikler, simpelthen fordi elektronens hastighed er tilsvarende større. Ved 1 MeV er elektronens hastighed oppe på 94% af lysets, medens protonens og α -partiklens hastigheder ved 1 MeV kun er henholdsvis 5% og 1% af lysets.

Ved bremsstrålingsprocessen mister elektronen en del af sin kinetiske energi på den specielle måde, at der samtidig skabes en foton. Processen foregår ikke gradvis, men som en pludselig overgang, et spring. Den nyskabte foton modtager netop den energimængde elektronen mister. Energien kan antage alle værdier fra nul og op til den værdi, elektronens kinetiske energi havde før processen; men små værdier af fotonenergien er de mest sandsynlige. Bremsstrålingsspektret er altså en kontinuert fordeling, der aftager monotont med voksende fotonenergi.

Når β -partikler (elektroner) fra en radioaktiv kilde rammer et materiale, f.eks. et metalfolie, er der en vis sandsynlighed for, at der udsendes bremsstråling, fordi elektronerne kommer ind og afbøjes i det stærke elektriske felt fra kernerne i materialet. Sandsynligheden for bremsstrålingsproduktion vokser proportionalt med materialets atomnummer Z og med β -partiklernes maksimalenergi. En vis brøkdel af β -partikelenergien omsættes altså til bremsstråling, som er meget mere gennemtrængende end β -stråling. Det er et forhold man må være opmærksom på, når stærke β -kilder skal afskærmes.



Figur 2 Princippet i et røntgenrør

Et røntgenrør er specielt konstrueret til at producere bremsstråling. Princippet er vist i fig.2. I røret, som er pumpet lufttomt, befinder sig to elektroder: en glødetråd (katode) og en metalblok (anode). Anoden tilsluttes en positiv højspænding (V), katoden er jordforbundet. Fra glødekathoden udsendes en strøm af elektroner. De trækkes over på anoden, som de rammer med stor fart.

Elektronerne bremses effektivt i anodematerialet, og deres kinetiske energi omsættes dels til elektromagnetisk stråling (bremsestråling) og dels til varme. Hvis spændingsforskellen mellem anode og katode er f.eks. $V = 100\,000$ volt (=100 kilovolt), vil elektronerne have opnået energien 100 keV i det øjeblik de rammer metallet; bremsstrålingsspektret går derfor i dette tilfælde fra nul til maksimalt 100 keV. Elektronstrålen vil imidlertid også anslå atomerne i anoden (der ofte

er lavet af et metal med højt Z , f.eks. wolfram, $Z = 74$); de kan skabe huller i K-skallen, og som følge heraf udstråles der karakteristisk røntgenstråling. Strålingen fra et røntgenrør består derfor af et kontinuert bremsestrålingspektrum overlejret af et linespektrum af karakteristisk røntgenstråling. Røntgenstråling har mange praktiske anvendelser, der er knyttet til dens evne til at gennemtrænge stof. Brugen af røntgen i medicinen er velkendt; herudover bruges røntgen i industrien f.eks. til kontrol af svejsninger ved gennemlysning. I kemisk og biologisk forskning bruges røntgen til undersøgelse af krystallers struktur.

3. IONISERENDE STRÅLINGS VEKSELVIRKNING MED STOF

Vi vil i dette afsnit først og fremmest interessere os for, hvordan ioniserende stråling vekselvirker med levende væv. Vi vil undersøge, hvordan de forskellige typer stråling overfører deres energi til molekyler i vævet. Derefter vil vi se på de kemiske og biologiske konsekvenser af denne energioverførsel.

3.1 Partikelflux og energiflux

Strålingen fra en radioaktiv kilde eller en partikelaccelerator kommer som en strøm eller et bundt af partikler (i det følgende betegner vi ladede partikler, neutroner og fotoner under ét som "partikler"). Partikelstrømmen er ikke nødvendigvis monoenergetisk, men vil i almindelighed have et spektrum af energier. Vi har set, at β -spektre er kontinuerte, medens α - og γ -spektre kan indeholde én eller flere monoenergetiske komponenter ("linier").

I fysikken taler man om en *flux* af partikler. Flux defineres som det antal partikler, der pr. tidsenhed rammer vinkelret på en arealenhed; f.eks. neutroner $\text{s}^{-1} \text{m}^{-2}$.

Når man taler om strålingens energi, må man skelne omhyggeligt mellem partikelenergien, som er den energimængde, hver enkelt partikel fører med sig, og strålebundtets samlede energi. *Energiflux* er den totale strålingsenergi, der pr. tidsenhed rammer vinkelret på en arealenhed. Enheden er $\text{J s}^{-1} \text{m}^{-2}$, der er det samme som watt pr. m^2 ($= \text{W m}^{-2}$).

Her er et eksempel: Solstråling er en strøm af fotoner med en spektralfordeling, der kaldes solspektret. Den gennemsnitlige fotonenergi i solspektret er ca. 2 eV eller $3,2 \cdot 10^{-19}$ J. I den afstand fra solen, hvor jorden i middel befinder sig, har solstrålingens energiflux værdien 1360 W m^{-2} . Denne størrelse kaldes solarkonstanten. Partikelfluxen (egentlig: fotonfluxen) er lig med energifluxen divideret med fotonenergiens middelværdi; for sollyset finder vi således en fotonflux på $1360/3,2 \cdot 10^{-19} = 4 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1} \text{m}^{-2}$.

Vi skal i et senere afsnit se hvordan man beregner energifluxen i en bestemt afstand fra en radioaktiv kilde af en given styrke. Selv om γ -strålingens fotonenergi typisk er 10^6 gange sollysets fotonenergi, vil energifluxen fra en radioaktiv kilde af en styrke som den, der er nødvendig til anvendelser i forsøg, være ganske lav, fordi γ -fotonfluxen fra kilden er mange størrelsesordner lavere end solens fotonflux.

Det er fotonenergien, der er afgørende for, om en fotokemisk proces, som f.eks. fotosyntesen, kan finde sted. En grøn plante kan ikke vokse og trives ved bestråling med f.eks. radiobølger, selv om energifluxen er lige så stor som sollysets. Vekselvirkningen

foregår nemlig på molekylært niveau: det er en enkelt foton, der reagerer med et enkelt molekyle. Det er altså umuligt for mange energifattige fotoner at "sammensværges sig" og gøre det ud for en enkelt energirig foton. Et andet eksempel: øjet opfatter fotoner med 1,55 eV som rødt lys og fotoner med den dobbelte energi, 3,1 eV, som blått lys. Rødt lys bliver dog ikke blått, selv om man gør lysstyrken (energifluxen) aldrig så stor.

3.2 To konsekvenser af ioniserende strålings høje energi

Såvel elektromagnetisk stråling som partikelstråling er i stand til at ionisere atomer og molekyler, når henholdsvis fotonenergien og partiklens kinetiske energi overstiger en kritisk værdi på ca. 30 eV (i halvlederkrystaller dog kun ca. 3 eV). Ionisation betyder spaltning i frie elektroner og positivt ladede ioner.

Evnen til ionisation har to konsekvenser, der er vigtige for helsefysikken:

På den ene side er der *virningen på biologisk væv*. Ionisation kan medføre beskadigelse af molekyler af særlig stor betydning for organismen (f.eks. DNA); desuden kan den føre til produktion af skadelige stoffer; således er strålingens ionisation af H₂O udgangspunkt for en serie af kemiske reaktioner, der danner mere eller mindre giftige produkter. Alle disse mekanismer medfører risiko for skader på organismen.

På den anden side indebærer strålingens ionisationsevne, at *stråling er let at påvise*, selv om fluxen af fotoner eller partikler er yderst lille. Det hænger sammen med, at de frie ladninger, som strålingen producerer, f.eks. i en luftart, er meget lette at opsamle og måle. Hvis man bestråler et gasrumfang mellem to metalelektroder, der holdes på forskellig elektrisk spænding, vil de frie elektroner og positive ioner, der dannes i gassen, bevæge sig modsat hinanden i det elektriske felt mellem elektroderne. De elektriske ladningers bevægelse er ækvivalent med en kortvarig strøm, en impuls, som det er en forholdsvis simpel sag at måle. Dette grundprincip går igen i mange strålingsdetektorer. Følsomheden kan gøres så stor, at energien af hver enkelt foton eller hver enkelt partikel, der ankommer til detektoren, kan måles meget præcist.

Strålingens ioniserende egenskab er ansvarlig for dens biologiske skadevirkning; men til gengæld betyder samme egenskab jo så, at tilstedeværelsen af den skadelige stråling med sikkerhed kan afsløres af en detektor - selv i utrolig små mængder.

3.3 Strålingens fysiske og kemiske virkning på væv

Ioniserende stråling inddeles i *direkte* og *indirekte* ioniserende stråling. Den direkte ioniserende stråling omfatter alle elektrisk ladede partikler. I dette afsnit beskriver vi den direkte ioniserende strålings virkning mere detaljeret.

Når en elektrisk ladet partikel, lad os sige en elektron, med høj fart trænger ind i et stof, vil den påvirke de ladede partikler i stoffet med kortvarige stød, efterhånden som den kommer i nærheden af dem under sin passage gennem stoffet. Kraften mellem de elektrisk ladede partikler kan beregnes ved at bruge Coulombs lov; iflg. denne er kraften proportional med produktet af ladningerne og omvendt proportional med kvadratet på afstanden mellem dem. Lad os forestille os, at den hurtige elektron farer tæt forbi et brintatom, der jo består af en kerne (en proton) med en enkelt elektron udenom

(baneelektronen). Den vil i den korte tid, passagen varer, påvirke kernen og baneelektronen med omtrent lige store kræfter, tiltrækkende for kernens og frastødende for elektronens vedkommende. Hvis afstanden er tilstrækkelig lille, kan kraften blive så stor, at den overvinder de kræfter, der holder atomet sammen. Både elektronen og protonen bliver sat i accelereret bevægelse; men elektronens acceleration bliver rundt regnet 2000 gange så stor som protonens, fordi dens masse er ca. 2000 gange mindre. Det følger af Newtons 2. lov, som siger, at acceleration er lig kraft divideret med masse. Som følge heraf opnår elektronen også langt den største hastighed. En elektron med høj energi, der passerer tæt forbi et neutralt atom, vil altså kunne løsrive en ny, hurtig elektron og efterlade atomet som en positivt ladet ion på praktisk talt samme sted. De løsrevne elektroner kaldes sekundærelektroner. Hvis sekundærelektronen har så høj energi, at den selv kan ionisere et atom, kaldes den en δ -stråle (delta-stråle).

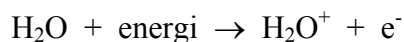
De samme processer foregår, når den ladede partikel, der trænger ind i stoffet, er en α -partikel (en heliumkerne: He^{++}), en proton eller en hvilken som helst anden partikel med elektrisk ladning - blot dens energi er stor nok, d.v.s. over ca. 30 eV. Den hurtige partikel efterlader i sit kølvand en række af såkaldte *ionpar*, som hver består af en hurtig elektron og en langsom positiv ion.

I biologisk væv indgår atomerne i kemiske forbindelser, der igen danner større organiske strukturer. Når et atom her udsættes for den voldsomme begivenhed, som en ionisation er, kan der ske flere ting:

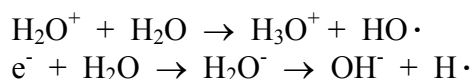
Hvis atomets positive rest bliver på sin oprindelige plads i det molekyle, det tilhører, og hurtigt indfanger en elektron til erstatning for den tabte, er skaden repareret og tilstanden fra før genoprettet.

Hvis ionen derimod kastes ud af sin position i molekylet, således at den kemiske binding brydes, er sagen mere alvorlig. For det første er molekylet blevet ændret. Hvis det f.eks. drejer sig om et DNA-mokyle, hvor et af atomerne er blevet ioniseret, kan der opstå brud på dobbelthelixer eller forandringer i basekoden. Følgen heraf er ændret cellefunktion og på længere sigt mulighed for udvikling af *kræft* eller *arvelige defekter*. For det andet vil en fri ion eller andet fragment, der kastes ud af et molekyle, i sig selv virke som et fremmed stof, som måske har så stor kemisk reaktivitet, at det kan have en specifik *giftvirkning* på organismen, hvis koncentrationen er tilstrækkelig stor.

Som eksempel herpå skal vi se, hvad der sker, når et vandmokyle bestråles. Vand er et vigtigt stof at undersøge, for som bekendt består 2/3 af et menneske af H_2O . Den primære proces er en ionisation, hvor der skabes et ionpar:

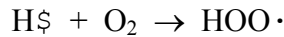


Både molekylionen H_2O^+ og den frie elektron e^- reagerer videre med hver sit H_2O -mokyle:



Der dannes dels ionerne H_3O^+ og OH^- , der er vands normale syre-base dissociationsprodukter, og dels nogle produkter, der er fremmede for organismen, nemlig de neutrale molekylfragmenter $\text{HO}\cdot$ og $\text{H}\cdot$ (prikkene antyder tilstedeværelsen af en uparret

elektron). Sådanne fragmenter kaldes frie radikaler; de er meget reaktive og har derfor kort levetid i organismen. Radikalet $H\cdot$, der faktisk er et frit brintatom, kan reagere med ilt, der altid findes opløst i vævsvæsken, og danner peroxidradikalet $HO_2\cdot$ (eller $HOO\cdot$):



Peroxidradikalet er et kraftigt oxidationsmiddel og et giftstof.

Stråling, der gennemtrænger et organ, er altså i stand til at producere giftstoffer direkte i cellerne som følge af ionisationen og de efterfølgende kemiske omsætninger.

Antallet af ionisationer kan være meget stort. Da det koster 30 eV i middel at skabe et ionpar, vil en α -partikel, som typisk har en kinetisk energi på 6 MeV, kunne frembringe 200 000 ionpar, før den bringes til hvile. α -partiklen bevæger sig kun ca. 60 μm i vævet før den stoppes, derfor ligger ionparrene meget tæt i sporet efter den. En β -partikel har meget større rækkevidde; for β -partikel med en kinetisk energi på 1 MeV er indtrængningsdybden i vævet ca. 4 mm og iontætheden tilsvarende mindre.

3.4 Indirekte ioniserende stråling

Alle ladede partikler er direkte ioniserende, hvorimod *elektrisk neutral stråling*, hvortil neutroner og fotoner hører, betegnes *indirekte ioniserende*, fordi partiklens energi først må overgives til en ladet partikel, før ionisation kan sætte ind. Vi vil nu undersøge hvad der sker, når neutroner og γ -stråling rammer stof.

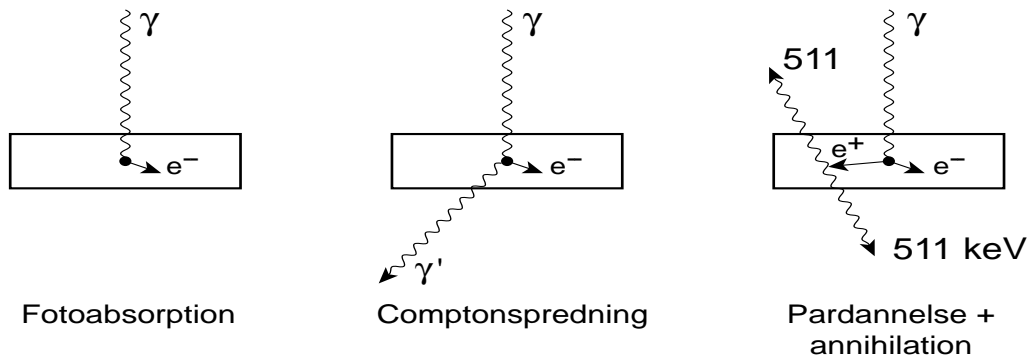
Neutronen har ingen mulighed for at påvirke en elektron; men den kan støde til en atomkerne og sætte denne i fart, fordi der virker kernekrafter imellem neutron og kerne. Af alle kerner er det brintkernen, der får størst fart på ved sådan et elastisk sammenstød, fordi den har den mindste masse, og da der tilmed er mange brintkerner i organisk stof, er det disse løsrevne protoner, der er årsag til hovedparten af ionisationen ved neutronbestråling. Når en neutron er blevet nedbremset ved stød mod protoner eller andre kerner, ender den med at blive indfanget (absorberet) i en kerne. Ved neutronabsorption i en kerne frigøres neutronbindingsenergien i form af γ -stråling.

Den *elektromagnetiske* stråling, og det vil her sige røntgen-, γ - og bremsestråling, kan ved hjælp af forskellige processer, som beskrives nærmere nedenfor, overføre energi til elektroner, der derefter ioniserer vævet direkte.

Det er vigtigt allerførst at bemærke en ejendommelig egenskab hos fotoner. En foton er en "energipakke", der bevæger sig med lysets hastighed. Den kan hverken bremses eller deles og kan derfor ikke afgive nogen del af sin energi. Når en foton vekselvirker med et molekyle, et atom, en kerne eller en anden af stoffets bestanddele, sker det altid som en pludselig reaktion, hvor fotonen destrueres samtidig med at hele dens energi overgives til en ladet partikel og/eller bruges til at skabe en ny foton eller endog nye ladede partikler. At fotoner således kan skabes, har vi allerede omtalt i forbindelse med produktion af bremsestråling, som er et eksempel på en proces, hvor der skabes en foton samtidig med at en elektron mister en del af sin energi.

Fotoner med de energier, der her er tale om, kan vekselvirke med stof på 3 forskellige måder:

Når fotonenergien ikke overstiger ca. 100 keV er *fotoelektrisk effekt* (fotoabsorption) den dominerende proces i biologisk væv. Ved denne proces destrueres fotonen samtidig



Figur 3

med at der løsrives en elektron, der er bundet i et atom, f.eks. i K-skallen. Den frigjorte elektron (en såkaldt fotoelektron) udsendes med en kinetisk energi, der er lig med den forsvundne fotonens energi minus elektronens bindingsenergi i det oprindelige atom. (Det hul i K-skallen, der efterlades ved fotoprocessen, opfyldes som ovenfor beskrevet under samtidig udsendelse af røntgen).

En konkurrerende proces er *Compton-effekten* (Compton-spredning): Den indkommende foton destrueres, dens energi deles mellem en elektron fra en af de ydre skaller i atomet og en nyskabt foton, hvis energi naturligvis må være lavere end den oprindelige fotonens. Den nyskabte foton kan så igen fotoabsorberes eller Compton-sprede. Compton-effekt er den hyppigste proces i væv ved energier fra ca. 100 keV op til ca. 10 MeV.

Når den indkommende fotonens energi overstiger 1,022 MeV er der mulighed for en ejendommelig proces, der hedder *pardannelse*. Den består i en destruktion af den energirige foton samtidig med at der skabes en elektron og en positron; der sker med andre ord en omdannelse af energi til stof efter Einsteins ligning $E=mc^2$. Positronen er elektronens antipartikel; den har samme masse som elektronen og dens elektriske ladning er numerisk lige så stor som elektronens, men positiv. Da elektronens hvileenergi er 0,511 MeV, er det klart, at fotonens energi må overstige en tærskelværdi på 2 gange 0,511 MeV for at skabelsesprocessen kan finde sted. Hvis fotonens energi er større end 1,022 MeV, går den overskydende energi til kinetisk energi, som de to nyskabte partikler deler ligeligt. Positronen har dog ingen lang levetid i stof; den nedbremses først, så tiltrækkes og indfanges den af en tilfældig elektron i stoffet, hvorefter parret destrueres samtidig med at der af hvileenergien skabes to nye γ -fotoner på hver 0,511 MeV. Denne sidste proces, hvor stof omdannes til energi, kaldes *annihilation*. γ -strålingen på 0,511 MeV kaldes annihilationsstråling. De 3 processer er illustreret i figur 3.

For den indirekte ioniserende stråling er evnen til at gennemtrænge stof langt større end for direkte ioniserende (d.v.s. ladede) partikler. For både neutron- og γ -stråling er halveringstykkelsen i biologisk væv af størrelsesorden 10 cm for stråling omkring 1 MeV. (Halveringstykkelsen $d_{1/2}$ er den absorbertykkelse, der skal til for at reducere partikel- eller fotonfluxen til det halve).

4. STRÅLINGSDOSIS

Ioniserende strålings biologiske virkning hænger nøje sammen med hvor mange ionpar, der skabes i det bestrålede væv. Antallet af ionpar er igen proportionalt med den absorberede energi, d.v.s. den energimængde, der overføres fra strålingen til vævet. Den absorberede energimængde (ΔE) pr. masseenhed af vævet (Δm) benævnes *absorberet dosis* og har enheden J kg^{-1} . For at understrege, at det drejer sig om en speciel energiform, har enheden fået navnet gray (forkortet: Gy). Absorberet dosis danner udgangspunkt for alle vurderinger af den biologiske risiko.

Et beslægtet begreb er *dosishastighed*, der er et mål for den hastighed, hvormed energien afleveres til stoffet. Dosishastighed er den afledede af absorberet dosis m.h.t. tiden, så man giver den symbolet dD/dt . Vi opsummerer definitionerne:

ABSORBERET DOSIS

Symbol: $D = \Delta E / \Delta m$

Enhed: 1 gray (Gy) = 1 J kg^{-1}

ABSORBERET DOSISHASTIGHED

Symbol: dD/dt

Enhed: 1 Gy s^{-1} (oftest bruges Gy h^{-1})

Absorberet dosis kan beregnes meget præcist for et givet organ, når strålingskildens position og styrke, strålingens art, energi og hyppighed, samt vævets absorptions-egenskaber er kendt.

En radioaktiv kildes styrke eller *aktivitet* A angiver, hvor mange henfald (disintegrationer, i det følgende forkortet "dis"), der sker pr. tidsenhed. Henfaldsraten kan skrives som differentialkvotienten $-dN/dt$, hvor N er antal kerner til tiden t . Minustegnet skal med, fordi N aftager med tiden. Aktiviteten A er en positiv størrelse. Med henfald menes α - eller β -henfald, hvor moderkernen omdannes til en isotop af et andet grundstof. γ -henfald fører i modsætning hertil ikke til grundstofomdannelse, kun til energifrigivelse. Definitionen på aktivitet er:

AKTIVITET

Symbol: $A = -dN/dt$

Enhed: 1 becquerel (Bq) = 1 dis s^{-1}

Becquerel er en meget lille enhed. Radioaktive kilder, der bruges i forbindelse med isotopteknik, vil typisk være af størrelsesorden fra GBq ($=10^9 \text{ Bq}$) eller MBq ($=10^6 \text{ Bq}$) og nedefter.

Strålingens *energi* opgives på elektronvolt-basis; ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$; $1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$). Et indeks på symbolet E angiver strålingens art: E_α , E_β , E_γ .

Kernehenfald er ofte forgrenet; således kan moderkernens α - eller β -henfald efterlade datterkernen i forskellige stationære tilstande, hvorfra der igen kan være en række

muligheder for γ -henfald via mellemliggende tilstande til grundtilstanden. γ -spektret kan således indeholde en række γ -energier $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}, \dots$ med hver sin sandsynlighed $a_{\gamma 1}, a_{\gamma 2} \dots$. Størrelsen a_{γ} benævnes også γ -strålingens relative hyppighed pr. kernehenfald.

Absorberet dosis kan være intern eller ekstern. Man taler om *intern dosis*, når radioaktiviteten er optaget i kroppen, f.eks. via mave-tarmkanalen eller luftvejene. I modsætning hertil vil en kilde uden for kroppen kunne give en *ekstern dosis*.

4.1 Dosisberegning for β -stråling

Her er et par eksempler på, hvordan man beregner absorberet dosishastighed for β -stråling. Foreløbig nøjes vi med at beregne dosis; vi skal senere se, hvad tallene kan sige om den biologiske skadevirkning.

NB: Formler for rækkevidde af β -partikler er givet bag i dette hæfte.

▪ EKSEMPEL 1. *Intern β -strålingsdosis.*

En rotte, der vejer $m = 200$ g, har optaget aktivitetmængden $A = 1$ MBq = 10^6 Bq af isotopen ^{32}P . Find dosishastigheden.

^{32}P udsender β -stråling med middelenergi $E_{\beta} = 0,7$ MeV og der udsendes 1 β -partikel for hvert henfald: 1 β /dis. Det antages, at radioaktiviteten er jævnt fordelt i hele kroppen og at al energien absorberes i vævet. Dosishastigheden bliver:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{E_{\beta} A}{m} = \frac{0,7 \frac{\text{MeV}}{\beta} \cdot 1,6 \cdot 10^{13} \frac{\text{J}}{\text{MeV}} \cdot 10^6 \frac{\text{dis}}{\text{s}} \cdot 1 \frac{\beta}{\text{dis}}}{200 \text{ g} \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{g}}} = 5,6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Gy}}{\text{s}}$$

Læg mærke til, at nogle af de opgivne tal må omregnes, så enhederne kommer til at stemme sammen; en række enheder forkortes væk, så $\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1} = \text{Gy s}^{-1}$ bliver tilbage. Sædvanligvis angives dosishastighed i gray pr. time, så vi ender med resultatet:

$$\frac{dD}{dt} = 5,6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Gy}}{\text{s}} \cdot 3600 \frac{\text{s}}{\text{h}} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{Gy h}^{-1} = 2 \text{ mGy h}^{-1}$$

Da alle organer bestråles, taler man her om en *heltkropsdosis*. ▪

▪ EKSEMPEL 2. *Ekstern β -strålingsdosis.*

Ved et uheld har du spildt ^{32}P på din hånd; aktiviteten skønnes at være 1000 Bq og den sidder i en ca. 1 cm² stor plet. Hvad er dosishastighed til håndens væv?

Her er der tale om en ekstern, men lokal dosis. Rækkevidden af β -partiklerne er sådan, at praktisk talt al energien absorberes i de yderste 5 mm af vævet, svarende til et rumfang på 1 cm² \times 0,5 cm = 0,5 cm³ eller en masse på ca. 0,5 g. Halvdelen af β -partiklerne går ind i vævet, den anden halvdel forsvinder ud i luften. Vi har følgende udtryk for dosishastigheden:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{0,7 \frac{\text{MeV}}{\beta} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \frac{\text{J}}{\text{MeV}} \cdot \frac{1}{2} \cdot 10^3 \frac{\beta}{\text{s}} \cdot 3600 \frac{\text{s}}{\text{h}}}{0,0005 \text{ kg}} = 0,4 \text{ mGy h}^{-1}$$

Selvom denne lokale dosishastighed ikke er alarmerende (hvilket skulle fremgå af afsnittet om dosisgrænser) er det en god idé at fjerne forureningen, d.v.s. *dekontaminere* hånden. Her spiller det radioaktive stofs kemi ind. Hvis ^{32}P foreligger som fosfat kan det sikkert fjernes med vand og sæbe. Radioaktivt jod kan derimod være ubehageligt, fordi frit jod substituerer brint i hudens proteinstoffer og derfor sætter sig godt fast og må slides af. Moralen er selvfølgelig: Brug handsker når du arbejder med *åbne* kilder, d.v.s. opløsninger, hvor der er risiko for kontamination. ▪

Disse regneeksempler bygger på nogle forenkede antagelser og gør derfor ikke fordring på at være særligt nøjagtige; men det er heller ikke vores formål her. Til strålingsbeskyttelsesformål er det i reglen fuldt tilstrækkeligt med en overslagsberegning af denne karakter.

Det er sjældent at α - og β -stråling giver anledning til ekstern dosis, da strålingen er så let at afskærme. Når man arbejder med β -radioaktivitet, f.eks. i form af en opløsning i et præparatglas, vil det meste af strålingen blive absorberet i selve opløsningen og i glasset, før den rammer noget menneske. Tykt tøj og briller giver også en god beskyttelse. Risikoen ved α - og β -radioaktivitet er, at man ved et uheld får stoffet ind i kroppen, f.eks. gennem munden via spiserøret til maven eller via luftrøret til lungerne. Opløste, radioaktive stoffer følger de samme veje som de stabile isotoper af samme grundstof ved optagelse i organismen. ^{32}P -mærket fosfat fordeles således på de fleste organer i kroppen; jodisotopen ^{131}I koncentrerer sig i skjoldbruskkirtlen; cæsiumisotoperne ^{134}Cs og ^{137}Cs følger kalium, fordi cæsium kemisk set ligner kalium; strontiumisotopen ^{90}Sr søger til knoglerne ligesom calcium, fordi strontium og calcium ligner hinanden. Hvis det radioaktive stof foreligger som uopløseligt, fast stof, når det indtages, bestråler det naturligvis kun organismen under passagen gennem mave-tarm-kanalen.

Beregninger af interne doser kan være ret komplicerede, fordi man ikke blot skal tage hensyn til aktivitetsmængden, strålingens art og energi og isotopens halveringstid, men også til det pågældende grundstofs kemiske form og de deraf følgende fysiologiske egenskaber, som f.eks. optagelsesprocent, fordeling på organer, transporthastighed mellem organer og udskilleleshastighed. Mange af disse fysiologiske egenskaber har man et godt kendskab til, netop fordi de kan studeres ved hjælp af forsøg med radioaktive isotoper.

4.2 Attenuering af γ -stråling

Ladede partikler, som f.eks. α - og β -partikler, har en veldefineret rækkevidde i stof. Det kommer af, at disse partikler afgiver deres bevægelsesenergi i små portioner, nemlig en lille portion hver gang de ioniserer et atom, indtil energien er brugt op. α -partiklers rækkevidde er kort, typisk nogle få cm i luft, fordi de er langsomme og derfor ioniserer tæt. β -partikler har meget større rækkevidde, fordi de bevæger sig næsten lige så hurtigt som lyset og derfor ioniserer mere spredt langs banen.

I modsætning til α og β har elektromagnetisk stråling ikke nogen endelig rækkevidde i stof; strålingen svækkes gradvist efter en eksponentiel lov. Årsagen er at fotonerne i γ -, røntgen- og bremsestråling vekselvirker med stoffet i en "alt eller intet"-proces. Hvis en vekselvirkning finder sted, hvad enten det er fotoabsorption, Compton-spredning eller pardannelse, medfører det altid fotonens fuldstændige destruktion. Fotonen sætter så at sige hele sin energi på ét bræt. Det er netop denne egenskab, der fører til eksponentiel svækning.

Antag at N_0 fotoner rammer vinkelret på et materiale (en *absorber*) med tykkelsen x . Det antal fotoner N , der passerer absorbereren uden at vekselvirke (det transmitterede antal), er givet ved

$$N = N_0 \exp(-\mu x)$$

hvor konstanten μ kaldes *attenueringskoefficienten*. Da produktet μx skal være et dimensionsløst tal, må μ 's dimension rette sig efter hvilken dimension man vælger for absorbertykkelsen x . Hvis x er i enheden cm, må μ være i enheden cm^{-1} . I dette tilfælde kaldes μ for den *lineære attenueringskoefficient*. Undertiden bruger man symbolet μ_1 for at markere dette. Hvis tykkelsen angives som fladevægt = ρx , hvor ρ er massefylden - og dette er jo er det almindeligste i kernefysikken - erstattes μ af *masseattenueringskoefficienten* $\mu_m = \mu_1/\rho$. Hvis ρx angives i f.eks. g/cm^2 , må μ_m indsættes i cm^2/g .

Halveringstykkelser $d_{1/2}$ er den absorbertykkelse, der lader netop halvdelen af det indkommende antal fotoner passere. Vi har:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

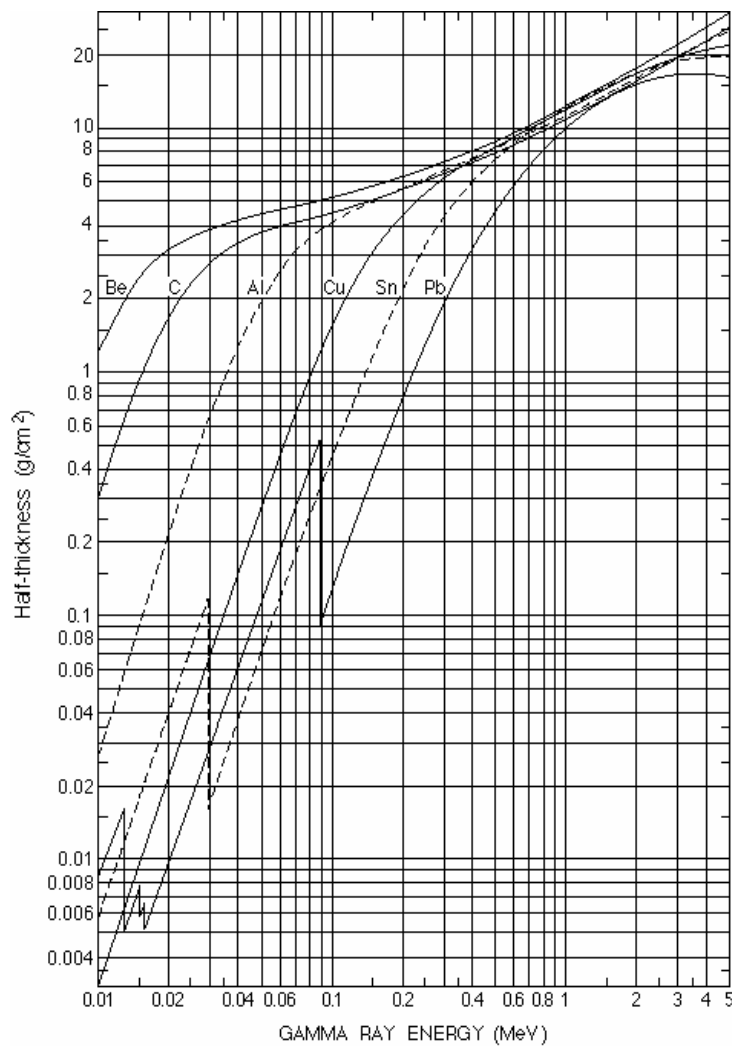
som er let at eftervise ved at indsætte $d_{1/2}$ for x i formlen $N=N_0 \exp(-\mu x)$.

Halveringstykkelser kommer ud i cm eller g/cm^2 , når man indsætter henholdsvis μ_1 og μ_m i formlen.

Attenueringskoefficienten (eller halveringstykkelser) er den størrelse, man har brug for, når man skal dimensionere afskærmning mod gammastråling fra en radioaktiv kilde eller et røntgenapparat.

Figur 4 viser halveringstykkelser i g/cm^2 som funktion af fotonenergien for en række grundstoffer. I området under ca. 100 keV, hvor fotoeffekt er den mest fremtrædende proces, stiger kurverne stejlt med energien og der er stor forskel på grundstofferne. Vi ser, at stråling med lav energi, som f.eks. røntgenstråling (op til omkring 100 keV), afskærmes

mest effektivt med et grundstof med højt atomnummer Z (f.eks. bly, Pb, $Z=82$). Folk, der arbejder med røntgenstråling, kan nedsætte strålingsdosis til kroppen væsentligt ved at iklæde sig et forklæde af blyfolie, ca. 1 mm tykt. Ved høj γ -energi, mellem 1 og 2 MeV, hvor det er Comptoneffekt der dominerer, løber $d_{1/2}$ -kurverne derimod sammen og halveringstykkelsen er her næsten uafhængig af Z , så der skal stort set samme lagtykkelse af de forskellige materialer *regnet i fladevægt* til at attenuere strålingen til et givet niveau. Over 4 MeV begynder kurverne at falde igen, for nu er energien så høj, at pardannelseseffekten for alvor begynder at gøre sig gældende. Faldet sætter først ind for Pb.



Half-thicknesses of some substances for absorption of gamma rays.

Figur 4

▪ **EKSEMPEL 3. Afskærmning af røntgen- og γ -stråling**

Et røntgenapparat leverer røntgenstråling med maksimalenergi 100 keV. Apparatet ønskes afskærmet, så fotonfluxen reduceres en faktor 1000. Skal der vælges bly eller aluminium til afskærmningen? Find den nødvendige absorbertykkelse x (i cm) for de to metaller.

Vi skal løse ligningen $N/N_0 = 1/1000 = \exp(-\mu x) = \exp(-\ln 2 \cdot x/d_{1/2})$ for x .

Af grafen fås: $d_{1/2}(\text{Pb}) = 0,13 \text{ g/cm}^2$, $d_{1/2}(\text{Al}) = 4,1 \text{ g/cm}^2$.

For Pb: $\exp(-\ln 2 \cdot x/0,13) = 0,001 \Rightarrow 5,33x = \ln(0,001) = 6,91 \Rightarrow$

$x(\text{Pb}) = 1,30 \text{ g/cm}^2$. For Al findes analogt: $x(\text{Al}) = 40,9 \text{ g/cm}^2$.

Tallene omregnes til cm ved at dividere med massefylderne $\rho(\text{Pb}) = 11,3 \text{ g/cm}^3$, og $\rho(\text{Al}) = 2,7 \text{ g/cm}^3$: $x(\text{Pb}) = 1,30/11,3 = 0,11 \text{ cm}$ og $x(\text{Al}) = 15 \text{ cm}$.

Det fremgår af eksemplet, at det er en enorm fordel at bruge et materiale med højt Z som f.eks. bly ($Z=82$) frem for Al ($Z=13$) til afskærmning af røntgen ved 100 keV. Sygeplejerskens blyforklæde er ganske effektivt.

Samme spørgsmål for en kilde med 1 MeV γ -stråling.

Af grafen fås: $d_{1/2}(\text{Pb}) = 10 \text{ g/cm}^2$, $d_{1/2}(\text{Al}) = 12 \text{ g/cm}^2$. Heraf beregnes $x(\text{Pb}) = 8,8 \text{ cm}$ og $x(\text{Al}) = 44 \text{ cm}$. ▪

Det ses, at ved 1 MeV, hvor $d_{1/2}$ -kurverne for de forskellige materialer løber sammen, er alle materialer praktisk talt lige gode, når vi regner i fladevægt. Til afskærmning af γ -stråling i MeV-området bruges ofte beton eller vand fordi disse materialer er billigere end bly. Fordelen ved bly er kun at det fylder mindre på grund af den høje massefylde. Bemærk endvidere, at det ikke nytter meget at bruge blyforklæde over for højenergetisk γ -stråling.

4.3 Dosisberegning for γ -stråling

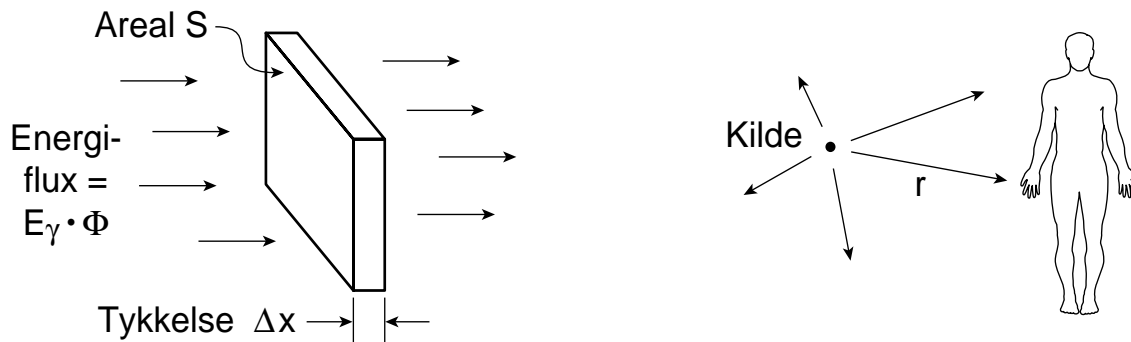
Da γ -stråling er så vanskelig at afskærme effektivt, især når energien er høj, undgår man ikke at modtage en vis strålingsdosis, når man arbejder med γ -kilder. Det er derfor vigtigt at kunne beregne den eksterne absorberede dosis fra γ -stråling.

Vi vil finde den energimængde, der absorberes pr. tidsenhed i en masseenhed af en given biologisk vævstype fra en given γ -kilde; dette er jo definitionen på absorberet dosishastighed, dD/dt . Da γ -stråling er indirekte ioniserende, afleverer den energi til vævet via de foto- og Compton-elektroner samt elektron-positron-par, der frigøres, når fotonerne vekselvirker.

Betragt en skive af et biologisk væv med en tykkelse Δx , som bestråles med monoenergetisk γ -stråling med energi E_γ , se fig. 5. Vi antager at Δx er så stor, at energien af de frigjorte elektroner absorberes fuldstændig i vævet, med andre ord: at Δx er større end elektronernes rækkevidde. Men på den anden side må Δx være så lille, at praktisk talt al sekundær γ -stråling (Compton-spredte fotoner og annihilationsstråling) undslipper, d.v.s. Δx må være meget mindre end halveringstykkelsen: $\Delta x \ll d_{1/2}$.

Lad den indkommende fotonflux være Φ [fotoner $\text{s}^{-1} \text{m}^{-2}$], energifluxen er således $E_\gamma \Phi$ [$\text{J s}^{-1} \text{m}^{-2}$], se afsnit 3.1. Hvis skivens areal er S , er den indkommende energi pr. sekund $E_\gamma \Phi S$ [J s^{-1}].

Erfaringen viser, at når Δx opfylder de ovennævnte betingelser, er den absorberede



Figur 5 En tynd skive af et materiale der bestråles med monoenergetisk γ stråling

energi proportional med såvel den indkommende energi som absorbertykkelsen Δx . Proportionalitetskonstanten betegnes μ_{en} og kaldes *energiabsorptionskoefficienten*. Vi kan derfor skrive:

$$\Delta E/\Delta t = \mu_{en} E_{\gamma} \Phi S \Delta x,$$

hvor $\Delta E/\Delta t$ betegner den absorberede energi pr. s. Nu er produktet $S \Delta x$ lig med skivens volumen, d.v.s. $S \Delta x = \Delta m/\rho$, hvor Δm er skivens masse og ρ er vævets massefylde. Ved indsættelse af dette udtryk i ligningen ovenfor fås:

$$\Delta E/\Delta t = (\mu_{en}/\rho) E_{\gamma} \Phi \Delta m,$$

hvoraf man - ved at dividere på begge sider med Δm - får et udtryk for absorberet dosishastighed dD/dt :

$$dD/dt = (\mu_{en}/\rho) E_{\gamma} \Phi$$

Lad os finde fotonfluxen Φ i en given afstand fra en punktformet γ -kilde, der udsender fotoner med energi E_{γ} med den relative hyppighed a_{γ} [fotoner/dis]. Kildens aktivitet er A [dis/s]. Se fig.5.

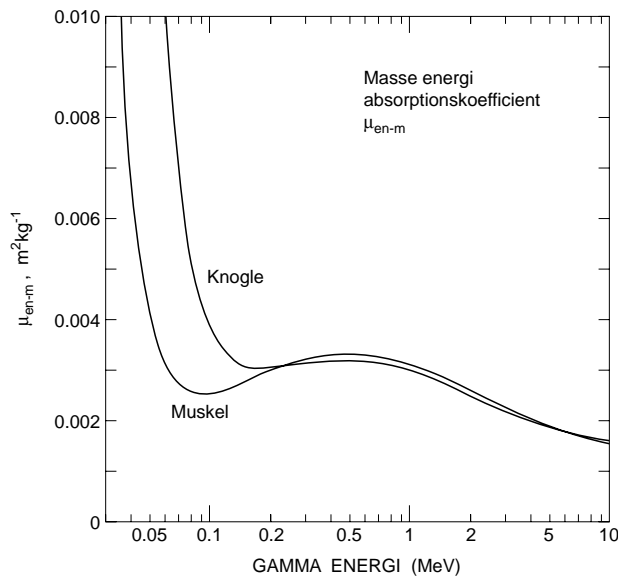
Kilden udsender $a_{\gamma} A$ fotoner pr. sekund i alle mulige retninger; man siger at udsendelsen er *isotrop*. Vi forestiller os nu en kugleflade med centrum i kilden og radius r . Kuglefladens areal er $4\pi r^2$ og fotonfluxen i afstanden r fra kilden må derfor være givet ved

$$\Phi = (a_{\gamma} A)/(4\pi r^2).$$

Det ses, at fluxen aftager med kvadratet på afstanden fra kilden; denne lovmæssighed kaldes *afstandskvadratloven*.

Indsættes udtrykket for Φ i formlen for dosishastigheden ovenfor fås:

$$dD/dt = (\mu_{en}/\rho)(E_{\gamma} a_{\gamma} A)/(4\pi r^2).$$



Figur 6 Masse-energi-absorptionskoefficienten som funktion af γ -energi for knogle- og muskelvæv.

absorptionskoefficienten. Den er et mål for vævets evne til at absorbere energi fra γ -strålingen. Enheden er $m^2 kg^{-1}$.

Masse-energi-absorptionskoefficienten μ_{en-m} afhænger både af vævets grundstofsammensætning og af gamma-energien E_γ . Den kan aflæses af de to grafer i fig. 6 for henholdsvis knogle- og muskelvæv. Vi ser, at man i et bredt energiområde, fra ca. 0,1 til 2 MeV og for begge vævstyper kan tillade sig at sætte $\mu_{en-m} = 3 \cdot 10^{-3} m^2 kg^{-1}$, hvis man er tilfreds med et groft overslag. γ -strålingen fra de fleste kilder ligger faktisk i dette interval.

Anderledes går det for energier under 0,1 MeV, hvor der er stor forskel på absorptionsevnen for knogle- og muskelvæv; det ses af fig.6 at kurverne stiger stejlt ved lav energi. Grunden er, at det er fotoabsorption, der dominerer i dette energiområde. Sandsynligheden for fotoabsorption vokser med Z^5 og da knoglevæv indeholder meget calcium ($Z = 20$), er det langt bedre til at absorbere lavenergetisk stråling end muskelvæv, der ikke indeholder væsentlige mængder af grundstoffer med højere Z end 8 (oxygen). Dette er forklaringen på, at silhouetten af knoglerne står frem som skyggebilleder i kontrast til muskelvævet på røntgenfotos af røntgenfotos. Til røntgenfotografering bruges netop stråling i området 50 - 100 keV.

Formlen for absorberet dosishastighed dD/dt omformes således at dD/dt kommer ud i enheden gray pr. time ($Gy h^{-1}$), forudsat at de øvrige talstørrelser (μ_{en-m} , E_γ , a_γ , A og r) indsættes i de bestemte enheder, der er angivet i box 1:

Hvis der mellem kilde og bestrålet væv findes absorberende materiale (f.eks. emballage, luft, afskærmning, eller tøj), må man multiplicere højre side af denne ligning med en svækningsfaktor $\exp(-B\mu x)$, der tager højde for γ -strålebundtets attenuering.

Hvis kilden udsender flere γ -stråler med hver sin energi E_γ og hyppighed a_γ , skal man i udtrykket for dosishastigheden summere over flere led.

Størrelsen μ_{en}/ρ , som man plejer at give symbolet μ_{en-m} , kaldes *masse-energi-*

Absorberet dosishastighed fra en ekstern γ -kilde*Generel formel for vilkårlig γ -energi*

$$dD/dt = 4,6 \cdot 10^{-11} \mu_{\text{en-m}} E_{\gamma} a_{\gamma} A r^{-2} \quad [\text{Gy h}^{-1}]$$

Masse-energi-absorptionskoefficient $\mu_{\text{en-m}}$ i $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$, aflæses på figur.

Tal indsættes i følgende enheder: E_{γ} i MeV; a_{γ} er en brøk; A i Bq; r i meter.

Box 1

Denne formel forudsætter at det bestrålede væv er en "tynd" absorber: $\Delta x \ll d_{1/2}$. Men halveringstykkelsen $d_{1/2}$ for væv er af størrelsesorden 10 cm (i MeV-området), så der sker i almindelighed en betydelig svækning af fotonfluxen på vej ind gennem legemet, som der ikke er taget hensyn til i formelen. På den anden side er der heller ikke taget hensyn til absorptionen af den Comptonspredte stråling, som har lavere energi, og som følge heraf større værdi af $\mu_{\text{en-m}}$, hvilket giver relativt større dosis end den indkommende stråling. Denne sidste effekt kaldes "build-up" af strålingsdosis. De to effekter modvirker hinanden. Plotter man dosishastighed som funktion af afstanden fra overfladen af det bestrålede legeme, vil man ofte se en lille stigning i de yderste cm og derefter et fald. Ved bestråling af kræftpatienter med henblik på at uskadeliggøre svulster ønsker man at give patienten den optimale dosis, der skader det syge væv mest muligt og det omgivende raske væv mindst muligt. Beregningen må derfor være meget præcis. På hospitalerne foretages dosisberegninger ved hjælp af computerprogrammer, der naturligvis medtager alle tænkelige effekter inklusive de ovennævnte.

Indsættes den tilnærmede værdi for $\mu_{\text{en-m}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, fås den forenklede formel, box 2:

Absorberet dosishastighed fra en ekstern γ -kilde*Tilnærmet formel gyldig for $0,1 < E_{\gamma} < 2 \text{ MeV}$.*

$$dD/dt = 1,4 \cdot 10^{-13} E_{\gamma} a_{\gamma} A r^{-2} \quad [\text{Gy h}^{-1}]$$

Tal indsættes i følgende enheder: E_{γ} i MeV; a_{γ} er en brøk; A i Bq; r i meter.

Box 2

Det er vigtigt at skelne mellem to koefficienter, der begge afhænger af fotonenergien og absorberens grundstofsammensætning:

Attenueringskoefficient = μ

Energiabsorptionskoefficient = μ_{en}

Størrelsen $1 - \exp(-\mu x)$ er den brøkdel af *antallet* af de indkommende fotoner i et γ -strålebundt, der vekselvirker med en given absorber med tykkelse x ved processerne fotoeffekt, Compton-effekt eller pardannelse.

Størrelsen $1 - \exp(-\mu_{\text{en}}x)$ er den brøkdel af fotonernes samlede *energi*, der afsættes i absorbereren, d.v.s. overføres til elektroner i stoffet ved en af ovennævnte tre processer.

Det er μ der bruges, når man beregner svækning af γ -stråling f.eks. i en afskærmning. I dosisberegninger skal man derimod altid bruge μ_{en} .

Her er nogle regneeksempler:

- EKSEMPEL 4. *En isotop med én enkelt γ -stråle.*

Find dosishastighed i afstanden 5 cm fra en 6 MBq kilde af ^{137}Cs . Kilden er indkapslet således at der kan ses bort fra β - og røntgenstråling.

For ^{137}Cs er $E_{\gamma} = 0,662$ MeV og $a_{\gamma} = 0,85$. Formlen i box 2 kan bruges her:

$$\begin{aligned} dD/dt &= 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 0,662 \cdot 0,85 \cdot 6 \cdot 10^6 \cdot (0,05)^{-2} = \\ &= 1,9 \cdot 10^{-4} \text{ Gy h}^{-1} = 0,19 \text{ mGy h}^{-1}. \quad \blacksquare \end{aligned}$$

- EKSEMPEL 5. *En isotop med to γ -stråler (to fotonenergier).*

Find dosishastighed 10 cm fra en 3,7 MBq ^{60}Co -kilde. Der ses bort fra β -strålingen, som absorberes i emballagen. ^{60}Co udsender 2 fotoner i hvert henfald; én med $E_{\gamma} = 1,17$ MeV og én med $E_{\gamma} = 1,33$ MeV, så $a_{\gamma} = 1$ for begge. Formel box 2 bruges og dosisbidrag for de to γ -stråler adderes:

$$\begin{aligned} dD/dt &= 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot (1,17 + 1,33) \cdot 3,7 \cdot 10^6 \cdot (0,10)^{-2} \\ &= 0,13 \text{ mGy h}^{-1}. \quad \blacksquare \end{aligned}$$

- EKSEMPEL 6. *Delvis afskærmet γ -kilde.*

Samme spørgsmål som i Eks.5, men kilden er nu anbragt i en 1 cm tyk blybeholder. Af figur 4 findes $d_{1/2} = 12 \text{ g/cm}^2$ for 1,17 og 1,33 MeV γ -stråling i bly. Med $x = 1 \text{ cm} = 11,3 \text{ g/cm}^2$ fås attenueringsfaktoren $\exp(-\mu x) = \exp(-\ln 2 \cdot 11,3/12) = 0,65$; denne faktor ganges på dosishastigheden i Eks.5:

$$\text{Dosishastighed} = 0,13 \cdot 0,65 = 0,08 \text{ mGy h}^{-1}. \quad \blacksquare$$

4.4 Dosisækvivalent

Vi har set hvordan man for β - og γ -stråling kan beregne absorberet dosis, som er medbestemmende for strålingens biologiske virkning. Det har imidlertid vist sig, at stråling, der afsætter sin energi meget koncentreret i et lille område af vævet, har en særlig stor skadevirkning. Det gælder især for α -stråling, der jo typisk afsætter 6 MeV (200 000 ionpar) langs et 60 μm langt spor (se afsnit 3.3). Dette forhold tages der hensyn til ved at gange en såkaldt kvalitetsfaktor Q på den absorberede dosis. Den størrelse, der herved fremkommer, kaldes *dosisækvivalent* og det er den, der er udgangspunkt for vurdering af

den biologiske virkning. Enheden er J kg^{-1} , men man bruger altid det specielle navn sievert (forkortet Sv). Man har bestemt følgende værdier for Q-faktoren:

<i>Strålingstype:</i>	<i>Q-faktor:</i>
β -, γ -, røntgen-, bremsestråling	1
neutroner, protoner	10
α -partikler	20

DOSISÆKVIVALENT

Symbol: $H = Q D$

Enhed: 1 sievert (Sv)

DOSISÆKVIVALENTHASTIGHED

Symbol: dH/dt

Enhed: Sv h^{-1} , Sv y^{-1} , etc.

De absorberede dosishastigheder, vi beregnede i mGy h^{-1} i eksemplerne ovenfor for β - og γ -kilder, er identiske med dosisækvivalentenhastigheder i enheden mSv h^{-1} , da $Q = 1$ for disse strålingstyper. Men for α -stråling vil f.eks. 1 mGy svare til 20 mSv .

4.5 Akkumuleret dosisækvivalent

I Eks. 1 beregnede vi den interne dosishastighed for et dyr, der havde optaget en vis mængde ^{32}P til et bestemt tidspunkt. I dette tilfælde vil dosishastigheden ikke holde sig konstant; den aftager med tiden af to forskellige grunde.

For det første forsvinder radioaktiviteten eksponentielt, fordi de radioaktive kerner henfalder til et stabilt datterprodukt (her: $^{32}\text{P} \rightarrow ^{32}\text{S}$). For det andet elimineres fosfor fra organerne på grund af det kemiske stofskifte. Disse forhold må der tages hensyn til ved udregning af den totale dosisækvivalent, der akkumuleres i organismen i løbet af en given tid. Vi vil udlede en formel til beregning heraf.

Lad os antage, at et organ optager N radioaktive kerner på én gang. Den rent fysiske (radioaktive) henfaldsrate er givet ved produktet af henfaldskonstanten λ_{rad} og N :

$$\text{Radioaktiv henfaldsrate} = \lambda_{\text{rad}} N.$$

Her er λ_{rad} er givet ved $\lambda_{\text{rad}} = (\ln 2)/T_{\text{rad}}$, hvor T_{rad} er isotopens halveringstid.

På grund af stofskiftet forsvinder det radioaktive grundstof med en hastighed, som med god tilnærmelse er proportional med den mængde af grundstoffet, der er til stede i det pågældende organ. Man har derfor:

$$\text{Biologisk elimineringsrate} = \lambda_{\text{bio}} N,$$

hvor der gælder $\lambda_{\text{bio}} = (\ln 2)/T_{\text{bio}}$, idet T_{bio} betegnes den biologiske halveringstid.

Da den effektive elimineringsrate er summen af den fysiske og den biologiske eliminationshastighed, får man:

$$\text{Effektiv eliminationsrate} = (\lambda_{\text{rad}} + \lambda_{\text{bio}}) N = \lambda_{\text{eff}} N$$

Nu kan vi skrive $\lambda_{\text{eff}} = (\ln 2)/T_{\text{eff}}$, hvor T_{eff} kaldes den effektive halveringstid. Ved indsættelse af λ 'erne i sidste ligning fås en relation mellem halveringstiderne:

$$\frac{1}{T_{\text{eff}}} = \frac{1}{T_{\text{rad}}} + \frac{1}{T_{\text{bio}}} \Rightarrow T_{\text{eff}} = \frac{T_{\text{rad}} T_{\text{bio}}}{T_{\text{rad}} + T_{\text{bio}}}$$

T_{rad} er naturligvis en konstant størrelse for en given isotop, f.eks. 14 d for ^{32}P , medens T_{bio} er bestemt af det radioaktive stofs kemiske form samt hvilket organ, det er optaget i. For ^{32}P er $T_{\text{bio}} = 18$ d for leveren hos mennesket, men 3 år for knoglerne. Isotoperne ^{90}Sr (strontium-90, $T_{\text{rad}} = 30$ år) og ^{226}Ra (radium, $T_{\text{rad}} = 1600$ år) tilhører grundstoffer, der kemisk set er beslægtet med calcium og derfor optages i knoglerne ligesom Ca. Disse såkaldte knoglesøgere elimineres meget langsomt fra knoglevævet, idet den biologiske halveringstid for både Sr og Ra er $T_{\text{bio}} = 50$ år. Derfor er disse isotoper i realiteten livslange interne strålekilder, når man først en gang har fået dem ind i kroppen.

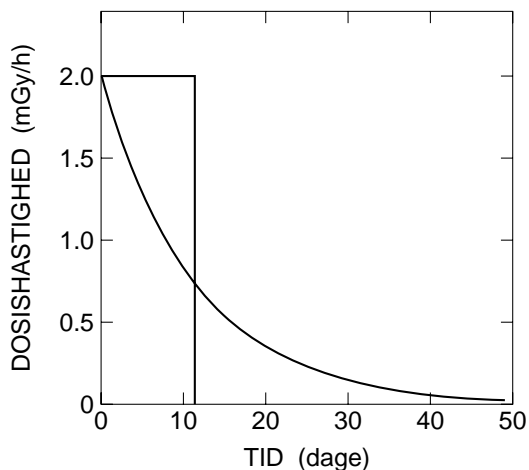
Den totale akkumulerede strålingsdosis efter fuldstændig elimination af det radioaktive stof findes ved at gange dosishastighed umiddelbart efter optagelsen med den tid, et radioaktivt atom i gennemsnit opholder sig i organismen, kaldet middelopholdstiden eller residenstiden. Se fig. 7. Vi har altså:

- Total akkumuleret dosis = dosishastighed ved optagelse \times middelopholdstid.

Middelopholdstid er givet ved den reciprokke, effektive elimineringsrate:

- Middelopholdstid = $1/\lambda_{\text{eff}} = T_{\text{eff}}/\ln 2 = 1,44 T_{\text{eff}}$.

Ved beregningerne går man ud fra, at det radioaktive stof virkelig er optaget i organet.



Figur 7 Dosishastighed aftager eksponentielt med effektiv halveringstid 7.9 d, middelopholdstid 11.4 d. Akkumuleret dosis = arealet under eksponentialkurven fra nul til uendelig; dette er identisk med rektanglets areal.

Det er derfor en forudsætning, at stoffet, når det indtages, f.eks. med føden, forefindes i en kemisk form, som kan optages via mave-tarm-kanal og blodbanen til det pågældende organ. Hvis stoffet indgives som faste partikler i uopløselig form, vil det kun bestråle organismen i den tid fødens uopløselige dele er om at passere gennem legemet.

- **EKSEMPEL 7. Effektiv halveringstid.** Find effektiv halveringstid for knoglesøgerne ^{90}Sr og ^{226}Ra .

Svar: Af data ovenfor findes:

$$T_{\text{eff}}(^{90}\text{Sr}) = 30 \cdot 50 / (30 + 50) = 19 \text{ år}$$

$$T_{\text{eff}}(^{226}\text{Ra}) = 1600 \cdot 50 / (1600 + 50) = 48 \text{ år.}$$

-

▪ **EKSEMPEL 8. Akkumuleret intern dosis. (Eks. 1 fortsat).**

En rottes lever har optaget ^{32}P til tiden $t = 0$ og modtager da dosishastigheden 2 mGy h^{-1} . Find den akkumulerede dosisækvivalent, når radioaktiviteten er fuldstændig udskilt. Antag $T_{\text{bio}} = 18 \text{ d}$ (som for mennesker).

Svar: Af $T_{\text{rad}} = 14 \text{ d}$ og $T_{\text{bio}} = 18 \text{ d}$ findes: $T_{\text{eff}} = 14 \cdot 18 / (14 + 18) = 7,9 \text{ d}$.

Middelopholdstid $= 1,44 \cdot 7,9 = 11,4 \text{ d} = 270 \text{ h}$.

Absorberet dosis $D = 2 \text{ mGy h}^{-1} \cdot 270 \text{ h} = 0,54 \text{ Gy}$.

Da $Q = 1$ for β -stråling, bliver den akkumulerede dosisækvivalent $H = 0,54 \text{ Sv}$. ▪

Hvor stor dosis får man ved at indtage fødevarer, der er forurenede med radioaktivitet? Spørgsmålet fik fornyet aktualitet efter ulykken i Tjernobyl i Ukraine i april 1986.

Lad os se på et eksempel, der vedrører det radioaktive cæsium, der fra Tjernobyl-reaktoren blev spredt over det meste af Europa.

▪ **EKSEMPEL 9. Akkumuleret dosis fra ^{137}Cs i føden.**

Antag, at et menneske på 70 kg hver dag drikker 1 liter mælk, der indeholder $350 \text{ Bq } ^{137}\text{Cs}$. Antag, at alt cæsium optages i legemet og fordeles jævnt i alle organer. (Cæsium og kalium ligner hinanden kemisk). For ^{137}Cs er halveringstiden $T_{\text{rad}} = 30 \text{ år}$, og grundstoffet Cs elimineres biologisk med $T_{\text{bio}} = 100 \text{ d}$. Find den årlige helkrops-dosisækvivalent ved fortsat mælkedrikning.

Svar: Først beregner vi $T_{\text{eff}} = 100 \text{ d}$. Efter tilstrækkelig lang tid indtræder en ligevægtstilstand, hvor der elimineres lige så meget cæsium, som der optages pr. dag: Elimineringsrate i $\text{Bq d}^{-1} = \text{optagelsesrate} = 350 \text{ Bq d}^{-1}$. Aktivitetsindholdet i legemet i ligevægtstilstanden er lig med optagelses- eller elimineringsraten gange middelopholdstiden, som er $1,44 T_{\text{eff}} = 1,44 \cdot 100 \text{ d} = 144 \text{ d}$. Vi har således:

Aktivitetsindhold $A = 350 \text{ Bq d}^{-1} \cdot 144 \text{ d} = 5 \cdot 10^4 \text{ Bq}$.

^{137}Cs henfalder under udsendelse af β - og γ -stråling; heraf absorberes $0,8 \text{ MeV}$ i hvert henfald. Formlen for dosishastighed (se Eks. 1) giver:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{0,8 \frac{\text{MeV}}{\text{dis}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \frac{\text{J}}{\text{MeV}} \cdot 5 \cdot 10^4 \frac{\text{dis}}{\text{s}} \cdot 3,16 \cdot 10^7 \frac{\text{s}}{\text{y}}}{70 \text{ kg}}$$

$$= 3 \cdot 10^{-3} \text{ Gy y}^{-1} \Rightarrow dH/dt = 3 \text{ mSv pr. år.} \quad \blacksquare$$

5. STRÅLINGS BIOLOGISKE VIRKNING

Vi har i det foregående set hvordan ioniserende strålings fysiske og kemiske virkning på biologisk væv kan udtrykkes kvantitativt ved hjælp af dosisbegrebet. I det følgende kommer vi ind på det langt vanskeligere problem der består i at bestemme sammenhængen mellem dosis og biologisk skadevirkning.

5.1 Akut skade og sen skade

Mange lyse danskere har på deres egen krop lært solstrålingens biologiske virkning at kende. De ved af erfaring, at solen på en klar sommerdag, når transmissionen af dens ultraviolette lys gennem atmosfæren er maksimal, kan give den ubeskyttede hud smertefulde forbrændinger. Da virkningen indtræffer kort tid efter bestrålingen, kaldes den en akut skade. De fleste ved også, at det er bedre at opholde sig i solen 1/2 time om dagen i 6 dage end uafbrudt 3 timer den første dag solen skinner, fordi organismen i det første tilfælde kan nå at reparere skaderne ind imellem bestrålingerne. Der eksisterer faktisk en tærskelværdi, som den modtagne solenergi skal overskride, før den akutte solskoldning indtræder.

Der er imidlertid også en anden risiko ved solbestråling: sollyset kan fremkalde hudkræft; men denne lidelse viser sig først flere år efter og det er langt fra alle bestrålede, der får den. Nøjagtigt hvor mange af en gruppe solbadere, der får hudkræft, kan man ikke forudsige; man kan kun tale om sandsynligheder. Derfor kaldes hudkræft for en stokastisk skade; antallet af kræfttilfælde som følge af en given mængde solstråling er en stokastisk variabel. Sandsynligheden for hudkræft vokser med den samlede (akkumulerede) energimængde, man har modtaget af den skadelige ultraviolette del af solspektret.

Ioniserende strålings biologiske virkning minder på flere punkter om den, som solstrålingens giver, men den er ikke begrænset til huden, den går i dybden og kan berøre alle legemets celler, fordi ioniserende stråling er gennemtrængende.

5.2 Store doser - akut virkning

Meget store doser af ioniserende stråling giver akutte skader på en organisme, fordi cellerne enten dræbes eller deres formering ved deling forhindres eller forsinkes. Ganske vist kan organismen erstatte de ødelagte celler, men det kræver tid. Hvis dosishastigheden er stor, kan reparationen af skaderne ikke følge med, og organernes funktion påvirkes med akutte sygdomssymptomer til følge.

Man kan påvise et fald i antallet af hvide blodlegemer (granulocytter) hos mennesker ved en absorberet dosis på 0,2 Gy givet på én gang. Den tærskelværdi, hvor man begynder at føle sig sløj, ligger ved omtrent 1 Gy. Den absorberede dosis, der medfører døden for 50% af en befolkning inden for 30 døgn efter bestrålingen, kaldes LD_{50,30}-værdien. For bestråling af en befolkning uden efterfølgende medicinsk behandling er LD_{50,30} omkring 3 - 4 Gy. En dosis på ≥ 5 Gy dræber næsten alle i en befolkning inden for 30 døgn.

Virkningen af akutte doser udnyttes i kræftterapi. Organer med celler i hurtig deling, som f.eks. kræftceller, er særlig strålingsfølsomme; derfor kan man vælge en dosis således, at en tumor dræbes uden at det omkringliggende, sunde væv beskadiges væsentligt.

Primitive dyr kan tåle meget højere doser end mennesker. Bakterier dræbes af ca. 50000 Gy, hvilket udnyttes til sterilisation af ting, der ikke tåler autoklavering, f.eks. kirurgiske plasticvarer; de kan i stedet for bestråles med bremsestråling fra en elektronaccelerator eller γ -stråling fra en stærk radioaktiv kilde. Fødevareindustrien er interesseret i strålekonservering af mad på denne måde; men metoden er problematisk, bl.a. fordi der ved bestråling af organisk materiale også produceres frie radikaler (se afsnit 3.3), der kan være giftige.

En metode til insektbekæmpelse går ud på at producere sterile hanner af den pågældende insektart ved bestråling med op til 100 Gy. Efter bestråling udsættes hannerne i deres naturlige omgivelser, hvor de konkurrerer med de normale hanner om hunnerne med det resultat, at antallet af befrugtede æg falder drastisk.

5.3 Små doser - sene, stokastiske skader

I biologiske isotopforsøg arbejder man normalt med så små mængder radioaktivitet, at muligheden for at få akut virkende doser ved et uheld må anses for udelukket. Mere relevant er det at undersøge risiko for, at der skal opstå såkaldte sene skader som f.eks. kræft eller arvelige defekter.

Strålingsfremkaldt kræft er en stokastisk effekt, og man kan derfor kun udtale sig om sandsynligheder. Det har vist sig rimeligt at antage, at der ikke er nogen tærskelværdi, d.v.s. der er ikke nogen sikker dosisgrænse, under hvilken der ingen effekt er. Kræftsandsynligheden antages at vokse proportionalt med dosisækvivalent.

Der er udført meget omfattende epidemiologiske undersøgelser for at opklare sammenhængen mellem strålingsdosis og kræftsandsynlighed. Harriet Dige-Petersen har i 2 artikler i "Naturens Verden", nr. 6 & 7, 1988, "Ioniserende stråling", diskuteret risiko for kræft og arvelige sygdomme som følge af stråling og beskrevet metodeproblemerne i de epidemiologiske studier. En vurdering foretaget af ICRP (International Commission on Radiological Protection) i 1991 kommer til en risikofaktor for at pådrage sig en dødelig kræftsygdom på

0,04 pr. individ pr. Sv.

Dette skal forstås sådan, at man i en gruppe på 100 bestrålede individer, hvor den gennemsnitlige helkropsdosis pr. individ er 1 Sv, forventer ca. 4 ekstra tilfælde af kræft sammenlignet med en kontrolgruppe på 100 personer, der ikke er blevet bestrålet. Heraf regner man med at halvdelen af kræfttilfældene vil være med dødelig udgang. Produktet af den bestrålede gruppes størrelse (antal individer) og gennemsnitsdosis til det enkelte individ kaldes den kollektive dosis til gruppen og opgives i man-sievert. I ovennævnte eksempel er den kollektive dosis 100 man-Sv.

▪ **EKSEMPEL 10. *Kræfttilfælde som følge af Tjernobyl-udslippet.***

Hver dansker vil som følge af indtagelse af radioaktive stoffer fra Tjernobyl-reaktoren, der forulykkede i 1986, i gennemsnit få en ekstra akkumuleret helkrops-dosisækvivalent på ialt $0,05 \text{ mSv}$. Da der er $5 \cdot 10^6$ danskere er den kollektive dosis til Danmarks befolkning 250 man-Sv.

Med den ovennævnte livstids-risikofaktor forventes der i den danske befolkning $0,04 \text{ Sv}^{-1} \cdot 5 \cdot 10^6 \cdot 0,05 \cdot 10^{-3} \text{ Sv} = 10$ tilfælde af kræft i løbet af de næste ca. 50 år, hvoraf halvdelen vil medføre døden, altså 5 kræftdødsfald. Til sammenligning kan nævnes, at der hvert år dør ca. 13000 mennesker af kræft i Danmark og dobbelt så mange må regne med at få kræft i løbet af deres levetid. ▪

Den ovenfor citerede risikofaktor er behæftet med en vis usikkerhed; nogle forskere sætter den lavere end 0,04 pr.individ pr. Sv. Det er meget vanskeligt at bestemme den nøjagtige størrelse af livstidsrisiko.

For det første er sandsynligheden for strålingsfremkaldt kræft, som tallene i Eks.10 viser, meget lille i sammenligning med den såkaldte naturlige hyppighed, der skyldes alle andre årsager end stråling.

For det andet har kræft en lang latenstid; der kan gå 20-25 år fra den kræftfremkaldende begivenhed fandt sted til sygdommen kommer til udbrud. Observationstiden i de epidemiologiske studier bliver derfor meget lang.

For det tredje er der ikke nogen bestemt kræftform, der er specifik for ioniserende stråling, sådan som f.eks. lungekræft er specifik for cigaretrygning.

For det fjerde er mængden af statistiske data vedrørende bestråling af mennesker begrænset; den største gruppe af bestrålede er faktisk 89000 mennesker, som er blandt dem der overlevede atombomberne i Hiroshima og Nagasaki i 1945. Hertil kommer de patienter, der har fået doser under medicinsk strålebehandling.

Endelig må det bemærkes, at alle de tilfælde, hvor man har kunnet påvise en øget risiko som følge af stråling, har individet fået meget store doser, ca. 0,1 - 1 Sv eller derover. Når man ønsker at beregne risiko som følge af lave doser (som i Eks.9), må der foretages en ekstrapolation af de kendte data ned i et dosisområde, hvor sammenhængen mellem risiko og dosis næppe nogensinde kan bestemmes epidemiologisk, men kun kan forudsiges teoretisk. De fleste forskere er tilhængere af en lineær ekstrapolation, hvilket fører til risikofaktoren ca. 0,04 pr. individ pr. Sv.

Det kan være interessant at sætte strålingsrisiko i relation til en mere almindelig kendt risiko, som f.eks. den der er ved cigaretrygning. Man kan regne ud, at risiko for at dø af kræft som følge af en helkropsdosis på 50 mSv (dosisgrænsen for 1 år) svarer nogenlunde til den risiko, der er for at dø af hjerte-lungesygdomme (f.eks. lungekræft) efter rygning af ca. 500 cigaretter (ca. 10 stk. pr. uge - altså langt under en storrygers forbrug).

5.4 Effektiv dosis

Kræftisiko er en funktion af dosisækvivalent til legemet som helhed, d.v.s. helkropsdosis. Hvis kun et enkelt organ eller en enkelt del af kroppen bestråles, må man omregne organdosis til helkropsdosis. Dette gøres ved at udregne produktet af organdosis og en vægtfaktor. Hvis der er flere organer, adderes produkterne. Summen kaldes effektivdosis, og det er den relevante størrelse, når man skal vurdere risiko for kræft. Vægtfaktoren er f.eks. 0,15 for brystet. Det betyder, at en dosis på 100 mSv til brystet svarer til 15 mSv helkropsdosis.

5.5 Dosisgrænser

For at beskytte stråleudsatte arbejdere, uddannelsessøgende og befolkningen som helhed har myndighederne her i landet efter internationale komitéers anbefalinger fastsat dosisgrænser for ioniserende stråling. Dosisgrænserne er sat så lavt, at den dertil svarende forøgede risiko for sene, stokastiske skader (kræft og arvelige sygdomme) hos det

bestrålede menneske er forsvindende lille sammenlignet med sandsynligheden for at få de samme lidelser som følge af alle andre årsager end stråling - de "naturlige" årsager. Hvad der i denne henseende er acceptabelt må nødvendigvis blive resultatet af et kompromis.

Strålingsbeskyttelsens grundprincipper kan sammenfattes i følgende tre bud:

1) Enhver anvendelse af ioniserende stråling skal have en fornuftig begrundelse - fordelene skal opveje ulemperne.

2) Alle persondoser skal holdes så lave, som det med rimelighed kan opnås under hensyn til økonomiske og sociale faktorer (d.v.s. arbejdsgivernes og arbejderne modstridende interesser).

3) Dosisækvivalent til enkeltpersoner må ikke overstige vedtagne grænser.

De vedtagne grænser og reglerne for deres anvendelse er beskrevet i en bekendtgørelse fra Sundhedsstyrelsen^{*}). Her skal kun omtales de dosisgrænser, der er relevante for os der arbejder med stråling.

For personer over 18 år, der udsættes for stråling som følge af deres arbejde, også selv om dette er af forskningsmæssig art, og for studerende (over 18 år), som under deres uddannelse arbejder med ioniserende stråling, er dosisgrænsen:

Helkropsdosis: max. 20 mSv pr. år.

Arbejder man @med stråling@ 20 timer om ugen i 40 uger om året, svarer dette til en konstant dosis på

25 μ Sv pr. time

- hvilket altså er en acceptabel "heltidsdosis".

Hvis kun en del af kroppen bestråles, er det den effektive dosis, der gælder. Da det ved laboratoriearbejde oftest er hænderne og øjnene, der er nærmest ved de radioaktive kilder, er det vigtigt at notere følgende grænser:

Til hud, hænder, underarme: max. 500 mSv pr. år,

Til øjets linse: max. 150 mSv pr. år.

Kvinder i den forplantningsdygtige alder må ikke modtage en underlivsdosis, der overstiger 13 mSv i løbet af et kvartal. Når en graviditet er konstateret, må dosis til fosteret ikke overstige 10 mSv frem til fødslen. Hvis bestrålingen finder sted fra ca. 14 dage efter befrugtningen (d.v.s. datoen for udebleven menstruation) indtil ca. 16 uger efter, er der relativt stor risiko for misdannelser hos fostret, fordi det er i denne periode organerne dannes.

Ved opgørelsen af en persons dosis tages der ikke hensyn til den naturlige baggrundsstråling og heller ikke til doser, der modtages ved medicinsk behandling.

^{*}) Sundhedsstyrelsens bekendtgørelse nr. 823 af 31. Oktober 1997 om dosisgrænser for ioniserende stråling.

5.6 Naturlig baggrunds dosis

Alle mennesker lever i et naturligt strålmiljø af ioniserende stråling, den såkaldte baggrundsstråling. I Danmark får hvert menneske en dosis fra baggrundsstrålingen på ca. 2 mSv pr. år. Den fordeler sig således:

Vi får en intern dosis fra radioaktivitet i legemet; her er hovedkilden er den naturligt forekommende kaliumisotop ^{40}K ; et menneske på 70 kg går rundt med 4400 Bq ^{40}K i sig og får herfra og fra andre naturlige radioaktive stoffer i kroppen ialt 0,4 mSv/y.

Den kosmiske stråling giver en ekstern dosis på 0,3 mSv/y ved jordens overflade, hvor atmosfæren yder beskyttelse; i 1500 m højde er dosishastighed dobbelt så stor, og i 10 km højde (normal flyvehøjde for passagerfly) får man ca. 20 mSv/y.

Ved jordoverfladen får man ekstern stråling fra radioaktive grundstoffer i jorden, det drejer sig om uran, thorium og kalium, der især findes i granit og lerminerale. Dosishastighed varierer fra sted til sted som funktion af lokale geologiske forhold; i Danmark varierer den fra 0,2 mSv/y i Vestjylland, hvor jorden er sandet, til 0,6 mSv/y på Bornholms granit. En typisk værdi for lerjorden i Østjylland er 0,4 mSv/y.

Indendørs i huse bestråles man af γ -stråling fra U, Th og K i bygningsmaterialer; men hertil kommer et ikke uvæsentligt bidrag fra den radioaktive ædelgas radon, isotopen ^{222}Rn med halveringstid på 3,8 d, som er et datterprodukt af uran. Radon siver ud i boligens rum fra uran i væggene og undergrunden og føres med indåndingsluften ned i lungerne, hvor α -partiklerne fra radon og dens radioaktive døtre bestråler lungerne. Den indendørs radonkoncentration dermed dosis afhænger stærkt af bl.a. ventilationsforholdene. Da α -stråling har en høj Q-faktor ($Q = 20$), bliver dosisækvivalent stor, man regner med et radonbidrag på ca. 1 mSv/y i gennemsnit i danske huse.

INSTITUT FOR FYSIK OG ASTRONOMI

På ethvert laboratorium, hvor der arbejdes med radioaktive stoffer eller andre strålingskilder (acceleratorer), skal der være en eller flere personer, der er ansvarlige over for Statens Institut for Strålehygiejne (SIS), der er tilsynsmyndighed for dette område. SIS er et institut under Sundhedsstyrelsen; dets adresse er

Knapholm 7, 2730 Herlev
Tlf: 44 54 34 54
sis@sis.dk
Døgnvagt 44 94 37 73

På IFA er pr.1. april 2002 følgende personer ansvarlige for strålingssikkerheden:

Lagring (Astrid): *Niels Hertel*,
Acceleratorer: *Kåre Iversen*
Tandemaccelerator: *Jan Heinemeier*,
Røntgenapparater: *Jacques Chevallier*,
Radioaktive kilder: *Helge Knudsen*

Appendix A. Ældre enheder

Det er vigtigt at kende de ældre enheder, som man brugte før de nuværende SI-enheder blev indført. Man støder på dem i litteraturen, og mange forfattere bruger dem endnu.

- AKTIVITET: 1 curie (Ci) = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq; samt de afledede enheder
 1 mCi = 10^{-3} Ci, 1 μ Ci = 10^{-6} Ci, 1 nCi = 10^{-9} Ci.
- ABSORBERET DOSIS: 1 rad = 0,01 Gy
- DOSISÆKVIVALENT: 1 rem = 0,01 Sv
- EKSPOSITION: 1 røntgen (R) = 0,0088 Gy i luft

Til en "heltidsdosis" på 30 μ Sv pr. time svarer altså 3 mrem pr. time - en grænse der ofte bruges ved rumovervågning, for eksempel af accelerator laboratorier.

Oprindeligt definerede man 1 curie som aktiviteten af 1 gram radium, d.v.s. isotopen ²²⁶Ra med halveringstid 1600 år. Radium er et datterprodukt af ²³⁸U og blev opdaget i 1898 af madame Curie. Da denne definition senere viste sig at være upraktisk, gik man over til at definere 1 curie som værende eksakt lig med $3,7 \cdot 10^{10}$ henfald pr. sekund.

Før man indførte begrebet absorberet dosis, benyttede man som mål for strålingens virkning den mængde fri elektrisk ladning i form af ionpar, som strålingen producerer i en given luftmasse ved ionisation. Størrelsen hedder eksposition, og dens enhed, røntgen, defineres således:

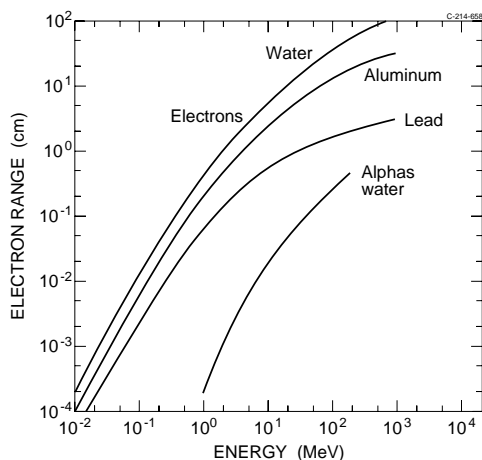
1 g radium giver 1 røntgen pr. time i 1 meters afstand fra kilden. I SI-enheder er 1 R = $2,58 \cdot 10^{-4}$ Coulomb pr. kg tør luft.

Appendix B. Rækkevidde af β - og α stråling

Rækkevidden R_β af β -stråling i aluminium (i mg/cm²) kan beregnes af følgende empiriske formler. De gælder for kontinuerte β -spektre, hvor E_{max} (i MeV) er maksimalenergien.

For $0,15 \text{ MeV} < E_{max} < 0,8 \text{ MeV}$: $R_\beta = 407(E_{max})^{1,38}$

For $E_{max} > 0,8 \text{ MeV}$: $R_\beta = 542E_{max} - 133$



Figur 8

Formlerne er for aluminium, men kan bruges med god tilnærmelse for andre materialer også, da R_β er praktisk talt uafhængig af Z. Den nedbremsende kraft der påvirker hurtige, ladede partikler når de passerer stof, er groft taget proportional med parameteren $(q/V)^2$ hvor q er ladningen af V partiklens fart. Derfor har α partikler en meget mindre rækkevidde end β partikler med samme kinetiske energi. På figur 8 er rækkevidden for monoenergetiske α og β partikler i en række materialer vist.