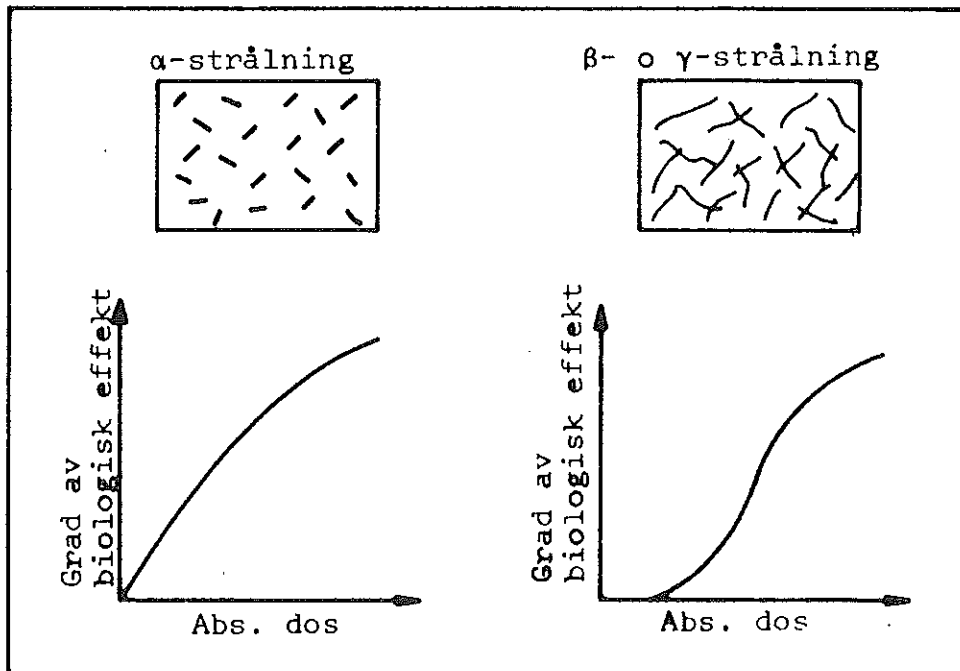


II STRÅLNINGSDOSIMETRI

Den joniserande strålningens effekt på levande varelser yttrar sig på många olika sätt, och graden och typen av den biologiska effekten beror på en mängd olika faktorer. Förutom på biologiska och fysiologiska faktorer hos den bestrålade organismen beror effekten på vilken typ av strålning som är aktuell och hur mycket energi strålningen överför till vävnaderna i organismen. För att kunna relatera graden av biologisk effekt till bestrålningen användes en storhet som anger hur mycket strålningens energi som absorberats per massenhet i organismens vävnader. Denna storhet som kallas absorberad dos är en makroskopisk storhet dvs den anger hur mycket energi som absorberats i ett masselement så stort att det omfattar ett stort antal energiöverföringar. Föreligger ett homogent strålfält i ett homogent objekt är den absorberade dosen konstant från punkt till punkt. Betraktar man i stället mikroskopiska masselement t ex celler eller cellkärnor vilka är så små att de endast omfattar en eller ett par energiöverföringsprocesser, varierar den absorberade energin per masselement på grund av stora statistiska fluktuationer i energiöverföringen, speciellt vid låga doser. Den mikroskopiska energifördelningen beror också i hög grad på typ och energi hos strålningen.



FIGUR II-1 Rektanglarna överst i figuren föreställer masselement av en bestrålad vävnad med samma absorberad energi dvs den absorberade dosen är lika. Vid mikroskopisk betraktelse skiljer sig fördelningen av den absorberade energin högst väsentligt mellan α - och β - eller γ -strålning. α -strålning överför energin mycket koncentrerat längs spåren medan β - och γ -strålning fördelar energin diffust över hela masselementet. (Jfr Figur I-4 och I-5). Detta har betydelse för hur den biologiska effekten varierar med den absorberade dosen vilket visas i diagrammen i figuren.

II.1 DEFINITIONER AV STORHETER OCH ENHETER INOM STRÅLNINGSDOSIMETRIN

Vid inbromsning av laddade partiklar avges den största delen av energin genom primärjonisationer i spårets omedelbara närhet (Jfr Figur I-3). I levande materia har detta mycket lokala energitillskott stor betydelse för cellernas funktion och överlevnad. Förutom bromsförmågan $S = dE/dl$ som ger beloppet av den totala energiförlusten hos partikeln behövs ännu en storhet för att karakterisera den lokala energiöverföringen eller energiabsorptionen.

II.1.1 Linjär energiöverföring LET

För att definiera vad som menas med lokalt absorberad energi skall vi betrakta ett tunt snitt dl av mediet i vilket det endast sker en växelverkanprocess. Den infallande partikeln har energin ϵ_{in} , växelverkar i punkten U och lämnar snittet dl med energin ϵ_{ut} . Det energibelopp $d\epsilon = \epsilon_{in} - \epsilon_{ut}$ som den infallande partikeln har förlorat kan tänkas fördelas på följande poster:

$$d\epsilon = U + \delta_1 + \delta_2 + h\nu$$

där

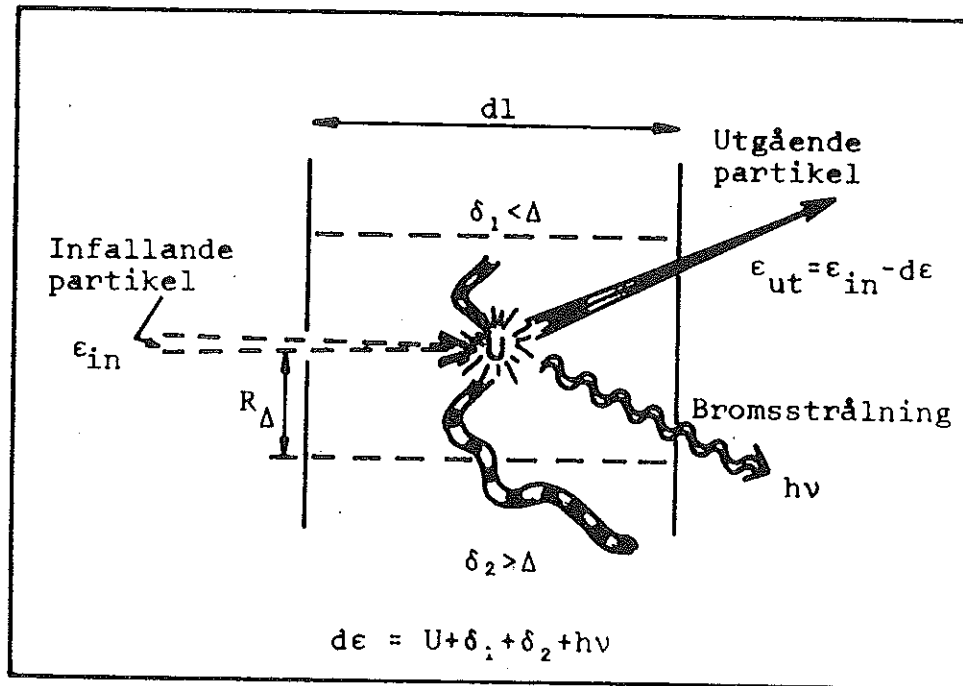
U = energiförluster strängt lokaliserade till kollisionspunkten t ex energin hos rekylkärnor

δ_1 = energin hos långsamma δ -partiklar ($\delta_1 < \Delta$)

δ_2 = energin hos snabba δ -partiklar ($\delta_2 > \Delta$)

Δ = en viss ansatt energigräns hos δ -partiklarna

$h\nu$ = bromsstrålningsenergi



FIGUR II-2 Illustration till fördelning av överförd energi från en laddad partikel på olika sekundär-'poster'. R_Δ = räckvidden för en sekundärelektron dvs δ -partikel med energin Δ eV.

Bromsstrålningsenergin $h\nu$ och energin hos de snabba δ -partiklarna försvinner ur snittet dl för att absorberas mer eller mindre avlägset. Den lokalt absorberade energin blir sålunda:

$$d\epsilon_{\text{lokal}} = U + \delta_1 = dE_\Delta$$

Den 'begränsade' linjära energiöverföringen definieras som:

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dt} \quad \text{eller} \quad \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\Delta}$$

där Δ är övre energigräns för de δ -partiklar som skall räknas med. Ofta användes $\Delta = 100$ eV men man kan välja olika energivärden beroende på vilka δ -strålar man önskar separera från huvudspåret. Man träffar också på den 'obegränsade' linjära energiöverföringen L_{∞} , vilken innefattar alla δ -partiklar men ej bromsstrålningsförlusterna. L_{∞} är således numeriskt lika med kollision-bromsförmågan $S_{koll} = (dE/dl)_{koll}$. Bromsförmågan uttrycker emellertid effekten av mediet på den laddade partikeln medan den linjära energiöverföringen L_{Δ} och L_{∞} uttrycker effekten av partikeln på mediet. Vidare användes L_{Δ} och L_{∞} även för att karaktärisera indirekt joniserande strålning (γ , neutroner) genom energiöverföringen från sekundärpartiklarna (e,p). Inom strålskyddsfysiken användes L_{∞} som en lämplig parameter för att specificera strålningskvaliteten. (Jfr Figur I-6 och Tabell V:1)

II.1.2 Absorberad dos

Vi betraktar nu ett masselement m i vilket ett antal växelverknningar kan ske med vissa statistiska fluktuationer. Den strålningsenergi som absorberas i

masselementet definieras som

$$\epsilon = \sum \epsilon_{in} - \sum \epsilon_{ut} + \sum_i Q_i$$

$\sum \epsilon_{in}$ = summan av energin (förutom viloenergin) hos all joniserande strålning som infaller i masselementet

$\sum \epsilon_{ut}$ = summan av energin (förutom viloenergin) hos all joniserande strålning som lämnar masselementet

$\sum_i Q_i$ = summan av all energi som frigöres minus summan av all energi som förbrukas vid kärnreaktioner som inträffar i masselementet

Man inför en storhet z som kallas specifik energi eller specifik absorberad energi, vilken definieras enligt:

$$z = \frac{\epsilon}{m}$$

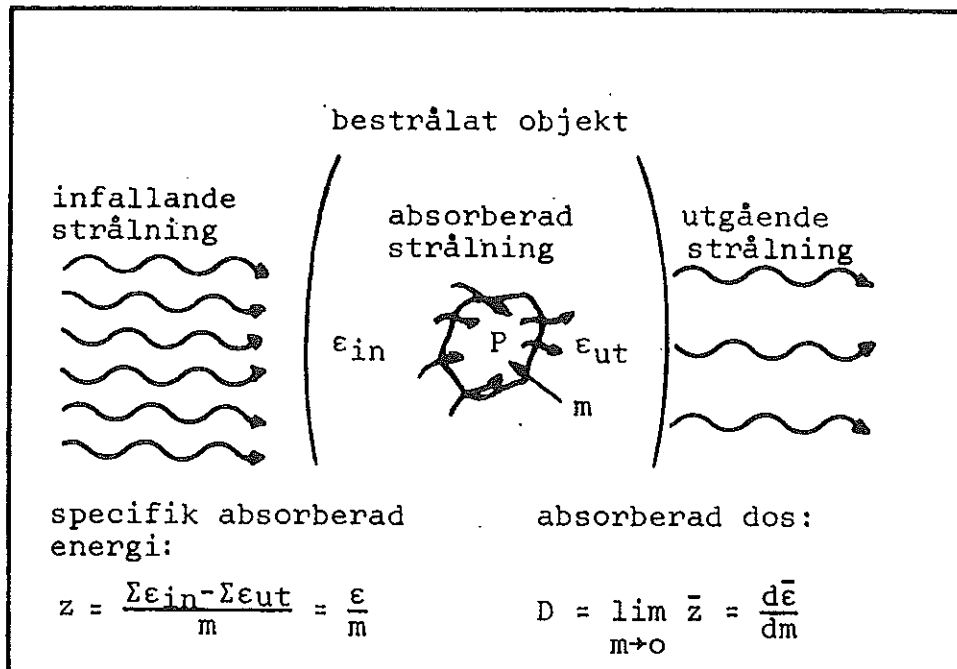
där ϵ är den från joniserande strålning i masselementet m absorberade energin.

Absorberad dos D , definieras som gränsvärdet för medelspecifika energin ($\bar{z} = \bar{\epsilon}/m$) då m går mot noll, där $\bar{\epsilon}$ är förväntningsvärdet av den i masselementet absorberade strålningsenergin

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{z} = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{\bar{\epsilon}}{m} = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}$$

Specialenheten för specifik absorberad energi och absorberad dos är rad

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J kg}^{-1} = 10^2 \text{ erg g}^{-1}$$



FIGUR II-3 Den absorberade dosen i punkten P i det bestrålade objektet definieras som gränsvärdet $D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{z}$ vilket är ekvivalent med kvoten $d\bar{\epsilon}/dm$ där masselementet dm omsluter punkten P och $d\bar{\epsilon}$ är förväntningsvärdet för den i masselementet absorberade energin.

II.1.3 Exposition

En av de viktigaste metoderna att mäta absorberad energi från joniserande strålning grundar sig på att det frigöres elektriskt laddade partiklar (joner och elektroner) då strålningen absorberas i gaser. Genom att samla upp dessa frigjorda laddningsbärare på elektroder kan man enkelt mäta deras elektriska laddning.

Expositionen X, i en punkt fritt i luft, vilken

bestrålas med fotonstrålning, definieras som kvoten dQ/dm .

$$X = \frac{dQ}{dm}$$

där dQ är absolutvärdet för summan av de elektriska laddningarna hos alla joner av ett tecken som produceras då alla elektroner som frigöres i masselementet dm av de inkommande fotonerna, fullständigt stoppas i den omgivande luften. Specialenheten för exposition är röntgen R .

$$1 R = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ As kg}^{-1}$$

$$1 R = \frac{1 \text{ ese}}{0.001293 \text{ g luft}} = \frac{1 \text{ ese}}{1 \text{ cm}^3 \text{ luft av NTP}} \quad \text{i äldre enheter}$$

Observera att expositionen och därmed röntgenenheten endast är definierad för fotonstrålning och i luft.

II.1.4 Samband mellan flödestäthet och absorberad dosrat

Vi antar att objektet i Figur II-3 bestrålas så att flödestätheten i punkten P är ϕ . Den absorberade dosraten \dot{D} (rad s^{-1}) kan då beräknas under förutsättning att så kallad laddad partikeljämvikt råder. Detta innebär att energiflödet av laddade sekundärpartiklar (elektroner eller protoner) ut från masselementet m kring punkten P är lika stort som energiflödet av sekundärpartiklar in från omgivningen.

Vid bestrålning med laddade partiklar (e^- , p , α etc)

blir den absorberade dosraten:

$$\dot{D}_p = \frac{dD}{dt} = 1.6 \cdot 10^{-8} \frac{S}{\rho} \varphi \quad [\text{rad/s}]$$

S = bromsförmågan hos mediet för den aktuella strålningen $[\text{keV } \mu\text{m}^{-1}]$

φ = flödestätheten $[\text{partiklar } \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}]$

ρ = tätheten hos det bestrålade mediet $[\text{kg } \text{m}^{-3}]$

Vid bestrålning med monoenergetiska fotoner blir den absorberade dosraten:

$$\dot{D}_\gamma = \frac{dD}{dt} = 1.6 \cdot 10^{-11} \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} h\nu_0 \varphi \quad [\text{rad s}^{-1}]$$

$h\nu$ = fotonenergin $[\text{MeV}]$

$\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}$ = massenergiabsorptionskoefficienten $[\text{m}^2 \text{kg}^{-1}]$

Vid bestrålning av vävnad med monoenergetiska neutroner blir den absorberade dosraten

$$\dot{D}_n = \frac{dD}{dt} \approx 1.6 \cdot 10^{-39} \left[\sum_i n_i \sigma_i \frac{2M_i}{(M_i+1)^2} E_n + n_N \sigma_N E_P \right] \frac{\varphi}{\rho} \quad [\text{rad s}^{-1}]$$

(I)

(II)

E_n = neutronenergin MeV

n_i = antal atomer av typ i per m^3

M_i = massförhållandet kärna/neutron

$$\sigma_i = \text{träffytan för elastisk spridning} \\ [\text{b, 1 barn(b)} = 10^{-28} \text{ m}^2]$$

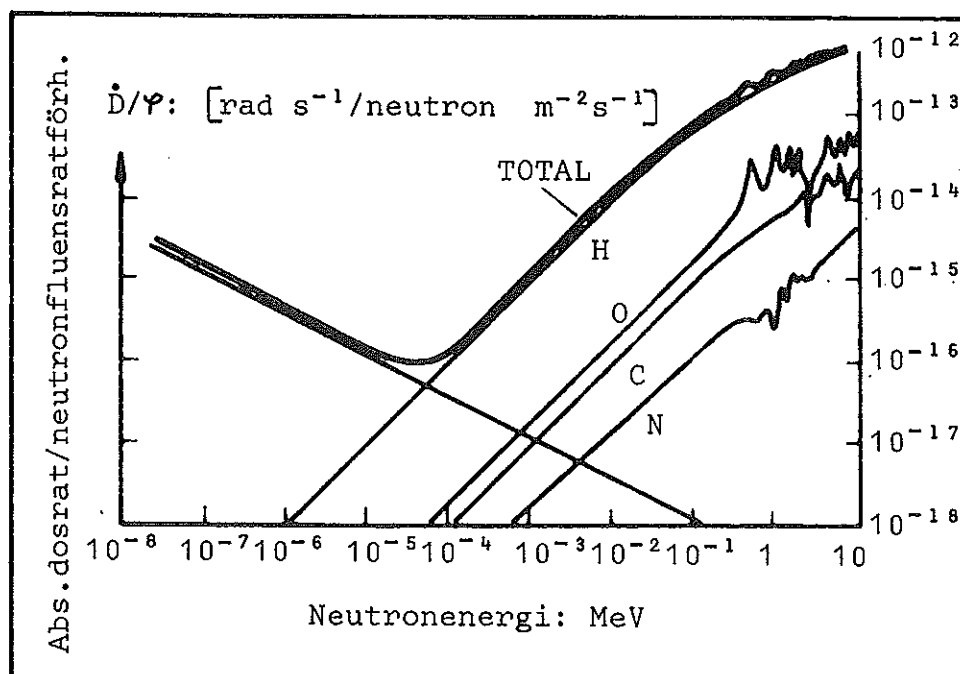
$$\sigma_N = \text{träffytan för infångning i kväve [b]}$$

$$E_p = \text{protonens energi i reaktionen} \\ {}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C} \quad [\text{MeV}]$$

Den första termen (I) inom parenteserna är bidraget från första elastiska kollisionen. Multipelspridning har försumrats. Den andra termen (II) utgör bidraget från neutron-infångning i kväve. Bidraget från neutroninfångning i väte kan försummas eftersom större delen av energin överföres till ett γ -kvantum med hög energi (ca 2.2 MeV) och således hög sannolikhet att försvinna ur objektet utan att växelverka.

Eftersom de olika träffytorna varierar med energin blir den absorberade dosraten en komplicerad funktion av neutronenergin vilket framgår av figuren nedan.

Av figur II-4 framgår också att för snabba neutroner ger väterekylerna största bidraget till den absorberade dosen medan för termiska och långsamma neutroner protonerna från infångning i kväve dominerar.



FIGUR II-4 Relationen mellan neutronflödestätheten ϕ och absorberade dosraten \dot{D} i vävnad inkluderande H, C, N och O rekyler samt protoner från reaktionen $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ (Jfr tabell I:1)

II.1.5 Samband mellan exposition och absorberad dos för fotoner

a) I luft bildas i genomsnitt ett jonpar per 33.7 eV ($= \bar{W}$) absorberad energi. Då energin $d\epsilon$ (J) absorberas i ett masselement dm bildas

$$n_i = d\epsilon / \bar{W} \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ jonpar vars laddning av ett tecken är } dQ = n_i e \text{ (} e = \text{elementarladdningen } 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As).}$$

$$\left. \begin{aligned} dQ &= n_i e ; & dQ &= \frac{d\epsilon e}{\bar{W} 1.6 \cdot 10^{-19}} \text{ (As)} \\ n_i &= \frac{d\epsilon}{\bar{W} 1.6 \cdot 10^{-19}} ; & d\epsilon &= D \cdot 10^{-2} \text{ dm(J)} \end{aligned} \right\} dQ = \frac{Ddm \cdot 10^{-2}}{\bar{W}}$$

där D är absorberad dos i rad, och \bar{W} är medelenergin per bildat jonpar i eV.

Expositionen uttryckt i R kan då skrivas

$$X = \frac{dQ}{dm 2.58 \cdot 10^{-4}} = \frac{D}{\bar{W}} \frac{10^{-2}}{2.58 \cdot 10^{-4}} = \frac{D}{0.87} \quad [R]$$

Insatt $\bar{W} = 33.7$ eV ger $2.58 \cdot 10^{-2} \bar{W} = 0.87$.

$$\therefore D[\text{rad}] = 0.87 X [R]$$

Den absorberade dosraten i luft för fotoner är enligt II.1.4 :

$$\dot{D}_l = 1.6 \cdot 10^{-11} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_l h\nu_0 \varphi_l \quad [\text{rad s}^{-1}]$$

Således blir expositionsraten (i luft) :

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} = \frac{1.6 \cdot 10^{-11}}{0.87} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_l h\nu_0 \varphi_l \quad [R \text{ s}^{-1}]$$

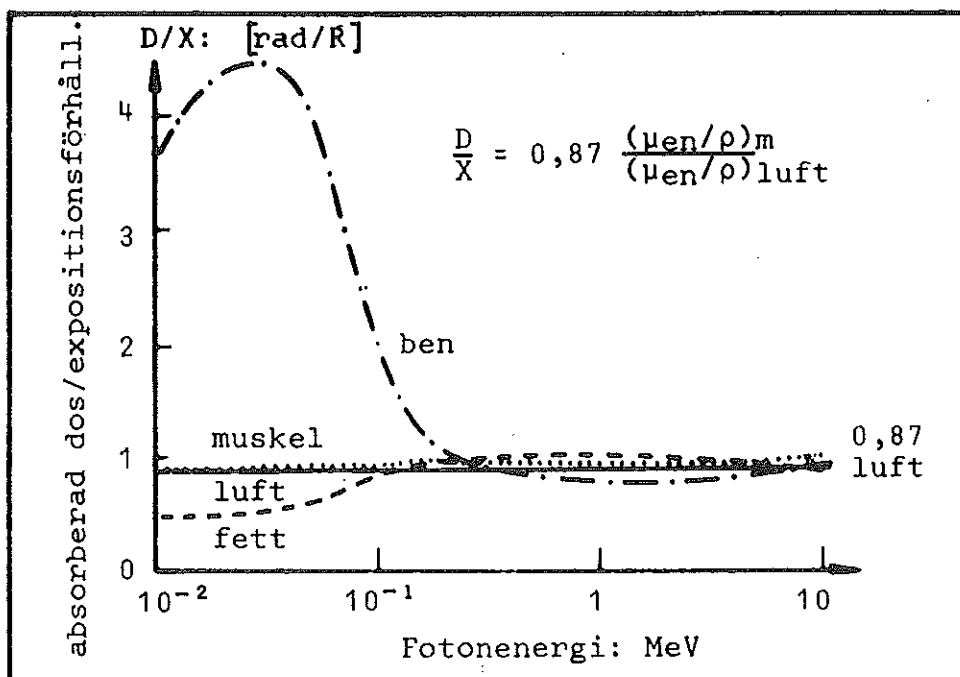
b) I annat medium än luft kan den absorberade dosraten skrivas (enligt II.1.4)

$$\dot{D}_m = 1.6 \cdot 10^{-11} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m h\nu_0 \varphi_m \quad [\text{rad s}^{-1}]$$

Under förutsättning att fotonfluensraten är densamma i luft och bestrålat medium dvs $\varphi_l = \varphi_m$ så råder sambandet

$$D_m = 0.87 \frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_l} X = f X \quad [\text{rad}]$$

Hur omräkningsfaktorn 'f' mellan rad och röntgen varierar med fotonenergin och det bestrålade mediets atomnummer visas i nedanstående figur.



FIGUR II-5 Förhållandet mellan absorberad dos i ben-, muskel- och fettvävnad uttryckt i rad och expositionen uttryckt i röntgen [f ; rad R^{-1}]

II.2 MÄTNING AV ABSORBERAD DOS

Absorberad dos och exposition kan som framgår av II.1.4 och 5 bestämmas indirekt genom att mäta flödestätheten φ . I praktiken har man emellertid vanligtvis ett spektrum av partiklar med olika energier varför man måste registrera den differentiella fördelningen φ_E . För detta krävs en detektor som är energikänslig t ex proportionaldetektor eller scintillationsdetektor.

För ett spektrum av laddade partiklar beräknas den absorberade dosraten enligt (jfr II.1.4)

$$\dot{D}_p = 1.6 \cdot 10^{-8} \int_0^{\infty} \frac{S(E)}{\rho} \varphi_E dE$$

För ett fotonpektrum beräknas den absorberade dosen enligt (jfr II.1.4)

$$\dot{D}_\gamma = 1.6 \cdot 10^{-11} \int_0^{\infty} \frac{\mu_{en}(h\nu)}{\rho} h\nu \varphi_{h\nu} d(h\nu)$$

Det är oftast mycket komplicerat, tidskrävande och opraktiskt att bestämma den absorberade dosen på detta indirekta sätt.

Inom strålningsdosimetrin använder man därför detektorer så kallade dosimetrar som på ett mera direkt sätt registrerar den absorberade dosen. Man placerar dosimetern på den plats i mediet där man vill mäta

den absorberade dosen. Efter bestrålningen erhålles ett mätvärde M eller signal som är direkt proportionell mot den absorberade dosen i dosimetern.

$$D_{\text{det}} = k M$$

Den absorberade dosen i mediet på den plats där dosimetern placerats erhålles i sin tur genom korrektion för dosimeterns olikhet till mediet.

$$D_{\text{med}} = c D_{\text{det}} = c k M$$

Man strävar efter att konstruera dosimetern så att dess absorptions- och spridningsegenskaper skiljer sig så lite som möjligt från mediets dvs $c \approx 1$.

II.2.1 Kalorimetri

I princip är kalorimetrisk bestämning av absorberad strålningsenergi i ett medium den ideala mätmetoden för bestämning av absorberad dos. Förutsättningen är emellertid att all strålningsenergi som absorberas omvandlas till värme. Detta är tyvärr inte alltid fallet eftersom en del energi åtgår till kemiska omlagringar i materialet. I rena metaller och grafit induceras inga kemiska omlagringar så dessa material skulle vara ideala kalorimeterkroppar. Emellertid vill man ha ett kalorimetermedium som så nära som möjligt har samma strålningsabsorptionsegenskaper som vävnad. Därför väljer man ofta vatten som

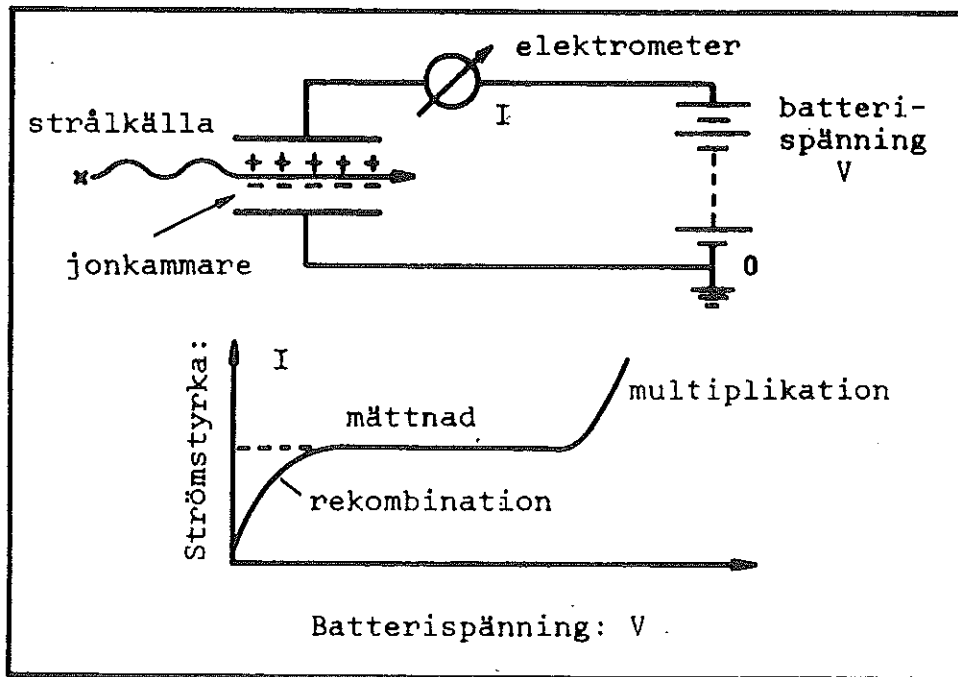
kalorimeter och försöker välja betingelserna så att den energi som åtgår till kemiska omlagringar kan försummas. Den största fördelen med kalorimetrisk bestämning av absorberad dos är att energiabsorptionen erhålles i absoluta enheter och kan tjäna som en pålitlig och reproducerbar standard. Begränsningarna är den relativt låga känsligheten (1 rad i vatten ger en temperaturhöjning av ca $2.4 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}$) samt kalorimeterns storlek och relativt komplicerade uppbyggnad. Kalorimetriska mätningar av absorberad dos fordrar dessutom ofta mer tid och analys än de andra dosimetersystem som skall beskrivas.

II.2.2 Jonisationskammaren

Då joniserande strålning absorberas i gaser bildas lätt rörliga jonpar. Genom att samla upp dessa på elektroder kan man bestämma den totalt frigjorda elektriska laddningen. I luft bildas i genomsnitt ett jonpar per 33.7 eV absorberad energi (\bar{W}).

En friluftsjonisationskammare kan helt enkelt bestå av två ledande plattor i luft med pålagd spänning för uppsamling av de frigjorda jonerna (jfr Figur II-8). För praktiskt bruk är det vanligaste utförandet av en jonkammare en elektriskt ledande slutna cylinder med en central elektrod. Gasen i jonkammaren är ofta luft men även andra gasblandningar förekommer. Vid konstant flödestäthet ϕ ökar den uppsamlade laddningen per tidsenhet (I) först med den

pålagda spänningen beroende på att rekombinationen av de bildade jonerna sker i allt mindre omfattning.



FIGUR II-8 Principskiss över jonisationskammarens funktion

Då alla bildade jonparen uppsamlas erhålles ett mättnadsvärde på strömstyrkan I_m . Den elektriska laddning Q som uppsamlas vid mättnadsvärdet är proportionell mot antalet jonpar n_i som bildas vid strålningens växelverkan med gasmolekylerna, $Q = n_i e$. Den absorberade energin i jonkammaren $= 1.6 \cdot 10^{-19} \bar{W} n_i$ (J) där \bar{W} är den energi som i genomsnitt krävs för att bilda ett jonpar i gasen. $\bar{W} = 33.7$ eV per jonpar i luft (jfr II.1.5a). Medelvärdet för den

specifika absorberade energin i jonkammaren:

$$\bar{z} = \frac{\bar{\epsilon}}{m} = \frac{n_i \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \bar{W}}{m} 10^2 = \frac{Q}{m} \bar{W} 10^2 \quad [\text{rad}]$$

där m är den känsliga gasvolymens massa uttryckt i kg. Den absorberade dosen kan erhållas genom att låta m gå mot noll (jfr II.1.2) och för små jonkammare gäller

$$D_{\text{det}} = \frac{Q}{m} \bar{W} 10^2 \quad [\text{rad}]$$

$$\dot{D}_{\text{det}} = \frac{I}{m} \bar{W} 10^2 \quad [\text{rad s}^{-1}]$$

För rutinmässig mätning av exposition och absorberad dos vid fotonbestrålning användes ofta en cylinderformad jonkammare (inre diameter 5-20 mm) av grafit med en axiell uppsamlingselektrod av aluminium eller grafit.

II.2.3 Filmdosimetri

Fotografiska filmer var de först använda strålningsdetektorerna efter upptäckten av röntgenstrålningen 1895. Fortfarande användes fotografisk film som detektor bland annat för kontroll av personbestrahlung, så kallade persondosimetrar.

Det strålningskänsliga elementet i filmemulsionen är oftast silverbromid AgBr i form av små kristaller (0.5 - 3 μm) suspenderade i gelantin. Tjockleken av emulsionsskiktet varierar från 3 μm till 2000 μm .

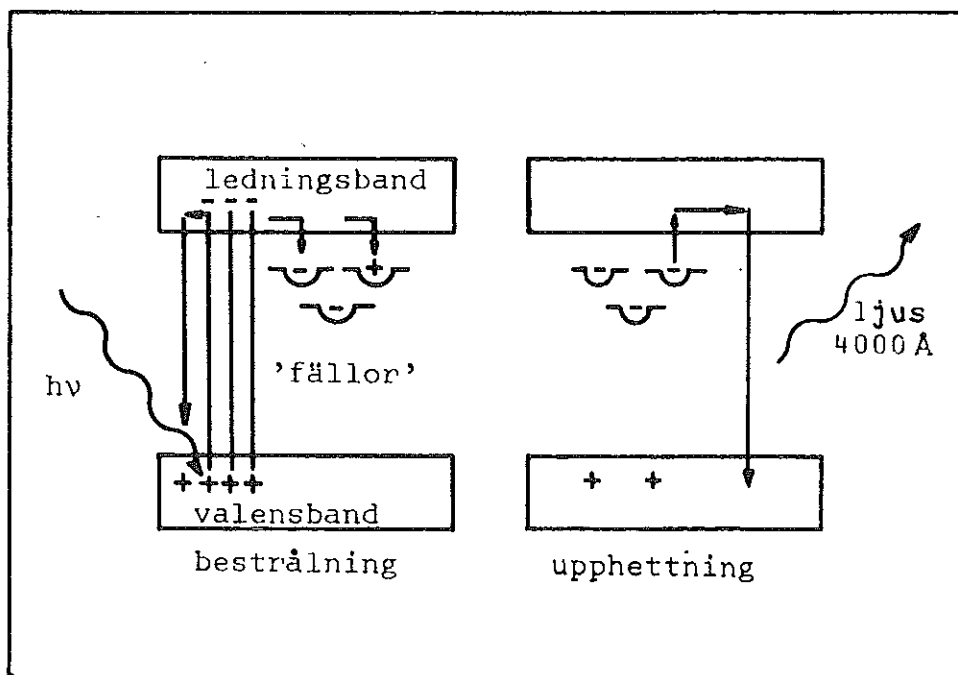
Elektroner som frigörs av strålningen och träffar AgBr kornen, bildar latent groddar av elementärt silver. Vid framkallningen reduceras hela AgBr-kornet till fritt silver vilket framträder som svärtning av filmen eller som spår i kärnemulsioner. Vid bestrålning med röntgen eller γ -strålning är svärtningen av filmen också beroende av fotonernas energi. Det höga atomnumret hos silver medför att känsligheten vid 0.05 MeV där fotoeffekten dominerar är ca 10-20 ggr känsligheten vid 1 MeV där comptoneffekten dominerar.

Den framkallade filmens svärtningsgrad beror på hur mycket strålningsenergi som absorberats i filmen. Svärtningsgraden mätes med en så kallad densitometer, ett instrument som med hjälp av en lampa och en fotocell registrerar hur mycket vitt ljus filmen släpper igenom. Genom att utsätta filmer för bestrålning under kontrollerade betingelser erhålles kalibreringsfilmer som framkallas samtidigt med de filmer som användes som dosimetrar.

II.2.4 Luminiscensdosimetri

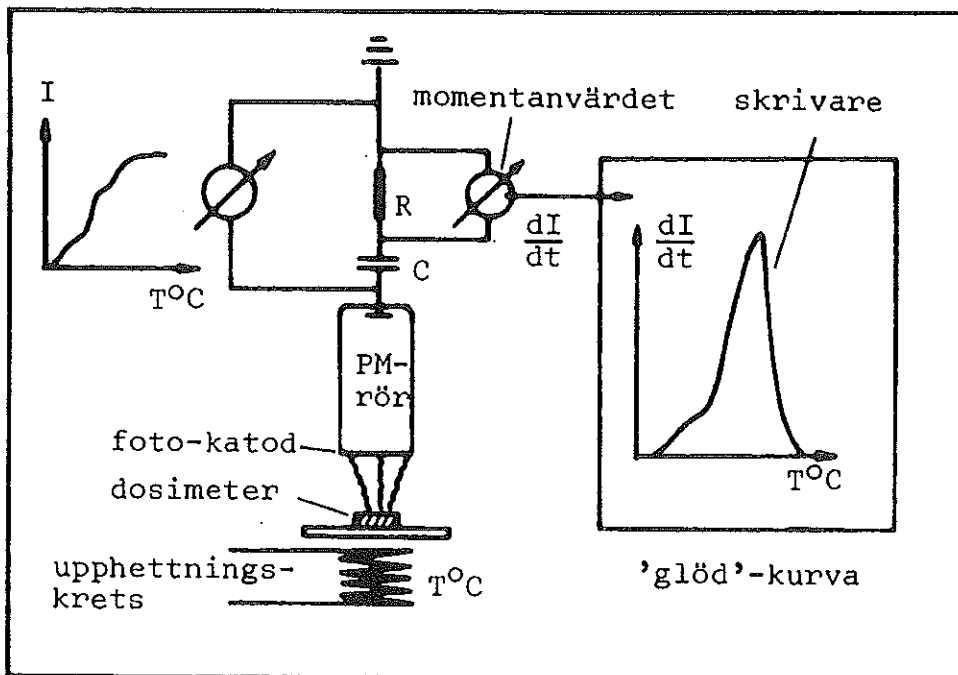
Många substanser som bestrålas med joniserande strålning utsänder sekundärljus i UV eller synliga våglängdsområdet. I gaser under lågt tryck utsändes ett spektrum av diskreta linjer motsvarande övergångar från olika exciterade energinivåer i atomerna till grundtillståndet. I ideala kristaller finns förbjudna

energizoner mellan tillåtna energinivåer, vilket medför att exciterade elektroner genast faller tillbaka så att inga permanenta effekter kan förekomma. Införes däremot föroreningar eller defekter i kristallgittret bildas lokaliserade energinivåer vilka ligger i de förbjudna zonerna. Elektroner som transporteras upp i ledningsbandet vid bestrålning kan falla ner i dessa så kallade fällnivåer och bli bundna där. Vid deexcitering av dessa nivåer utsändes ofta synligt ljus eller UV-ljus.



FIGUR II-9 Vid bestrålning av kristaller exciteras elektroner upp i ledningsbandet och en del fastnar i fällnivåer. Vid upphettning av kristallen kan elektroner i grunda fällor överföras till ledningsbandet på nytt och falla tillbaka till valensbandet under emission av synligt ljus. Djupa fällor kan exciteras med UV ljus.

Då vissa material t ex LiF upphettas efter bestrålning utsändes ljus, fenomenet kallas termoluminiscens. Man använder ofta små LiF-kristaller inblandade i teflon $(C_2F_4)_n$ i form av tunna folier eller i stavar som dosimetrar. Efter bestrålning upphettas dosimetrarna till $300^\circ C$ varvid synligt ljus $\sim 4000 \text{ \AA}$ emitteras. Ljuset detekteras med ett fotomultiplikatorrör och den totala ljusemissionen eller den maximala ljusemissionsraten är relaterade till den absorberade strålningsenergin i dosimetern.



FIGUR II-10 Schematisk skiss över utläsning av termoluminescenta dosimetrar. Elektrometern till vänster i figuren över $R+C$ registrerar den totala ljusemissionen I medan elektrometern till höger över R registrerar momentanvärdet dvs ljusemissionsraten dI/dt . På skrivaren registreras dI/dt som funktion av upphettnings-temperaturen $T^\circ C$. Denna kurva kallas på engelska 'glowcurve' och på svenska 'glödkurva'.

Termoluminiscensdosimetri "TLD" kan användas för mätning av mycket små absorberade doser, med LiF ned till omkring 1 mrad. Ljusemissionen hos TL-dosimetrar är direkt proportionell mot den absorberade dosen upp till omkring 200 rad. LiF har lågt atomnummer och således ett ganska obetydligt energi-beroende vid fotonbestrålning.

Numera förekommer LiF-TLD som persondosimetrar ofta i kombination med filmdosimetrar.