

the material

6/29/15

UOVS-SASOL-BIBLIOTEEK 0246328



111007727401220000019

[illegible]

Y
A

SECRET

**DIE GEBRUIK VAN LITIUMFLUORIED
TERMOLUMINESSENSIE DOSISMETERS VIR DIE
BEPALING VAN GEABSORBEERDE DOSISSE BY
MEDIËSE LINEÊRE VERSNELLERS**

DEUR

WYNAND JOHANNES STRYDOM

Proefskrif voorgelê ter vervulling van die vereistes vir die graad Philosophiae Doctor in die Fakulteit van Geneeskunde, (Departement Biofisika) aan die Universiteit van die Oranje-Vrystaat.

PROMOTOR: PROF. DR. P.C. MINNAAR

Junie 1979

Universiteit van die Oranje Vrystaat
BLOEMFONTEIN

03-12-1979

KLAS No. T612-014486 Str

No. 246328

BIBLIOTEEK

LEENERS VAN DIE BIBLIOTHEEK
GEBEN GEEN GELANDIGHEDE IN DIE
BIBLIOTHEEK WEN HET WERD NIE

DANKBETUIGINGS

Graag wil ek my dank en waardering betuig aan die volgende persone:

Prof. Dr. P.C. Minnaar, my promotor, aangesien die studie onder sy leiding onderneem is. Ek wil hom bedank vir sy hulpvaardigheid en belangstelling te alle tye. Dit was 'n voorreg om onder sy leiding te werk.

Prof. J.D. Anderson, van die Departement Onkoterapie, wat die versnellers tot my beskikking gestel het.

Mej. K. Calder en mev. R. Noeth, wat verantwoordelik was vir die tikwerk.

Mnr. G. Myburg van die plaaslike rekensentrum vir sy hulp met die verwerking van die program.

My ouers vir al hul opofferings wat dit vir my moontlik gemaak het om verder te studeer.

Dit is met groot dank vir al hul
opofferings dat ek hierdie proefskrif
aan my vrou en kinders opdra.

INHOUDSOPGAWE

HOOFSTUK 1 INLEIDING

HOOFSTUK 2 DIE TEORIE VAN LUMINESSENSIE

- 2.1 Onsuiwerhede in kristalle.
- 2.2 Algemene aspekte van luminessensie.
- 2.3 Termoluminessensie.

HOOFSTUK 3 DIE TEORIE VAN GLOEIKURWES

- 3.1 Wiskundige model.
- 3.2 Bepaling van aktiveringsenergie (E) en die frekwensiefaktor(s).
 - 3.2.1 Bepaling van maksimum temperatuur.
 - 3.2.2 Isotermiese verval.
 - 3.2.3 Analitiese metode.
- 3.3 Verband tussen termoluminessensie intensiteit en blootstelling.
- 3.4 Uitdowing van gloeipiek na blootstelling.

HOOFSTUK 4 DIE WERKING VAN TERMOLUMINESSENSIE-APPARAAT EN DOSISMETERS

- 4.1 Die ligmetingsstelsel.
- 4.2 Verhittingsstelsel.
- 4.3 Termoluminescente dosismeters.
- 4.4 Die gloeikurwes van LiF.

- 4.5 Die doel van die voorverhittingsiklus
en die uitgloeisiklus.

HOOFSTUK 5 DIE BEREKENING VAN DIE DOSIS VIR 'N ONREËL=
MATIGE VORM VELD

- 5.1 Berekening van verstrooide komponent.
5.2 Die berekening van die primêre komponent.
5.3 Die berekening van totale dosistempo en
persentasie dieptedosis.

HOOFSTUK 6 DIE BEREKENING VAN DIE PERSENTASIE DIEPTEDOSIS
VIR 8- EN 16 MeV X-STRALE

HOOFSTUK 7 DIE ENERGIE-AFHANKLIKHEID VAN LiF-DOSISMETERS
VIR HOË ENERGIE ELEKTRONE (5 - 20 MeV)

- 7.1 Inleiding.
7.2 Die berekening van geabsorbeerde dosis
volgens Burlin.
7.3 Die berekening van geabsorbeerde dosis
volgens Almond & McCray.
7.4 Die berekening van geabsorbeerde dosis
volgens Holt.
7.5 Elektrondosisse vir nie-homogene materi=
ale volgens Shiragai.

HOOFSTUK 8 INTERAKSIE VAN FOTONE MET MATERIE

- 8.1 Paarproduksie
- 8.2 Die foto-elektriese effek.
- 8.3 Die Compton proses.

HOOFSTUK 9 INTERAKSIE VAN ELEKTRONE MET MATERIE

- 9.1 Verstrooiing deur vrye elektrone.
 - 9.1.1 Klassieke Rutherford verstrooiing.
- 9.2 Bremstraling.
 - 9.2.1 Stuitvermoë van elektrone.
 - 9.2.2 Die gemiddelde ionisasie-potensial.
 - 9.2.3 Die digtheidseffek.
- 9.3 Veelvuldige verstrooiing.

HOOFSTUK 10 OORSIG VAN MONTE CARLO PROGRAM

- 10.1 Berekening van totale deursnee vir verskillende interaksies.
 - 10.1.1 Foto-elektriese proses.
 - 10.1.2 Die Compton proses.
 - 10.1.3 Paarproduksie.
 - 10.1.4 Bremstraling.
- 10.2 Die werking van die program.
- 10.3 Differensiële waarskynlikheidsverdelings.

HOOFSTUK 11 BESPREKING VAN RESULTATE

11.1 Die Polistireenfantoom.

11.2 Die Lucite-fantoom.

11.3 Bespreking van die resultate.

HOOFSTUK 12 ALGEMENE OPSOMMING EN MOONTLIKE UITBREIDINGS

HOOFSTUK 1

INLEIDING

Weens die geweldige uitbouing van die toepassings en die kennis van die kernkragtegnologie, tree die belangrikheid van stralings- of blootstellingsdosisbepalings en dosimönitëring al meer en meer op die voorgrond. Akkurate bepalinge van die stralingdosise wat stralingswerkers en die publiek wat in die omgewing van stralingsbronne beweeg, ontvang, moet vir persoonlike en heridiese doeleindes bepaal word. Verder is dit ook gebiedend noodsaaklik dat die geabsorbeerde dosise wat deur kankerpatiënte ontvang word gedurende die behandelingsprosedure met ioniserende strale afkomstig van X-straalëenhede of radioisotope, baie noukeurig en akkuraat bepaal moet word.

Verskillende dosimeters soos byvoorbeeld ionisasiekamers, vastetoestand detektore en termoluminessensie-dosimeters word vir hierdie doel gebruik. Elke groep van hierdie dosimeters bied besondere voor- en nadele na gelang van die aard en toepassing.

Termoluminessensie-dosimeters, wat baie klein in dimensie is, is by verre die beste tipe vir intrakavitêre en veloppervlakte-dosisbepalings. Hoewel die bestralingsdosise na die tyd in die laboratorium bepaal word uit die termoluminessensie materiaal, word daar nie 'n noemenswaardige fout gemaak nie. Verskillende termoluminessensie materiale is bestudeer.

Die geskikste termoluminessensie-dosismeter is beslis litiumfluoried. Litiumfluoried se fisiese eienskappe soos kristalstruktuur en temperatuur-afhanklikheid is in diepte bestudeer.

Die beginsels van termoluminessensie word bespreek, sowel as die apparaat wat gebruik word om die dosimeters "uit te lees". Verder is die aktiversingsenergie van litiumfluoried-dosimeters op twee verskillende maniere bepaal.

Die akkuraatheid van die dosimeters vir relatiewe gebruik is ondersoek. Semi-empiriese vergelykings is opgestel vir die berekening van persentasie-dieptedosis vir 8- en 16 MeV X-strale. Die betroubaarheid van die vergelykings is getoets aan standaard waardes en dit is ook gekontroleer deur litiumfluoried-dosimeters. 'n Program is ook opgestel om die persentasie-dieptedosis op enige diepte vir 'n onreëlmatige veld te bereken vir 6 MeV X-strale. Die waardes wat so verkry is, is vergelyk met die gemete waardes.

Aangesien die energie-afhanklikheid van litiumfluoried-dosimeters vir elektron-energieë nog bevraagteken was, is ondersoek ingestel na die bestaande teorieë, wat hoofsaaklik semi-empiries is. Die interaksies van elektrone met materie word bespreek en die energie-absorpsie in die dosimeters, op 'n sekere diepte in 'n fantoom, is bereken met behulp van 'n Monte Carlo program en uitsluitel is verkry dat hierdie dosimeters onafhanklik is van die elektron-energie. In die energie-gebied wat beskou is, nl.

5 - 20 MeV, is daar geen energie-afhanklikheid gevind nie.

Deur die teoretiese en praktiese ondervinding wat met hierdie studies opgedoen is, is daar nuwe navorsingsrigtings blootgelê en voorgestel.

HOOFSTUK 2

DIE TEORIE VAN LUMINESSENSIE

2.1 ONSUIWERHEDE IN KRISTALLE

'n Kristal is 'n agglomeraat van atome (molekules) wat gekarakteriseer word deur 'n drievoudige periodisiteit. Om 'n kristal volledig te beskryf, is dit nodig om die posisie van die atome (molekules) in 'n eenheidsel te bepaal. Dit is moontlik deur drie vektore a_i ($i = 1, 2$ en 3) met arbitrêre oorsprong te definieer. Al die posisies van atome (molekules) van die kristal kan verkry word deur translasië vanaf die eenheidsel in drie rigtings.

Hierdie perfekte periodisiteit is egter onmoontlik, omdat die atome nie in 'n toestand van rus verkeer nie.

'n Atoom in rus is direk teenstrydig met die Heisenberg-onsekerheidsbeginsel, omdat die posisie en die snelheid van die atoom gelyktydig bekend sal wees. Die atome in 'n kristal voer egter gedurig 'n vibrasie-beweging uit en daar is noue verwantskap tussen hierdie vibrasie-beweging en die termiese toestand waarin die kristal verkeer. Ons kan dus slegs 'n ewewigsposisie (gemiddelde) spesifiseer en dit word dan die atoomposisie genoem. Die afstand Δa tussen 'n atoom en sy ewewigsposisie is sodanig dat $\frac{\Delta a}{a}$ klein is, waar a die gemiddelde afstand na die naaste

atome is. By die smeltpunt van 'n kristal bereik

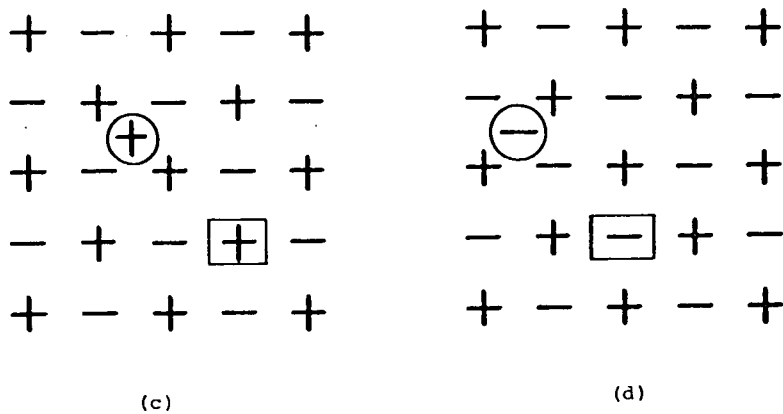
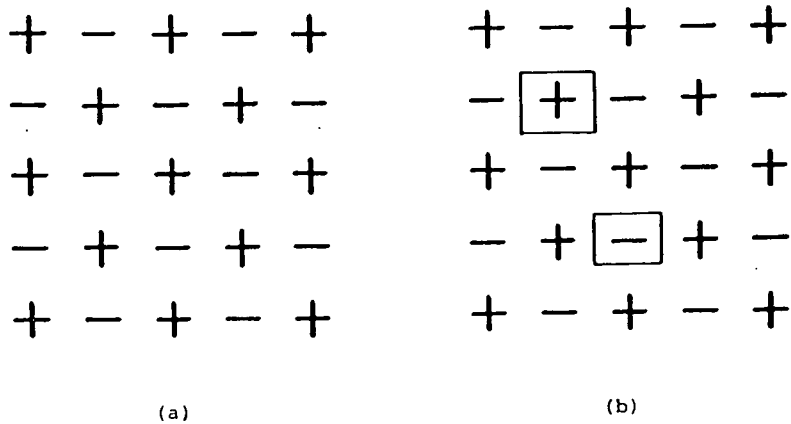
$(\frac{\Delta a}{a})$ 'n maksimum waarde.

Enige afwyking in 'n kristal van 'n perfek periodiese struktuur word 'n defek genoem. Defekte word geklassifiseer volgens hul dimensies. Puntdefekte (zero dimensie) is byvoorbeeld die volgende:

- 2.1.1 Leë ruimtes (vacancies) - dit is 'n defek wat verkry word wanneer 'n atoom verwyder is van sy posisie en hierdie atoom word nie vervang nie. Dit word ook die Schottky-defek genoem.
- 2.1.2 Tussenruimtelike atoom - wanneer 'n atoom A in 'n kristal A in 'n posisie is wat nie normaalweg die posisie in 'n perfekte kristal is nie. Hierdie tipe defek is bekend as Frenkel se defek.
- 2.1.3 Chemiese onsuierhede - wanneer 'n atoom B in 'n kristal A voorkom, kan atoom B die posisie van 'n atoom A inneem of dit kan 'n tussenruimtelike posisie inneem.

Onsuierhede in die alkali-halides is geskik om die beginsel wat ter sprake is by luminessensie-dosimetrie te illustreer.

Die struktuur van hierdie soute bestaan uit twee ineen-
geskakelde kubiese roosters van alkali- en halied-ione.
'n Tweedimensionele voorstelling van hierdie eenvoudige
struktuur word in figuur 2.1 (a) getoon.



+ ALKALI-IOON

- HALIED-IOON

+ ALKALI-IOON LEE RUIMTE

- HALIED-IOON LEE RUIMTE

+ TUSSENRUIMTELIKE ALKALI-
IOON

- TUSSENRUIMTELIKE HALIED-
IOON

Figuur 2.1 Onsuierhede in alkali-halides.

In figuur 2.1 (b) - (d) word sekere strukturele onsuierhede geïllustreer. In 'n ideale kristal moet die aantal positiewe ioon-vakante posisies gelyk wees aan die aantal negatiewe ioon-vakante posisies om elektriese neutraliteit te verseker. In figuur 2.1 (b) word die Schottky-defek geïllustreer, waar positiewe en negatiewe ione willekeurig vermis word. In figuur 2.1 (c) en (d) word die Frenkel-defek geïllustreer, waar alkali- en halied-ione verplaas is van hul "normale" posisie na 'n tussenruimtelike posisie. Wanneer so 'n atoom verplaas word van sy normale posisie, dan ontstaan daar 'n ioon-vakante posisie. Met elke Frenkel-defek gaan daar dan ook 'n geassosieerde Schottky defek gepaard.

Die bestaan van onsuierhede in kristalle het belangrike gevolge as so 'n kristal blootgestel word aan ioniserende strale. 'n Negatiewe ioon-vakante posisie is 'n gebied van gelokaliseerde positiewe lading, omdat die negatiewe ioon wat normaalweg die posisie beset, vermis is en die positiewe ladings van die omliggende ione word nie ten volle geneutraliseer nie. As 'n elektron "loskom" in 'n kristal deur die invloed van ioniserende strale, dan sal so 'n elektron, wanneer dit naby 'n negatiewe ioon-vakante posisie beweeg, aangetrek word deur elektrostatiese krag (Coulomb) en die elektron word "vasgevang" in die vakante posisie. So 'n sisteem (ook 'n "senter" genoem) waar 'n elektron vasgevang is in die plek van 'n negatiewe

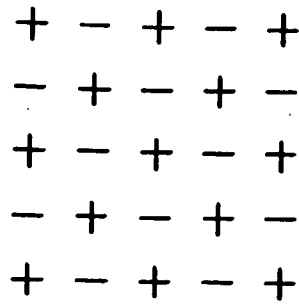
ioon-vakante posisie, stem rofweg ooreen met 'n waterstofatoom, waar 'n elektron gebonde is aan die positiewe lading van 'n proton. Net soos 'n waterstofatoom het die elektron-vakante sisteem ook diskrete toelaatbare energievlakke en daar kan oorgange tussen stelle van hierdie vlakke plaasvind deur absorpsie of emissie met geskikte kwanta van energie.

Die absorpsie van 'n ligfoton met die regte frekwensie kan die elektron opwek van die grond toestand van die sisteem na een van sy hoër energievlakke. 'n Ligfoton met genoegsame energie kan so 'n elektron totaal uit sy "vasgevang" posisie uitskop.

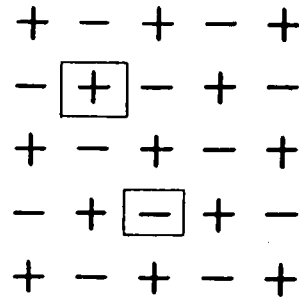
Die waarskynlikheid van selektiewe absorpsie van lig veroorsaak dat die kristal gekleurd voorkom in wit lig en die onsuiverhede wat aanleiding gee tot die absorpsie word daarom "gekleurde senters" (colour centres) genoem. 'n Kristal kan op verskeie maniere gekleurd gemaak word met behulp van byvoorbeeld: (i) chemiese onsuiverhede, (ii) ioniserende strale en (iii) elektrolise. 'n Gekleurde senter is dus 'n rooster defek wat sigbare lig absorbeer. 'n Senter wat bestaan uit 'n elektron wat vasgevang is in 'n negatiewe ioon-vakante posisie word 'n "F" senter genoem en word in figuur 2.2 (a) skematies voorgestel.

Soortgelyk is 'n positiewe ioon-vakante posisie 'n gebied van gelokaliseerde negatiewe lading. Wanneer 'n elektron

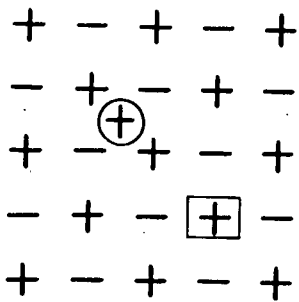
verwyder word van 'n normale roosterioon deur ioniserende strale, kan die tekort aan elektronlading (opening) migreer deur die kristal en kan ook elektrostaties aangetrek en gebind word.



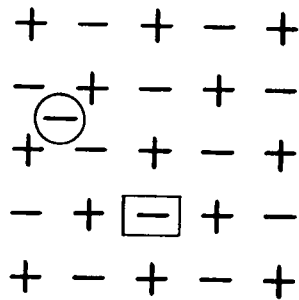
(a)



(b)



(c)



(d)

+ ALKALI-IOON

- HALIED-IOON

[+] ALKALI-IOON LEE RUIJTE

[-] HALIED-IOON LEE RUIJTE

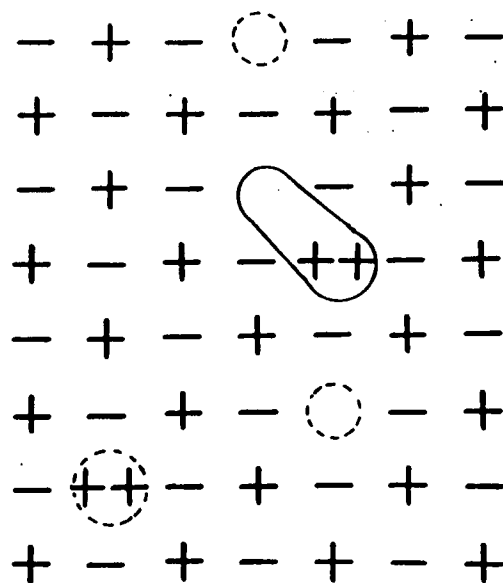
(+) TUSSEN RUIJTELIKE ALKALI-
IOON

(-) TUSSEN RUIJTELIKE HALIED-
IOON

Figuur 2.2 Moontlike "gekleurde" senters in alkali-halides.

Die teenoorgestelde van 'n "F" senter sal dus 'n opening wees wat vasgevang is naby 'n positiewe ioon-vakante posisie. Dit word in figuur 2.2 (b) geïllustreer. So 'n senter is egter nog nie in eksperimente geïdentifiseer nie. Die bekendste gevange opening-senter is die sogenaamde V_k -senter soos geïllustreer in figuur 2.2 (c). 'n V_k -senter word dus gevorm as 'n opening vasgevang word tussen twee naasliggende negatiewe ione. 'n Opening wat vasgevang word by 'n tussenruimtelike halied-ioon is bekend as 'n "H" senter (figuur 2.2 (d)). Ander meer komplekse openingsenters is ook al voorgestel.

Die konsentrasie van elektron- en opening-vasvangers kan ook beïnvloed word deur die toevoeging van onsuierhede. In figuur 2.3 word getoon hoe 'n divalente positiewe ioon-onsuierheid, wat 'n alkali-ioon in 'n alkali-halied vervang, die konsentrasie van openinge affekteer.



Figuur 2.3 Skematiese voorstelling van openinge, plaasvervangende divalente katioon onsuierheid en opening onsuierhede in 'n alkali-halied kristal.

Ter kompensasie van die oormaat positiewe lading van onsuierhede, moet 'n alkali-ioon weggelaat word uit die struktuur d.w.s. vir elke substitusie divalente onsuier ioon, word 'n positiewe ioon-opening geskep. Die konsentrasie van negatiewe ioon-openinge word ooreenkomstig verminder. Omdat die divalente katioon-onsuierheid 'n lokale positiewe lading is en die katioon-opening is 'n lokale negatiewe lading, sal die twee mekaar aantrek en komplekse vorm soos in figuur 2.3 aangetoon.

Die konsentrasie en tipe van elektron- en opening-vasvangers ("traps") word dus baie verander deur onsuierhede. Die opening-onsuierheidkompleks is dus niks anders as 'n dipool nie. Behalwe die verandering wat dit maak aan die aantal en relatiewe verhoudings van positiewe en negatiewe ioon-openinge, is die divalente onsuier katioon self 'n moontlike elektron-vasvanger as gevolg van die oormaat positiewe lading wat dit besit. Hierdie vasvang eienskap van LiF word aan die teenwoordigheid van Mg^{2+} as 'n aktiveerder verbind.

2.2 ALGEMENE ASPEKTE VAN LUMINESSENSIE

Luminessensie kan beskou word as die emissie (uitstraling) van lig wat nie tot gloeiing bydra nie. Vir die meeste

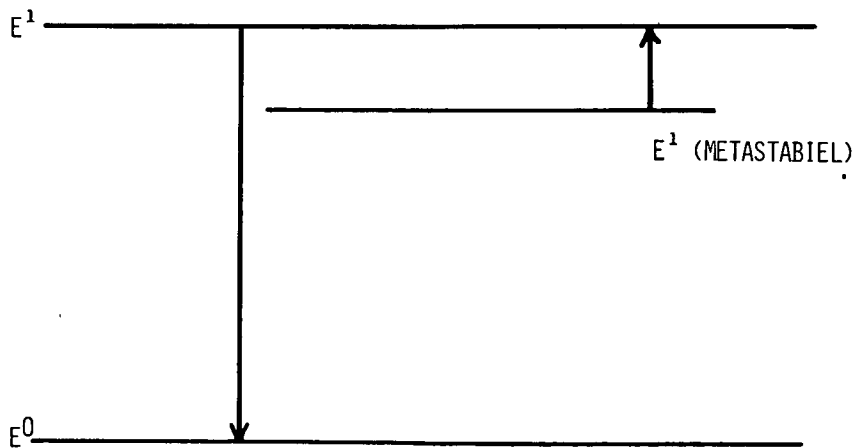
toepassings van luminessensie in dosimetrie lê hierdie uitgestraalde lig in die sigbare gebied, maar dit kan ook in die infrarooi- of ultravioletgebiede lê. Omdat die energie wat vrygestel (uitgestraal) word deur 'n sisteem op een of ander manier voorsien moet word, word verskillende tipes luminessensie onderskei deur 'n voorvoegsel te gebruik wat hierdie oorsprong van energie beskryf. So word luminessensie wat opgewek word deur die bombardering van katode strale, katode-luminessensie genoem en deur die absorpsie van lig, foto-luminessensie genoem.

Alle vorme van luminessensie het egter die volgende in gemeen: (a) die voorkoms van 'n sekere proses waardeur 'n atoom, 'n molekule of 'n "senter" ('n aggregraat van atome of 'n defek in 'n kristal) opgewek word na 'n hoër energie toestand en

(b) die stralings-opwekking na die grondtoestand deur die emissie van 'n foton met geskikte energie nadat 'n sekere tyd verloop het.

'n Verdere onderskeid tussen die verskillende tipes van luminessensie word ook op grond van die tydafhanklikheid van emissie gemaak. Aanvanklik is die term fluoressensie gebruik vir luminessensie wat slegs voorkom, terwyl opwekking voortduur. Luminessensie wat waarneembaar is, is fosforessensie genoem. 'n Onderskeid op grond hiervan is nie baie betekenisvol nie en daarom word die onderskeid

dikwels gedoen op grond van die temperatuur afhanklikheid van die luminessente vervaltyd. As die uitstraling die gevolg is van 'n spontane oorgang van die sisteem van 'n opgewekte energievlak E^1 na die grondvlak E^0 , sal die luminessensie eksponensieël verval met 'n vervaltyd wat bepaal word deur die waarskynlikheid van die oorgang tussen die twee toestande (figuur 2.4).



Figuur 2.4 Energie-vlakke van 'n sisteem.

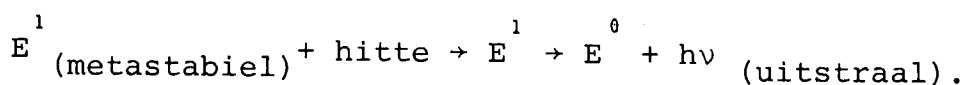
Die oorgangswaarskynlikheid is 'n intrinsieke karakteristieke van die luminessente senter en die luminessensie verval eksponensieël met tyd, en hierdie vervaltyd is

onafhanklik van temperatuur in die gebied waar die luminessensie doeltreffendheid hoog is. Hierdie tipe verval word fluoressensie genoem.

Die term fosforessensie word gebruik as die luminescente vervaltyd afhanklik is van die temperatuur, ook in die gebied waar die luminessensie doeltreffendheid hoog is.

In figuur 2.4 kan die situasie voorkom waar 'n atoom, molekule of 'n senter opgewek word na 'n energievlak E_1 (metastabiel), vanwaar dit nie kan terugkeer na die grondtoestand deur die uitstraling van 'n foton, omdat die oorgang E_1 (metastabiel) $\rightarrow E_0$ heeltemal of gedeeltelik verbode is deur die seleksie reëls. So 'n atoom, molekule of senter in 'n metastabiele energie toestand kan deur 'n hoeveelheid energie ΔE , waar

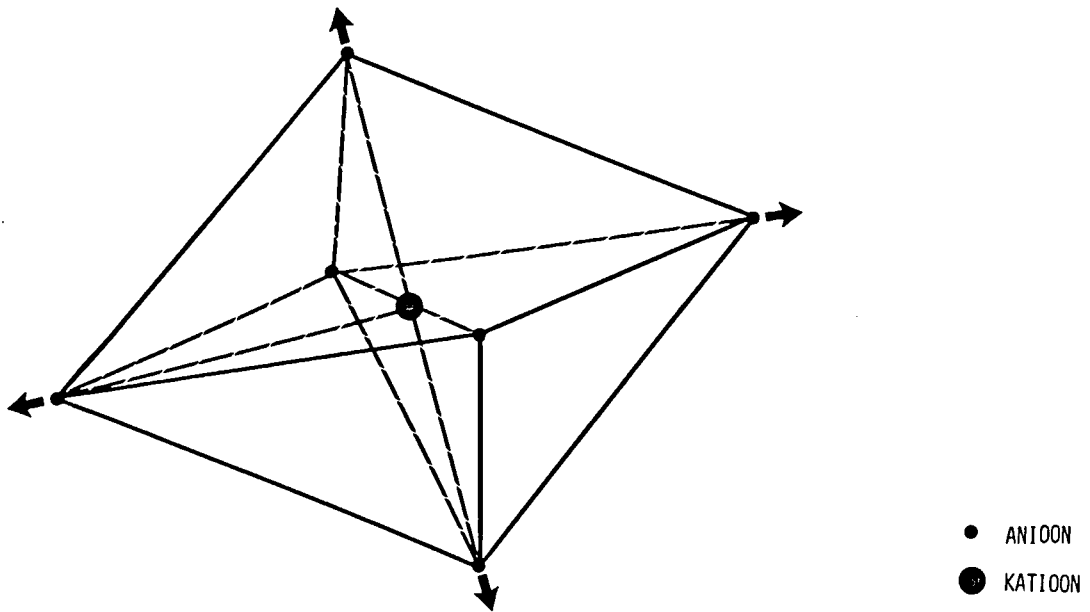
$\Delta E = E_1 - E_0$ (metastabiel) te absorbeer 'n stralings-oorgang van E_1 na E_0 ondergaan. Onder dié omstandighede sal die uitgestraalde lig 'n energie ΔE (uitstraal) $h\nu$, waar ΔE (uitstraal) $= E_1 - E_0$. As die sisteem se temperatuur verhoog word, sal die energie ΔE (geabsorbeer) teen 'n vinniger tempo voorsien word, en die fosforessensie sal helderder en die vervaltyd korter wees. Die verhoging in temperatuur sal dus 'n vinniger ontvolking van die metastabiele toestand tot gevolg $h\nu$, d.w.s.



Die verlaging in temperatuur sal dus die teenoorgestelde tot gevolg hê en daarom is die temperatuur afhanklikheid van die vervaltyd die belangrikste verskil tussen fosforessensie en fluoressensie.

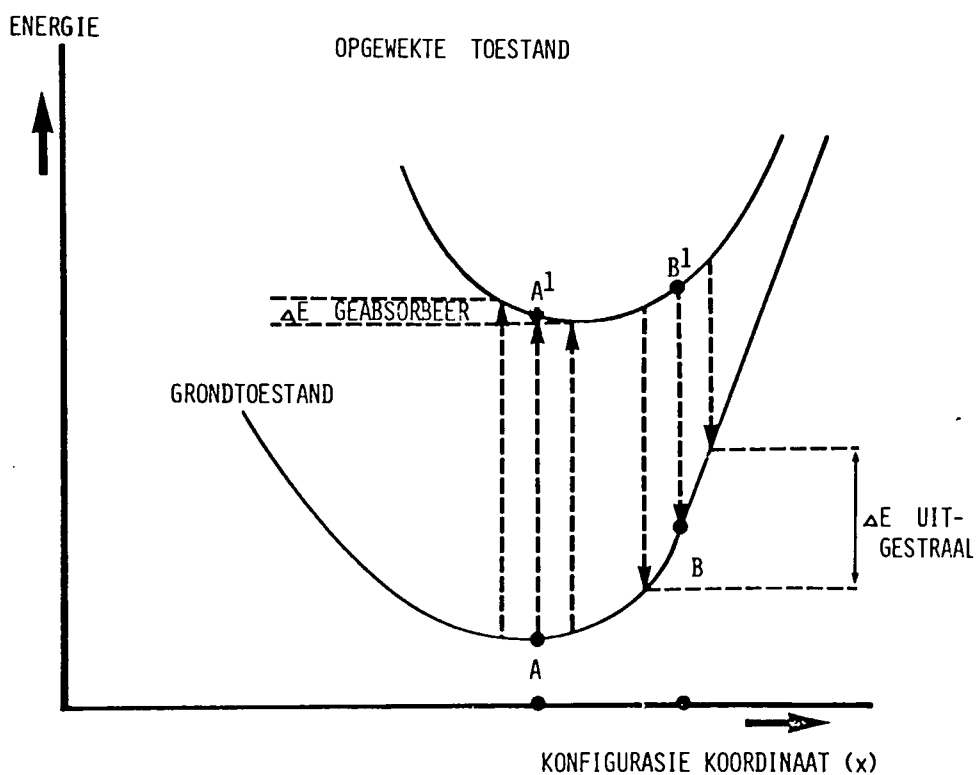
Van bostaande beskrywing is dit dus duidelik dat termoluminessensie - lig-uitstraling deur temperatuur stimulasie na opwekking - eerder 'n geval van fosforessensie is wat waargeneem word onder voorwaardes van uniforme verhoging in temperatuur.

Die "konfigurasie ko-ordinaat"-diagram word algemeen gebruik om die karakteristieke van 'n luminessente senter op te som. Sulke diagramme het ten doel om die potensiële energie van die verskillende elektroniese toestande van die senter in terme van 'n enkel-ko-ordinaat, wat die senter karakteriseer, weer te gee. As die senter 'n vibrerende diatomiese molekule is, sal die konfigurasie ko-ordinaat diagram identies wees aan die potensiële energie van die molekule in die grondtoestand en in die verskillende elektron opgewekte toestande, wat as 'n funksie van die interkerne afstand uitgeteken word. In dié geval sal die interkerne afstand die konfigurasie ko-ordinaat wees. In 'n meer komplekse senter, wat bestaan uit 'n sentrale positiewe onsuier ioon en sy naaste anioon bure in 'n vaste stof, is daar verskillende vibrasie-modes van so 'n senter moontlik. Een van hierdie modes is die sogenaamde radiale mode en word in figuur 2.5 getoon.



Figuur 2.5 Radiale vibrasie-mode van 'n luminessente senter.

In figuur 2.6 word die konfigurasie ko-ordinaat diagram van so 'n senter getoon.



Figuur 2.6 Skematiese konfigurasie ko-ordinaat diagram van 'n senter.

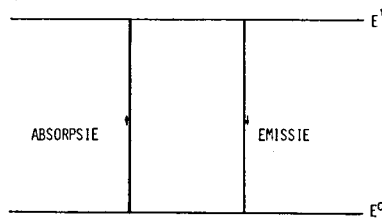
Die minimum in die onderste kurwe, wat die potensiële energie van die sisteem in sy grondtoestand beskryf, kom voor op die ewewig afstand tussen die sentrale ioon en sy naaste bure. By alle temperature bokant absolute zero, sal termiese vibrasies verplasings van die orde van kT van die ewewig posisie veroorsaak. Die boonste kurwe toon die potensiële energie van die eerste elektron opgewekte toestand van die senter. Omdat die interatomiese kragte in die opgewekte toestand oor die algemeen swakker is as dié in die grondtoestand, het die boonste kurwe 'n laer helling en sy minimum is ook verplaas ten opsigte van die grondtoestand se minimum.

Om die luminessente proses met die hulp van die diagram te beskryf, is die Franck-Condon beginsel belangrik. Die beginsel kom daarop neer dat elektron oorgange deur absorpsie of emissie van 'n foton in veel korter tyd-interval plaasvind as dié van kernbewegings. Die luminessente proses in die senter is dan as volg:

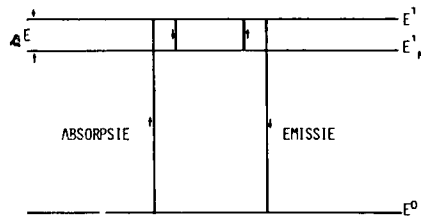
Absorpsie van 'n foton, $E_{\text{(absorpsie)}}$ wek die sisteem op van 'n punt A in die grondtoestand na 'n punt A^1 in die opgewekte toestand (figuur 2.6). Omdat die sisteem by A^1 nie in 'n ewewigskonfigurasie is nie, sal hy ontslae raak van die oormaat vibrasie-energie deur dit af te gee aan die naasliggende molekule, sonder enige uitstraling, en hierdeur na punt B^1 op kurwe gaan.

Die sisteem sal in die toestand bly vir 'n tydsbestek wat afhang van die waarskynlikheid van die optiese oorgang $B \rightarrow B$. Met dié oorgang word 'n foton, $E_{\text{(emissie)}}$, uitgestraal en die sisteem keer dan terug na die grondtoestand. Vanaf die voorstelling is dit duidelik dat die energie van die uitgestraalde foton minder is as die energie van die geabsorbeerde foton. Die uitgestraalde lig het dus 'n langer golflengte en dit vorm die basis van Stokes se wet.

Die skematiese onderskeid tussen fluoressensie en fosforessensie word in figuur 2.7 getoon.



(a)



(b)

Figuur. 2.7 (a) Fluoressensie (b) Fosforessensie.

Fluoressensie is die terugkeer na die grondtoestand deur spontane emissie (figuur 2.7 (a)). Fosforessensie word gekenmerk deur die bestaan van 'n metastabiele energievlak (E_m).

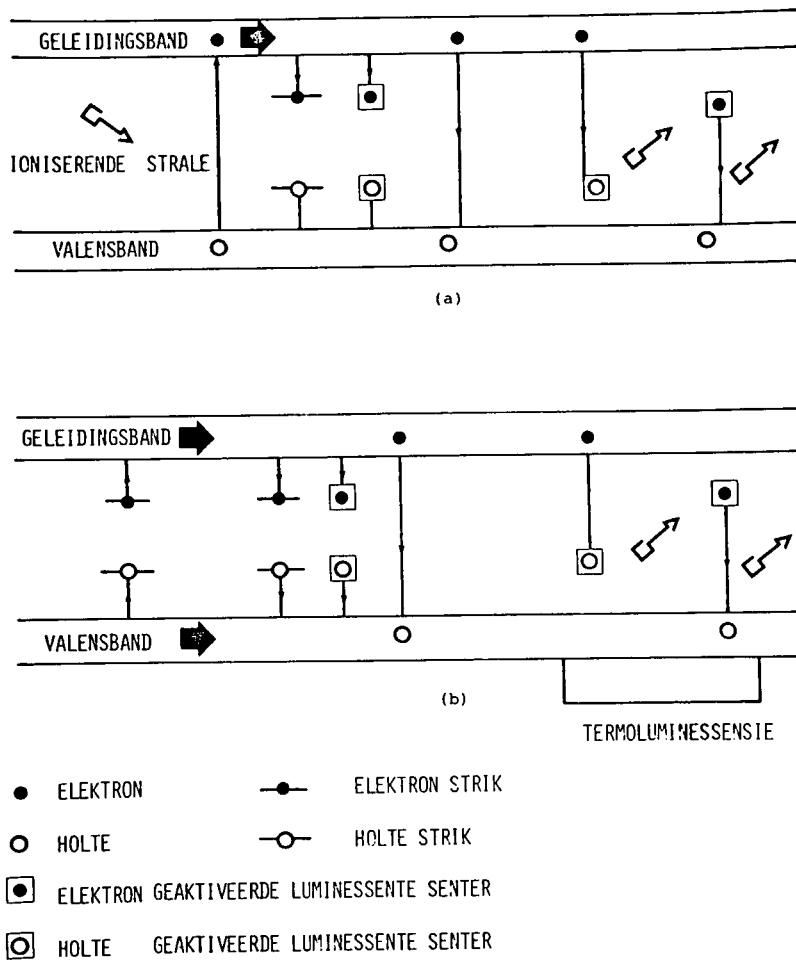
2.3 TERMOLUMINESSENSIE

Termoluminessensie is die stimulasie van liguitstraling deur die temperatuur te verhoog nadat die opwekkingsbron verwyder is. Termoluminessensie is dus 'n spesiale geval van fosforessensie. Tydens meeste termoluminessente eksperimente word die bestraling gedoen by 'n temperatuur waar die fosforessente intensiteit laag is (lang vervaltyd), en later word die temperatuur verhoog na 'n gebied waar die fosforessente intensiteit hoog is (baie kort vervaltyd) tot by 'n temperatuur waar al die senters termies uit hul metastabiele vlakke opgewek is. As hierdie energie, $(E^1 - E_m^1)$, voorsien word deur lig absorpsie bv. infrarooilig, dan word daarna verwys as opties stimulerende luminessensie.

In figuur 2.8 word termoluminessensie skematies geïllustreer in terme van die defek-eienskappe in alkali-halides. Die bestralingsproses word in figuur 2.8 (a) getoon. Die bestraling veroorsaak vrye elektrone en holtes. Hierdie elektrone is nou vry om deur die geleidingsband te beweeg. Die volgende moontlikhede kan met die elektrone gebeur:

- (i) Terugval na die valensband waar die elektron kan herkombineer met 'n holte. Hierdie herkombinasieproses kan óf gepaard gaan met uitstraling (fluoresensie) óf met geen uitstraling nie.
- (ii) Vasgevang word by 'n defek, dit wil sê in die metastabiele energietoestand E_m^1 .
- (iii) Vasgevang word deur 'n luminessente senter wat alreeds geaktiveer is deur holtes as 'n gevolg van die bestraling. Hierdeur word die senter gede-aktiveer en dit gaan gepaard met die uitstraling van lig. Hierdie proses word ook "radio-luminessensie" genoem en dit vorm die basis van sintillasie-tellers en dit kan ook gebruik word vir dosistempo-metings.

Soortgelyk kan holtes deur die valensband beweeg voordat dit vasgevang word by defekte, of herkombineer met elektrone of herkombineer met 'n elektron-geaktiveerde luminessente senter met die gepaardgaande uitstraling van lig.



Figuur 2.8 Termoluminessensie proses.

(a) Bestraling

(b) Verhitting.

Die effek van die daaropvolgende verhittingsproses word in figuur 2.8 (b) geïllustreer. Die elektrone wat vasgevang is in die metastabiele energievlak word nou genoeg termiese energie gegee sodat die elektrone ontsnap van die metastabiele vlak na die geleidingsband. Hier is die elektrone vry om te beweeg en die reeds genoemde drie moontlikhede kan met hul gebeur, nl.:

vasgevang word by defekte, terugval na valensband en dan herkombineer met 'n holte of herkombineer met 'n luminessente-senter waardeur 'n sekere hoeveelheid lig uitgestraal word. Die lig wat deur die laaste proses uitgestraal word, word "termoluminessensie" genoem. Op 'n soortgelyke manier kan holtes wat "vasgevang" is, termies losgemaak word om deur 'n valensband te migreer en ook bydra tot termoluminessensie wanneer die holte met 'n luminessente-senter herkombineer.

Van hierdie termoluminessente eienskappe van sekere stowwe word gebruik gemaak om blootstellingsdosisse of geabsorbeerde dosisse te meet. Die vereistes wat gestel word vir 'n stof om dit vir termoluminessensie dosismetings te gebruik is die volgende:

- (i) 'n Hoë konsentrasie elektron- of holte strikke.
- (ii) 'n Hoë doeltreffendheid van luminessensie wanneer die elektrone (of holtes) termies losgelaat word om te herkombineer.
- (iii) 'n Lang verblyf van die vasgevangene elektrone of holtes in die metastabiele toestand by normale werkstemperatuur.

- (iv) 'n Eenvoudige strik distribusie, by voorkeur 'n enkelvoudige tipe, omdat die interpretasie van die lesings dan vergemaklik word.
- (v) Die luminessensie-spektrum-distribusie moet aanpas by die detektor, wat gewoonlik 'n fotovermenigvuldigerbuis is wat blou-sensitief is. Luminessensie wat in die ultraviolet, blou of groen gebied val, word dus verkies.
- (vi) Stabiliteit van strikke, aktiveerders en die moederkristal teen bestraling, dit wil sê bestraling moet nie nuwe strikke of aktiveerders skep nie, maar dit ook nie vernietig nie.
- (vii) Afhangende van die doel waarvoor dit gebruik gaan word, kan nog 'n vereiste gestel word, nl. energie onafhanklikheid en onsensitief vir neutrone.

VERWYSINGS

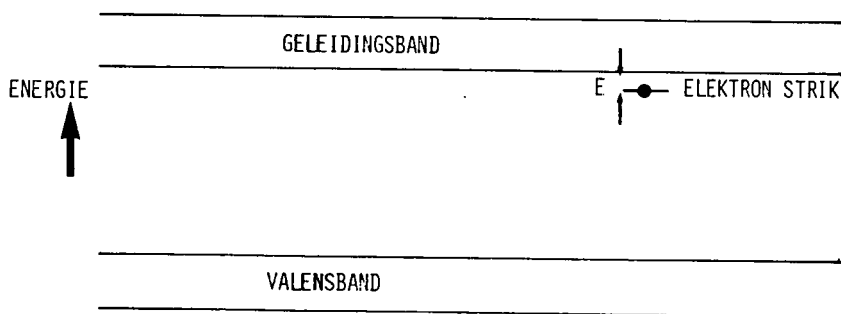
1. Curie, D. (1963). Luminescence in Crystals.
2. Amelinikx, S., et al (1969). Solid State Dosimetry.
3. Robertson, M.E.A. (1975). Identification and reduction of errors in Thermoluminescence Dosimetry Systems. Ph.D.
4. Cameron, J.R., et al (1967). Luminescence Dosimetry.

HOOFSTUK 3

DIE TEORIE VAN GLOEIKURWES VAN TERMOLUMINESSENSIE MATERIALE

3.1 WISKUNDIGE MODEL

Omdat termoluminessensie 'n spesiale geval van fosforesensie is, is dit slegs nodig om die fosforessensieproses van nader te beksou. Die termiese aktiveringsenergie E wat nodig is om 'n vasgevangene elektron (of holte) vry te laat, word die strik-diepte genoem. In figuur 3.1 word die eenvoudige enkelvoudige tipe strik getoon, waar E die diepte van die strik onder die geleidingsband is.



Figuur 3.1 Energie-diagram vir 'n enkelvoudige tipe elektronstrik.

Alhoewel slegs na elektronstikke verwys word in die afleidings wat volg, kan 'n soortgelyke benadering gevolg word vir holte-strikke. As τ die gemiddelde leeftyd van 'n elektron in die strik is, dan word die waarskynlikheid, p , per eenheidstyd dat 'n vasgevangene elektron kan ontsnap, gegee deur:

$$p = \frac{1}{\tau} = s \exp(-E/kT) \dots\dots\dots (3.1)$$

waar, E die strikdiepte is (gewoonlik in eV)

k is Boltzmann se konstante

T is die absolute temperatuur

en s is 'n faktor wat die dimensies van frekwensie het.

Hierdie faktor, alhoewel gewoonlik baie minder as die frekwensie van atoomvibrasies in 'n vaste stof, is verwant aan die frekwensie van atoomvibrasies. Daar word gewoonlik na s verwys as die frekwensiefaktor.

Die luminessensieintensiteit word bepaal deur die tempo waarteen elektrone vrygelaat word uit die strikke.

$$\begin{aligned} I(T) &= - \frac{dn}{dt} \\ &= np \\ &= ns \exp[-E/kT] \end{aligned}$$

As die verwarmingstempo konstant is, dan is

$$\beta = \frac{dT}{dt}$$

$$\therefore - \frac{dn}{dt} = - \frac{dn}{dt} \frac{dT}{dt}$$

$$= - \beta \frac{dn}{dt}$$

$$= n s \exp(-E/kT) \quad \dots (3.3)$$

Hierdie vergelyking staan bekend as die Arrhenius vergelyking.

Uit vergelyking (3.3) volg:

$$\frac{dn}{n} = -s \exp(-E/kT) dt$$

$$\text{Integreer: } \int \frac{dn}{n} = - \int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt$$

$$\ln n \Big|_{n_0}^n = - \int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt$$

$$\ln \frac{n}{n_0} = - \int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt$$

$$n = n_0 \exp \left[- \int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt \right]$$

$$n = n_0 \exp \left[- \int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt \right] \quad \dots (3.4)$$

waar n_0 die aantal gevulde strikke by $t=0$ is.

Uit vergelykings (3.2) en (3.3) volg:

$$I(T) = n s \exp(-E/kT)$$

$$I(T) = n_0 s \exp(-E/kT) \exp \left[-\int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt \right]$$

$$I(T) = n_0 s \exp(-E/kT) \exp \left[-\int_{T_0}^T \exp(-E/kT) \frac{dT}{\beta} \right] \dots (3.5)$$

'n Grafiek van $I(T)$ teen T uit vergelyking (3.5) word 'n gloeikurve genoem. Randall en Wilkins (1) het reeds in 1945 die idee van die gloeikurve gebruik. Vergelyking (3.5) is 'n eerste orde kinetika gloeikurve, omdat daar geen hervangs ("retrapping") voorkom nie.

In die geval waar daar wel hervangs voorkom, word daarna as tweede orde kinetika verwys en die intensiteit kan dan as volg afgelei word. Veronderstel daar is m_r elektronstrikke waarvan n gevul is en daar is verder n leë luminessensiesenters. Die waarskynlikheid (p') dat elektrone in die geleidingsband gevang kan word deur 'n leë luminessensiesenter is dus:

$$\begin{aligned} p' &= n / [m_r - n + n] \\ &= \frac{n}{m_r} \end{aligned} \dots (3.6)$$

Die intensiteit word egter gegee deur

$$\begin{aligned}
 I(T) &= - \frac{dn}{dt} = np'' \quad (p'' = p' \times p) \\
 &= \left(\frac{n^2}{m_r} \right) P \\
 &= \frac{n^2}{m_r} (s \exp(-E/kT))
 \end{aligned}$$

$$\frac{dn}{n^2} = - \frac{1}{m_r} (s \exp(-E/kT)) dt \quad \dots (3.7)$$

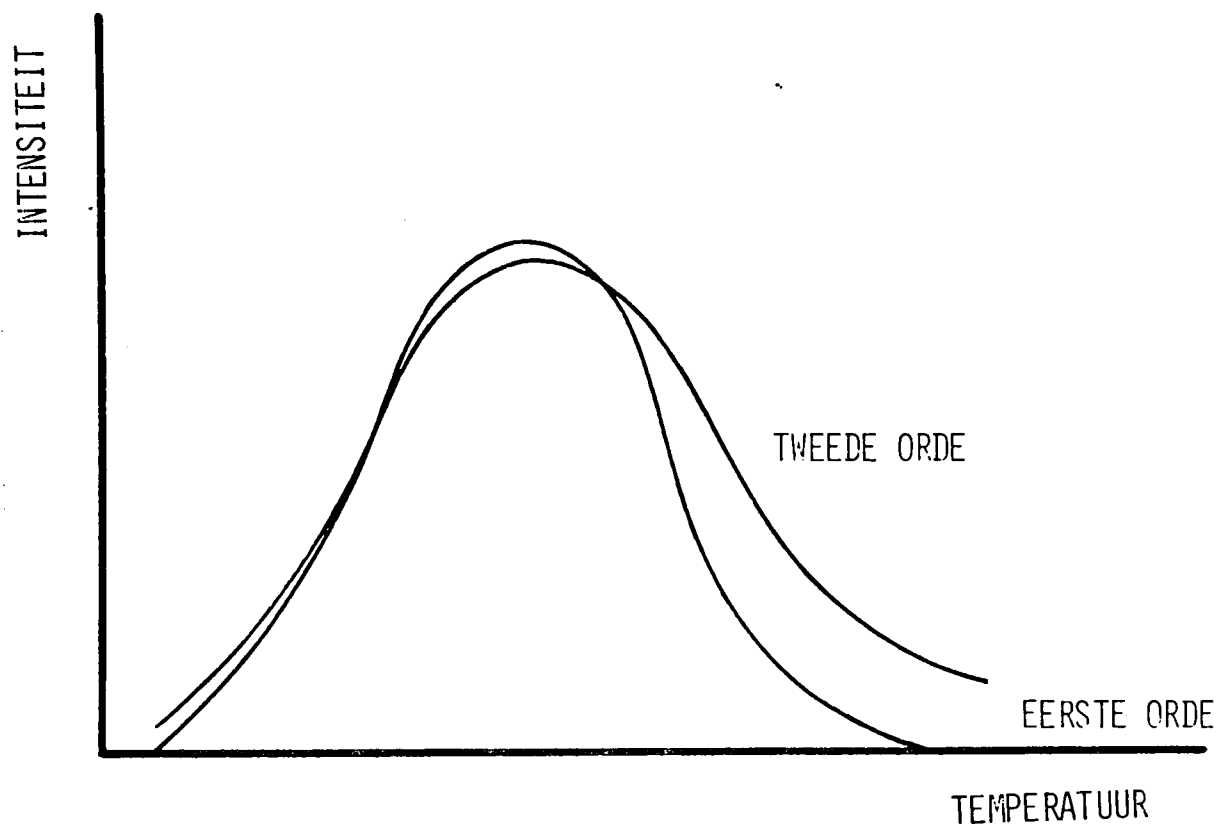
Integreer aan beide kante

$$\begin{aligned}
 \int_{n_0}^n \frac{dn}{n^2} &= - \frac{1}{m_r} \left(\int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt \right) \\
 \left[\frac{1}{n} \right]_{n=n_0}^{n=n} &= - \frac{1}{m_r} \left(\int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt \right) \\
 \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} &= \frac{1}{m_r} \left(\int_{T_0}^T s \exp(-E/kT) dt \right) \\
 n &= \frac{n_0}{1 + \frac{n_0}{m_r} \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT) dT} \quad \dots (3.8)
 \end{aligned}$$

Vervang vergelyking (3.8) in vergelyking (3.7)

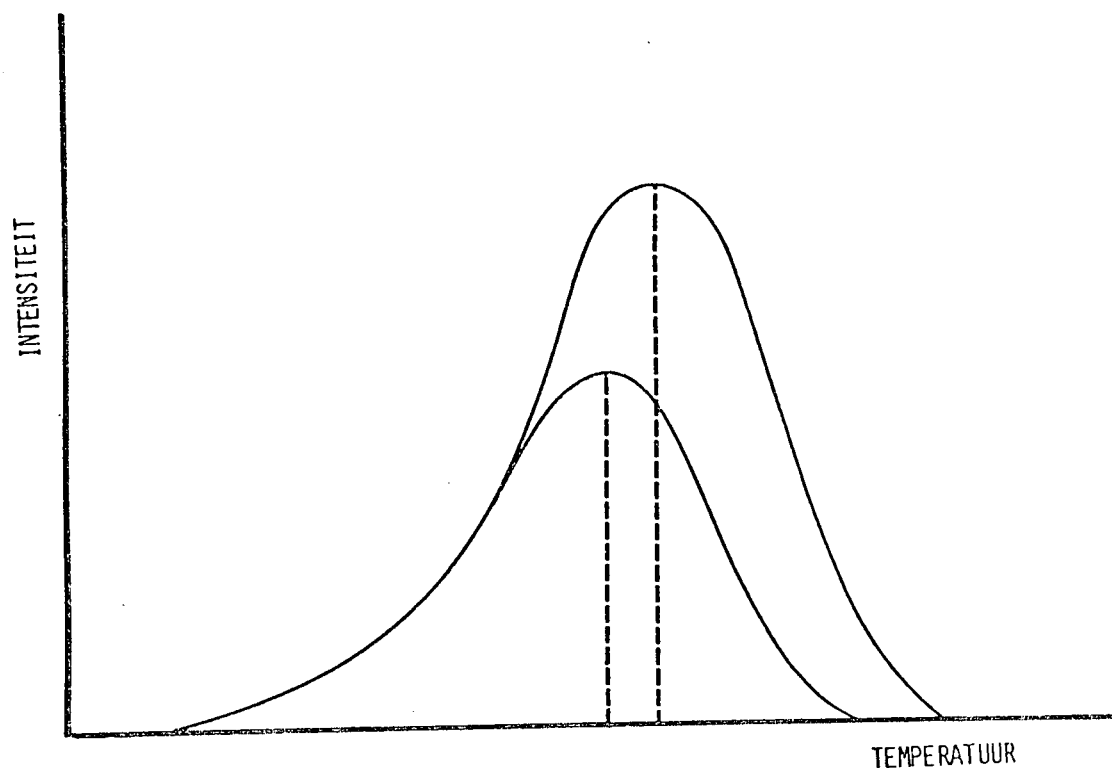
$$\begin{aligned}
 I(T) &= \frac{n_0^2}{\left[1 + \frac{n_0}{m_r} \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT) dT \right]^2} \left[\frac{1}{m_r} s \exp(-E/kT) \right] \\
 &= \frac{n_0^2 s \exp(-E/kT)}{m_r \left[1 + \frac{n_0}{m_r} \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT) dT \right]^2} \quad \dots (3.9)
 \end{aligned}$$

Deur numeriese integrasie van vergelykings (3.5) en (3.8) kan die eerste- en tweede orde gloeikurve vir gegewe waardes van E, s en β bepaal word. Die verskil in gloeikurve tussen eerste- en tweede orde kinetika word in figuur 3.2 getoon.



Figuur 3.2 Die verskil tussen eerste- en tweede orde kinetika.

Die maksimum temperatuur van so 'n gloeikurve is afhanklik van die verwarmingstempo β . In figuur (3.3) word die numeriese integrasie van vergelyking (3.5) getoon vir drie verskillende verwarmingstempo's en vir waardes van E en s , onderskeidelik gelyk aan 1,25 eV en $8 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$.



Figuur 3.3 Effek van verskillende verwarmingstem-
po's op die gloeipiek.

3.2 BEPALING VAN DIE AKTIVERINGSENERGIE (E) EN DIE FREKWENSIEFAKTOR (S).

Daar bestaan verskillende metodes van die aktive-
ringsenergie E en die frekwensiefaktor s te bepaal.
Die beskrywing wat volg het slegs betrekking op eer-
ste orde kinetika, met ander woorde, geen hervangs.
Drie verskillende metodes sal bespreek word.

3.2.1 BEPALING VAN MAKSIMUM TEMPERATUUR

Met hierdie metode deur Hoogenstraaten (2) voorgestel, word die maksimum temperatuur, T_m bepaal vir verskillende verwarmingstempo's.

Vanaf vergelyking (3.5) volg:

$$I(T) = n_0 s \exp(-E/kT) \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT) dT \right]$$

$$I(T) = n_0 s \exp \left[-E/kT - \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT) dT \right]$$

$$\text{Stel } x = -E/kT - \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT) dT$$

$$\frac{dx}{dT} = E/kT^2 - \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT)$$

Vir maksimum moet $\frac{dI}{dT} = 0$ wees.

$$\frac{dI}{dT} = \frac{dI}{dx} \frac{dx}{dT} = 0$$

$$n s \exp(x) \left[E/kT_m^2 - \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT_m) \right] = 0$$

Hieruit blyk dat

$$E/kT_m^2 - \frac{s}{\beta} \exp(-E/kT_m) = 0$$

$$\beta E/kT_m^2 = s \exp(-E/kT_m)$$

$$\frac{T_m^2}{\beta} = E/ks \left[\exp(E/kT_m) \right]$$

$$\ln \left(\frac{T_m^2}{\beta} \right) = E/kT_m + \ln(E/ks) \quad \dots (3.10)$$

Deur 'n grafiek van $\ln \left(\frac{T_m^2}{\beta} \right)$ teen $\frac{1}{T_m}$ te trek, sal 'n reguit lyn verkry word met helling E/k en afsnypunt

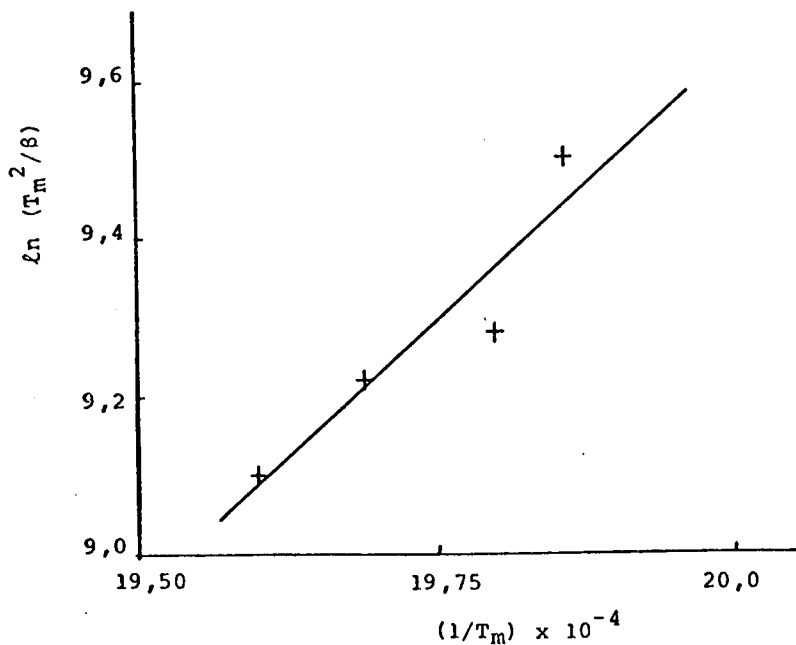
gelyk aan $\ln(E/ks)$. Hieruit kan E en s se waardes verkry word. Die waardes soos bepaal vir LiF poeier word in Tabel 3.1 gegee :

TABEL 3.1

EKSPERIMENTELE WAARDES VIR MAKSIMUM TEMPERATUUR

T_m (K)	β (K/s)	T_m^2/β	$\ln(T_m^2/\beta)$	$1/T_m$ (K^{-1}) $\times 10^{-4}$
503,5	19	13342,7	9,50	19,86
505	23,8	10715,3	9,28	19,80
508	25,5	10120,1	9,22	19,69
510	29	8968,9	9,10	19,60

In figuur 3.4 is 'n grafiek getrek van $\ln(T_m^2/\beta)$ teen $1/T_m$. Vanaf die helling en die afsnypunt van die grafiek, is die waardes van E en s onderskeidelik bepaal. Die waardes wat verkry is, is $E = 1,17$ eV en $s = 6 \times 10^{11} s^{-1}$.



Figuur 3.4 Grafiek van $\ln(T_m^2/\beta)$ teen $1/T_m$.

3.2.2 ISOTHERMIESE VERVAL

Met analyses wat gebaseer is op die eerste metode, kan die vorm van die gloeikurve beïnvloed word deur pieke wat oorvleuel, verandering in kwantum-doeltreffendheid asook deur die emissie-spektra. In die metode word die termoluminessensie materiaal na blootstelling by verskillende konstante temperatuur gestoor en die vervalkurwe by die temperatuur word bepaal. Hierdie metode word ook deur Townsend, Clark en Levy (3) beskryf. Vir die eerste orde kinetika sonder 'n temperatuur verandering, kan vergelyking (3.5) as volg geskryf word:

$$\begin{aligned}
 I(T) &= n_0 s \exp(-E/kT) \exp \left[-\int_0^t \exp(-E/kT) dt \right] \\
 &= n_0 s \exp(-E/kT) \exp \left[-s \exp(-E/kT) \int_0^t dt \right] \\
 &= n_0 s \exp(-E/kT) \exp \left[-st \exp(-E/kT) \right] \\
 \ln I(T) &= -st \exp(-E/kT) - E/kT + \ln(n_0 s) \quad \dots (3.11)
 \end{aligned}$$

Die helling van 'n grafiek van $\ln I(T)$ teen t word gegee deur:

$$m_1 = s \exp(-E/kT_1) \quad \dots (3.12)$$

Net so volg vir 'n tweede temperatuur (T_2) dat die helling gegee word deur:

$$m_2 = s \exp(-E/kT_2) \quad \dots (3.13)$$

Uit vergelykings (3.12) en (3.13) volg:

$$\ln \left(\frac{m_1}{m_2} \right) = -E/k \left(1/T_1 - 1/T_2 \right) \quad \dots (3.14)$$

Hieruit kan die aktiveringsenergie (E) bepaal word, terwyl die frekwensiefaktor (s) dan uit enige van vergelykings (3.12) of (3.13) verkry kan word.

Die LiF-poeier is verdeel, by 3 verskillende temperature gestoor en die verval daarvan gemeet, nadat dit aan straling blootgestel is.

Vanaf die vervalte kon die halfleeftyd van verskillende temperature van die hoofgloeipiek bepaal word, soos aangedui in Tabel 3.2

TABEL 3.2

TEMPERATUUR TEEN HALFLEEFTYD VAN LiF

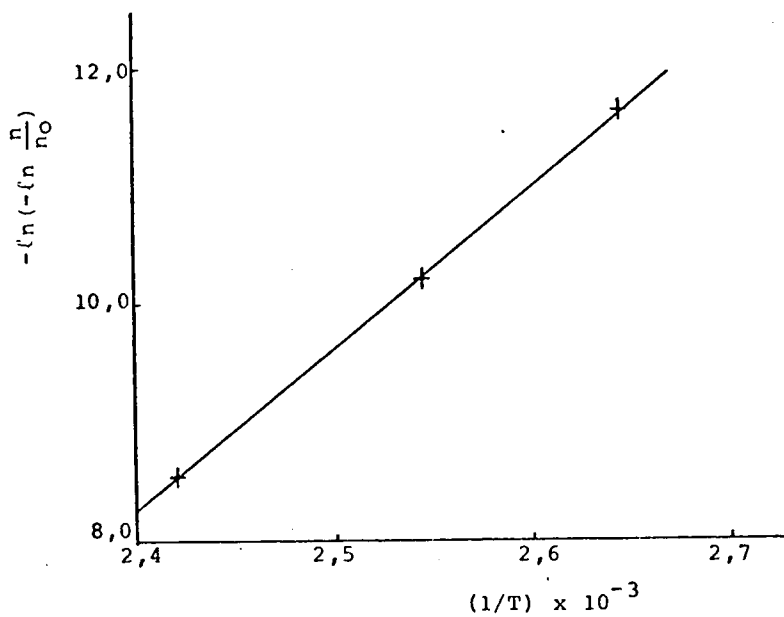
TEMPERATUUR	HALFLEEFTYD (h)
105°C (378K)	21,6
120°C (393K)	5,3
140°C (413K)	0,99.

'n Grafiek van $-\ln(-\ln \frac{n}{n_0})$ teen $\frac{1000}{T}$ (Figuur 3.5) is vanaf data in tabel 3.3 getrek.

TABEL 3.3

EKSPERIMENTALE WAARDES VIR LiF

$\frac{1000}{T}$	$-\ln(-\ln \frac{n}{n_0})$
2,645	11,63
2,545	10,22
2,421	8,55

Figuur 3.5 Grafiek van $-\ln(-\ln \frac{n}{n_0})$ teen $\frac{1}{T}$

Die waardes vir E en s is bepaal, nl.:

$$E = 1,20 \pm 0,5 \text{ eV}$$

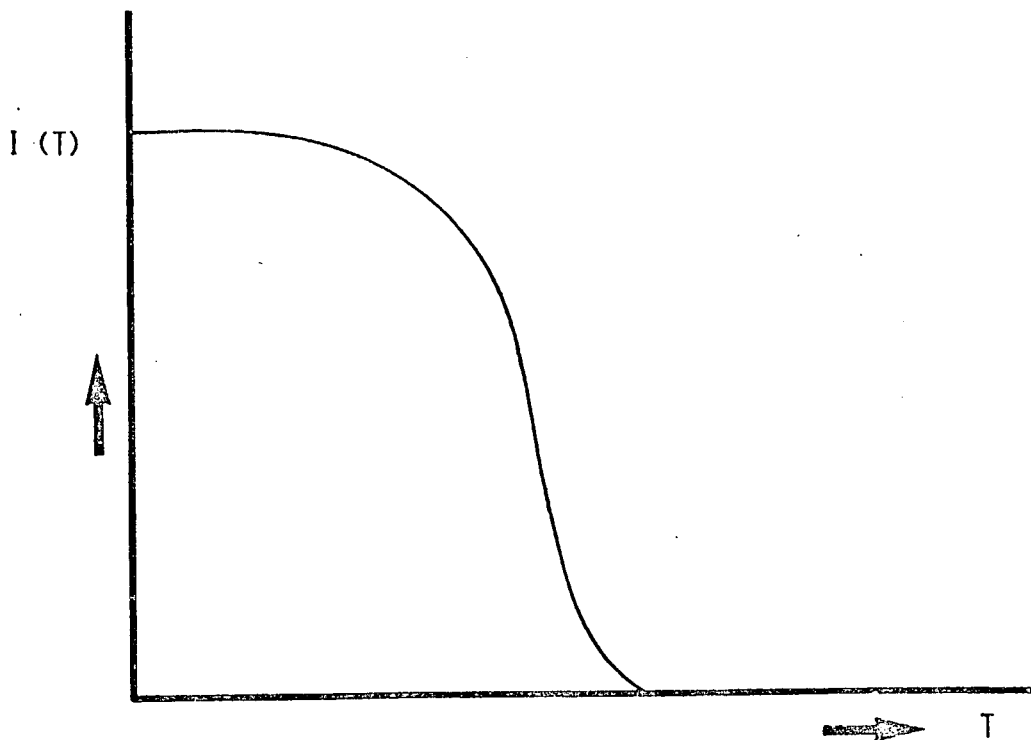
$$s = (0,5 - 8) \times 10^{11} \text{ s}^{-1}.$$

3.2.3 ANALITIESE METODE

Hierdie metode is vir eerste orde kinetika met 'n lineêre verwarmingstempo, en is afgelei deur Holzapfel en Krystek (4). As I_L die oombliklike termoluminesensie-telling op die elektroniese teller is en I_0 is die finale pulssom, dan word die integrale gloeikurve gegee deur:

$$I(T) = \frac{I_0 - I_L(T)}{I_0} \quad \dots (3.15)$$

'n Grafiek van $I(T)$ teen T word in figuur 3.6 getoon.



Figuur 3.6 Integrale gloeikurve.

Die gloeikurve van vergelyking (3.15) word gegee deur:

$$\frac{dI(T)}{dT} = - \frac{1}{I_0} \frac{dI_L(T)}{dT} \quad \dots (3.16)$$

In die eenvoudigste geval kan die gloeikurve beskryf word, deur 'n eerste orde differensiaal vergelyking van die Randall-Wilkins gloeikurve tipe, nl.

$$\frac{dI(T)}{dT} = - AI(T) \exp(-E/kT) \quad \dots (3.17)$$

$$- \frac{1}{A} \frac{dI(T)/dT}{I(T)} = + \exp(-E/kT) \quad \dots (3.18)$$

$$\ln \left[- \frac{1}{A} \frac{dI(T)/dT}{I(T)} \right] = -E/kT \quad \dots (3.19)$$

Deur gebruik te maak van die volgende identiteit

$$\frac{dI(T)/dT}{I(T)} = \frac{d}{dT} \ln I(T)$$

word vergelyking (3.19)

$$\ln \left[- \frac{1}{A} \frac{d}{dT} \ln I(T) \right] = -E/kT \quad \dots (3.20)$$

'n Verdere temperatuur afgeleide van vergelyking (3.20) gee dan;

$$\frac{d}{dT} \ln \left[- \frac{1}{A} \frac{d}{dT} \ln I(T) \right] = E/kT^2 \quad \dots (3.21)$$

Maar;

$$\frac{d}{dT} \ln \left[- \frac{1}{A} f(T) \right] = \frac{d}{dT} \ln (- f(T))$$

en dan verander vergelyking (3.21) na

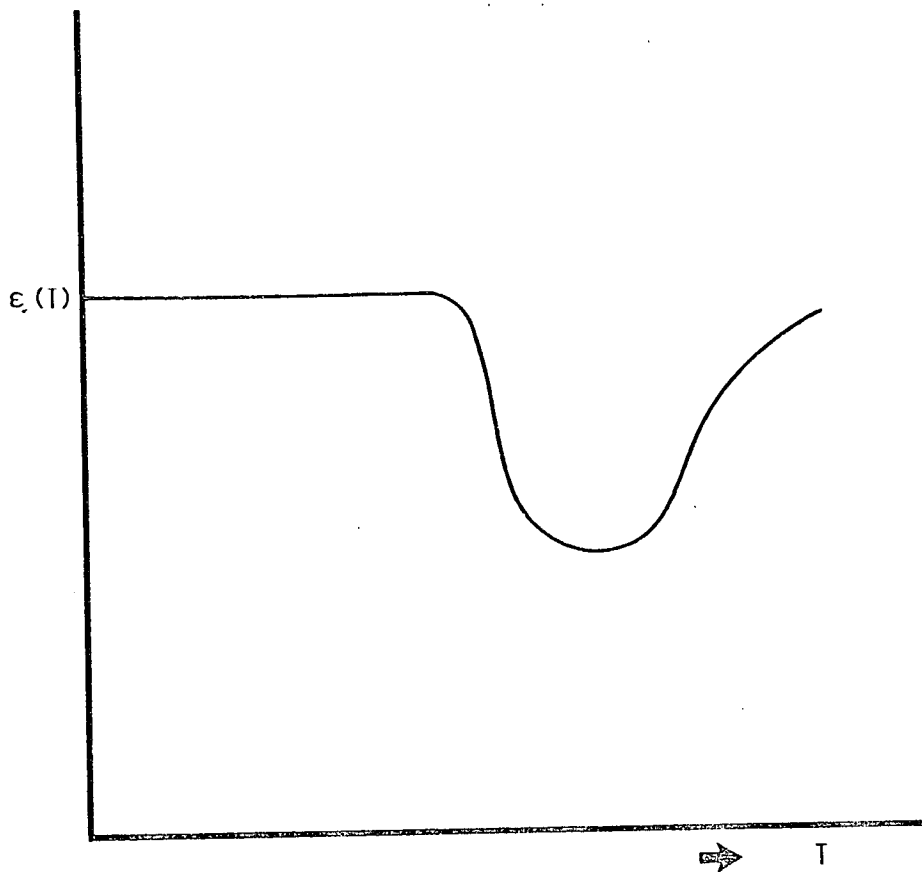
$$\frac{d}{dT} \ln \left[- \frac{d}{dT} \ln I(T) \right] = E/kT^2$$

$$E = kT^2 \frac{d}{dT} \ln \left[- \frac{d}{dT} \ln I(T) \right] \quad \dots (3.22)$$

Die aktiveringsenergie E kan dus verkry word deur die wiskundige verwerking toe te pas op die integrale gloeikurve van vergelyking (3.15), wat verkry word vanaf 'n eksperiment. In die algemeen sal die verwerking nie 'n konstante energie E tot gevolg hê nie, maar 'n temperatuur afhanklike energiefunksie ϵ .

Die frekwensiefaktor s kan bereken word uit die differensiaalvergelyking (3.17.), waar $A = \frac{s}{\beta}$ en die gemiddelde waarde van ϵ en T_{maks} .

'n Voorbeeld van die variasie van ϵ met temperatuur word in figuur 3.7 getoon.



Figuur 3.7 Grafiek om die variasie van energie-funksie ϵ met T te illustreer.

3.3 VERBAND TUSSEN TERMOLUMINESSENSIE-INTENSITEIT EN BLOOTSTELLING

As N die totale aantal strikke is by enige R en L is die aantal gevulde strikke by dié R , dan volg, volgens Cameron et al (5)

$$\frac{dN}{dR} = \alpha (N_f - N) \quad \dots (3.23)$$

en

$$\frac{dL}{dR} = \beta (N - L)$$

... (3.24)

waar α die waarskynlikheids konstante is vir die skeping van strikke, β is die waarskynlikheids konstante vir die vulling van strikke en N_f is die maksimum aantal strikke.

Uit vergelyking (3.23) volg:

$$\frac{dN}{dR} + \alpha N = \alpha N_f$$

Vermenigvuldig beide kante met die integrasiefaktor $e^{\alpha R}$, dan volg:

$$e^{\alpha R} \frac{dN}{dR} + \alpha N e^{\alpha R} = \alpha N_f e^{\alpha R}$$

$$\frac{d}{dR} (N e^{\alpha R}) = \alpha N_f e^{\alpha R}$$

Integreer:

$$N e^{\alpha R} = N_f e^{\alpha R} + k, \quad \dots (3.25)$$

Om die konstante, k , te bepaal, moet

$$N = N_0 \text{ as } R = 0.$$

$$N_0 = N_f + k,$$

$$k = N_0 - N_f$$

Vervang k , se waarde in vergelyking (3.25)

$$N e^{\alpha R} = N_f e^{\alpha R} + N_0 - N_f$$

$$N = N_0 e^{-\alpha R} + N_f (1 - e^{-\alpha R}) \quad \dots (3.26)$$

Vervang hierdie waarde van N in vergelykings (3.24)

$$\frac{dL}{dR} = \beta [N e^{-\alpha R} + N_f (1 - e^{-\alpha R}) - L]$$

$$\frac{dL}{dR} + \beta L = N_0 e^{-\alpha R} + N_f (1 - e^{-\alpha R})$$

Vermenigvuldig met $e^{\beta R}$ aan beide kante, en dan volg:

$$\frac{d}{dR} (L e^{\beta R}) = \beta N_0 e^{(\beta-\alpha)R} + \beta N_f e^{\beta R} - \beta N_f e^{(\beta-\alpha)R}$$

Integreer:

$$L e^{\beta R} = \frac{\beta}{\beta-\alpha} N_0 e^{(\beta-\alpha)R} + N_f e^{\beta R} - \frac{\beta}{\beta-\alpha} N_f e^{(\beta-\alpha)R} + k_2$$

Om k_2 te bepaal moet $L = 0$ wees as $R = 0$.

$$0 = \frac{\beta}{\beta-\alpha} N_0 + N_f - \frac{\beta}{\beta-\alpha} N_f + k_2$$

$$k_2 = \frac{1}{\alpha-\beta} [\beta N_0 + (\beta-\alpha) N_f - \beta N_f]$$

$$L e^{\beta R} = \frac{\beta}{\beta-\alpha} N_0 e^{(\beta-\alpha)R} + N_f e^{\beta R} - \frac{\beta}{\beta-\alpha} N_f e^{(\beta-\alpha)R}$$

$$+ \frac{1}{\alpha-\beta} [\beta N_0 + (\beta-\alpha) N_f - \beta N_f]$$

$$\begin{aligned}
L &= \frac{\beta}{\beta-\alpha} N_0 e^{-\alpha R} + N_f - \frac{\beta}{\beta-\alpha} N_f e^{-\alpha R} + \frac{e^{-\beta R}}{\alpha-\beta} [\beta N_0 + (\beta-\alpha) N_f - \beta N_f] \\
&= \frac{\beta N_0}{\alpha-\beta} [e^{-\beta R} - e^{-\alpha R}] + \frac{N_f}{\alpha-\beta} [\beta e^{-\alpha R} + (\beta-\alpha) e^{-\beta R} - \beta e^{-\beta R} + \alpha - \beta] \\
&= \frac{\beta N_0}{\alpha-\beta} [e^{-\beta R} - e^{-\alpha R}] + \frac{N_f}{\alpha-\beta} [\alpha(1 - e^{-\beta R}) - \beta(1 - e^{-\alpha R})] \\
&\dots (3.27)
\end{aligned}$$

3.4 UITDOWING VAN GLOEIPIEK NA BLOOTSTELLING:

Die aantal gevange elektrone verminder met tyd as die fosforesserende materiaal gestoor word na blootstelling. As n die aantal gevange elektrone in 'n monster, wat by 'n konstante temperatuur T is, sal n verminder met tyd, t , as volg:

$$\frac{dn}{dt} = -pn$$

$$\frac{dn}{n} = -p dt$$

Integrasie lewer

$$n = n_0 e^{-pt} \dots (3.28)$$

Die halfleeftyd van verskillende materiale word gegee deur:

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{0,693}{p} \quad \dots (3.29)$$

Hierdie verval of uitdowing van termoluminessensie word by hoër temperature verhoog.

VERWYSINGS

1. Randall, J.T., et al (1945). Proc. Roy. Soc. A184.
2. Hoogenstraaten, W. (1958). Philips Res. Rept. 13.
3. Townsend, P.D., et al (1967). Phys. Rev. 155 nr. 3.
4. Holzapfel, G., et al (1976]. Phys. Stat. sol (a) 37.
5. Cameron, J.R., et al (1967). Luminescence Dosimetry.
6. Johns, T.F., et al (1970). Development of TLD Systems at AEE Winfrith.

HOOFSTUK 4

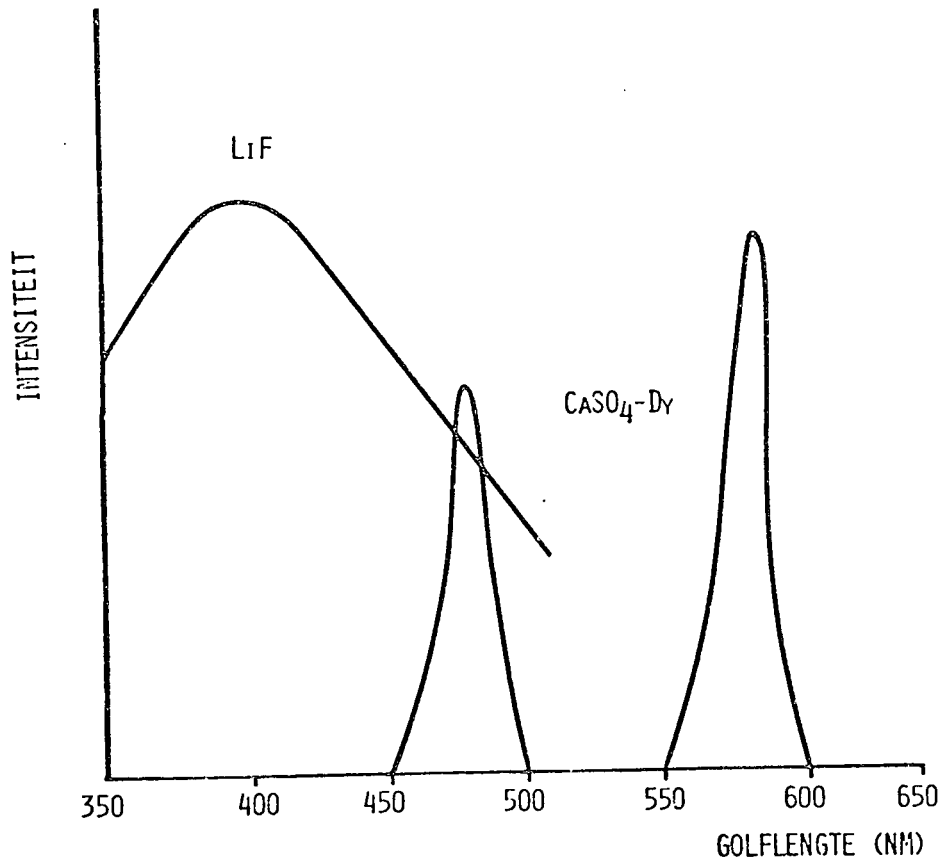
DIE WERKING VAN DIE TERMOLUMINESSENSIE

APPARAAT EN DOSIMETERS

Die twee belangrikste komponente van 'n apparaat vir termoluminessensie dosismetings is die ligmetingsstelsel en die verhittingsstelsel van die dosimeters. Baie van die probleme van hierdie uitlees-apparaat kan die beste met behulp van gloeikurwes opgelos word. Vir analitiese probleme is die gelyktydige registrering van gloeikurwes, die integraal van die gloeikurve en die temperatuur van die dosimeters 'n vereiste.

4.1 DIE LIG METINGSISTEEM

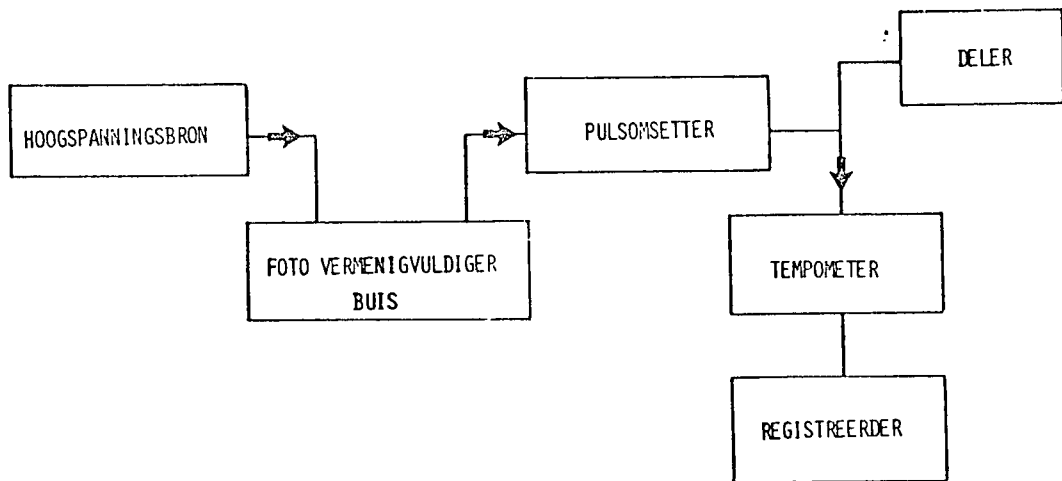
Enige studie van gloeikurwes is afhanklik van die spektraal reaksie van die ligdetektor, wat so uniform as moontlik oor 'n reeks van golflengtes van belang moet wees. In figuur 4.1 word die emissiespektra van LiF en $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$ gegee.



Figuur 4.1 Emissie-spektra van LiF en CaSO₄:Dy.

Volgens Robertson (1) is die ligintensiteit wat met 'n dosis van 10^{-6} - 10^{-8} Gy (10^{-4} - 10^{-6} rad) ooreenstem, aan die orde van 10^{-14} tot 10^{-4} lm, dit wil sê naastensy 10^2 tot 10^{12} fotone per sekond per sterradiaal vir fotone met 'n golflengte van 450 nm. Die enigste lig-detektor wat in staat is om hierdie intensiteit-gebied te dek, is 'n foto-vermenigvuldigerbuis. By hoër intensiteite kan fotodiodes ook doeltreffend gebruik word.

Daar is drie moontlike praktiese ligmeting sisteme wat van fotovermenigvuldigerbuisse gebruik maak, nl. digitale meting, analoogmeting en fotontelling. Die digitale telling-metode word algemeen verkies, omdat dit elektronies eenvoudiger is en tog wel die gelyktydige meting van beide geïntegreerde lesings en gloeikurwes kan doen. In figuur 4.2 word 'n blokdiagram van so 'n digitale meting gegee.



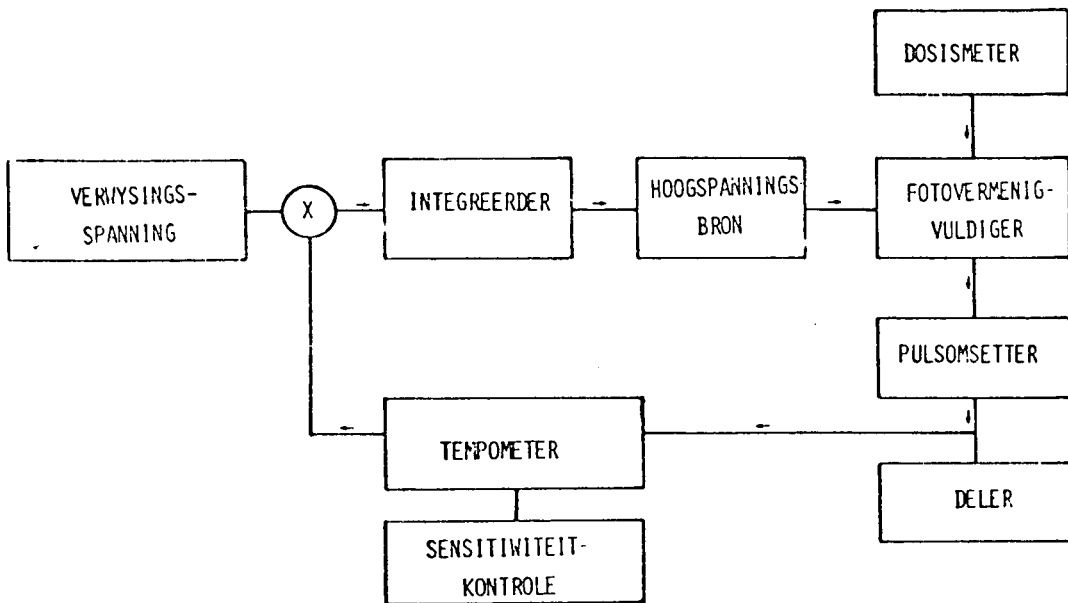
Figuur 4.2 Blokdiagram van digitale meting.

Een van die belangrikste komponente van die ligmeting-sisteem is die fotovermenigvuldigerbuis. Die meeste

fotovermenigvuldigerbuis is ideaal vir die meting van die ligopbrengs van LiF, omdat die beste kwantum doeltreffendheid voorkom by 'n golflengte wat naby die emissie golflengte (400 nm) van LiF is. Om die sein-tot-geraas-verhouding te verhoog, kan gebruik gemaak word van optiese filters wat termiese straling verwyder. Filters wat alle strale met 'n golflengte langer as 700 nm verwyder, word algemeen gebruik. Die algehele sensitiwiteit van 'n fotovermenigvuldigerbuis is 'n funksie van die kwantum doeltreffendheid van die fotokatode, van die versterking van die dinode en ook van 'n aantal ander veranderlikes, byvoorbeeld die verandering in hoogspanning; die verandering in temperatuur en verder word die sensitiwiteit ook geaffekteer deur magnetiese- en elektrostatiese velde.

Die waarneming van 'n sein in die afwesigheid van enige opwekking deur lig, word die donkerstroom genoem. Om die variasie in die lesings vir dosismeter-agtergrond 'n minimum te maak, moet die donkerstroom so laag as moontlik wees. Die hoofbydrae tot hierdie donkerstroom is termiese emissie en dit kan aansienlik verminder word deur die fotobuis af te koel.

In figuur 4.3 word 'n blokdiagram van die ligsensitiewiteitskontrole sisteem gegee.



Figuur 4.3 Blokdiagram van ligsensitiwiteitskontrole
sisteem (Robertson (1)).

Die fotovermenigvuldigerbuis, 'n bialkali-fotokatode, lewer 'n stroom eweredig aan die hoeveelheid lig wat daarop inval. Hierdie stroom word omgesit in 'n reeks pulse deur die lading-tot-pulsomsetter waar hierdie pulse dan na die deler gaan.

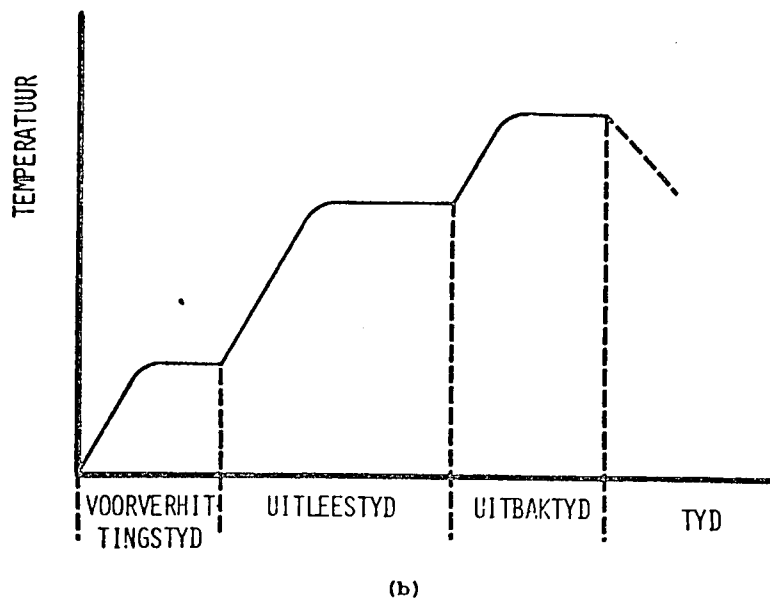
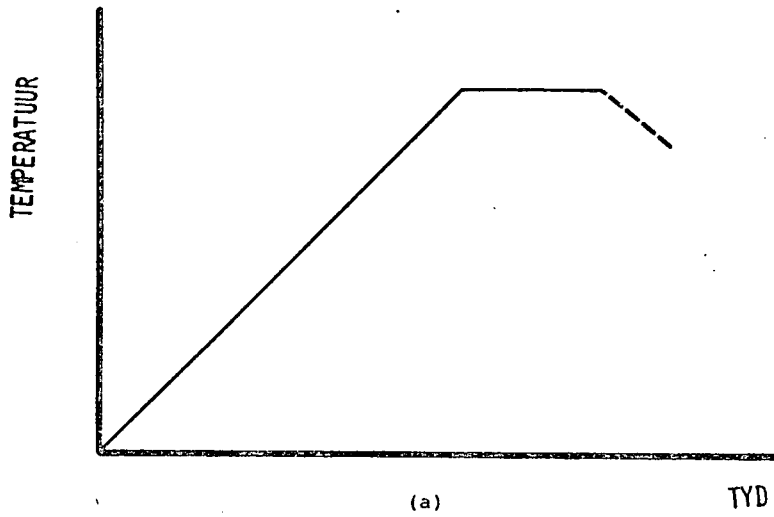
4.2 VERHITTINGSISTEEM

Termoluminessente materiale, wat blootgestel word aan ioniserende strale, se atome verkeer in 'n opgewekte

energie toestand. Met die toevoeging van genoegsame energie sal hierdie atome weer terugkeer na hul grondtoestand met gepaardgaande uitstraling van ligkwanta met 'n frekwensie wat eweredig is aan die verskil in die twee energie-vlakke. In die "uitlees"-apparaat word energie in die vorm van warmte gebruik om die atome uit hulle metastabiele toestand te kry. Basies word daar twee tipe verhittingsiklusse gebruik nl.

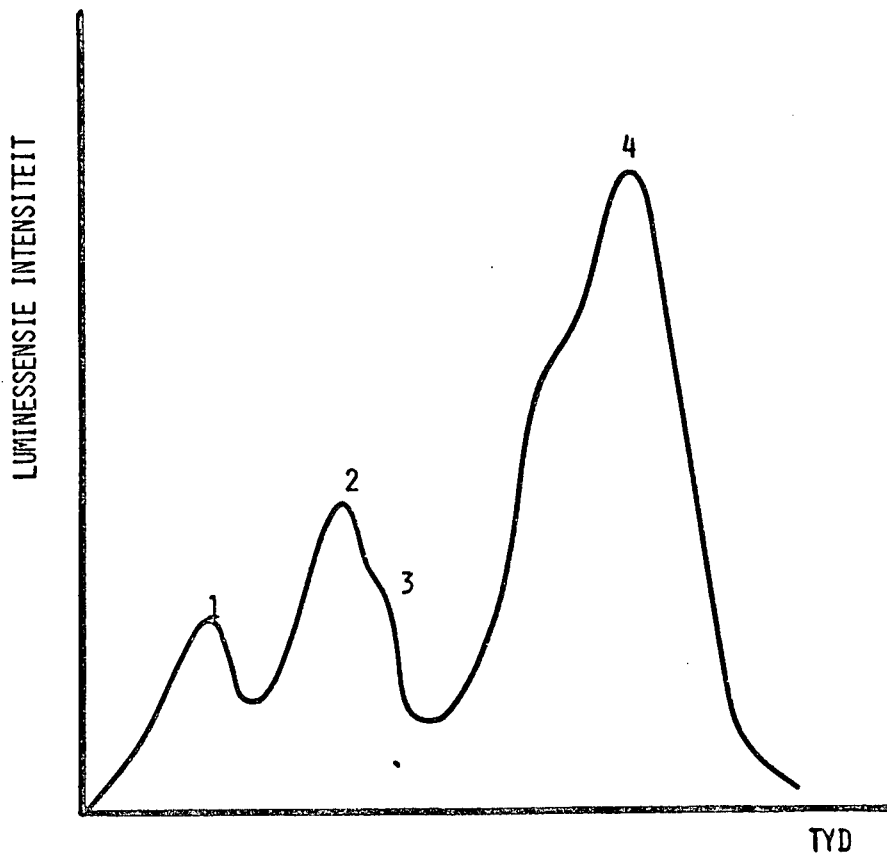
- (i) 'n Siklus wat berus op 'n veranderbare lineêre verhittingstempo tot by 'n vooraf gekose maksimum temperatuur en
- (ii) 'n Siklus wat bekend staan as 'n multi-plato-verhittingsiklus.

Hierdie siklus bestaan uit 'n aanvanklike vinnige verhittingstempo tot by 'n gegewe temperatuur wat vir 'n sekere tyd gehandhaaf word. Die volgende twee stappe is 'n veranderbare verhittingstempo tot by 'n vooraf gekose temperatuur. In figuur 4.4 word die twee tipes siklusse grafies voorgestel.



Figuur 4.4 (a) Lineêre verhittingsiklus en
(b) Multi-plato-verhittingsiklus.

In figuur 4.5 word 'n tipiese gloeikurwe van LiF-teflon-dosismeter met 30% fosfor getoon.



Figuur 4.5 Gloeikurwe van LiF-7-teflon dosismeter in die vorm van 'n skyfie.

Die pieke 1, 2 en 3 in figuur 4.5 word die lae temperatuur pieke genoem. Vir dosismetings is die hoofpiek, 4, belangrik en die ligintensiteit moet dus slegs geïntegreer word oor dié piek. 'n Onderste temperatuur (T_1) en boonste temperatuur (T_2) diskriminator word gebruik om die uitlees zone te definieer, en daardeur word die ligintensiteit slegs oor die hoofgloeipiek geïntegreer. Die multi-plato-siklus

is 'n latere ontwikkeling as die lineêre siklus en die voorstanders van die multi-plato-siklus was Johns (2), McCall (3) en Webb (4). 'n Volledige multi-plato siklus bestaan uit 'n voorverhittingsiklus, 'n uitlees-siklus en 'n uitgloei-siklus, dit bestaan dus uit drie plato's soos aangetoon in figuur 4.4 (b).

4.3 TERMOLUMINESSENTE DOSISMETERS

Verskeie tipe materiale is geskik om te gebruik vir dosismetings, bv. LiF , $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$, $\text{CaSO}_4:\text{Mn}$, $\text{CaF}_2:\text{Dy}$ en $\text{CaF}_2:\text{Mn}$. Verskeie faktore sal bepaal watter tipe dosismeter die geskikste vir 'n sekere toepassing is. In tabel 4.1 word 'n paar eienskappe van bogenoemde dosismeters gegee (1).

TABEL 4.1
EIENSKAPPE VAN TERMOLUMINESSENTE DOSISMETERS

	LiF:Mg,Ti	$\text{CaSO}_4:\text{Dy}$	$\text{CaF}_2:\text{Dy}$	$\text{CaF}_2:\text{Mn}$
Effektiewe atoomgetal	7,5	15,3	16,3	16,3
Digtheid (g/cm^3)	2,64	2,61	3,18	3,18
Dosisbestek (rad)	10^{-3} – 10^5	10^{-5} – 10^4	10^{-4} – 10^5	0^{-2} – 3×10^5
*Temp van hoofgloei piek ($^{\circ}\text{C}$)	210	220	140	300
Lineêre dosis-gebied (rad)	2300	3×10^3	600	2×10^5
Emissie spektrum (nm)	400	478 en 571	483 en 576	500

*Hierdie temperatuur is afhanklik van die verhittingstempo

Die dosismeters kom in drie basiese vorme voor nl. poeier-vorm, skyfievorm en stafievorm. Aanvanklik het die skyfievorm en stafievorm voorgekom in 'n teflonbasis, maar hierdie vorme verskyn nou ook sonder die teflonbasis en daarom kan die maksimum uitgloeitemperatuur nou hoër as 327°C wees.

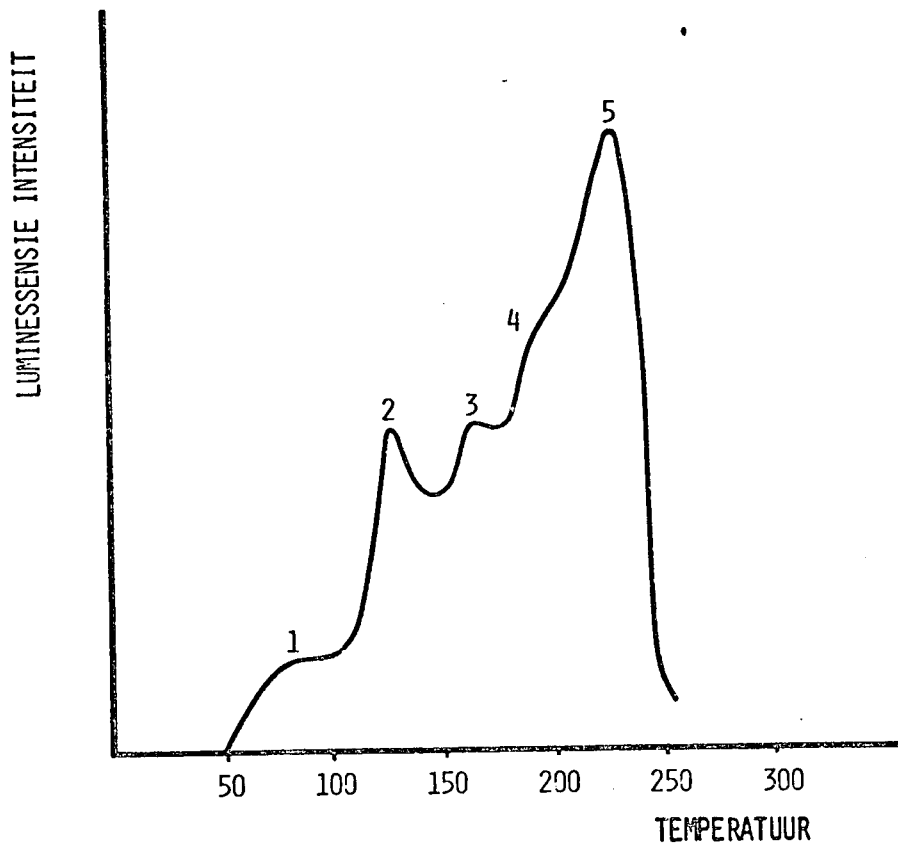
Die dosismeters wat die meeste gebruik word in 'n terapeutiese departement (van ioniserende strale) is LiF en $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$. $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$ is omtrent 30 keer meer sensitief as LiF , maar dit is meer beenekwivalent waar LiF meer weefselekwivalent is.

LiF het 'n kubiese kristalstruktuur met 'n aslengte van 0,402 nm. Verder is LiF 'n kleurlose materiaal met 'n digtheid van $2,64 \text{ g cm}^{-3}$. Volgens Weast (5) is LiF baie min oplosbaar in water en volgens Dettmer (6) kan die inname van klein hoeveelhede LiF deur mense baie ernstige gevolge hê en dus moet LiF wat vir in vivo metings gebruik word volkome geïsoleer word deur dit bv. in 'n kapsule te plaas. CaSO_4 het 'n ortorhombiese struktuur met aslengtes $a = 0,6991 \text{ nm}$, $b = 0,6996 \text{ nm}$ en $c = 0,6238 \text{ nm}$. Verder is CaSO_4 se digtheid $2,61 \text{ g/cm}^3$.

4.4 DIE GLOEIKURWES VAN LiF

Kathuria (7) het tussen kamertemperatuur en 400°C

12 pieke in die gloeikurve van LiF geïdentifiseer. Podgorsak (8) het egter nog pieke by temperature laer as kamertemperatuur gerapporteer. Vir die meeste dosismeting-toepassings is slegs die vyf pieke tussen kamertemperatuur en omtrent 210°C belangrik. In figuur 4.6 word 'n gloeikurve van LiF getoon.



Figuur 4.6 Gloeikurve van LiF wat uitgebak is by 400°C vir 1 uur en dan vinnig afgekoel het en dan bestraal is met 'n dosis van 1Gy. (100 rad).

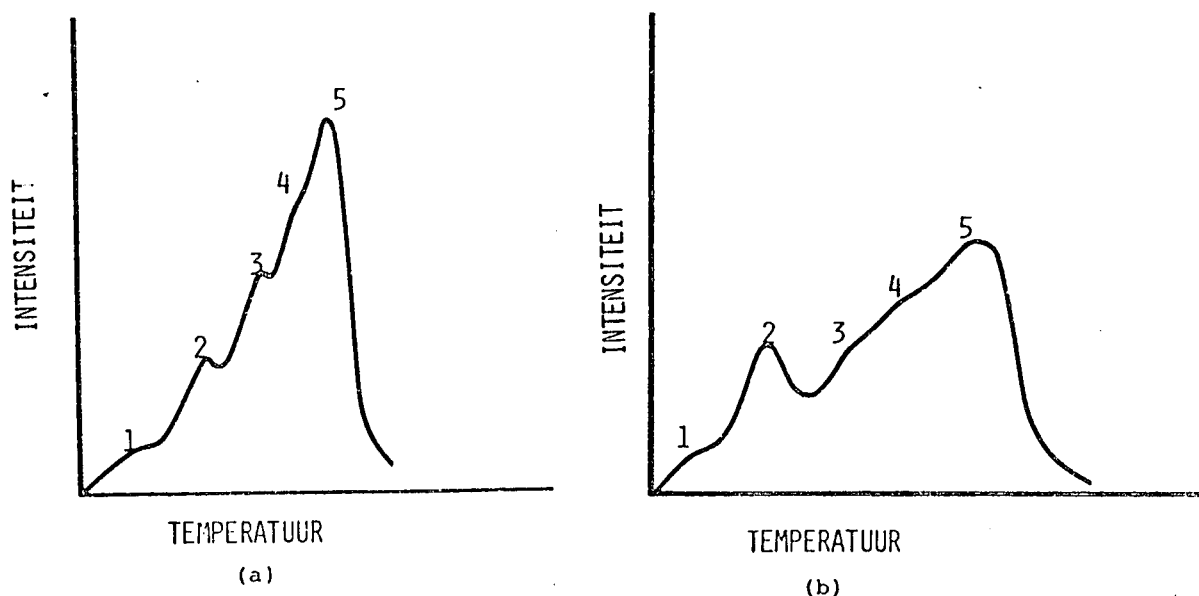
Hierdie vyf pieke is deur Cameron geïdentifiseer (9) en genummer van 1 tot 5 (figuur 4.6). Later het Johnson (10) 'n nuwe piek tussen pieke 3 en 4 geïdentifiseer en hy het die piek 4b genummer. Met hoë dosisse verskyn daar nog pieke bokant die nommer 5 piek, as dit 'n lae lineêre energie oordrag (LET) bestraling is. Die gloeikurwe se relatiewe vorm is egter afhanklik van die konsentrasie van onsuiverhede (bv. Mg en Ti) teenwoordig in die dosismeter en ook van vorige hoë dosisse wat die dosismeter ontvang het.

As die verhittingsiklus van figuur 4.4(a) gebruik word, is gevind dat dit nie genoegsaam is om die LiF vir een uur uit te bak by 400°C voor bestraling nie (sien figuur 4.6). Om die bydrae van die lae temperatuur-pieke nl. pieke 1, 2 en 3 'n minimum te maak, het Zimmerman (11) gevind dat dit verder nodig is of LiF vir nog 24 uur by 80°C uit te bak. Pieke 4 en 5 is die mees sensitiefste en stabielste pieke en daarom word na hulle verwys as die "dosimetrie pieke". Die ligopbrengs word gewoonlik van dié twee pieke gemeet. Die verhittingsiklus van figuur 4.4(b), waar gebruik gemaak word van 'n voorverhittingsiklus is ook genoegsaam om die lae temperatuur-pieke by LiF 'n minimum te maak en 'n voorverhittingsiklus kan dus as alternatief gebruik word vir die uitbak by 80°C vir 24 uur.

Booth (12) het aangetoon dat die stabiliteit van die gestoorde termoluminessensie-sein verklaar kan word deur die groei en verval van verskillende pieke sowel as die normale uitdowing van die termoluminessensie pieke. Hierdie gestoorde sein kan stabiel genoeg gemaak word vir roetine gebruik op verskeie maniere. Een metode is die voorbestralingsuitbak by 80°C .

'n Alternatiewe metode is om gebruik te maak van 'n na-bestraling uitbakking vir bv. 10 minute by 100°C . So 'n uitbakproses is nie verantwoordelik vir die herrangskikking van die "holtes" nie, maar versnel die uitdowing van pieke 1, 2 en 3. Hierdie voorbestraling-verhitting kan gerieflikheidshalwe ingesluit word in die verhittingsiklus as 'n voorverhittingsiklus.

Die variasie van die gestoorde sein met tyd is ook afhanklik van faktore soos die konsentrasie van Mg- en Ti-aktiveerders, korrelgrootte en die afkoelings-tempo van die uitlees- of die uitgloeisiklus. Spiers (13) het 'n afname in termoluminessensie sensitiviteit met 'n afname in korrelgrootte gevind. In figuur 4.7 word die afhanklikheid van LiF-gloeikurve met korrelgrootte getoon, soos deur Robertson (14) gevind.



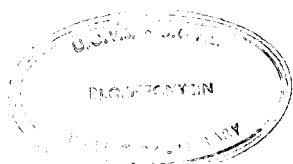
Figuur 4.7 (a) Lot A van LiF-7 met korrelgrootte tussen 75 - 200 nm.

(b) Lot B van LiF-7 met korrelgrootte 75 nm.

In figuur 4.6 is die teoretiese verband tussen die ligopbrengs en die dosis aangetoon. Vir LiF is die ligopbrengs teen dosis lineêr tot by 1 Gy (100 rad) en versadiging kom voor by 10^3 Gy (10^5 rad). Zimmerman (15) het aangetoon dat blootstelling aan 'n hoë dosis 'n versterking in sensitiwiteit kan veroorsaak. Hierdie verskynsel is waarneembaar bokant 1 Gy (100 rad).

Attix (16) het aangetoon dat hierdie verskynsel die gevolg is van luminessente senters wat geïnduseer word gedurende bestraling. In so 'n geval moet die dosimeter óf herkalibreer word óf dit moet teruggebring word na sy oorspronklike sensitiwiteit deur 'n geskikte uitgloeiprocedure van 1 uur by 400°C . Myburgh en Fullerton (17) het gevind dat as 'n LiF dosismeter aanvanklik blootgestel word aan 'n dosis van 10^2 - 10^3Gy (10^4 - 10^5rad), dan verbeter die karakteristieke van die dosismeter vir opeenvolgende dosisse, op voorwaarde dat die sensitiwiteit behou word deur geskikte termiese en optiese behandeling. Die sensitiwiteit kan met 'n faktor van 5 verbeter word en verder is so 'n dosismeter dan lineêr tot 'n dosis van 10^2Gy (10^4rad). Die geskikste termiese behandeling is 1 uur by 280°C , maar die nadeel aan so 'n uitgloeiproses is dat diep strikke ("traps") nie leeg gemaak word nie met die gevolg dat interferensie met lae dosismetings voorkom.

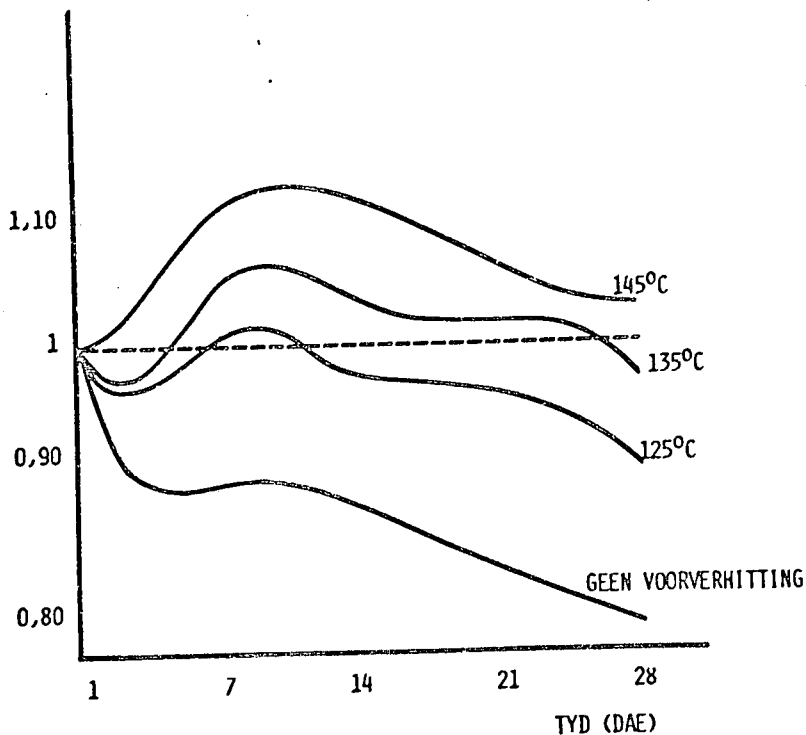
Wanneer lae dosisse gemeet word, speel die agtergrondsein 'n beduidende rol. Hierdie agtergrondsein is onder andere die gevolg van termiese straling en chemie-luminessensie. Karzmark (18) het aangetoon dat hierdie agtergrondsein 'n minimum gemaak kan word,



as die dosimeter uitgelees word in 'n edelgas atmosfeer. Stikstof is 'n geskikte gas om te gebruik en die doel van die edelgas is om die suurstof in die omgewing van die dosimeter tydens die uitleessiklus te verwyder. Mason (14) het ook aangetoon dat LiF sensitief vir ultra-violet lig is en dosimeters wat blootgestel is aan ultra-violetlig se agtergrondsein word dus hierdeur verhoog.

4.5 DIE DOEL VAN DIE VOORVERHITTINGSIKLUS EN DIE UITGLOEISIKLUS

Die voorverhittingsiklus het twee funksies in die uitlees van LiF-teflon skyfies. Eerstens kan dit gebruik word as alternatief vir die 80°C voor-bestraling uitgloeïing om die effek van uitdowing te verminder deur 'n deel van die onstabiele lae temperatuurpieke te verwyder. Tweedens word dit gebruik om die agtergrondkomponente wat deur die lig in die omgewing geïnduseer word te verminder. In figuur 4.8 word die effek van die voorverhittingstemperatuur se variasie in die gestoorde sein met tyd getoon, soos deur Robertson (1) bepaal. Die kurwes is genormaliseer tot 1 vir die eerste lesing wat 1 uur na blootstelling geneem is.



Figuur 4.8 Effek van voorverhittingstemperatuur op variasie in sein met tyd vir LiF-teflon skyfies.

Uit figuur 4.8 blyk dit dat 'n voorverhittingstemperatuur van 135°C die kleinste variasie met tyd gee.

Die doel van die uitgloeisiklus (na uitleessiklus) is om die oorblywende dosis wat nog teenwoordig is na die uitleessiklus te verminder. So 'n uitgloeisiklus kan met die uitleesapparaat gedoen word en dan word daarna verwys as interne uitgloeïing of dit kan met 'n aparte oond gedoen word en dan word daarna verwys as eksterne uitgloeïing. Die tyd van die interne

uitgloeïing is relatief kort en normaalweg tot sekondes beperk. Carlson (19) het egter aangetoon dat die verandering in sensitiviteit van een uitleessiklus tot die volgende siklus kan verminder word deur die uitgloeityd en uitgloeitemperatuur 'n minimum te maak. Verdere voordele van die interne uitgloeïing is die volgende:

- 4.5.1 Dosimeters kan vinnig en herhaalbaar so afgekoel word dat 'n sensitiviteit met 'n faktor twee keer dié van 'n eksterne uitgloeïing hierdeur verkry en behou word.
- 4.5.2 Veranderinge in sensitiviteit van een uitleessiklus tot 'n volgende siklus is 'n minimum as gevolg van die kort uitgloeityd.
- 4.5.3 Met die kort uitgloeityd is die risiko van kontaminasie 'n minimum.

Die doeltreffendheid van die interne uitgloeïing in die verwydering van oorblywende seine is afhanklik van die tipe dosimeter, die uitgloeitemperatuur en die uitgloeityd. In die algemeen is 300°C vir 16 sekonde genoeg om die oorblywende sein vir meeste dosimeters kleiner as 0,1% van die vorige dosis te maak.

'n Eksterne uitgloeïing kan verkies word om die oorblywende sein te verlaag tot 'n aanvaarbare peil en om die sensitiwiteit te herstel. Met eksterne uitgloeïing kan 'n groot klomp dosimeters gelyktydig uitgegloeï word en 'n geskikte uitgloeityd is gewoonlik 1 uur. Vir LiF word die oorblywende sein verwyder en die sensitiwiteit herstel deur dit uit te gloei by 400°C . Die sensitiwiteit is afhanklik van die afkoelingstempo vanaf die uitgloeitemperatuur, en 'n vinniger afkoelingstempo verhoog die sensitiwiteit.

VERWYSINGS

1. Robertson, M.E.A. (1975). Identification and reduction of errors in Thermoluminescence Dosimetry Systems. Ph.D.
2. Johns, T.F., et al (1970). Development of TLD Systems at AEE Winfrith. SM - 143/9.
3. McCall, R.C. (1970). 2nd Int. Congress of IRPA, Brighton.
4. Webb, G.A.M., et al (1971). Proc., 3rd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry.
5. Weast, R.C. (1964). Handbook of Physics and Chemistry.
6. Dettmer, C.M., et al (1968). Proc., 2nd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry.
7. Kalturia, S.P., et al (1974). Proc., 4th Int. Conf. on Luminescence Dosimetry.
8. Potgorsak, E.B., et al (1971). J. Appl. Phys. 42.
9. Cameron, J.R., et al (1964). Health Phys. 10.
10. Johnson, T.L. (1974). Proc., 4th Int. Conf. on Luminescence Dosimetry.
11. Zimmerman, D.W., et al (1965). Int. Conf. on Luminescence Dosimetry.
12. Booth, L.F., et al (1972). Health Phys. 23.
13. Spiers, F.W., et al (1966). Phys. Med. Biol. 11.
14. Mason, E.W. (1971). Phys. Med. Biol. 16.

15. Attix, F.H. (1974). Proc., 4th Int. Conf. on Luminescence Dosimetry.
16. Mayburgh, M.R., et al (1974). USAEC Progress Report.
17. Karzmark, C.J., et al (1964). Phys. Med. Biol. 9.
18. Carlson, C.A. (1969). Phys. Med. Biol. 14.

HOOFSTUK 5

DIE BEREKENING VAN DIE DOSIS VIR 'N ONREËLMATIGE VORM VELD

Vir die toepassing van LiF-dosimeters, is in die volgende twee hoofstukke twee programme ontwikkel en met LiF-dosimeters getoets. Vir dié doel is LiF-poeier wat vir 16 uur by 80°C en dan vir 1 uur by 400°C uitgebak is, gebruik.

Die gebruik van spesiaal gekollimeerde bundels, wat dan 'n onreëlmatige vorm veld tot gevolg het, word al meer gebruik. Die kollimasie word gedoen deur afskermingsblokke en "shadow trays" en 'n voorbeeld is die mantel-tegniek vir die behandeling van Hodgkin se siekte.

Die berekening van die dosis by 'n punt in so 'n veld word onder andere bemoeilik deur die onreëlmatige vorm van die veld en ook dat nie-standaard bron-tot-vel afstande gebruik word waarvoor diepte-dosisinformatie nie vryelik beskikbaar is nie. Verder moet die kromming van die behandelingsarea ook in aanmerking geneem word.

In die program word die primêre en sekondêre komponent van die straling wiskundig onderskei, omdat

verskillende grensvoorwaardes van toepassing is. Die verstrooide komponent word bereken deur strooiings-tot-lug verhouding (scatter-air-ratio), terwyl die primêre komponent verkry word van 'n bron-intensiteitsfunksie soos beskryf deur Wilkinson. (1).

5.1 BEREKENING VAN VERSTROOIDE KOMPONENT

Om die strooiings-tot-lug verhouding te kry, word van weefsel-tot-lug verhoudingsdata vir sirkelvormige velde gebruik gemaak.

Die weefsel-tot-lug verhouding, $T(d, r_d)$ is 'n funksie van die diepte d , sowel as die straal, r_d , van die veld op diepte d en word gegee deur:

$$T(d, r_d) = D(d, r_d) / D_A(d, r_d) \dots\dots\dots (5.1)$$

waar $D(d, r_d)$ die geabsorbeerde dosis in weefsel op die sentrale as op diepte d is, terwyl $D_A(d, r_d)$ die ooreenstemmende geabsorbeerde dosis in lug is.

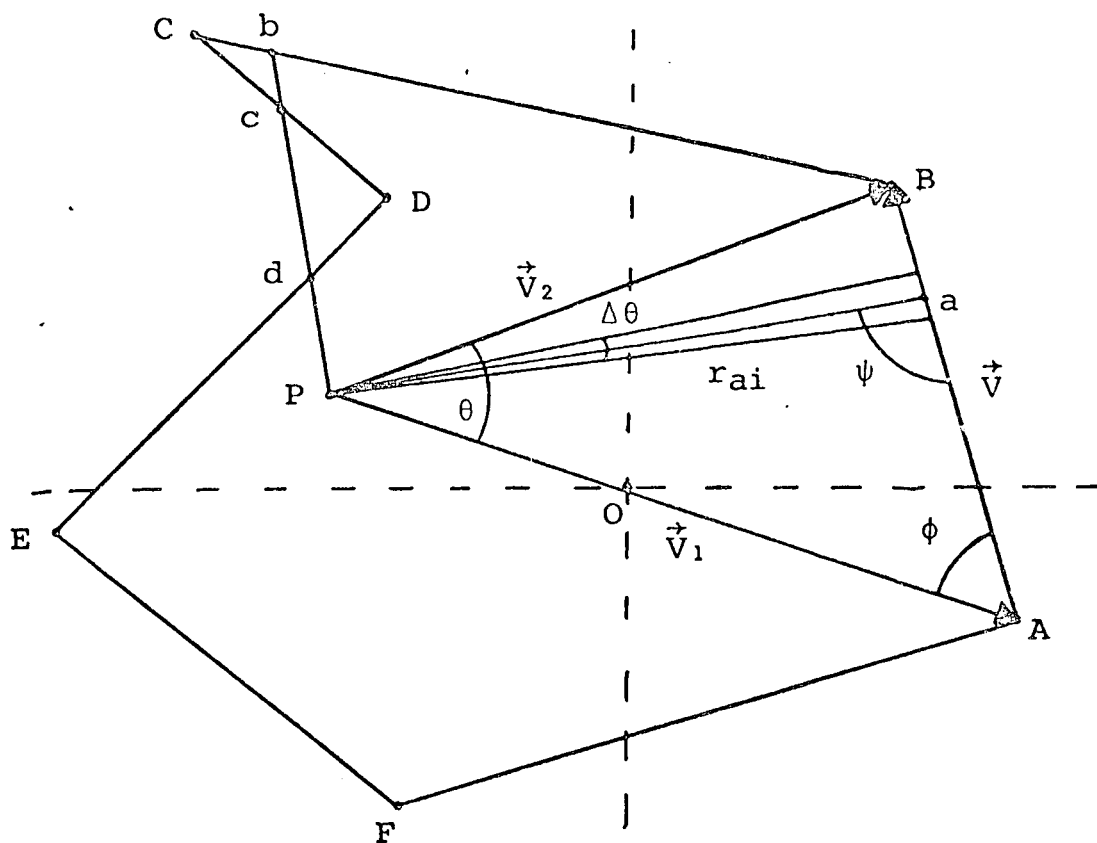
Die weefsel-tot-lug verhouding is 'n weergawe van die gekombineerde effek van attenuasie, sowel as verstrooiing. Die strooiings-tot-lug verhouding is slegs 'n weergawe van die verstrooiing en dus moet die attenuasie bydrae van die primêre bundel afgetrek word van

die weefsel-tot-lug verhouding. Die strooiings-tot-lug verhouding word dan gegee deur:

$$S(d, r_d) = T(d, r_d) - T(d, 0) \dots \dots \dots (5.2)$$

Waar $T(d, 0)$ die zero area weefsel-tot-lug verhouding is en slegs 'n weergawe van die attenuasie van die primêre bundel is, $T(d, 0)$ kan nie fisies gemeet word nie, maar kan deur wiskundige ekstrapolasie verkry word. Johns et al. (2) het aangetoon dat die weefsel-tot-lug verhouding onafhanklik van behandelingsafstand is.

Die basiese tabel vir strooiings-tot-lug verhouding is vir sirkelvormige velde en gee slegs data op die sentrale-as. Vir punte af van die as, sowel as ander vorme velde kan 'n effektiewe waarde van strooiing-tot-lug verhouding verkry word deur middel van 'n sektor-integrasie-metode soos beskryf deur Clarkson. (3)



Figuur 5.1 Diagram van buitelyn van 'n onreëlmatige vorm veld.

In figuur 5.1 is ABCDEFG die buitelyn van 'n onreëlmatige vorm veld. Die punte A, B, C, D, E, F, en G is geleë in 'n kartesiese ko-ordinaat sisteem met O as oorsprong. Om die bydrae van die verstrooide strale by P te kry, moet as volg te werk gegaan word. Die driehoek ABP kan voorgestel word deur 'n reeks sektore met 'n hoek van $\Delta \theta$. Die hoeveelheid verstrooiing afkomstig van sektor P_a sal eweredig wees aan die produk van $S(d, r_{ai}) \cdot \frac{\Delta \theta}{2\pi}$, waar r_{ai}

die straal van die sektor is en $\Delta\phi$ is die hoekwydte. Die hoeveelheid $\frac{\Delta\phi}{2\pi}$ is die fraksie van 'n sirkelvormige veld wat deur die sektor ingesluit word. Die totale verstrooiing by P afkomstig van die driehoek ABP is eweredig aan $\sum S(d, r_{ai}) \cdot \frac{\Delta\phi}{2\pi}$, waar die som geneem word oor die aantal sektore. Hiervoor is dit nodig om die verskillende waardes van r_{ai} vir die verskillende sektore te bereken om die geskikte waarde van $S(d, r_{ai})$ te verkry. Omdat die ko-ordinate van punte A, B, en P bekend is binne die ko-ordinaat sisteem, is dit gerieflik om vektor metodes te gebruik. Laat die vektor van A na B gegee word deur $\vec{V}$, dié van P na A deur $\vec{V}_1$, en dié van P na B deur $\vec{V}_2$. As δ die loodregte afstand van P na die lyn AB is, dan word die lengte van r_{ai} gegee deur:

$$r_{ai} = \delta / \sin\psi \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

Die waarde van δ kan verkry word vanaf die vektor verband nl.

$$\delta = (\vec{V}_1 \times \vec{V}) / |\vec{V}| \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

waar $\vec{V}_1 \times \vec{V}$ die vektorproduk is.

Verder word θ gegee deur:

$$\theta = |\tan^{-1}((\vec{V}_1 \times \vec{V}_2) / \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2)| \dots\dots\dots (5.5)$$

waar $\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2$ die skalaar-produk tussen die twee vektore is.

Die hoekinterval $\Delta \theta$ word gegee deur:

$$\Delta \theta = \theta / N$$

waar N die aantal sektore is. As N gelyk is aan die heeltallige waarde van $180/\pi$, dan is $\Delta \theta$ gelyk of net groter as 10^0 .

Om die waarde van ψ_i te kry, moet die hoek ϕ eers bepaal word.

$$\phi = |\tan^{-1}(\vec{V}_1 \times \vec{V} / \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2)| \dots\dots\dots (5.6)$$

Vir elke sektor is daar 'n ander waarde van ψ_i en vir die i-de sektor volg dat ;

$$\psi_i = (\phi - \Delta \theta / 2) + i \cdot \Delta \theta \dots\dots\dots (5.7)$$

As die waarde van r_{ai} op die manier bereken is, kan die waarde van $S(d, r_{ai})$ verkry word vir elke sektor. Die totale verstrooiing by P sal eweredig wees aan die sommasie van die verstrooiing van al die driehoeke wat gevorm word deur al die verskillende sye. Sekere van die terme in die sommasie kan somtyds negatief wees. 'n Voorbeeld hiervan is by die sektor P_b . Die netto bydrae tot die verstrooiing van die sektor sal eweredig wees aan ;

$$\{S(d, r_{bi}) - (S(d, r_{ci}) + S(d, r_{di}))\} \frac{\Delta\theta}{2\pi}$$

Die verstrooiing wat geassosieer word met die sy CD moet dus afgetrek word. Die teken van die verstrooide bydrae word bepaal deur die vektorproduk $(\vec{V}_1 \times \vec{V})$. Vir die doel word 'n hoeveelheid G , as volg gedefinieer;

$$G = \delta / |\delta| \dots\dots\dots (5.8)$$

Die waarde van G sal +1 wees as die vektorproduk positief is terwyl G se waarde -1 sal wees as die vektorproduk negatief is. Die totale verstrooide bydrae tot $P(S(d)_p)$, word gegee deur:

$$S(d)_p = \sum_j G_j \frac{\Delta\theta_j}{2\pi} \sum_i S(d, r_i) \dots\dots\dots (5.9)$$

waar die sommasie van j oor al die sye van die veld is, terwyl die sommasie van i oor al die sektore is. Volgens die definisie van G is dit nodig dat die vektore, $\vec{V}$, in 'n anti-kloksgewyse verband gebruik moet word.

Dit is gerieflik om die oorsprong van die ko-ordinaatsisteem te laat saamval met die sentrale as van die stralingsveld. Vir 'n punt P op die sentrale as word die verstrooide komponent op diepte d gegee deur:

$$D_s = D_A(d) \cdot S(d)_p \dots\dots\dots (5.10)$$

5.2 DIE BEREKENING VAN DIE PRIMÊRE KOMPONENT

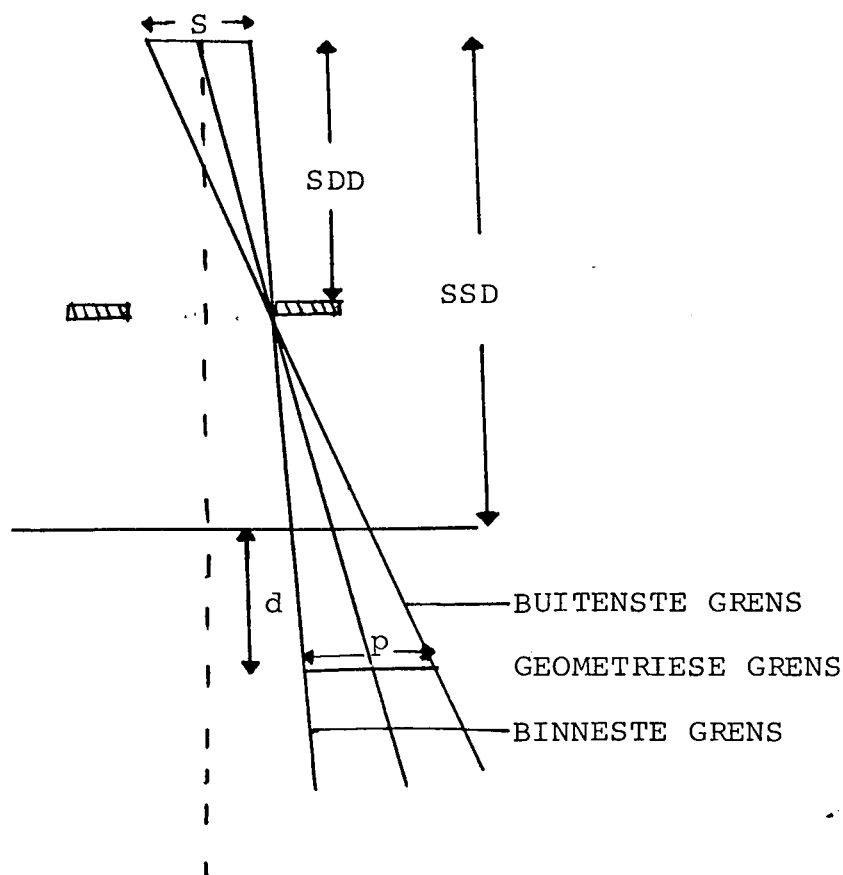
Soos reeds gesien, word die attenuasie in weefsel (fantoom) van die primêre komponent beskryf deur $T(d,0)$. Die primêre dosiskomponent vir 'n punt op 'n diepte d langs die sentrale as word gegee deur:

$$D_p = D_A(d) \cdot T(d,0) \dots\dots\dots (5.11)$$

Hierdie verwantskap moet gewysig word vir punte wat nie op die sentrale-as lê nie. Eerstens word die weefsel-tot-lug verhouding ($T(d,0)$) vervang deur 'n effektiewe waarde $T(d^1,0)$ waar d^1 die skuins afstand van die fantoom-oppervlak langs die lyn wat die bron met die punt wat ter sprake is, geneem word. As die punt waar die dosis berekening verlang word naby die grens van die veld is, moet die penumbra in berekening gebring word. Dit kan gedoen word deur vergelyking (4.11) te vermenigvuldig met 'n faktor Q wat gelyk aan 1 is op die sentrale-as en verminder na 0,5 op die geometriese grens. Die faktor Q sal 'n funksie wees van die ko-ordinate (x,y) van die punt in berekening. Vergelyking (4.11) kan nou in die algemeen geskryf word as:

$$D_p = D_A(d) \cdot Q(d,x,y) \cdot T(d^1,0) \dots (5.12)$$

Uit figuur 5.2 kan gesien word dat die funksie Q gegee word deur:



Figuur 5.2 Diagram om vorming van penumbra te toon.

$Q = 1$ vir alle punte tussen die twee binneste penumbra-grense.

Vir alle punte tussen die binneste penumbra-grens en die geometriese veldgrens, is

$$Q = 1 - \frac{1}{\pi} \left[\tan^{-1} \left(\frac{1}{\delta} \left(\sqrt{\left(\frac{p}{2} \right)^2 - \delta^2} \right) - \delta \left(\sqrt{\left(\frac{p}{2} \right)^2 - \delta^2} \right) \right) \right]$$

vir alle punte tussen die geometriese grens en die buitenste penumbra-grens, is

$$Q = \frac{1}{\pi} \left[\tan^{-1} \left(\frac{1}{\delta} \left(\sqrt{\left(\frac{p}{2} \right)^2 - \delta^2} \right) - \delta \left(\sqrt{\left(\frac{p}{2} \right)^2 - \delta^2} \right) \right) \right]$$

$Q = 0$ vir alle punte buite die buitenste penumbra-grens.

Vir die doel van dié vergelykings is die bron beskou as 'n skyf met deursnit S en 'n geometriese penumbra p , wat gegee word deur:

$$p = S(SSD - SDD + d) / SDD \dots\dots\dots (5.13)$$

waar SSD die bron-tot-vel-afstand is, SDD die bron-tot-diafragma-afstand is en d die diepte onderkant die vel is. Hier is δ ook die loodregte afstand van die punt in berekening tot by die geometriese grens.

Die werklike grense van die veld is altyd groter as wat die suiwer geometriese verband is, soos in die vergelykings gegee word, aandui. Die feit dat die bron 'n eindige dikte het, sal ook 'n invloed op Q hê, omdat daar 'n sekere mate van absorpsie en ook verstrooiing sal plaasvind. 'n Verdere invloed op Q sal wees as gevolg van die feit dat daar 'n sekere mate van transmissie en verstrooiing by die kollimator-sisteem sal plaasvind. Daarom word die bron voorgestel deur 'n empiriese "intensiteitsfunksie", wat die "intensiteit" as 'n funksie van die afstand van

die senter gee. Die funksie, wat deur Wilkinson voorgestel is, gee die bron intensiteit per eenheidsoppervlakte in die vlak van die bron. Die funksie word gegee deur:

$$F = \left\{ \frac{\alpha^2}{2\pi} (S)^2 \right\} \exp(-\alpha r^1/S) \dots\dots\dots (5.14)$$

waar α 'n kollimeter konstante is

en S die fisiese deursnit van die bron is en r^1 is die radiale afstand van die senter van die bron. Die area van die "uitgebreide" bron wat "gesien" sal word van punt P deur die kollimator-sisteem, kan geskryf word as die som van sektore net soos in die berekening van die verstrooiing. Die sektore het radiusse eweredig aan die radiusse r soos gebruik in vergelyking (5.3) waar;

$$r_i^1 = r_i \cdot S/p$$

waar p die geometriese penumbra is. Die fraksionele dosis in lug as gevolg van die primêre komponent word gegee deur:

$$R(d,x,y) = D(d) \sum_j G_j^1 \frac{\Delta\theta_j}{2\pi} \sum_i (1 - (\beta \cdot r_i^1 + 1) e^{-\beta r_i^1}) + t \quad (5.15)$$

waar $G_j^1 = G_j (1-t)$ en G_j word gegee deur vergelyking (5.8); t is ook 'n kollimator-konstante wat 'n moontlike persentasie transmissie deur die kollimator voorstel, en

$$\beta = \frac{\alpha}{p}$$

5.3 DIE BEREKENING VAN TOTALE DOSISTEMPO EN PERSENTASIE DIEPTE-DOSIS

Die dosistempo word verkry deur die primêre- en verstrooide komponente, soos gegee deur vergelykings (5.10) en (5.12), bymekaar te tel. Die persentasie diepte-dosis word verkry ten opsigte van die maksimum berekende dosis op die sentrale as.

Die weefsel-tot-lug verhouding by 'n punt (bv. punt P in figuur (5.1) word in 'n subroetine bereken en word gegee deur:

$$T(d) = T(d,o) Q_p + S(d)_p \dots\dots\dots (5.16)$$

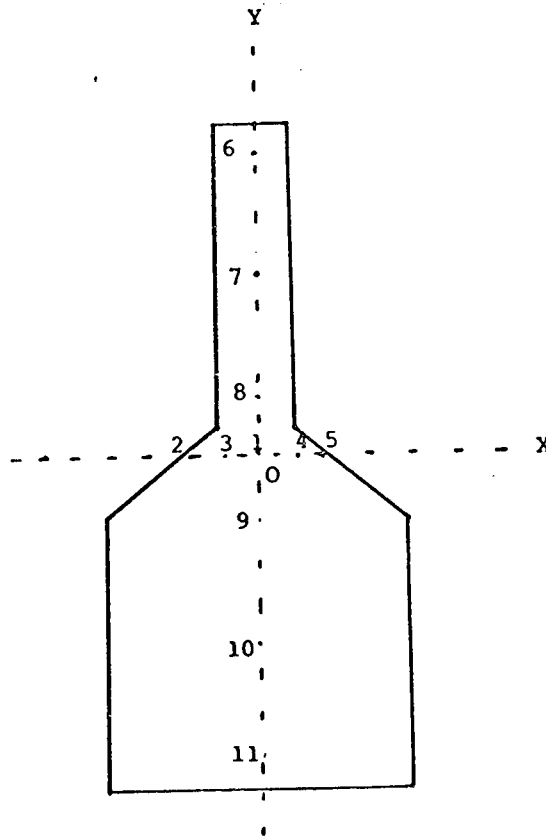
Die dosistempo by die verlangde punte word gegee deur:

$$D(d) = D_A(d_m) \left\{ \frac{SSD + d_m}{SSD + d} \right\}^2 T(d) \dots\dots\dots (5.17)$$

Die persentasie diepte dosis word gegee deur:

$$\% DD = \frac{100 \times D_A(d)}{D_A(d_m) \times T(d_m)} \dots\dots\dots (5.18)$$

In figuur (5.3) word 'n tipiese veld wat redelik dikwels gebruik word om para-aortiese kliere te bestraal, getoon.



Figuur 5.3 Onreëlmatige veld vir bestraling van para-aortiese kliere.

Die berekeninge is gedoen by maksimum opbou en op 10 cm diepte. Langs die x-as was die verspreiding simmetries en die persentasie diepte-dosis by maksimum opbou het nie met meer as 1% gevarieer ten opsigte van die persentasie diepte dosis by die oorsprong nie. Op 10 cm diepte was die variasie in persentasie diepte dosis aan die orde van 3%. Die waardes van die persentasie diepte dosis word in tabel 5.1 gegee.

TABEL 5.1

PERSENTASIE DIEPTE DOSIS OOR ONREËLMATIGE VELD VERSPREI.

PUNTE	Persentasie-diepte-dosis op	
	1,5 cm	10 cm.
1	100	72,3
2	99,4	70,1
3	99,8	71,7
4	99,8	71,7
5	99,4	70,1
6	97,4	65,6
7	98,3	67,9
8	99,2	70,1
9	100,7	74,1
10	101,2	75,0
11	99,7	72,2

Langs die y-as is die persentasie-diepte-dosis nie simmetries weens die vorm van die veld nie. Die maksimum variasie in persentasie-diepte-dosis by maksimum opbou is aan die orde van 3%, terwyl op 10 cm diepte is hierdie variasie aan die orde van 9%. Die gemete waardes stem goed ooreen met die berekende waardes. In bylaag A word die program gegee wat gebruik is vir hierdie berekening.

BYLAAG A

```

10 DIM A$(15),B$(20),C$(7),D$(12),E$(10),F$(15)
20 DIM Q(12),V(20),U(20),R(8),T(11),C(8,11),X(20),Y(20),D(11)
30 DISP "BEHANDELINGS-EENHEID      ?";
40 INPUT A$
50 DISP "PASIENT NAAM              ?";
60 INPUT B$
70 DISP "PASIENT NOMMER           ?";
80 INPUT C$
90 DISP "DATUM(MAAND,DAG,JAAR)?";
100 INPUT D$
110 DISP "TIPE STRALE              ?";
120 INPUT E$
130 DISP "ROENTGEN NA RAD          ?";
140 INPUT F$
150 DISP "ATTENUASIE-KORREKSIE     ?";
160 INPUT A3
170 DISP "KOLLIMATOR KONSTANTE?";
180 INPUT A1
190 DISP "KOLLIMATOR KONSTANTE(T)?";
200 INPUT T1
210 DISP "BEHANDELINGSAFSTAND(SSD)?";
220 INPUT S1
230 DISP "BRON DIAFRAGMA AFSTAND(SDD)?";
240 INPUT S2
250 DISP "BRON DEURSNEE           ?";
260 INPUT S3
270 DISP "DIEPTE WAAR VELDGROOTE GEDEF IS(D0)?";
280 INPUT D1
290 DISP "RELATIEWE BLOOTSTELLING FAK      ?";
300 INPUT E1
310 DISP "FAKTOR VIR TRAY EFFEK           ?";
320 INPUT A2
330 DISP "KALIBRASIE AFSTAND              ?";
340 INPUT F2
350 DISP "OPBRENGS TEMPO                  ?";
360 INPUT E2
370 DISP "AANTAL HOEKE                    ?";
380 INPUT N1
390 FOR N=1 TO N1
400 DISP "X("N")", "Y("N")";
410 INPUT U(N),V(N)
420 NEXT N
430 PRINT
440 PRINT
450 PRINT "PASIENT-",B$,"PASIENT NOMMER-",C$
460 PRINT
470 PRINT "DATUM-",D$,"TIPE STRALE-",E$
480 T2=0
490 N2=11
500 N3=8
510 DATA 2,4,6,8,10,15,20,25
520 MAT READ R
530 DATA 1.5,2,4,6,8,10,12,14,16,18,20
540 MAT READ D
550 DATA 1,0.997,0.926,0.843,0.761,0.687,0.624,0.567,0.513,0.464,0.422
560 MAT READ T
570 DATA 0.01,0.011,0.02,0.03,0.04,0.046,0.047,0.047,0.048,0.048,0.048
580 DATA 0.021,0.021,0.04,0.06,0.079,0.091,0.093,0.093,0.095,0.096,0.091
590 DATA 0.031,0.032,0.057,0.085,0.111,0.127,0.133,0.134,0.137,0.137,0.13
600 DATA 0.042,0.043,0.071,0.105,0.134,0.151,0.162,0.165,0.171,0.17,0.164
610 DATA 0.051,0.052,0.082,0.118,0.149,0.17,0.184,0.187,0.193,0.194,0.189
620 DATA 0.063,0.064,0.099,0.137,0.172,0.199,0.213,0.224,0.229,0.234,0.23
630 DATA 0.069,0.069,0.108,0.147,0.184,0.212,0.228,0.243,0.252,0.259,0.256
640 DATA 0.071,0.071,0.111,0.151,0.189,0.217,0.236,0.254,0.269,0.278,0.278

```

```

650 MAT READ C
660 FOR I=1 TO 8
670 FOR J=1 TO 11
680 C[I,J]=C[I,J]/R[I]
690 NEXT J
700 NEXT I
710 FOR J=1 TO N2
720 IF T2 >= T[I,J] THEN 770
730 T2=T[I,J]
740 D2=D[I,J]
750 J1=J
760 NEXT J
770 G1=S3*(S1+D1-S2)/S2
780 D3=E1*E2*A2*A3*F1*F2*F2/((S1+D2)*(S1+D2))
790 PRINT
800 PRINT "MASJIEEN PARAMETERS--"
810 WRITE (15,820)S2
820 FORMAT "BRON - DIAFRAGMA AFSTAND=",F6.1,"CM"
830 WRITE (15,840)S3
840 FORMAT "BRON-DEURSNEE=",F6.1,"CM"
850 WRITE (15,860)A1,T1
860 FORMAT "KOLLIMATOR-KONSTANTES=",F6.2,"EN",F5.2
870 PRINT
880 PRINT "VELD PARAMETERS--"
890 WRITE (15,900)S1
900 FORMAT "BRON TOT OPPERVLAK AFSTAND=",F6.1,"CM"
910 WRITE (15,920)G1
920 FORMAT "GEOMETRIESE PENUMBRA=",F6.1,"CM"
930 WRITE (15,940)N1,D1
940 FORMAT "VELD GEDEFINIEER DEUR-",F3.0,"HOEKE OP DIEPTE=",F6.1,"CM"
950 PRINT
960 PRINT "      X-KO-ORDINATE          Y KO-ORDINATE"
970 FOR N=1 TO N1
980 WRITE (15,990)U[N],V[N]
990 FORMAT 8X,F6.1,10X,F6.1
1000 NEXT N
1010 PRINT
1020 WRITE (15,1030)E2,F2
1030 FORMAT "VERWYSINGSBLOOTSTELLINGSTEMPO=",F6.1,"R/MIN OP",F6.1,"CM"
1040 WRITE (15,1050)E1
1050 FORMAT "VERWYSINGS BLOOTSTELLINGSFAKTOR=",F6.2
1060 WRITE (15,1070)A2,F1,A3
1070 FORMAT "TRAY-FAKTOR=",F6.2,"F(RDENTGEN/RAD)=",F6.3,"AEQ=",F6.3
1080 WRITE (15,1090)D3
1090 FORMAT "DOSISTEMPO BY MAKSIMUM OPBOU=",F8.1,"RAD/MIN"
1100 PRINT
1110 U[N1+1]=U[1]
1120 V[N1+1]=V[1]
1130 B1=A1/G1
1140 R1=(S1+D2)/(S1+D1)
1150 F3=0
1160 X=0
1170 Y=0
1180 J2=J1+1
1190 GOSUB 1690
1200 D4=P2*T3+S4
1210 T4=D4/P2
1220 PRINT "T/A OP DIEPTE VAN MAKS. DOSIS="T4
1230 GOSUB 2440
1240 PRINT
1250 PRINT
1260 DISP "AANTAL DIEPTES=?";
1270 INPUT S
1280 DISP "X=,Y=,Z=";
1290 INPUT X,Y,Z

```

```

1300 FIXED 2
1310 PRINT " X Y Z"
1320 PRINT X,Y,Z
1330 FIXED 4
1340 FOR J=1 TO 5
1350 FIXED 1
1360 DISP "DIEPTE("J")=?";
1370 INPUT Q[J]
1380 NEXT J
1390 IF P2 >= 0.5 THEN 1440
1400 PRINT
1410 PRINT
1420 PRINT " DIEPTE DOSISTEMPO"
1430 GOTO 1450
1440 PRINT " DIEPTE DOSISTEMO %D.D"
1450 S5=S1+Z
1460 FOR J=1 TO 5
1470 D5=Q[J]
1480 R1=(S5+D5)/(S1+D1)
1490 D5=D5*SQR((S5+D5)*(S5+D5)+X*X+Y*Y)/(S5+D5)
1500 J2=1
1510 J2=J2+1
1520 IF D[J2]<D5 AND J2<N2 THEN 1510
1530 F3=(D5-D[J2-1])/ (D[J2]-D[J2-1])
1540 GOSUB 1690
1550 IF D5=D2 THEN 1580
1560 GOTO 1580
1570 GOSUB 2440
1580 T5=P2*T3+S4
1590 R2=((S1+D2)*(S1+D2)/((S5+D5)*(S5+D5)))
1600 D7=T5*D3*R2
1610 IF P2 >= 0.5 THEN 1650
1620 WRITE (15,1630)D5,D7
1630 FORMAT F5.1,10X,F8.1,5X,F8.1
1640 GOTO 1680
1650 P3=T5*R2+100/D4
1660 WRITE (15,1630)D5,D7,P3
1670 NEXT J
1680 GOTO 1240
1690 P4=3.1416
1700 J3=J2-1
1710 S4=0
1720 S9=0
1730 P2=0
1740 FIXED 4
1750 FOR N=1 TO N1
1760 N4=N+1
1770 U2=U[N]*R1
1780 V2=V[N]*R1
1790 U8=U[N4]*R1
1800 V8=V[N4]*R1
1810 U3=U2-X
1820 U4=U8-X
1830 V3=V2-Y
1840 V4=V8-Y
1850 U5=U8-U2
1860 V5=V8-V2
1870 V6=V4*U3-V3*U4
1880 U6=U4*U3+V4*V3
1890 T6=ATN(V6/(U6+0.005))
1900 A4=ABS(V6)
1910 IF A4=0 THEN 2380
1920 G=V6/A4
1930 T7=ABS(T6)
1940 IF G*T6<0 THEN 1960
1950 GOTO 1970

```

```

1960 T7=P4-T7
1970 G2=G*(1-T1)
1980 V7=U5*V3-V5*U3
1990 V9=SQR(U5*U5+V5*V5)
2000 Z1=V7/V9
2010 Z2=ABS(Z1)
2020 Z4=U5*U3+V5*V3
2030 P5=ATH(V7/Z4+0.005)
2040 P6=ABS(P5)
2050 IF G*P5<0 THEN 2070
2060 GOTO 2080
2070 P6=P4-P6
2080 N5=INT(180*T7/(10*P4))
2090 IF N5<1 THEN 2110
2100 GOTO 2120
2110 N5=1
2120 FLOAT 3
2130 D8=T7/N5
2140 D9=D8/(2*P4)
2150 P7=P6-D8/2
2160 FOR I=1 TO N5
2170 P7=P7+D8
2180 R3=Z2/(SIN(P7))
2190 B2=B1*R3
2200 IF (B2-10)<0 THEN 2230
2210 P2=P2+G2*D9
2220 GOTO 2240
2230 P2=P2+G2*D9*(1-(B2+1)*EXP(-B2))
2240 FOR L=2 TO N3
2250 L1=L-1
2260 R4=R[L]
2270 IF R4 >= R3 THEN 2290
2280 NEXT L
2290 C1=C[L1,J3]
2300 C2=C[L1,J2]
2310 R5=R[L1]
2320 L=L1+1
2330 F4=(R3-R5)/(R4-R5)
2340 S6=C1+(C[L,J3]-C1)*F4
2350 S7=C2+(C[L,J2]-C2)*F4
2360 S4=S4+G*R3*D9*(S6+(S7-S6)*F3)
2370 NEXT I
2380 NEXT N
2390 P2=P2+T1
2400 T8=T[L,J3]
2410 T3=T8+(T[L,J2]-T8)*F3
2420 FIXED 3
2430 RETURN
2440 FORMAT "EKWIVALENTE VIERKANT=",F6.1,"CM"
2450 N=1
2460 N=N+1
2470 IF (C[N,J1]*R[N])<S4 THEN 2490
2480 GOTO 2500
2490 IF N<N3 THEN 2460
2500 C3=C[N-1,J1]*R[N-1]
2510 E3=1.78*(R[N]-1)+(R[N]-R[N-1])*(S4-C3)/(C[N,J1]*R[N]-C3)
2520 WRITE (15,2440)E3
2530 RETURN
2540 END

```

VERWYSINGS

1. Wilkinson, J.M., et al (1970). Illinois Radiological Physics Center - A.A.P.M.
2. Johns, H.E., et al (1958). Brit. J. Radiol. 31.
3. Clarkson, J.R. (1941). Brit. J. Radiol. 14.

HOOFSTUK 6

DIE BEREKENING VAN DIE PERSENTASIE-DIEPTEDOSIS VIR

8- EN 16 MeV X-STRALE

Die persentasie-dieptedosis op die sentrale-as is essensieel vir beplanning doeleindes, en dit is ook nodig om integrale dosisse uit te werk, sowel as om die dosisse vir nie-standaard behandelingsafstande te verkry. In die geval van wigvelde kan die vergelykings aangepas word om ook die persentasie-diepte-dosis vir wigvelde te bereken, sowel as die diepte van die 50% isodosiskurwe.

Die sentrale-as persentasie-diepte-dosis vir 8- en 16 MeV X-strale neem eksponensieël af dieper as 5 en 8 cm.

Die algemene formule wat dan van toepassing is, is

$$D_x = D_0 \exp(-K_x) \dots\dots\dots (6.1)$$

waar D_x die sentrale-as persentasie diepte dosis op diepte x is

D_0 die ge-ekstrapoleerde waarde van die persentasie diepte dosis by $x = 0$ is,

K die lineêre absorpsie-koëffisiënt van dié tipe strale in weefsel is

en x die diepte onder die oppervlak is.

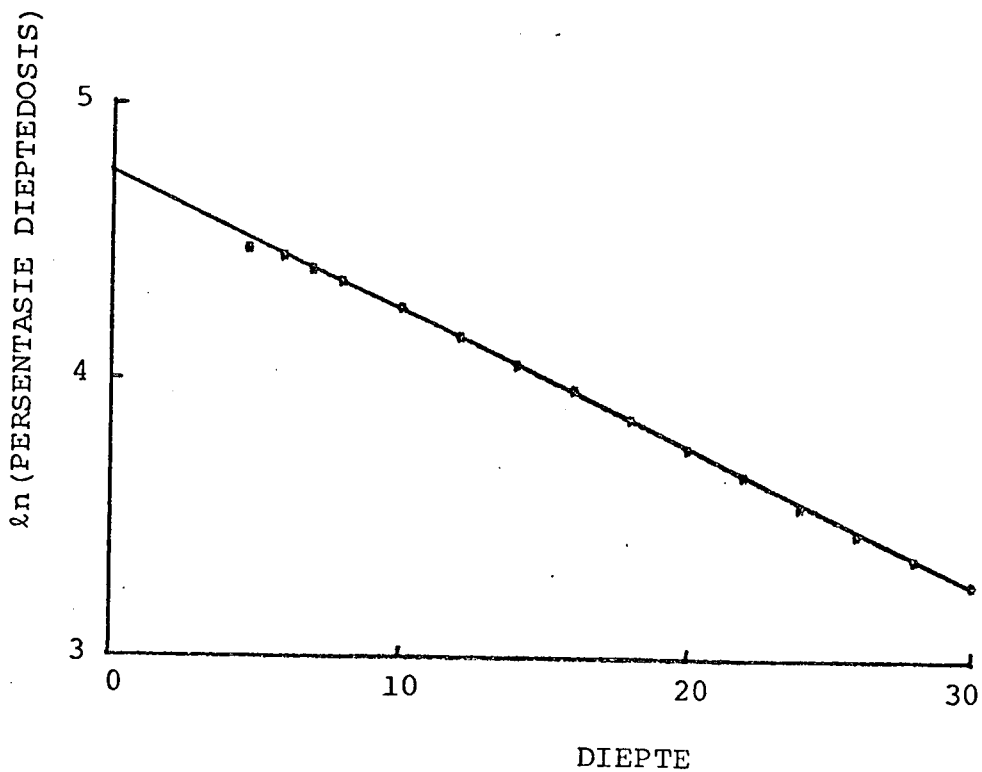
Die waarde van K en D_x kan verkry word vir verskillende veldgroottes deur 'n lineêre regressie te doen, van die vorm:

$$Y = a + bx \dots\dots\dots (6.2)$$

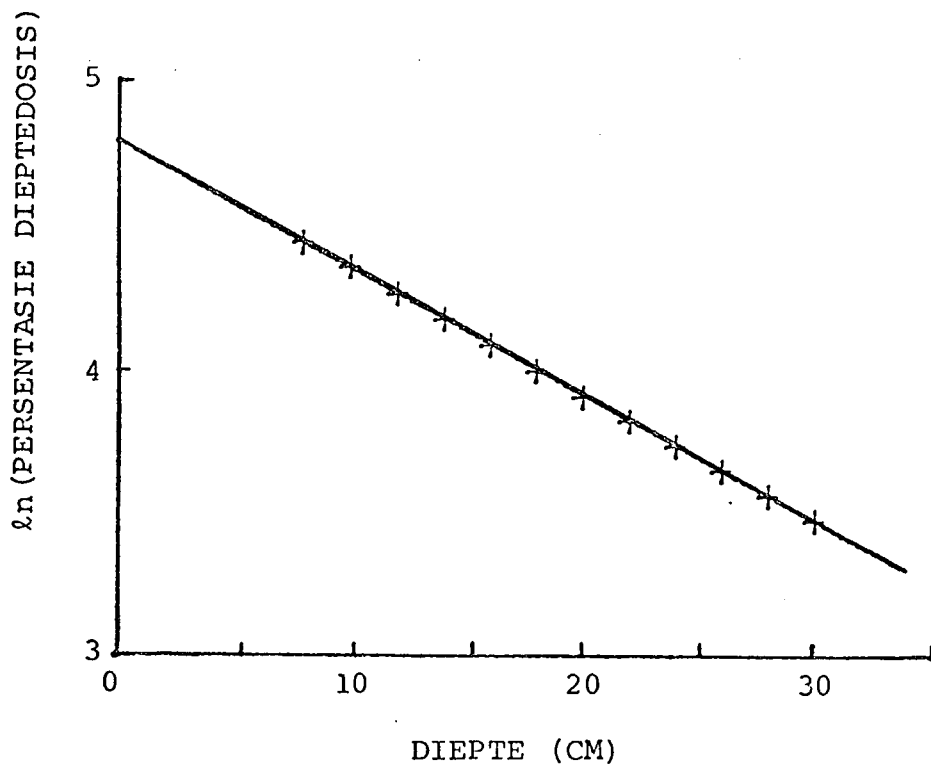
waar $Y = \ln D_x$

en x die diepte is.

In figure 6.1 en 6.2 word die grafiek van $\ln D_x$ teen x onderskeidelik vir 8- en 16 MeV vir 'n spesifieke veldgrootte gegee.



Figuur 6.1 Grafiek van $\ln D_x$ teen diepte (x) vir 8 MeV en 10×10 cm veldgrootte.



Figuur 6.2 Grafiek van $\ln D_x$ teen diepte (x) vir 16 MeV en 6 x 6 cm veldgrootte.

Die waardes van die persentasie diepte dosis vir 8 MeV X-strale is geneem uit "British Journal of Radiology", terwyl die waardes van 16 MeV eksperimenteel bepaal is:

Vervolgens is die waarde van $d_{1/2}$ vir verskillende veld-

groottes bereken deur $D_x = 50$ en $x = d_{\frac{1}{2}}$ in vergelyking (6.1) te stel. Dan volg:

$$d_{\frac{1}{2}} = \frac{(\ln 50 - \ln D_0)}{-K} \dots\dots\dots (6.3)$$

In tabel 6.1 en 6.2 word die waarde van K en die berekende waardes van $d_{\frac{1}{2}}$ vir verskillende veldgroottes (L) onderskeidelik vir 8- en 16 MeV gegee.

TABEL 6.1

BEREKENDE WAARDES VAN

$d_{\frac{1}{2}}$ en K vir 8 MeV

L (cm)	K (cm ⁻¹)	$d_{\frac{1}{2}}$ (cm)	Z = $\ln L$	Y = $\ln d_{\frac{1}{2}}$	$\ln K$
4	0,0547	15,50	1,386	2,741	-2,9059
6	0,0528	16,02	1,792	2,774	-2,9412
8	0,0510	16,50	2,079	2,803	-2,9759
10	0,0492	16,98	2,303	2,832	-3,0119
12	0,0480	17,36	2,485	2,854	-3,0366
15	0,0466	17,84	2,708	2,882	-3,0662
20	0,0451	18,30	2,996	2,907	-3,09887
25	0,0439	18,65	3,219	2,926	-3,1258

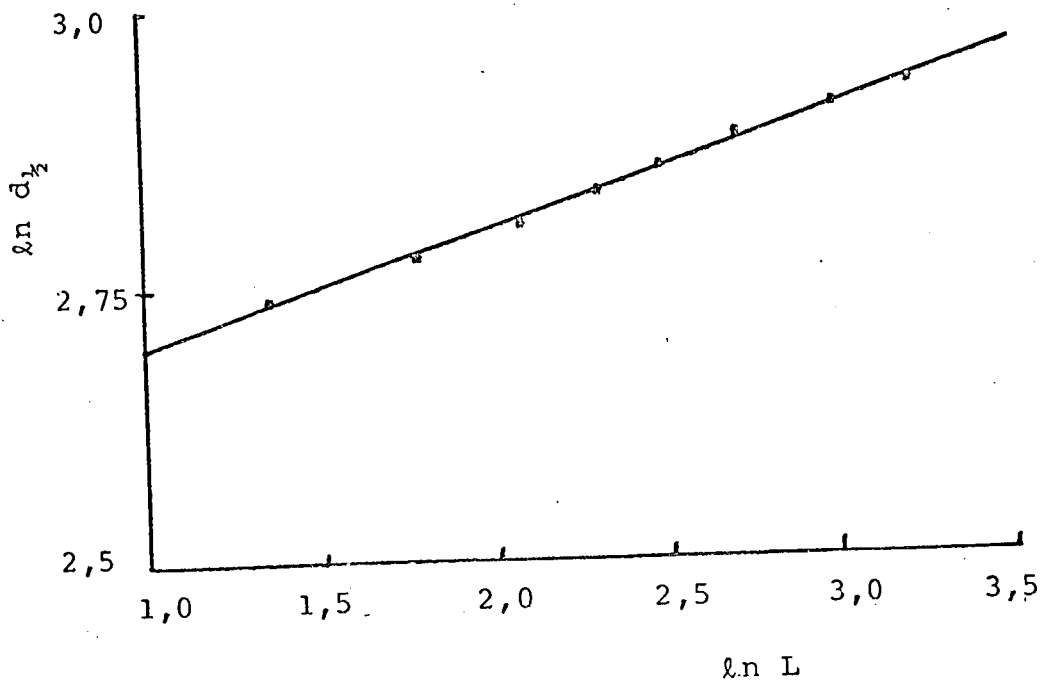
TABEL 6.2

BEREKENDE WAARDES VIR

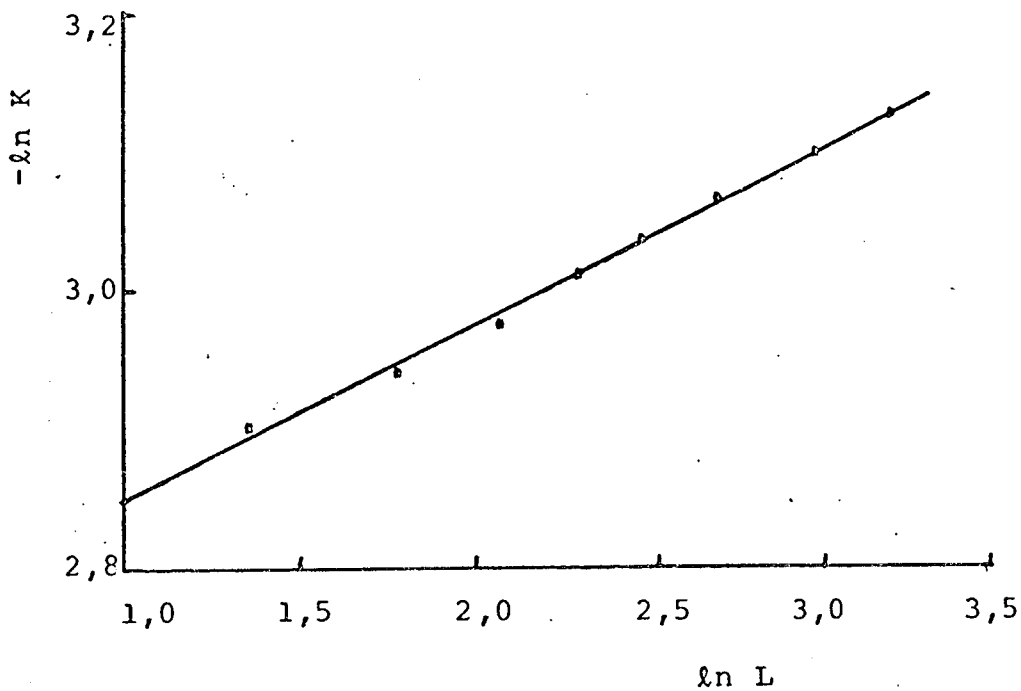
 $d_{1/2}$ en K vir 16 MeV

L (cm)	K (cm ⁻¹)	$d_{1/2}$ (cm)	Z = $\ln L$	Y = $\ln d_{1/2}$	- $\ln K$
4	0,0449	19,60	1,386	2,976	3,1033
6	0,0439	19,94	1,792	2,993	3,1258
10	0,0422	20,55	2,303	3,023	3,1653
15	0,0407	21,19	2,708	3,054	3,2015
20	0,0399	21,58	2,996	3,072	3,2214
25	0,0397	21,74	3,219	3,079	3,2264

Van die waardes van tabel 6.1 en 6.2 is regressies gedoen van $\ln d_{1/2}$ teen $\ln L$ en die $\ln K$ teen $\ln L$. In figuur 6.3 en 6.4 word hierdie grafieke vir 8 MeV getoon:



Figuur 6.3 Grafiek van $\ln d_{1/2}$ teen $\ln L$ vir 8 MeV
vanaf tabel 6.1



Figuur 6.4 Grafiek van $\ln K$ teen $\ln L$ vir 8 MeV
vanaf tabel 6.1

Vanaf die koëffisiënte wat verkry is van figuur 6.3
en 6.4 is die volgende vergelykings vir 8 MeV opgestel.

$$\ln d_{1/2} = 2,5897 + 0,1055 \ln L \dots\dots\dots (6.4)$$

$$\text{en } \ln K = -(2,7285 + 0,1233 \ln L) \dots\dots\dots (6.5)$$

Vanaf soortgelyke grafieke vir 16 MeV is die volgende
vergelykings verkry:

$$\ln d_{\frac{1}{2}} = 2,8899 + 0,0595 \ln L \dots\dots\dots (6.6)$$

$$\ln K = -(3,0489 + 0,0147L - 0,0003L^2) \dots\dots\dots (6.7)$$

Vergelykings (6.4) en (6.6) kan ook gebruik word om die integrale dosis te bereken vir enige praktiese veldgrootte, aangesien die $d_{\frac{1}{2}}$ waarde nodig is om die integrale dosis te bereken.

Die gesamentlike gebruik van vergelykings (6.4) en (6.5) vir 8 MeV en (6.6) en (6.7) vir 16 MeV kan gebruik word om die sentrale-as persentasie diepte-dosis te bereken met die volgende vergelyking

$$D_x^1 = 50 \exp\{-K(x^1 - d_{\frac{1}{2}})\} \dots\dots\dots (6.8)$$

waar x^1 die verlangde diepte is.

Vergelyking (6.8) geld egter net vir dieptes groter as 5 cm vir 8 MeV en vir dieptes groter as 8 cm vir 16 MeV.

Die sentrale-as-persentasie-diepte-dosis vir wigvelde, kan ook bereken word met 'n gewysigde vorm van vergelyking (6.8). Die wig gaan die dosis ekstra attenuer volgens die algemene eksponensiële absorpsie vergelyking nl.

$$D = D_0 e^{-\mu x} \dots\dots\dots (6.9)$$

waar μ die absorpsie-koëffisiënt is van die wigmateriaal en x die dikte van die wig op die sentrale as.

Vir 'n spesifieke wig en veldgrootte kan die term μx verkry word deur die dosis by maksimum opbou te bepaal met en sonder die wig. Veronderstel die dosis met die wig is D_w en die dosis sonder die wig is D_m . Dan volg

$$e^{-\mu x} = \frac{D_w}{D_m}$$

$$-\mu x = \ln \frac{D_w}{D_m} \dots\dots\dots (6.10)$$

Die variasie vir 'n spesifieke wig met veldgrootte is nie baie groot nie en daarom kan hierdie korreksiefaktor (μx) vir 'n sekere wig net by een veldgrootte bepaal word. Die veldgrootte waarop besluit is, is die algemene standaard kalibrasie veldgrootte nl. 10×10 cm.

Om die persentasie-diepte-dosis vir verskillende dieptes vir wigvelde uit te werk, word eers die faktor μx uitgewerk en dan word die volgende vergelyking gebruik waar $d_{1/2}$ die diepte is waar die 50% diepte-dosis voorkom vir 'n plat veld.

Om die diepte waar die 50% diepte-dosis voorkom vir 'n wigveld te bepaal, moet die eksponensiële term

$-Kx^1 + Kd_{\frac{1}{2}} - \mu x$ gereduseer word na $-Kx^1 + KD_{\frac{1}{2}}$, waar $D_{\frac{1}{2}}$ nou die diepte is waar 50% diepte-dosis voorkom vir 'n wigveld. Hieruit blyk dit dat die waarde van $D_{\frac{1}{2}}$ deur die volgende vergelyking gegee moet word.

$$D_{\frac{1}{2}} = \frac{Kd_{\frac{1}{2}} - \mu x}{K} \dots\dots\dots (6.12)$$

Deur gebruik te maak van vergelykings (6.11) en (6.12) kan die persentasie-diepte-dosisse vir verskillende wigvelde bereken word. Om die persentasie-diepte-dosisse te bereken van die 100% waarde by maksimum opbou tot by 5 en 8 cm diepte onderskeidelik vir 8- en 16 MeV, word as volg te werk gegaan.

Vir 8 MeV is 'n lineêre regressie gedoen vir dieptes van 2 tot 5 cm teenoor die $\ln$ van die persentasie-diepte dosis by 'n ekwivalente veld van 4 cm. So 'n regressie gee 'n helling van -0,045 en 'n afsnypunt van 4,704. As y die persentasie-diepte-dosis vir 'n 4 x 4 cm veld is, dan volg:

$$y = e^{-0,045x} + 4,704 \dots\dots\dots (6.13)$$

waar x die diepte is (van 2cm tot 5cm).

Vergelyking (5.13) kan ook geskryf word as

$$y = 110,4 e^{-0,045x} \dots\dots\dots (6.14)$$

Om nou voorsiening te maak vir die variasie van persentasie-diepte-dosis met veldgrootte, is daar vir elk van die dieptes 'n lineêre regressie van veldgrootte teen persentasie-diepte-dosis gedoen. In tabel 6.3 word die hellings vir verskillende dieptes gegee.

TABEL 6.3
HELLING VIR VERSKILLENDIE DIEPTES

Diepte (x) (cm)	Helling (y)	$\ln y$
3	0,030	-3,51
4	0,076	-2,58
5	0,0135	-2,00

'n Lineêre regressie van diepte (x) teen $\ln y$ soos in tabel 6.3 is gedoen.

Hieruit is 'n helling van 0,755 en 'n afsnypunt van 5,68 gevind. Nou volg dan dat:

$$y = e^{0,755x - 5,68}$$

$$= 0,003e^{0,755x} \dots\dots\dots (6.15)$$

Die samevatting van vergelykings (6.14) en (6.15) gee

die persentasie diepte-dosis vir alle veldgroottes vir dieptes van 2cm tot 5cm.

$$y = 110,4e^{-0,045x} + 0,003Le^{0,755x} \dots (6.16)$$

Dieselfde prosedure is gedoen vir 16 MeV X-strale vir dieptes van 4cm tot 7cm. Die finale vergelyking vir 16 MeV X-strale is dan:

$$y = 107,8e^{-0,0295x} + 0,004Le^{0,424x} \dots (6.17)$$

In tabel 6.4 word die standaard persentasie diepte-dosis vir 8 MeV X-strale gegee en in Tabel 6.5 word die berekende waardes gegee.

TABEL 6.4

PERSENTASIE DIEPTE DOSIS VIR 8 MeV

Veldgrootte (cmxcm)	4 x 4	6 x 6	8 x 8	10x10	15x15	20x20	25x25
Diepte (cm)							
2	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
3	97,0	97,0	97,0	97,0	97,5	97,5	97,5
4	93,0	93,0	93,0	93,5	93,5	94,0	94,0
5	88,5	89,0	89,0	89,5	90,0	90,0	90,5
6	84,0	84,5	85,0	85,5	86,0	86,5	87,0
7	79,5	80,5	81,0	81,5	82,5	83,0	83,5
8	75,5	76,5	77,5	78,0	79,0	79,5	80,0
10	68,0	69,0	70,0	71,0	72,5	73,0	73,5
12	60,5	62,0	63,0	64,0	66,0	67,0	67,0

14	54,5	56,0	57,0	58,0	60,0	61,0	61,0
16	48,5	50,0	51,5	53,0	55,0	56,0	56,0
18	43,5	45,0	46,5	47,5	50,0	51,0	51,5
20	39,0	40,5	42,0	43,0	45,5	46,5	47,5
22	35,0	36,5	37,5	39,0	41,5	42,5	43,0
24	31,5	32,5	34,0	35,0	37,5	38,5	39,5
28	25,5	26,5	28,0	29,0	31,0	32,0	33,0
30	22,5	24,0	25,0	26,5	28,0	29,5	30,5

TABEL 6.5

PERSENTASIE DIEPTE DOSIS VIR 8 MeV (BEREKEN)

Veldgrootte (cmxcm)	4 x 4	6 x 6	8 x 8	10x10	15x15	20x20	25x25
Diepte (cm)							
2	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
3	96,6	96,6	96,7	96,7	96,9	97,0	97,2
4	92,4	92,5	92,6	92,7	93,1	93,4	93,7
5	88,8	89,4	89,8	90,2	90,7	91,1	91,3
6	84,0	84,8	85,4	85,8	86,6	87,0	87,4
7	79,5	80,5	81,2	81,7	82,6	83,2	83,6
8	75,2	76,4	77,2	77,8	78,8	79,5	80,0
10	67,4	68,8	69,8	70,5	71,8	72,7	73,3
12	60,4	62,0	63,1	63,9	65,4	66,4	67,1
14	54,1	55,8	57,0	57,9	59,5	60,7	61,5
16	48,4	50,3	51,5	52,5	54,2	55,4	56,3
18	43,4	45,3	46,6	47,6	49,4	50,6	51,6
20	38,9	40,8	42,1	43,1	45,0	46,3	47,3
22	34,8	36,7	38,0	39,1	41,0	42,3	43,3
24	31,2	33,1	34,4	35,4	37,3	38,6	39,6
28	25,0	26,8	28,1	29,1	30,9	32,2	33,3
30	22,4	24,1	25,4	26,4	28,2	29,5	30,5

In tabel 6.6 word die gemete persentasie-diepte-dosis vir 16 MeV X-strale gegee en in tabel 6.7 die berekende waardes.

TABEL 6.6

PERSENTASIE-DIEPTE DOSIS VIR 16 MeV

Veldgrootte (cmxcm)	4 x 4	6 x 6	8 x 8	10x10	15x15	20x20	25x25
Diepte (cm)							
2,5	100	100	100	100	100	100	100
3	98,9	99,0	99,1	99,1	99,3	99,4	99,5
4	96,0	96,1	96,1	96,2	96,3	96,3	96,4
5	93,3	93,4	93,5	93,6	93,8	94,0	94,1
6	90,7	90,9	91,0	91,9	91,4	91,6	91,7
7	87,7	97,9	88,1	88,3	88,6	88,9	89,0
8	84,3	84,6	84,8	85,0	85,5	85,8	86,0
10	77,4	77,8	78,2	78,6	79,3	79,8	80,0
12	70,7	71,2	71,7	72,1	73,0	73,5	73,7
14	64,3	64,9	65,6	66,0	67,0	67,7	67,9
16	58,6	59,2	59,9	60,4	61,5	62,3	62,6
18	53,4	54,2	54,8	55,4	56,6	57,4	57,8
20	48,8	49,5	50,2	50,8	52,1	53,0	53,5
22	44,7	45,5	46,1	46,8	48,1	48,9	49,4
24	40,9	41,7	42,4	43,1	44,4	45,2	45,7
26	37,5	38,3	39,0	39,7	41,0	41,8	42,2
28	34,3	35,1	35,9	36,6	37,9	38,8	39,1
30	31,3	32,2	33,0	33,7	35,0	35,8	36,1

TABEL 6.7

PERSENTASIE-DIEPTE-DOSIS VIR 16 MeV (BEREKEN)

Veldgrootte (cmxcm)	4 x 4	6 x 6	8 x 8	10x10	15x15	20x20	25x25
Diepte (cm)							
2,5	100	100	100	100	100	100	100
3	98,7	98,8	98,8	98,8	98,9	99,0	99,0
4	95,9	95,9	96,0	96,0	96,1	96,2	96,3
5	93,1	93,2	93,3	93,3	93,5	93,7	93,8
6	90,5	90,6	90,7	90,8	90,3	91,1	91,6
7	88,0	88,2	88,3	88,5	88,9	89,2	89,6
8	84,0	84,7	85,0	85,2	85,3	85,6	86,3
10	76,7	77,6	78,0	78,3	78,7	79,1	79,7
12	70,2	71,1	71,6	72,0	72,5	73,0	73,7
14	64,1	65,1	65,7	66,1	66,8	67,4	68,1
16	58,6	59,6	60,3	60,8	61,6	62,3	62,9
18	53,6	54,6	55,3	55,9	56,8	57,5	58,1
20	49,0	50,0	50,8	51,4	52,4	53,1	53,7
22	44,8	45,8	46,6	47,2	48,3	49,0	49,6
24	40,9	42,0	42,8	43,4	44,5	45,3	45,8
26	37,4	38,5	39,2	39,9	41,0	41,8	42,3
28	34,2	35,2	36,0	36,6	37,8	38,6	39,1
30	31,3	32,3	33,0	33,7	34,9	35,6	36,1

Vir verskillende veldgroottes en vir verskillende dieptes is litiumfluoried-dosimeters gebruik om die persentasie-diepte-dosis te bepaal. 'n Baie goeie korre-

lasie is verkry tussen die gemete en berekende waardes en vergelykings (6.4), (6.5), (6.6), (6.7) en (6.8) word tans gebruik om die persentasie-diepte-dosis vir nie-standaard behandelingsafstande te bereken.

VERWYSINGS

1. Johns, H.E. & Cunningham, J.R. (1969). The Physics of Radiology.
2. Cohen, M. et al. (1972). British Journal of Radiology-Supplement 11.

HOOFSTUK 7

DIE ENERGIE AFHANKLIKHEID VAN LiF-DOSISMETERS VIR HOË ENERGIE ELEKTRONE (5 - 20 MeV).

7.1. INLEIDING

Die gebruik van LiF-dosismeters in beide kliniese sowel as ander dosismeting-ondersoeke het toegeneem. Die kleinheid van sulke dosismeters maak dit gerieflik om te gebruik en dit is ook vir sekere dosismetings die geskikste. Die beduidenheid van LiF in akkurate dosismetings is afhanklik van die akkuraatheid waarmee die LiF lesings gekorreleer kan word met geabsorbeerde dosis van 'n ander goed gevestigde sisteem. Hierdie korrelasie word bepaal deur die energie afhanklikheid van LiF ten opsigte van elektron-energieë.

Hierdie energie afhanklikheid van LiF vir elektrone is deur verskeie persone eksperimenteel en teoreties ondersoek en die gevolgtrekkings wat gemaak is, was uiteenlopend van aard. Almond & McCray (1), Holt et al (2), Paliwal & Almond (3) en Fregene (4) het almal 'n afname in die afhanklikheid van LiF vir elektrone relatief tot die gammastrale van ^{60}Co gerapporteer, terwyl Nakajima et al (5), Ehrlich (6) en Antoku et al (7) nie so 'n afname gevind het nie. Vir die ekspe-

rimentele werk is die LiF in verskillende materiale bestraal. Ehrlich (6) het dit bestraal in 'n polistireen-fantoom, Antoku (7) in 'n water-fantoom en Bistrovic (8) in 'n "lucite"-fantoom.

Verskillende pogings is aangewend om die eksperimentele resultate te verklaar in terme van die algemene holte teorie (Burlin et al (9) en ander) en verder is daar semi-empiriese teorieë ontwikkel deur Holt et al (2).

Om die geabsorbeerde dosisse te bereken vir termoluminessensie-dosismeters, is verskillende teorieë deur die volgende persone ontwikkel:

1. Burlin.
2. Almond en McCray.
3. Holt.
4. Shiragai.

7.2 DIE BEREKENING VAN GEABSORBEERDE DOSIS VOLGENS BURLIN

Die geabsorbeerde dosis in 'n medium, D_m , is verwant aan die gemiddelde geabsorbeerde dosis in 'n dosimeter, D_i , as volg:

$$D_m = \frac{D_i}{f} \dots\dots\dots (7.1)$$

As aanvaar word dat die dosismeter se gedrag (R) eweredig is aan die geabsorbeerde dosis in die dosismeter, dan volg:

$$R = a D_i \dots\dots\dots (7.2)$$

Vanaf vergelyking (7.1) en (7.2) kan die gedrag van die dosismeter vir hoë energie elektrone relatief tot ^{60}Co gegee word deur:

$$R_r = (a.f)_e / (a.f)_{\text{Co}} \dots\dots\dots (7.3)$$

waar die voetskrifte e gebruik word vir elektrone en Co vir kobalt, terwyl a afhanklik is van die kwaliteit strale.

Burlin (10) het 'n algemene teorie vir holte ionisasie vir fotone ontwikkel en hy het die volgende uitdrukking herlei.

$$f_y = d.S_m^i + (1-d) (\mu_{\text{en}}/\rho)_m^i$$

waar S_m^i die verhouding van die massa stopvermoë van die dosismeter tot dié van die medium is, $(\mu_{\text{en}}/\rho)_m^i$

is die verhouding van die massa energie-absorpsie koëffisiënt van die dosismeter tot die van die medium en d is die gemiddelde attenuasie van die elektron spektrum oor die dosismeter. Die volgende empiriese waarde vir d is gebruik.

$$d = \int_0^g e^{-\beta x} dx / \int_0^g dx$$

$$= \{1 - \exp(-\beta g)\} / \beta g \quad \dots\dots\dots (7.5.)$$

waar β die effektiewe massa absorpsie koëffisiënt van die elektrone is en g is 'n gemiddelde padlengte van die elektrone deur die dosismeter. Hierdie gemiddelde padlengte (g) is 'n waarde van vier keer die volume gedeel deur die oppervlakte van die dosismeter toegeken.

As die algemene holte ionisasie teorie toegepas word op die dosimetrie van elektronvelde en omdat Burlin aanvaar dat geen elektronspektrum in die dosismeter ontwikkel nie, word vergelyking (7.4) vereenvoudig na

$$f_e = d \cdot S_m^i \quad \dots\dots\dots (7.6)$$

Aangesien die algemene teorie van holte ionisasie slegs geldig is as die elektron-spektrum, wat deur die holte beweeg in 'n kwasi-diffusie toestand is, sal die teorie nie geldig wees vir 'n medium met 'n lae atoomgetal nie. In 'n medium met 'n lae atoomgetal (bv. water) word die elektrone nie na 'n kwasie-diffusie toestand gereduseer nie, omdat die verstrooiing van elektrone minder is in media met lae atoomgetalle.

7.3 DIE BEREKENING VAN GEABSORBEERDE DOSIS VOLGENS

ALMOND EN MCCRAY (1)

Die holte (cavity) ionisasie-teorie word algemeen gebruik vir bepaling van geabsorbeerde dosis vir x-strale deur middel van die volgende uitdrukking.

$$D_m = \frac{1}{f} D_c \dots\dots\dots (7.7)$$

Waar D_m die geabsorbeerde dosis in die medium is en D_c die geabsorbeerde dosis in die holte. As die afmetings van die holte baie kleiner is as die elektron se reikwydte dan word die elektronspektrum in die holte slegs bepaal deur die medium. In so 'n geval gee vergelyking (7.1) die Bragg-Gray verband en f is dan die massa stopvermoë-verhouding van die holte tot die medium, dus

$$f = \frac{1}{\frac{m}{s_c}} \dots\dots\dots (7.8)$$

As die holte se afmetings egter baie groter is as die reikwydte van die elektrone, dan word die elektronspektrum in die holte bepaal deur die holte materiaal. Met foton bestraling word die verhouding van die geabsorbeerde dosis in die medium tot die geabsorbeerde

dosis in die holte gegee deur die verhoudings van die massa energie-absorpsie koëffisiënte naamlik:

$$f_{\gamma} = (\mu_{\text{en}}/\rho)_c / (\mu_{\text{en}}/\rho)_m \dots\dots\dots (7.9)$$

As daar aanvaar word dat daar geen interaksie van fotone in die holte plaasvind nie, kan die uitdrukking vir f in die Bragg-Gray verwantskap as volg geskryf word

$$f = \frac{(Z/A)_c}{(Z/A)_m} \left\{ 1 + \left\{ \frac{(Z/A)_m}{(Z/A)_c} \cdot \frac{1}{S_c^m} - 1 \right\} \right\} \dots\dots\dots (7.10)$$

waar Z die atoomgetal en A die atoommassa van die holte en die medium is soos aangedui deur die onderskeie voetskrifte naamlik: c en m .

Volgens Burlin se argument moet die term wat die effek van die medium spektrum voorstel gekorrigeer word vir sy attenuasie in die holte deur dié term te vermenigvuldig met die geweegde faktor d , d.w.s. die nuwe term is dan:

$$d \left\{ \frac{(Z/A)_m}{(Z/A)_c} \cdot \frac{1}{S_c^m} - 1 \right\}$$

Met foton-bestraling word elektrone opgewek in die holte en die holte spektrum sal opbou tot 'n fraksie van die ewewig spektrum. Hierdie fraksie word gegee deur:

$$\int_0^g (1 - e^{-\beta x}) dx \int_0^g dx = (1-d) \dots\dots\dots (7.11)$$

Verder is die totale energie in die ewewig spektrum van die holte relatief tot die totale energie in die ewewig spektrum van die medium, eweredig aan die verhouding van die elektron-energie-absorpsie-koëffisiënt van die faktore in die twee media. Volgens Burlin moet 'n addisionele term bygetel word by die elektroniese stopvermoë om bogenoemde oorwegings in aanmerking te neem. Hierdie term word gegee deur:

$$(1-d) \left\{ \frac{(\mu_{en}/\rho)_c}{(\mu_{en}/\rho)_m} \cdot \frac{(Z/A)_m}{(Z/A)_c} - 1 \right\} \dots\dots\dots (7.12)$$

Die algemene uitdrukking vir f , as die gedeeltelike attenuasie van die elektronvloed van die medium in die holte en die gedeeltelike opbou van die elektronvloed in die holte as gevolg van foton interaksie in die holte in aanmerking geneem word, is dan:

$$f = \frac{(Z/A)_c}{(Z/A)_m} \left\{ 1 + d \left\{ \frac{(Z/A)_m}{(Z/A)_c} \cdot \frac{1}{S_c^m} - 1 \right\} + (1-d) \left\{ \frac{(\mu_{en}/\rho)_c}{(\mu_{en}/\rho)_m} \cdot \frac{(Z/A)_m}{(Z/A)_c} - 1 \right\} \right\} \dots\dots\dots (7.13)$$

Hierdie vergelyking reduceer na

$$f = d \frac{1}{S_c^m} + (1-d) \left\{ \frac{(\mu_{en}/\rho)_c}{(\mu_{en}/\rho)_m} \right\} \dots\dots\dots (7.14)$$

Hierdie vergelyking kan verder gereduseer word vir groot holtes waar $d \rightarrow 0$ en vir klein holtes waar $d \rightarrow 1$.

Vir elektrone is daar geen fotone wat elektrone kan produseer nie en dus moet vergelyking (7.12) nie ingesluit word nie. In die geval word die uitdrukking vir f gegee deur:

$$f_e = \frac{(Z/A)_c}{(Z/A)_m} \{ 1 + d \{ \frac{(Z/A)_c}{(Z/A)_m} \cdot \frac{1}{S_c^m} - 1 \} \} \dots \quad (7.15)$$

$$= d \frac{1}{S_c^m} + (1 - d) \frac{(Z/A)_c}{(Z/A)_m} \dots \dots \dots (7.16)$$

As $d \rightarrow 1$ dan herlei vergelyking (7.16) na vergelyking (7.6)

7.4 DIE BEREKENING VAN GEABSORBEERDE DOSIS VOLGENS HOLT

Holt et al (2) het 'n semi-empiriese uitdrukking afgelei vir effektiwe holte grootte, aangesien daar nie 'n goeie korrelasie tussen Burlin se teorie en eksperimente vir lae atoomgetal materiale (byvoorbeeld perspex) is nie, alhoewel daar 'n bevredigende korrelasie vir hoë Z materiale, soos lood, is.

Holt aanvaar dat die oorsprong van termoluminessensie 'n swart houer (black box) is, en dat die termoluminessensie hoeveelheid, Q_{TL} , direk eweredig is aan die geabsorbeerde energie deur die dosismeter, D_I . Om 'n kalibrasie vir ^{60}Co se γ -strale vir LiF dosismeters met betrekking tot die holte teorie te kry, is aanvaar dat die geabsorbeerde dosis in water gelyk is aan die termoluminessensie hoeveelheid vermenigvuldig met die ^{60}Co kalibrasiefaktor, C_γ . Van "klein holte" teorie is die geabsorbeerde dosis in water gelyk aan die geabsorbeerde dosis in die dosismeter (D_I) vermenigvuldig met die verhouding van die massa-botsings-stopvermoë van die dosismeter en water. Die massa-botsings-stopvermoë maak slegs voorsiening vir lokale energie-verlies per gram en neem nie stralingsverliese in ag nie, daarom is;

$$D_w(\gamma) = Q_{TL} \quad C_\gamma = D_I S_I^W(\gamma) \dots\dots\dots (7.17)$$

Vergelyking (7.17) sal geldig wees as

$$Q_{TL} = \epsilon D_I, \text{ waar } \epsilon \text{ die termoluminessensie ge-}$$

voeligheid per eenheid van geabsorbeerde dosis in I is.

Uit vergelyking (7.17) volg dan ook dat:

$$C_\gamma = \left(\frac{1}{\epsilon}\right) S_I^W(\gamma) \dots\dots\dots (7.18)$$

Vir 'n elektron energie E en medium M kan dan geskryf word dat:

$$D_w(E) = D_w(\gamma) \{S_I^m(E)/S_I^m(\gamma)\} \dots\dots\dots (7.19)$$

As die holte, I , 'n LiF dosismeter is, kan vergelyking (7.19) verder vereenvoudig word, omdat die verhouding van stopvermoë tussen water en LiF konstant is met energie. Vergelyking (7.19) herlei dan na:

$$D_w(E) = D_w(\gamma) = Q_{TL} C\gamma \dots\dots\dots (7.20)$$

Volgens vergelyking (7.20) kan verwag word dat die ^{60}Co kalibrasie van LiF-dosimeters direk oordraagbaar is vir alle elektron-energieë. Dit sal waar wees as die dosismeter se gedrag dieselfde is as 'n "klein holte" en verder moet die dosismeter nie die elektronvloed merkbaar vertraag nie. Omdat die digtheid van LiF $2,64 \times 10^3 \text{ kgm}^{-3}$ is, is daar toepassings betreffende die energie of die dosismeter grootte wat die "klein holte" aanname nie bevredig nie.

Vanaf die definisie van stopvermoë kan vergelyking (7.17) in 'n meer fundamentele vorm geskryf word, naamlik:

$$D_m = D_I \left\{ \int_0^{E_m} \psi(E) \frac{S}{\rho}(E, M) dE / \int_0^{E_m} \psi(E) \frac{S}{\rho}(E, I) dE \right\} \dots\dots\dots (7.21)$$

waar ψ die energie-vloedistribusie in die medium M en die holte I is, en $\frac{S}{\rho}$ die massa-stopvermoë is.

In die algemeen word die stopvermoë egter bereken van die gemiddelde elektron energie, $\bar{E}$, wat bereken word volgens Harder (11) se uitdrukking naamlik:

$$E_z = E_o (1 - \frac{Z}{R_p}) \dots\dots\dots (7.22)$$

Hierdie vereenvoudiging aanvaar dat die energie-vloed-distribusie in die holte dieselfde is as die energie-vloedistribusie in die medium en kan ook benader word deur 'n gemiddelde energie $\bar{E}$. Dan herlei vergelyking (7.21) na:

$$D_m = D_I \left(\frac{(\bar{E})_m \frac{S}{\rho}(E, M)}{(\bar{E})_I \frac{S}{\rho}(E, I)} \right) \\ = D_I S_I^m(\bar{E}) \text{ as } \bar{E}_m = \bar{E}_I = \bar{E} \dots\dots\dots (7.23)$$

As die eindige grootte van die holte enige vertragting van die energie spektrum tot gevolg het, dan word die voorwaarde $\bar{E}_m = \bar{E}_I = \bar{E}$ nie meer bevredig nie. Dit het ook tot gevolg dat:

$$\psi(E)_m = \psi(E)_I$$

Omdat die fisiese meting in die holte gedoen word, is dit verkieslik om die elektronvloed in die medium uit te druk in terme van die elektronvloed in die holte.

Vir 'n nie te groot holte wat se samestelling betref-
fende die atoomgetal nie baie verskil van die medium,
sal die algemene vorm van die elektronspektrum nie
baie verander word deur die holte nie. In die holte
sal die elektronspektrum karakteristieke van die me-
dium weg kwyn met afstand vanaf die skeidingsplek,
terwyl die sekondêre elektron-karakteristieke van die
holte tot 'n maksimum waarde sal opbou. Tot 'n eerste
benadering sal die primêre energie verlies in die hol-
te voorkom as elektrone wat bydra tot die energievloed
binne die holte, dit wil sê:

$$\frac{\psi(E)_m}{\psi(E)_I} = \{k_I S_I^m + (1 - k_I)\} \dots\dots\dots (7.24)$$

waar $k_I \geq 1$ is en k_I is die fraksie van energie ge-
absorbeer in I. Verder is $k_I \cdot S_I^m$ 'n aanduiding van
die elektronspektrum wat tot 'n maksimum waarde opbou
in I, en $(1 - k_I)$ is 'n aanduiding van die wegkwyning
van die elektronspektrum van M in I. As aanvaar word
dat die verandering in energievloed uitgedruk kan word
in terme van die gemiddelde energie, $\bar{E}$, dan volg:

$$\bar{E}_m = \bar{E}_I \{ k_I S_I^m(\bar{E}) + (1 - k_I) \} \dots\dots\dots (7.25)$$

Vervang vergelyking (7.25) in vergelyking (7.23) en
deur vereenvoudiging volg:

$$D_m = D_I S_I^m(\bar{E}) K_E \dots\dots\dots (7.26)$$

waar

$$K_E = \{ 1 + k_I (S_I^m(E) - 1) \} \dots\dots\dots (7.27)$$

en K_E is 'n korreksiefaktor vir stopvermoë-verhoudings as gevolg van die vertraging van elektronvloed vir die holte.

Uit vergelykings (7.1), (7.26) en (7.27) volg dat

$$f_e = S_m^i \{ 1 + k_I (S_I^m - 1) \}^{-1} \dots\dots\dots (7.28)$$

As die medium water is en die holte is van 'n materiaal met 'n lae atoomgetal, byvoorbeeld LiF, dan is die energie gedeponeer lineêr met diepte en word gegee deur die Harder uitdrukking (vergelyking (7.22)). Die waarde vir k_I word geneem as die verhouding van die gemiddelde padlengte van elektrone deur die holte tot die maksimum afstand, R_{maks} van die elektrone.

Die feit dat die maksimum afstand, R_{maks} gebruik word en nie die praktiese afstand, R_p , nie, gee nie 'n beduidende fout volgens Eisen et al (12) nie, omdat:

$$k_I = \frac{g}{R_{\text{maks}}} \leq 1 \dots\dots\dots (7.29)$$

waar die gemiddelde padlengte deur die holte, g , 'n funksie van die geometrie van die holte is.

Die korreksiefaktor vir die holte soos deur Burlin voorgestel, naamlik:

$$d = \{1 - \exp(-\beta g)\} / \beta g$$

dui op 'n kwasi-diffusie tipe van attenuasie van elektrone in die holte wat dan tot gevolg het 'n willekeurige distribusie van rigtings van elektrone. Hierdie aanname skyn geldig te wees vir die lae energie sekondêre elektrone wat deur x-strale geproduseer word.

Vir elektronvelde, veral in lae atoomgetal absorbeërs, geld die kwasi-diffusie aanname nie meer nie. Tot 'n eerste benadering kan die deponering van elektron-energie as konstant oor die padlengte beskou word. Om 'n waarde vir k_I te verkry, word gebruik gemaak van die volgende vergelyking:

$$\bar{\theta}_{\text{rms}} = \frac{180}{\pi} \frac{E_s}{E_0} \left(\frac{\ell}{X_0}\right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (7.30)$$

waar θ_{rms} die wortel van die gemiddelde kwadraat van die strooiingshoeke van die elektrone is.

E_s is 'n konstante (21 MeV)
 X_0 is die stralingslengte en
 ℓ is die strooiingsdiepte.

7.5 ELEKTRON DOSISSE VIR NIE-HOMOGENE MATERIALE VOLGENS SHIRAGAI (13)

As D_{io} die geabsorbeerde dosis in 'n dosismeter is en as die dosismeter 'n klein holte is, kan vergelyking (7.1) herskryf word as

$$D_m = D_i / f = D_{io} S_i^m \dots\dots\dots (7.31)$$

Vir hoë energie elektrone volg dan dat:

$$f_e = \frac{D_i}{S_i^m D_{io}} = d_s S_m^i \dots\dots\dots (7.32)$$

waar

$$d = \frac{D_i}{D_{io}} \dots\dots\dots (7.33)$$

Die berekening van elektrondosis vir 'n nie-homogene materiaal, is baie moeilik, maar as die atoomgetal en die atoommassa van die dosismeter naby die van die medium is, sal daar nie 'n groot verskil in elektron verstrooiing in die medium en in die dosismeter wees nie. Verder word aanvaar dat die gemiddelde geabsorbeerde dosis vir die dosismeter in die medium geskat kan word deur te korregeer vir die verskil in elektronverstrooiing en invallende elektronvloed op die dosismeter in

die medium en in die dosimeter materiaal tot die gemiddelde geabsorbeerde dosis van die dosimeter in die dosimeter materiaal. Om die waardes vir D_i en D_{i0} te verkry, word van die volgende vergelykings gebruik gemaak.

$$D_{i0} = E_i(Z_{i0}) \frac{\eta_m(Z_{m0})}{\eta_i(Z_{i0})} \dots\dots\dots (7.34)$$

en

$$D_i = \left(\int_{Z_2}^{(Z_1 + T)} E_i(Z) dz / T_0 \right) \frac{\eta_m(Z_1)}{\eta_i(Z_2)} (1 + P_{m,i} - P_{i,m}) \quad (7.35)$$

waar;

$E_i(z)$ die elektron-energie-verlies in dosimeter is.

$\Omega(Z)$ is 'n transmissie waarskynlikheid.

Z is die diepte.

Z_{i0} is die diepte in dosimeter-materiaal, waar die residuele energie van elektrone gelyk is aan dié by 'n diepte, Z_{m0} van die middelpunt van die dosimeter in die medium.

Z_1 is die diepte in die medium vanaf die oppervlak van die dosimeter vanaf die kant waar elektrone inval.

Z_2 is die diepte in dosimeter materiaal waar die residuele energie van elektrone gelyk is aan dié op diepte Z_1 in die medium.

T_0 is die dosismeter dikte.

$$T = T_0 \cdot \cos(\bar{\theta}_{\text{rms},i}) / \cos(\bar{\theta}_{\text{rms},m})$$

$P_{m,i}$ is die vermeerdering van elektrone in die dosimeter as gevolg van veelvuldige verstrooiing in die medium.

$P_{i,m}$ is die vermindering van elektrone in die dosimeter as gevolg van veelvuldige verstrooiing in die dosimeter.

$E_i(z)$, $\eta(z)$, z_{i0} en z_2

kan verkry word vanaf 'n algoritme vanaf 'n berekening van die energie-neerlegging-distribusie deur mono-energieke vinnige elektrone wat loodreg inval op 'n semi-oneindige absorbeerder (14). Die geabsorbeerde dosis in die dosimeter materiaal en die aanvanklike elektronvloed word benaderd onderskeidelik gegee deur $E_i(t)$ en $\eta(z)$. Die geabsorbeerde dosis in die klein dosimeter holte in die dosimeter materiaal word gegee deur $E_i(z_{i0})$. Die geabsorbeerde dosis in die holte in die medium word benaderd gegee deur $E_i(z_{i0})$ te vermenigvuldig met die verhouding $\eta_m(z_{m0})/\eta_i(z_{i0})$ van elektronvloed wat die holte binnedring in die medium en in die dosimeter materiaal. Die gemiddelde geabsorbeerde dosis in die dosimeter in die dosimeter materiaal, word gegee deur:

$$\int_{z_2}^{(z_2 + T_0)} E_i(z) dz / T_0$$

Om die geabsorbeerde dosis in die dosismeter in die medium, te skat, moet die volgende korreksies aangebring word.

- 1.) 'n Korreksie vir die verskillende elektron-penetrasie-diktes in die dosismeter as gevolg van verskillende gemiddelde invalshoeke van die elektrone op die dosismeter, word gedoen deur T_0 in die boonste limiet van die integraal te vermenigvuldig met

$$(\cos \bar{\theta}_{\text{rms},i}) / (\cos \bar{\theta}_{\text{rms},m}).$$

- 2.) Die verskil tussen die elektronvloed wat die dosismeter in die medium binnedring en die wat die dosismeter in die dosismetermateriaal binnedring, word voor voorsiening gemaak deur te vermenigvuldig met

$$\eta_m(Z_1) \eta_i(Z_2).$$

- 3.) Die verdragings-korreksie word aangebring deur die terme $P_{m,i}$ en $P_{i,m}$ te gebruik omdat die dosismeter in die medium is. Die stopvermoë word bereken by die gemiddelde energie van die elektrone. Hierdie gemiddelde energie by die

posissie van die dosismeter in die medium, word bereken deur Harder se uitdrukking naamlik:

$$\bar{E} = E_0 (1 - z/R_p)$$

$$R_p = 0,521 E_0 - 0,376 \quad (\text{g.cm}^{-2})$$

Die massa-absorpsie-koëffisiënte vir elektrone is bereken met behulp van die volgende vergelyking volgens Chan en Burlin (15)

$$\beta = \frac{18,6}{(E_{\text{maks}} - 0,036)^{1,37}} \quad (\text{cm}^2.\text{g}^{-1}) \quad \dots (7.36)$$

Die variasie van teorie met eksperimente het vir die verskillende teorieë gevarieer van geen variasie tot in sommige gevalle meer as 10%.

'n Rede vir die verskil kan wees omdat verskillende persone verskillende fantoom-materiale in hul eksperimente gebruik het, naamlik: water, polistireen en lucite. Aangesien die teorieë meestal semi-empiriese teorieë is, is daar ook in 'n mindere of meerdere mate sekere tekortkominge aan die teorieë.

Die invloed van die verskillende materiale en dan ook die energie wat deur die dosismeter geabsorbeer word, is teoreties verder ondersoek.

VERWYSINGS

1. Almond, P.R. & McCray, K. (1970). Phys. Med. Biol. 15.
2. Holt, J.G., et al (1975). Phys. Med. Biol. 20.
3. Paliwal, B.R. & Almond, P.R. (1975). Phys. Med. Biol. 20.
4. Fregene, A.O. (1976). Radiat. Res. 65.
5. Nakojima, T. et al (1968). Health Phys. 14.
6. Ehrlich, M. (1970). Health Phys. 18.
7. Antoku, S., et al (1973). Phys. Med. Biol. 18.
8. Bistrovic, M., et al (1970). Phys. Med. Biol. 15.
9. Burlin, T.E., et al (1969). Proc., 2nd Symp. on Micro dosimetry.
10. Burlin, T.E. (1966). Br. J. Radiol. 39.
11. Harder (1972). ICRU Report 21.
12. Eisen, H., et al (1972). Radat. Res. 52.
13. Shiragai, A. (1977). Phys. Med. Biol. 22.
14. Tabata, T. & Ito, R. (1974). Nucl. Sci. Engng. 53.
15. Ohan, F.K. & Burlin, T.E. (1970). Br. J. Radiol. 43.

HOOFSTUK 8

INTERAKSIE VAN FOTONE MET MATERIE

Vir die doel om die geabsorbeerde energie (dosis in materie of dosismeter) te bepaal, is dit nodig om die verskillende prosesse wat kan plaasvind te beskryf, omdat daar onsekerheid is omtrent die energie afhanklikheid van LiF-dosimeters vir elektrone. 'n Elektron wat op materie inval, sal energie verloor as gevolg van botsings-prosesse voordat dit óf 'n bremstraling-interaksie óf vernietigings-(positrone) interaksie ondergaan. Beide interaksies het 'n foton tot gevolg, daarom is dit nodig om ook die verskillende interaksies van fotone met materie te bespreek.

Die interaksie van γ -strale met materie word gekarakteriseer deur die feit dat elke foton individueel verwyder word uit die invallende bundel in een enkele gebeurtenis. Die aantal fotone verwyder, ΔB , is eweredig aan die dikte, Δx , en ook aan die hoeveelheid invallende fotone, B , d.w.s.

$$\Delta B = -\mu B \Delta x \quad \dots (8.1)$$

waar μ die attenuasie-koëffisiënt is. As die straling homogeen is, is μ konstant en deur vergelyking (8.1) te integreer, volg:

$$B = B_0 \exp(-\mu x) \quad \dots (8.2)$$

Omdat x in verskillende eenhede uitgedruk kan word, nl. in cm , g/cm^2 , atome/cm^2 of $\text{elektrone}/\text{cm}^2$ en die produk μx dimensieloos moet wees, volg dit dat μ ooreenstemmend uitgedruk word as cm^{-1} , cm^2/g , cm^2/atoom en $\text{cm}^2/\text{elektron}$.

Analises van die interaksie van γ -strale met materie bestaan daarin om die waardes van μ as 'n funksie van energie en absorberende materiaal vir die verskillende prosesse waardeur γ -strale geabsorbeer kan word, te bepaal. Die drie belangrikse prosesse is (i) foto-elektriese effek, (ii) Compton-effek en (iii) paarproduksie.

Die meeste teoretiese studies (1) oor die interaksie van fotone met materie, maak gebruik van die steuringsteorie waarin die Hamilton funksie van die suiwer stralingsveld H_{rad} , plus die effek van die elektron (of kern) in die afwesigheid van die stralingsveld, H_{el} (of H_{nuc}) gebruik word om die ongesteurde golffunksie ψ te bepaal vanaf die golfvergelyking, nl.

$$i \frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = (H_{\text{rad}} + H_{\text{el}}) \psi \quad \dots (8.3)$$

'n Tweede teoretiese benadering tot die teorie van γ -straal interaksie is deur gebruik te maak van dispersie verwantskappe (2). Beide metodes behoort egter dieselfde resultate vir dieselfde tipe prosesse te gee.

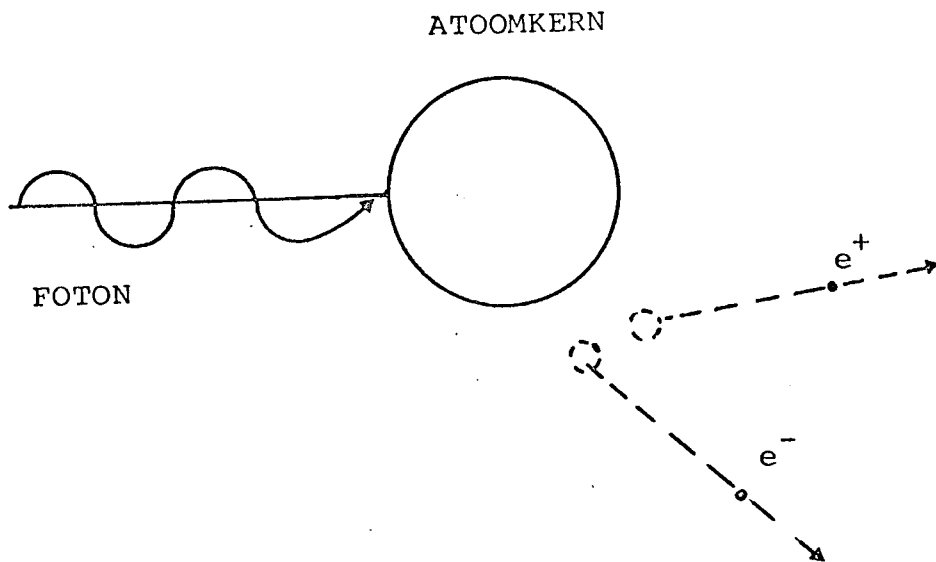
8.1 PAARPRODUKSIE

By paarproduksie (2) word 'n foton totaal geabsorbeer om

'n positron - negatron paar met totale energie gelyk aan $h\nu$ te vorm, d.w.s.

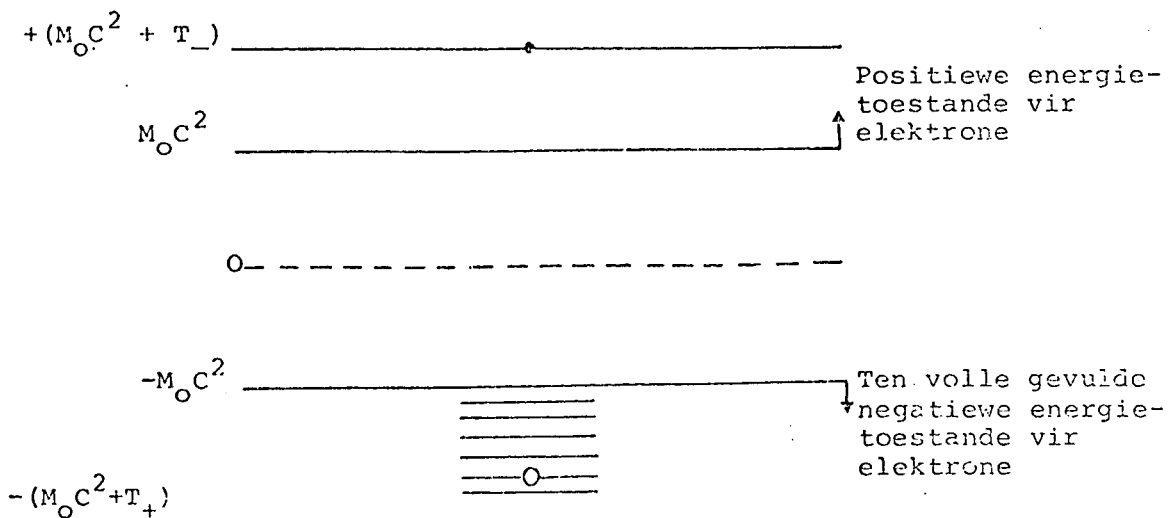
$$h\nu = (T_- + m_0 c^2) + (T_+ + m_0 c^2) \quad \dots (8.4)$$

waar T_- en T_+ die kinetiese energie respektiewelik van die negatron en positron is en $m_0 c^2 = 0,51 \text{ MeV}$ die elektron-rusmassa-energie is. Hierdie proses gebeur slegs in die veld van gelaai deeltjies, hoofsaaklik in 'n kernveld maar ook in 'n elektronveld. Die teenwoordigheid van hierdie deeltjie is nodig vir die behoud van momentum. In Figuur 8.1 word dié proses skematies voorgestel.



Figuur 8.1 Skematiese voorstelling van paarproduksie.

Die paarproduksie-proses kan verklaar word met behulp van Dirac se elektron teorie wat positrone as holtes beskou in 'n see van negatiewe energie toestande van elektrone. Dirac se teorie word in figuur 8.2 geïllustreer.



Figuur 8.2 Skematiese voorstelling van positiewe en negatiewe energie toestande van 'n elektron.

Uit figuur 8.2 is dit duidelik dat om 'n negatron uit 'n negatiewe energie toestand te lig, moet 'n energie-skans van $2 m_0c^2$ oorkom word. Hierdeur word die negatron omskep in 'n positiewe energie toestand. Die holte in die negatiewe energie gebied het dieselfde eienskappe as die negatron behalwe dat dit 'n teenoorgestelde teken het. Die totale energie tussen die holte en die elektron is gelyk aan $h\nu$ (figuur 8.2).

Die paarproduksie-proses is baie nou verwant aan die bremstraling-proses. In bremstraling ondergaan 'n elektron 'n oorgang tussen twee positiewe energie toestande en 'n foton word uitgegee in plaas van geabsorbeer. Wiskundig is die teorie van die twee prosesse baie dieselfde (sien bremstraling).

Die differensiële deursnit vir die produksie van 'n positron-negatron paar wat voorsiening maak vir afskerming en vir hoë positron en elektron energie, word gegee deur (7).

$$\begin{aligned} d\sigma_p = & \alpha_0 r_0^2 Z(Z+1) \frac{dE_+}{k^3} \{ (E_+^2 + E_-^2) [\phi_1(\gamma) - \frac{4}{3} V(Z)] \\ & + \frac{2}{3} E_+ E_- [\phi_2(\gamma) - \frac{4}{3} V(Z)] \} \end{aligned} \quad \dots (8.5)$$

waar;

$\alpha_0 = (\frac{2\pi e^2}{hc})$ die fynstruktuur konstante is.

$r_0 = (\frac{e^2}{mc^2})$ die klassieke elektronstraal is.

Z is die atoomgetal.

k is die energie van die foton.

E_+ is die energie van die positron.

E_- is die energie van die elektron.

Al die energieë van vergelyking (8.5) moet in mc^2 eenhede uitgedruk word.

$\phi_1(\gamma)$ en $\phi_2(\gamma)$ is 'n funksie van γ

waar;

$$\gamma = \frac{100 \text{ kZ}^{-1/3}}{E_+ E_-}$$

Vir $\gamma \geq 10$ word die funksies gegee deur

$$\phi_1(\gamma) = \phi_2(\gamma) = 4 \ln(200/\gamma) - 2 \quad \dots (8.6)$$

$\phi_1(\gamma)$ en $\phi_2(\gamma)$ staan ook bekend as die Bethe-Heitler afskermingsfunksies. Die funksie $V(Z)$ word gegee deur:

$$V(Z) = \ln Z + 3 f(Z) \left(1 - \frac{6}{0,511 \text{ k}}\right) \quad \dots (8.7)$$

waar $f(Z)$ gegee word deur:

$$f(Z) = a^2 [(1 - a^2)^{-1} + 0,20206 - 0,0369a^2 + 0,0053a^4 - 0,002a^6] \quad \dots (8.8)$$

$$\text{en } a = \alpha_0 Z = \frac{Z}{137}$$

Hierdie uitdrukking vir $V(Z)$ verskil van dié wat aanvanklik afgelei is deur Bethe en Heitler (8) deur gebruik te maak van die Born-benadering. Davies, Bethe en Maximon (9) het die korreksie-term, $3f(Z)$, in vergelyking (8.7)

voorgestel om voorsiening te maak vir Coulomb kragte en verder is die faktor $(1 - \frac{6}{0,511k})$ deur hulle voorgestel om voorsiening te maak vir die afwyking van die Born benadering. Die gebruiklike faktor van z^2 in die deursnit vir paarproduksie in die aanwesigheid van elektrostatiese velde van die kern, is vervang deur $Z(Z + 1)$ om voorsiening te maak vir produksie in die veld van die atoom-elektrone.

Deur in vergelyking (8.5) die onafhanklike veranderlike te verander na

$$x = E^+/k$$

kan vergelyking (8.5) dan as volg geskryf word,

$$\begin{aligned} d\sigma_p = & \Phi(Z) dx \left\{ \left\{ \phi_1(\gamma) \left[1 - \frac{4}{3} x(1-x) \right] - \frac{2}{3} x(1-x) \phi_3(\gamma) \right\} \right. \\ & \left. - \frac{9}{7} \left[K(Z) - \frac{P(Z)}{k} \right] \left[1 - \frac{4}{3} x(1-x) \right] \right\} \quad \dots (8.9) \end{aligned}$$

waar;

$$K(Z) = \frac{28}{27} [\ln Z + 3 f(Z)] \quad \dots (8.10)$$

$$P(Z) = \frac{168 \cdot f(Z)}{9 \cdot (0,511)} \quad \dots (8.11)$$

$$\phi_3(\gamma) = \phi_1(\gamma) - \phi_2(\gamma) \quad \dots (8.12)$$

$$\gamma = \frac{\gamma_1}{x(1-x)} \quad \dots (8.13)$$

$$\gamma_1 = \frac{100}{k} z^{-1/3} \quad \dots (8.14)$$

$$\text{en } \phi(Z) = \alpha_0 r_0^2 Z(Z+1) \quad \dots (8.15)$$

Die totale deursnit vir paarproduksie word gegee deur die integraal van vergelyking (8.9), nl.

$$\sigma_p = \phi(Z) F(\gamma_1) - \phi(Z) K(Z) + \phi(Z) \frac{P(Z)}{k} \quad \dots (8.16)$$

waar;

$$F(\gamma_1) = \int_0^1 \{ \phi_1(\gamma) [1 - \frac{4}{3}x(1-x)] - \frac{2}{3}x(1-x)\phi_3(\gamma) \} dx \quad \dots (8.17)$$

Die funksie F in vergelyking (8.17) is slegs afhanklik van γ_1 .

Vir 'n medium wat bestaan uit i elemente met N_i kerne per cm^3 met massagetalle Z_i word die makroskopiese differensieële deursnit gegee volgens vergelyking (8.9)

$$\begin{aligned} d\Sigma_p = dx & \left[\{ \phi_1(\gamma_2) [1 - \frac{4}{3}x(1-x)] - \frac{2}{3}x(1-x)\phi_3(\gamma_2) \} \right. \\ & \left. - \frac{9}{7} (\bar{K} - \frac{\bar{P}}{k}) (1 - \frac{4}{3}x(1-x)) \right] \quad \dots (8.18) \end{aligned}$$

waar;

$$\bar{K} = \sum_i N_i \phi(Z_i) K(Z_i) \quad \dots (8.19)$$

$$\bar{P} = \sum_i N_i \phi(Z_i) P(Z_i) \quad \dots (8.20)$$

$$\phi_1 (\gamma_2) = \sum_i N_i \phi(Z_i) \phi_1 (\gamma) \quad \dots (8.21)$$

$$\phi_3 (\gamma_2) = \sum_i N_i \phi(Z_i) \phi_3 (\gamma) \quad \dots (8.22)$$

$$\gamma_2 = \frac{\gamma_0}{x(1-x)} \quad \dots (8.23)$$

$$\text{en } \gamma_0 = \frac{100}{k} \quad \dots (8.24)$$

Die totale deursnit van so 'n mengsel word dan gegee deur:

$$\Sigma_p = \bar{F} (\gamma_0) - \bar{K} + \frac{\bar{P}}{k} \quad \dots (8.25)$$

waar;

$$\bar{F} (\gamma_0) = \sum_i N_i \phi(Z_i) F(\gamma_1) \quad \dots (8.26)$$

'Hough (10) het 'n distribusie-funksie voorgestel as benadering vir die Bethe-Heitler uitdrukking vir differensiële deursnit vir paarproduksie by lae energie. Vir energie onderkant 30 MeV kan die distribusie-funksie geskryf word as:

$$\hat{h}(x) = \frac{h_1(x)}{1+M} + \frac{M \cdot h_2(x)}{1+M} \quad \dots (8.27)$$

waar;

$$x = (E - 1)/(k - 2) \text{ en}$$

E is die elektron-energie in mc^2 eenhede.

k is die foton-energie in mc^2 eenhede.

$$h_1(x) = \frac{8}{\pi} x^{\frac{1}{2}} (1-x)^{\frac{1}{2}} \quad \dots (8.28)$$

$$h_2(x) = 30 x(1-x)(1-2x)^2 \quad \dots (8.29)$$

$$M = \frac{P}{13,91\pi}$$

$$P = Q - 0,52 \quad \text{vir } k > 4,2$$

$$= 0 \quad \text{vir } k < 4,2$$

$$Q = (1 - 2/k) \left[\frac{4}{3} (1 - k^{-2}) (L - 1) - 4k^{-2} F(F - 1) - 16 k^{-4} F(L - F) \right] \quad \dots (8.30)$$

en

$$L = 2k^2 (k^2 - 4)^{-1} \ln\left(\frac{k}{2}\right)$$

$$F = k(k^2 - 4)^{-\frac{1}{2}} \ln \left[\left(\frac{k}{2}\right) + \left(\frac{k^2}{4} - 1\right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad \dots (8.31)$$

8.2 DIE FOTO-ELEKTRIESE EFFEK

'n Invallende foton met kwantum energie $h\nu$ kan nie totaal deur 'n vry elektron geabsorbeer word nie, omdat momentum in so 'n sisteem nie behoue sal bly nie (2).

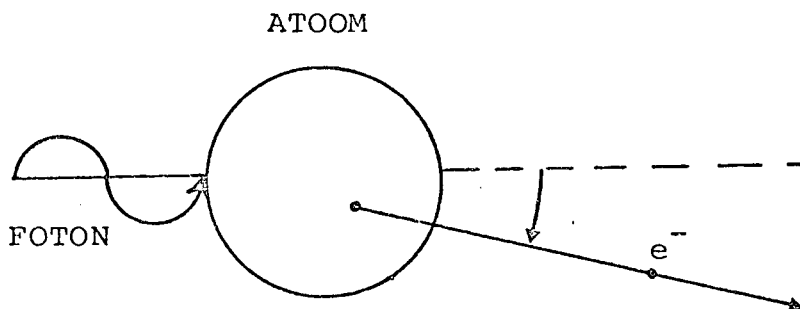
Totale absorpsie kan egter plaasvind as die elektron aanvanklik gebonde is aan 'n atoom, omdat momentum dan behoue

bly as gevolg van die terugslag van die atoom. Die mees gebonde elektrone (K elektrone) in 'n atoom het die grootste waarskynlikheid om 'n invallende foton te absorbeer.

Ómdat die hele atoom deelneem aan dié proses, kan die foto-elektriese effek beskou word as 'n interaksie van die primêre foton met die elektronwolk van die atoom. As die energie van die foton ($h\nu$) groter is as die ionisasie energie (I) van die atoom, sal die elektron opgewek word in 'n staat van die kontinue spektrum. In so 'n geval sal lig van alle frekwensies geabsorbeer kan word en die absorpsie spektrum is dan kontinu. Die kinetiese energie (T) van die elektron nadat dit die atoom verlaat het, sal bepaal word deur Einstein se vergelyking nl.:

$$T = h\nu - I$$

... (8.32)



Figuur 8.3 Skematiese voorstelling van die foto-elektriese proses.

'n Voorstelling van die foto-elektriese proses word in figuur 8.3 gegee.

Die differensiële deursnit vir 'n foto-elektriese proses word volgens Heitler (1) gegee deur;

$$d\phi = r_0^2 \alpha_0^4 Z^5 \left(\frac{\mu}{k}\right)^{7/2} \frac{2^{5/2} \sin^2 \theta \cos^2 \phi d\Omega}{(1 - \beta \cos \theta)^4} \dots (8.33)$$

waar;

r_0 die klassieke elektronstraal is en

$$r_0 = e^2/mc^2 = 2,818 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

Z is die atoomgetal

α_0 is die fynstruktuurkonstante en

$$\alpha_0 = \frac{2 e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

μ is die elektron-rusmassa-energie en

$$\mu = mc^2$$

k is die energie van die invallende foton en

$$k = h\nu$$

θ is die hoek tussen die rigting van die ligkwanta en die rigting van die elektron. ϕ is die hoek tussen die foton-elektron vlak en die foton-polarisasierigting vlak.

$$\beta = \frac{v}{c}$$

Die meeste foto-elektrone word dus uitgestraal in die polarisasierigting van die primêre kwanta, d.w.s. $\theta = \frac{\pi}{2}$ en $\phi = 0$. In die aanvanklike foton rigting is die intensiteit van die foto-elektriese emissie zero.

Die totale deursnit vir die uitgee van foto-elektrone in enige rigting, kan verkry word deur vergelyking (8.33) te integreer oor alle moontlike hoeke en met 2 te vermenigvuldig om toe te laat vir die feit dat daar 2 elektrone in die K-skil is.

$$\phi = \phi_0 \frac{Z^5 \cdot 2^{5/2}}{137} \left(\frac{\mu}{k}\right)^{7/2} \dots (8.34)$$

waar $\phi_0 = \frac{8\pi}{3} r_0^2$, die Thomson verstrooiings-deursnit is.

Vir energieë wat dieselfde orde is as die ionisasie-energie, is die Born-benadering nie meer geldig nie en Hall (11) het voorgestel dat vergelyking (8.34) vermenigvuldig moet word met 'n faktor $f(b)$ waar;

$$f(b) = 2\pi \left(\frac{I}{k}\right)^{1/2} \frac{\exp(-4b \cot^{-1}(b))}{1 - \exp(-2\pi b)} \dots (8.35)$$

waar I die ionisasie-energie van die K-skil is en

$$b = \left(\frac{I}{k - I}\right)^{1/2}$$

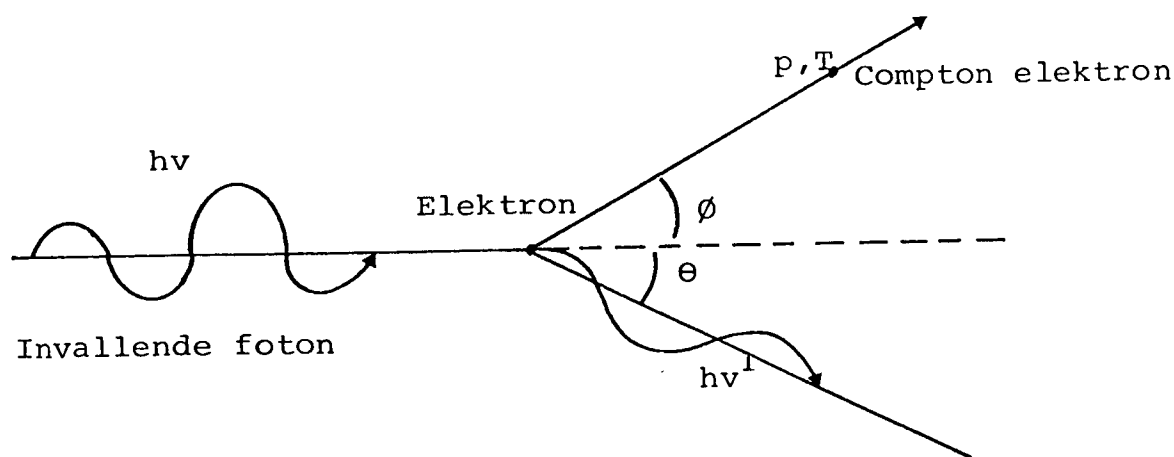
8.3 DIE COMPTON-PROSES

Die Compton-effek is die verstrooiing van γ -strale deur

elektrone wanneer die energie van die foton baie groter is as die bindingsenergie van die elektron en daarom kan die elektrone as vry beskou word.

'n Skematiese voorstelling van die Compton-proses word in figuur 8.4 gegee.

In figuur 8.4 is $h\nu$ die invallende foton se energie, die verstrooide foton se energie is $h\nu'$ en dit beweeg met 'n hoek θ vanaf die aanvanklike rigting en die elektron met momentum p en kinetiese energie T beweeg teen 'n hoek ϕ na die uitskietproses.



Figuur 8.4 Skematiese voorstelling van die Compton-effek.

Die rigtings van die invallende- en verstrooide foton de=

finieer die verstrooiingsvlak. Omdat die momentum loodreg op dié vlak nul is, moet die Compton-elektron ook in dieselfde vlak beweeg.

Volgens die behoud van momentum in die rigting van $h\nu$, volg;

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu^1}{c} (\cos \theta + p \cos \phi) \quad \dots (8.36)$$

Die behoud van momentum loodreg op dié rigting gee:

$$\theta = \frac{h\nu^1}{c} (\sin \theta - p \sin \phi) \quad \dots (8.37)$$

Vir die behoud van energie, volg:

$$h\nu = h\nu^1 + T \quad \dots (8.38)$$

Deur gebruik te maak van die relatiwistiese verwantskap nl.

$$pc = [T(T + 2 mc^2)]^{\frac{1}{2}} \quad \dots (.39)$$

en deur die dimensielose veranderlike $k = \frac{h\nu}{mc^2}$, kan die volgende uitdrukkings verkry word:

$$\frac{c}{\nu^1} - \frac{c}{\nu} = \lambda^1 - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) \quad \dots (8.40)$$

$$h\nu^1 = \frac{h\nu}{1 - k (1 - \cos \theta)} \quad \dots (8.41)$$

$$T = h\nu \left[\frac{k (1 - \cos \theta)}{1 + k (1 - \cos \theta)} \right] \quad \dots (8.42)$$

$$T_{\text{maks}} = \frac{h\nu}{1 + (\frac{1}{2}k)} \quad \dots (8.43)$$

$$\cos \theta = 1 - \frac{2}{(1 + k)^2 \tan^2 \phi + 1} \quad \dots (8.44)$$

$$\text{en } \cot \phi = (1 + k) \tan \frac{\theta}{2} \quad \dots (8.45)$$

Om die deursnee vir Compton verstrooiing te kry, het Klein & Nishina (11) die probleem kwantum-meganies benader deur gebruik te maak van Dirac se uitdrukking vir detektore:

As I die intensiteit van die verstrooide fotone teen 'n hoek θ en afstand r van die verstrooide elektron is en as I_0 die aanvanklike intensiteit van die invallende fotone is, dan volg

$$I = \frac{I_0}{r^2} \left[\frac{h\nu^1}{h\nu} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} \right] \quad \dots (.46)$$

waar $d\sigma$ die deursnit per elektron vir die aantal verstrooide fotone in die ruimte hoek $d\Omega$ in die rigting van θ is.

Die uitdrukking wat deur Klein & Nishina verkry is vir die deursnit, word gegee deur:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{h\nu^1}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu^1} + \frac{h\nu^1}{h\nu} - \sin^2 \theta \right) \quad \dots (8.47)$$

waar $r_0 = e^2 / mc^2$, die klassieke elektronstraal is.

Vervang vergelyking (8.41) in vergelyking (8.47), dan volg:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma_c}{d\Omega} &= \frac{1}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1}{[1+k(1-\cos\theta)]^2} \left[1+k(1-\cos\theta) + \frac{1}{1+k(1-\cos\theta)} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - (1-\cos^2\theta) \right] \right\} \\
 &= \frac{1}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1}{[1+k(1-\cos\theta)]^2} \left[\frac{k(1-\cos\theta)(1+k(1-\cos\theta)) + 1}{1+k(1-\cos\theta)} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \cos^2\theta \right] \right\} \\
 &= \frac{1}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1}{[1+k(1-\cos\theta)]^2} \left[\frac{k^2(1-\cos\theta)^2 + 1+k(1-\cos\theta)}{1+k(1-\cos\theta)} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \cos^2\theta \right] \right\} \\
 &= \frac{1}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1}{[1+k(1-\cos\theta)]^2} \left[\frac{k^2(1-\cos\theta)^2}{1+k(1-\cos\theta)} + 1 + \cos^2\theta \right] \right\} \\
 &\quad \dots (8.48)
 \end{aligned}$$

Vir die lae energie waar $\alpha \ll 1$ is, reduceer vergelyking (8.48) na die klassieke Thomson uitdrukking vir verstrooiing d.w.s.

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2\theta) \quad \dots (8.49)$$

Die totale Compton deursnit kan verkry word deur vergelyking (8.48) oor alle hoeke te integreer en dan volg;

$$\begin{aligned}
 \sigma_c &= 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+k}{k^3} \left[\frac{2k(1+k)}{1+2k} - \ln(1+2k) \right] \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2k} \ln(1+2k) - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \right\} \\
 &\quad \dots (8.50)
 \end{aligned}$$

Die vergelykings wat in die hoofstuk gegee is vir die waarskynlikheid van verskillende interaksies van fotone word in die program wat in hoofstuk 10 bespreek word, gebruik.

VERWYSINGS

1. Heitler, W. (1954). The Quantum theory of radiation.
2. Evans, R.D. (1955). The atomic Nucleus.
3. Lapp, R.E. & Andrews, H.L. (1972). Nuclear Radiation Physics.
4. Rossi, B. (1956). High Energy Particles.
5. Burcham, W.E. (1967). Nuclear Physics.
6. Hall, H. (1936). Revs. Modern Phys. 8.
7. Zerby, C.D. & Moran, H.S. (1962). Studies of the Longitudinal Development of High energy Elekcton-Photon Cascade Showers in Copper.
8. Bethe, H.A. & Heitler, W. (1934). Proc. Roy. Soc. A146.
9. Davies, H., et al. (1954). Phys. Rev. 93.
10. Hough, P.V.C. (1948). Phys. Rev. 73.
11. Klein, O. & Nishina, Y. (1929). Z. Physik 52.

HOOFSTUK 9

INTERAKSIE VAN ELEKTRONE MET MATERIE

As 'n elektron deur materie beweeg, sal die elektron energie verloor en ook van rigting verander as gevolg van die interaksie met die atomiese elektrone sowel as die kerne. In die geval waar die elektron energie baie groter is as die bindingsenergie van die atomiese elektrone, word daarna verwys as 'n interaksie met 'n vrye elektron. 'n Elektron-elektron botsing sal 'n energieverlies en 'n defleksie veroorsaak, terwyl 'n elektron-kern botsing slegs 'n verandering in rigting van die inkomende elektron tot gevolg sal hê.

9.1 VERSTROOIING DEUR VRYE ELEKTRONE

Volgens Heitler(1) word die bewegingsvergelyking wanneer 'n ligfoton met frekwensie (ν) en veldsterkte

$$\underline{E} = \underline{E}_0 e^{-i\nu t}$$

op 'n vry elektron val, gegee deur

$$m\ddot{\underline{x}} = e\underline{E}_0 e^{-i\nu t} + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \ddot{\underline{x}} \quad \dots (9.1)$$

Verder word die verstrooiingsdeursnit $\phi(\theta)$ gegee deur

$$\phi_0(\theta) = \frac{1}{2} \frac{r_0^2 (1 + \cos^2 \theta)}{1 + K^2}$$

waar θ die verstrooiingshoek is en
 K is 'n dempingsfaktor.

Aangesien die dempingsfaktor klein is, kan dit geignoreer word en die totale verstrooiings deursnit kan dan verkry word deur vergelyking (9.1) te integreer oor alle moontlike hoeke, dan volg:

$$\phi_0 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad \dots (9.2)$$

waar ϕ_0 die Thomson verstrooiingsdeursnit is.

9.1.1 KLASSIEKE RUTHERFORD VERSTROOIING

Wanneer 'n elektron naby 'n atoomkern met lading Ze en massa M_2 beweeg, sal die elektron 'n netto verstrooiing (θ) ondergaan as gevolg van die Coulomb kragte. 'n Uitdrukking vir die differensiële verstrooiingsdeursnit tussen θ en $\theta + d\theta$ word volgens Evans(2) gegee deur:

$$d\sigma = 2\pi b \, db \quad \dots (9.3)$$

waar $b = \frac{x}{2} \cot \frac{\theta}{2}$, en b die botsings-parameter is en x die botsingsdeursnit, d.w.s. die naaste afstand van moontlike bereik is. Die waarde van x word gegee deur:

$$x = \frac{2 z_1 Ze^2}{\frac{1}{2} m_1 v_1^2}$$

waar die onderskrif 1 verwys na die invallende deeltjie.

Deur die waarde van b in vergelyking (9.3) te vervang, volg:

$$d\sigma = \frac{\pi}{4} x^2 \cot \frac{\theta}{2} \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2} d\theta \quad \dots (9.4)$$

Die deursnit vir verstrooiing deur 'n hoek van groter of gelyk aan θ word gegee deur:

$$\sigma(\geq \theta) = \int_{\theta}^{\pi} d\sigma = 2\pi \int_0^b db = \pi b^2 = \frac{\pi}{4} x^2 \cot^2 \frac{\theta}{2} \quad \dots (9.5)$$

As $\theta \geq \frac{\pi}{2}$ dan word daar gepraat van terugverstrooiing, en die deursnit vir terugverstrooiing kan verkry word deur $\theta = \frac{\pi}{2}$ in vergelyking (9.5) te stel. Dan volg:

$$\sigma(\theta \geq \frac{\pi}{2}) = \frac{\pi}{4} x^2 \quad \dots (9.6)$$

$$\text{want } \cot^2 \frac{\theta}{2} = 1$$

In die geval waar die strooiingsenter 'n kern met lading Ze is, en as die invallende deeltjie 'n elektron met snelheid v , massa m , en lading e is, dan word die deursnit vir terugverstrooiing gegee deur:

$$\sigma(\theta \geq \frac{\pi}{2}) = \pi Z^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^4} \right) \text{ cm}^2/\text{kern}$$

waar $v = \beta c$ en $M_1 = M_0/(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$ is.

Volgens vergelyking (9.4) sal die differensiële strooiingsdeursnit vir elektrone gegee word deur:

$$d\sigma = \pi Z^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^4}\right) \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta \quad \dots (9.7)$$

Hierdie elektrone sal verstrooi word in 'n ruimte hoek= element, $d\omega$, waar

$$d\omega = 2\pi \sin \theta d\theta = 4\pi \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} d\theta \quad \dots (9.8)$$

Die klassieke differensiële strooiingsdeursnit vir elektrone wat verstrooi word in 'n ruimtehoek $d\omega$ teen 'n gemiddelde hoek van θ word gegee deur:

$$d\sigma = \frac{Z^2}{4} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^4}\right) \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} d\omega \quad \dots (9.9)$$

9.2 BREMSTRALING

Volgens klassieke teorie sal 'n lading wat 'n versnelling ondergaan straling uitgee. Daarom sal enige invallende deeltjie wat se snelheid verander of wat gedeflekteer word, elektromagnetiese strale uitgee met 'n amplitude wat eweredig is aan die versnelling. Dit is die algemene beginsel van bremstraling. 'n Elektron met primêre energie E_0 wat deur 'n atoomveld (of kernveld) beweeg, sal gedeflekteer word met die moontlikheid dat 'n ligkwanta met energie k uitgestraal sal word. Volgens behoud van energie moet volg dat ;

$$E + k = E_0 \quad (9.10)$$

waar E die nuwe energietoestand van die elektron is.

Die differensiële deursnit vir bremstraling word gegee deur Zerby en Moran (7) as

$$d\sigma_b = \alpha_0 r_0^2 Z(Z+1) \frac{dk}{k} \left\{ \left(1 + \frac{E^2}{E_0^2}\right) [\phi_1(\gamma) - \frac{4}{3} \ln Z] - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} [\phi_2(\gamma) - \frac{4}{3} \ln Z] \right\} \dots (9.11)$$

waar die energieë in mc^2 eenhede is. 'n Korreksieterm vir Coulomb-kragte is nie weer nodig vir die bremstraling uitdrukking nie, aangesien dit reeds aangebring is in die uitdrukking vir paarproduksie. Die funksies $\phi_1(\gamma)$ en $\phi_2(\gamma)$ is dieselfde as by paarproduksie behalwe dat die argument nou gegee word deur:

$$\gamma = 100 kZ^{-1/3} / E_0 \cdot E$$

Stel $x = k/E_0$ in vergelyking (9.11), dan volg:

$$d\sigma_b = \phi(Z) \frac{E_0 dx}{x \cdot E_0} \left\{ \left[\left(1 + \frac{E^2 x^2}{k^2}\right) \phi_1(\gamma) - \frac{2}{3} \frac{E \cdot x}{k} \phi_2(\gamma) - \frac{4}{3} \left(1 + \frac{E^2 x^2}{k^2}\right) \ln Z + \frac{2 \cdot 4}{3 \cdot 3} \frac{E \cdot x}{k} \ln Z \right] \right\} \dots (9.12)$$

$$\text{waar } \phi(Z) = \alpha_0 r_0^2 Z(Z+1)$$

$$\text{As } \gamma_1 = 100 Z^{-1/3} / E_0 \text{ gestel word, dan volg}$$

$$\text{dat } \gamma = \gamma_1 x / (1 - x) \text{ en } \frac{E}{k} = \frac{\gamma_1}{\gamma} = \frac{1 - x}{x} \text{ vervang die}$$

waarde van $\frac{E}{k}$ in vergelyking (9.12), dan volg:

$$\begin{aligned}
 d\sigma_b &= \phi(Z) \frac{dx}{x} \left\{ \left(1 + \frac{(1-x)^2 x^2}{x^2}\right) \phi_1(\gamma) - \frac{2}{3} \frac{(1-x)x}{x} \phi_2(\gamma) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{4}{3} \left(1 + \frac{(1-x)^2}{x^2} x^2\right) \ln Z + \frac{2.4}{3.3} \frac{(1-x)x}{x} \ln Z \right\} \\
 &= \phi(Z) \frac{dx}{x} \left\{ (1 + 1 - 2x + x^2) \phi_1(\gamma) - \frac{2}{3} (1-x) \phi_2(\gamma) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{4}{3} \ln Z [1 + 1 - 2x + x^2 - \frac{2}{3} (1-x)] \right\} \\
 &= \phi(Z) dx \left\{ \frac{2(1-x)}{x} [\phi_1(\gamma) - \frac{\phi_2(\gamma)}{3}] + x \phi_1(\gamma) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{4}{3} \ln Z \left[\frac{4}{3} \frac{(1-x)}{x} + x \right] \right\} \quad \dots (9.13)
 \end{aligned}$$

Die totale deursnit vir bremstraling kan verkry word deur vergelyking (9.13) te integreer. As verder aangeneem word dat die deursnit nul is vir die produksie van fotone met 'n energie minder as $k = \epsilon E_0$, dan is die integrasiegrense tussen ϵ en 1, waar Σ die fraksionele energieverlies per enkele botsing is. Die totale deursnit word dan gegee deur:

$$\begin{aligned}
 \sigma_b &= \int_{\epsilon}^1 \phi(Z) dx \left\{ \frac{2(1-x)}{x} [\phi_1(\gamma) - \frac{\phi_2(\gamma)}{3}] + x \phi_1(\gamma) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{4}{3} \left[\frac{4}{3} \frac{(1-x)}{x} + x \right] \ln Z \right\} \\
 &= \phi(Z) \cdot G(\gamma_1, \epsilon) - \phi(Z) \int_{\epsilon}^1 \frac{4}{3} \left[\frac{4}{3} \frac{(1-x)}{x} + x \right] \ln Z dx
 \end{aligned}$$

$$= \Phi(Z) \cdot G(\gamma_1, \epsilon) - \Phi(Z) \left\{ \frac{4}{3} \left[\frac{4}{3} (\ln x - x) + \frac{x^2}{2} \right] \frac{1}{\epsilon} \ln Z \right\}$$

$$= \Phi(Z) \cdot G(\gamma_1, \epsilon) - \Phi(Z) \left\{ \frac{4}{3} \left[-\frac{4}{3} \ln \epsilon - \frac{4}{3} (1 - \epsilon) + \frac{1}{2} - \frac{\epsilon^2}{2} \right] \ln Z \right\}$$

$$= \Phi(Z) \cdot G(\gamma_1, \epsilon) - \Phi(Z) \cdot I(\epsilon) \cdot \ln Z \quad \dots (9.14)$$

$$\text{waar } G(\gamma_1, \epsilon) = \int_{\epsilon}^1 \frac{2(1-x)}{x} [\phi_1(\gamma) - \frac{\phi_2(\gamma)}{3}] + x \phi_1(\gamma) \} dx$$

$$\text{en } I(\epsilon) = \frac{4}{3} \left[-\frac{4}{3} \ln \epsilon - \frac{4}{3} (1 - \epsilon) + \frac{1}{2} - \frac{\epsilon^2}{2} \right] \dots (9.15)$$

Die funksie $G(\gamma_1, \epsilon)$ is slegs afhanklik van γ_1 en ϵ en is dus geldig vir alle elemente. Vir 'n medium wat bestaan uit meer al een element, word die makroskopiese differensiële deursnit gegee deur:

$$\begin{aligned} d\Sigma_b &= \left\{ dx \frac{2(1-x)}{x} [\bar{\phi}_1(\gamma_2) - \frac{\bar{\phi}_2(\gamma_2)}{3}] + x \bar{\phi}_1(\gamma_2) \right. \\ &\quad \left. - \frac{4}{3} \left[\frac{4}{3} \frac{(1-x)}{x} + x \right] \bar{Q} \right\} \quad \dots (9.16) \end{aligned}$$

waar :

$$\gamma_2 = \gamma_0 x / (1 - x); \quad \bar{\phi}_2(\gamma_2) = \bar{\phi}_1(\gamma_2) - \bar{\phi}_3(\gamma_2) \text{ en}$$

$$\bar{Q} = \sum_i N_i \Phi(Z_i) \ln Z_i$$

Verder word $\bar{\phi}_1 (\gamma_2)$ en $\bar{\phi}_3 (\gamma_2)$ gegee deur vergelykings (8.11) en (8.12). Die totale deursnit vir 'n mengsel word nou gegee deur:

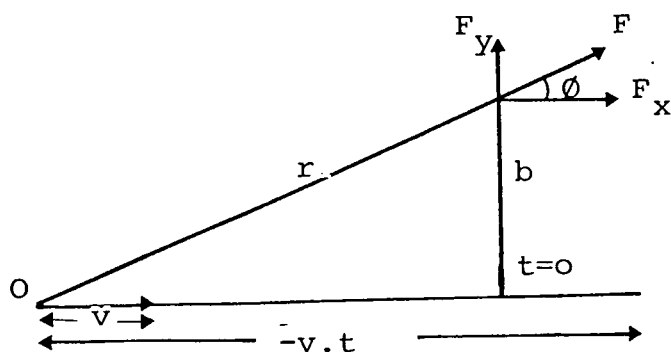
$$\Sigma_b = \bar{G} (\gamma_0, \epsilon) - \bar{Q} I(\epsilon) \quad \dots (9.17)$$

waar

$$\bar{G} (\gamma_0, \epsilon) = \sum_i N_i \phi(Z_i) G(\gamma_1, \epsilon)$$

9.2.1 STUITVERMOË VAN ELEKTRONE

Figuur 9.1 toon 'n elektron wat beweeg teen 'n snelheid v in die positiewe x -rigting. 'n "Vry" elektron is in rus op 'n afstand r van die invallende elektron en op 'n loodregte afstand b vanaf die pad van die invallende elektron. Die veranderlike b word ook die botsingsparameter genoem.



Figuur 9.1 Botsing tussen 'n bewegende elektron en 'n vrye elektron.

As aanvaar word dat die vrye elektron nie eintlik beweeg gedurende die botsing nie, sal die Coulomb afstotings=krag tussen dié twee ladings gegee word deur:

$$F = \frac{e^2}{r^2} \quad \dots (9.18)$$

met komponente

$$F_x = \frac{e^2}{r^2} \cos \phi \quad \dots (9.19)$$

$$F_y = \frac{e^2}{r^2} \sin \phi$$

Die komponente van momentum oordrag aan die vrye elektron word gegee deur:

$$\begin{aligned} P_x &= \int_{-\infty}^{\infty} F_x dt = \int_0^{\pi} \frac{e^2}{r^2} \cos \phi \frac{dt}{d\phi} d\phi \\ &= \frac{e^2}{bv} \int_0^{\pi} \cos \phi d\phi \\ &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_y &= \int_{-\infty}^{\infty} F_y dt = \int_0^{\pi} \frac{e^2}{r^2} \sin \phi \frac{dt}{d\phi} d\phi \\ &= \frac{e^2}{bv} \int_0^{\pi} \sin \phi d\phi \\ &= \frac{2e^2}{br} \quad \dots (9.20) \end{aligned}$$

waar van die volgende verwantskappe gebruik gemaak is:

$$\sin \phi = b/r$$

$$\cot \phi = \frac{-vt}{b}$$

$$\frac{dt}{d\phi} = \frac{b}{v \sin^2 \phi}$$

Die energieoordrag in terme van die botsingsparameter word dan gegee deur:

$$W = \frac{p_y^2}{2 m_0} = \frac{2 e^2}{b^2 m_e v^2} = \frac{e^4}{E b^2} \quad \dots (9.21)$$

$$\text{waar } E = \frac{1}{2} m_e v^2$$

Om die energieverlies aan alle elektrone van 'n medium wat tussen die botsings-afstande b en $b + db$ is, as die invallende elektron 'n afstand dx beweeg het, te bereken, moet vergelyking (9.21) vermenigvuldig word met die aantal elektrone in die volume $2\pi b db dx$. Die energie word dan gegee deur:

$$\frac{e^4}{E b^2} (2\pi b db dx) \frac{N_A \rho Z}{A}$$

waar N_A Avogadro se getal is,

ρ die digtheid van die medium is

Z die atoomgetal van die medium is

en A die atoommassa van die medium is.

Vir 'n gebied van botsingsparameters tussen $b_{\min}$ en $b_{\max}$

word die energieverlies per eenheidslengte, ook genoem die stuitvermoë, gegee deur:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A e^2 \rho Z}{m_e v^2 A} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} \quad (9.22)$$

Voordat 'n waarde vir die stuitvermoë verkry kan word, moet die minimum en maksimum botsingsparameters eers bepaal word. In die geval van $b_{\max}$, waar die kleinste energie oordrag plaasvind, sal die botsingstyd aan die orde van $b_{\max}/v$ wees. In 'n klassieke orbitaal teorie van atoomstrukture is 'n elektron gebind met 'n energie aan die orde van $h\omega$, en die periode van so 'n elektron is aan die orde van $\frac{1}{\omega}$. 'n Energie oordrag waar die botsingstyd groter is as die atomiese periode is dus onwaarskynlik.

Die maksimum waarde van die botsingsparameter word gegee deur:

$$\frac{b_{\max}}{v} = \frac{1}{\omega} \quad \text{of}$$

$$b_{\max} = \frac{v}{\omega} \quad \dots (9.23)$$

In die klassieke geval kan die waarde vir $b_{\min}$ bepaal word uit vergelyking (9.21) as aanvaar word dat die invallende elektron al sy energie oordra aan 'n elektron tydens 'n enkele botsing. Dan volg:

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{2e^4}{m_e v^2 b_{\min}^2}$$

$$b_{\min} = \frac{2e^2}{m_e v^2} \quad \dots (9.24)$$

Deur die waardes in vergelyking (9.23) en (9.24) te gebruik in vergelyking (9.22), volg dat :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A e^4 \rho Z}{m_e v^2 A} \ln \frac{m_e v^3}{2e^2 \omega} \quad \dots (9.25)$$

In 'n kwantum meganiese benadering het Bethe(13) aangetoon dat vergelyking (9.25) geskryf kan word as:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A e^4 \rho}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \ln \frac{m_e v^2}{I} \quad \dots (9.26)$$

waar I 'n gemiddelde ionisasiepotensiaal van 'n atoom is. Bethe et al (8) het 'n uitdrukking vir die relativistiese stuitvermoë afgelei, nl.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_A e^4 \rho}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \left\{ \ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2 (1-\beta^2)} - (2(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right\} \quad \dots (9.27)$$

waar $\beta = \frac{v}{c}$ en

E die kinetiese energie is d.w.s. totale energie - rus= massa-energie.

9.2.2 DIE GEMIDDELDE IONISASIE-POTENSIAAL

Die waarde van die gemiddelde ionisasiepotensiaal, I , wat in die stuitvermoë vergelykings voorkom, is gewoonlik moeilik om teoreties te bereken. Bloch(14) het met behulp van 'n statistiese model van 'n atoom aangetoon dat die waarde van I eweredig is aan die atoomgetal van die materiaal en dat die eweredigheidskonstante aan die orde van die Rydberg-energie, 13,5 eV is.

$$I \approx 13,5 Z \quad \dots (9.28)$$

Dalton et al(15) het gemiddelde ionisasiepotensiaal bepaal vir verskillende chemiese verbindings met behulp van die volgende vergelykings:

$$I(\text{eV}) = 11,2 + 11,7 Z \text{ as } Z \leq 13$$

$$I(\text{eV}) = 52,8 + 8,71 Z \text{ as } Z \leq 13$$

9.2.3 DIE DIGTHEIDSEFFEK

Indien die invallende elektron se energie hoog is, dan moet daar 'n korreksieterm in vergelyking (9.27) aangebring word om voorsiening vir die digtheidseffek te maak. Die afname van energieverlies, vir 'n gelaaide deeltjie wat deur 'n medium teen 'n hoë snelheid beweeg, as gevolg van polarisasie van die medium deur die deeltjie, is eerste deur Fermi(16) bereken.

Sternheimer(20) het die digtheidseffek verder ondersoek. Hy het onder andere die volgende vergelyking vir die digtheidseffek korreksie(s) voorgestel,

$$\delta = \ln \eta^2 + C \quad \dots (9.28)$$

waar:

$$C = -2 \ln (I/h\nu_p) - 1 \quad \dots (9.29)$$

$$h\nu_p = h(n e^2/\pi m_e)^{1/2} \quad \dots (9.30)$$

$$\text{en } \eta = p/m_e c$$

Verder is I die ionisasiepotensiaal, n die elektrondigtheid en m_e die elektron rusmassa.

Met behulp van vergelykings (9.28), (9.29) en (9.30) volg dat die digtheidseffek-korreksie gegee word deur:

$$\delta = \ln (\alpha n \eta^2/I^2) - 1$$

waar:

$$\alpha = h^2 e^2/\pi m_e$$

Armstrong et al (21) het aangetoon dat die digtheidseffek-korreksie as volg aan die stuitvermoë vergelyking aangebring moet word:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z n}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \left\{ \frac{2 m_e c^2 \beta^2}{I (1-\beta^2)} \right\} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right].$$

9.3 VEELVULDIGE VERSTROOIING

Met toename in materiaaldikte word die waarskynlikheid vir veelvuldige verstrooiing groter as die waarskynlikheid vir enkelvoudige verstrooiing. Vir 'n sekere dikte materiaal en vir 'n invallende elektron met genoegsame energie sodat veelvuldige verstrooiing sal plaasvind, het Williams (17) 'n vereenvoudigde strooiingsteorie ontwikkel waarin hy energie-verliese ignoreer. Hy het aanvaar dat dit hoekverspreiding na baie verstrooiings 'n Gaussverdeling sal wees, nl.

$$P(\alpha_1) d\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \alpha_1^2} \exp(-\alpha_1^2 / 2 \overline{\alpha_1^2}) d\alpha_1 \quad \dots (9.29)$$

waar α_1 in 'n vlak loodreg op die invallende rigting gemeet word. Hy het verder 'n soortgelyke verdeling vir α_2 aanvaar, waar α_2 in dieselfde vlak maar loodreg op α_1 is. Die verdelings is simmetries om die invallende rigting en die totale hoekuitwyking v word gegee deur

$$v^2 = \alpha_1^2 + \alpha_2^2 \text{ en } v^2 = 2 \overline{\alpha_1^2}$$

Deur die verdelings vir α_1 en α_2 te vermenigvuldig, kan die verdeling vir v verkry word, nl.

$$P(v) dv = \frac{2}{v^2} v \exp(-\frac{v^2}{2 \overline{\alpha_1^2}}) dv \quad \dots (9.30)$$

Die waarskynlikheid vir 'n enkele verstrooiing tussen v en $v + dv$ in 'n dikte dx , word gegee deur:

$$f(v, dx) dv = \frac{8\pi N Z(Z+1) e^4 (1 - \beta^2)}{m_0^2 v^4} \frac{dv}{v^3} dx \dots (9.31)$$

waar die faktor Z^2 soos in vergelyking (9.9) vervang word met $Z(Z+1)$ om voorsiening te maak vir die verstrooiing deur die elektrone van die atome. Om vergelyking (9.31) te bereken is dit nodig om die bydrae tot veelvuldige verstrooiing by 'n sekere minimum hoek, $v_{\min}$, af te sny. 'n Redelike skatting van $v_{\min}$ kan verkry word in ooreenstemming met die Born benaderde metode sodanig dat:

$$v_{\min} = \frac{\hbar}{a}$$

waar,

$$\hbar = \frac{h}{p} \text{ en } a = a_0 Z^{-1/3} \dots (9.32)$$

In bostaande vergelyking is p die momentum van die invalende elektron en a is 'n effektiewe afskermingsradius soos ook voorkom in 'n benaderde uitdrukking vir 'n afgeskermde kernpotensiaal, nl.

$$V = \frac{Ze^2}{r} e^{-r/a} \dots (9.33)$$

Verder word die waarde van a_0 gegee deur :

$$a_0 = \hbar^2/me^2 = 5,29 \times 10^{-9} \text{ cm}$$

en word die Bohr radius genoem.

Bogenoemde eenvoudige teorie is nie voldoende nie omdat die aanname van 'n Gaussverdeling nie korrek is nie. Moliere (18) het die probleem van veelvuldige verstrooiing behandel deur gebruik te maak van 'n Thomas-Fermi atoom met behulp van Fourier-transformasie metodes. Hierdie teorie van Moliere is kortliks weergegee deur Botha(19). 'n Belangrike resultaat van Moliere is dat die afskermingshoek gegee word deur:

$$v_{\min}^2 = \left(\frac{\lambda}{0,885a}\right)^2 (1,13 + 3,76\alpha^2) \quad \dots (9.34)$$

$$\text{waar } a = a_0 z^{-\frac{1}{3}} \text{ en } \alpha = \frac{zZ}{137\beta}$$

VERWYSINGS

1. Heitler, W. (1954). The Quantum theory of radiation.
2. Evans, R.D. (1955). The Atomic Nucleus.
3. Lapp, R.E. & Andrews, H.L. (1972). Nuclear Radiation Physics.
4. Rossi, B. (1956). High Energy Particles.
5. Burcham, W.E. (1967). Nuclear Physics.
6. Zerby, C.D. & Moran, H.S. (1962). Studies of the Longitudinal Development of High energy Electron-Photon Cascade Showers in Copper.
7. Bethe, H.A. & Heitler, W. (1934). Proc. Roy. Soc. A146.
8. Birkhoff, R.D. (1958). Encyclopaedia of Physics.
9. Bethe, H.A. (1930). Am. Phys. 5.
10. Bloch, S. (1933). Physik. 81.
11. Dalton, P. & Turner, J.E. (1968). Health Phys. 15.
12. Fermi, E. (1939). Phys. Rev. 56.
13. Williams, E.J. (1940). Phys. Rev. 58.
14. Molière, G. (1948). Z. Naturforsch 39.
15. Botha, J.C. (1974). Ph.D. thesis.

16. Sternheimer, R.M. (1966). Phys. Rev. 145.
17. Armstrong, T.W., et al. (1970). Nucl. Inst. & Meth. 82.

HOOFSTUK 10

OORSIG VAN MONTE CARLO PROGRAM

Die basis van alle Monte Carlo berekeninge berus op die feit dat daar gebruik gemaak word van pseudo-willekeurige getalle wat in die interval $(0,1)$ uniform versprei is. Die program wat in die berekeninge gebruik is, is aanvanklik ontwikkel deur Beck (1). Die dikte van die materiale, atoomgetal, atoommassa, elektrondigtheid en die totale deursnee vir die verskillende prosesse is van die verlangde parameters vir die program.

10.1 BEREKENING VAN TOTALE DEURSNEE VIR VERSKILLEND INTERAKSIES

Vir die foto-elektriese-proses, Compton-proses, paarproduksie en bremstraling is die totale deursnee eers met 'n ander program bereken. Die berekende waardes vir verskillende materiale word in bylaag A gegee.

10.1.1 FOTO-ELEKTRIESE PROSES

Verskeie navorsers het berekeninge gedoen om die fo-

to-elektriese deursnee te bereken. Diffey (2) het 'n empiriese vergelyking om die totale deursnit te bereken, opgestel. Volgens Diffey word die vergelyking vir die foto-elektriese deursnit (σ_F) gegee deur:

$$\sigma_F = \exp \sum_{i=0}^5 A_i Q^i \quad \dots (10.1)$$

waar $Q = \ln E$

en A_i die polinoom-koëffisiënte wat vir verskillende elemente bepaal is. In tabel 10.1 word die waardes van A_j vir koolstof, suurstof en stikstof gegee.

TABEL 10.1
POLINOOM-KOËFFISIËNTE

Element	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
C	11,43465	-4,56310	1,34944	-0,56553	0,10473	-0,00723
O	17,43120	-9,27213	2,55999	-0,41080	0,00604	0,00277
N	6,74032	2,31919	-2,01679	0,22785	0,01448	0,00320

Aangesien die eenheid van σ in barn per atoom is, moet vergelyking (10.1) met 'n faktor vermenigvuldig word om barn per atoom om te skakel na cm^2/g . Om dit te doen moet vergelyking (10.1) geskryf word as:

$$\sigma_F = N/A \left(\exp \sum_{i=0}^5 A_i Q^i \right) f \quad \dots (10.2)$$

waar N Avogadro se getal

A die atoommassa

en f die mol-fraksie is, en

waar g die massa in gram van 'n komponent is, m die molekulêre massa en n die aantal mol is.

Deur van vergelyking (10.2) gebruik te maak, is die totale deursnit vir die foto-elektriese proses vir verskillende energieë bereken.

10.1.2 DIE COMPTON-PROSES

Die totale Compton deursnit word deur Klein en Nishina gegee soos in vergelyking (8.50). Hastings et al (3) het 'n empiriese vergelyking vir die totale Compton deursnit opgestel, nl.

$$\sigma_C = \pi r_e^2 \left(\frac{c_1 \xi + c_2 \xi^2 + c_3 \xi^3}{1 + d_1 \xi + d_2 \xi^2 + d_3 \xi^3} \right) \quad \dots (10.3)$$

$$\text{waar } \xi = \frac{1}{1 + b k}$$

$$\text{en } b = 0,222037$$

$$\begin{aligned}
 c_1 &= 1,651035 \\
 c_2 &= 9,340220 \\
 c_3 &= -8,325004 \\
 d_1 &= 12,501332 \\
 d_2 &= -14,200407 \\
 d_3 &= 1,99075 \\
 k &= \frac{1}{\lambda} = \frac{E}{mc^2}
 \end{aligned}$$

Deur van vergelyking (10.3) gebruik te maak, is die totale deursnit vir Compton prosesse bereken.

10.1.3 PAARPRODUKSIE

By paarproduksie is daar verskillende vergelykings wat gebruik word afhangende van die energie. Behalwe die vergelykings wat reeds in hoofstuk 8 bespreek is, is daar ook gebruik gemaak van die vergelykings van Hubbell (4). Die totale deursnit vir paarproduksie is bereken met behulp van die verskillende vergelykings.

10.1.4 BREMSTRALING

Die totale deursnit vir bremstraling is bereken deur numeriese integrasie van vergelyking (9.14). Die waardes van die funksies ϕ_1 en ϕ_2 word deur Butcher et al (5) gegee vir $\delta \leq 1$ as:

$$\begin{aligned}\phi_1(\delta) &= 20,867 - 3,2425\delta + 0,625 \delta^2 \\ \phi_2(\delta) &= 20,209 - 1,9308\delta - 0,086 \delta^2 \dots (10.4)\end{aligned}$$

vir $\delta > 1$ volg

$$\phi_1(\delta) = \phi_2(\delta) = 21,12 - 4,184 \ln(\delta + 0,952) \dots (10.5)$$

en verder is

$$\delta = 1,36 \gamma$$

Die totale deursnee vir die verskillende prosesse is bereken vir verskillende materiale en vir 48 verskillende energieë. In die berekeninge vir paarproduksie en bremstraling is waardes vir Z , Z/A en Z^2/A ook nodig. Die effektiewe waardes vir Z , Z/A en Z^2/A is as volg vir chemiese verbindings bereken:

$$Z = \frac{\sum_i c_i Z_i^2}{\sum_i c_i Z_i}$$

$$Z/A = \frac{\sum_i c_i Z_i}{\sum_i c_i A_i}$$

$$Z^2/A = \frac{\sum_i c_i Z_i^2}{\sum_i c_i A_i}$$

waar c_i die konsentrasie van 'n spesifieke element (i) in die verbinding is.

10.2 WERKING VAN PROGRAM

As die invallende deeltjie 'n elektron is, word die elektron se eerste interaksiepunt sowel as die elektron se energie (E^1) by dié interaksiepunt bereken. Hierdie energie E^1 sal minder wees as die aanvanklike energie, omdat die elektron energie verloor in botsingsprosesse, voordat dit byvoorbeeld 'n bremstraling interaksie ondergaan. Die afneming van elektrone as gevolg van botsings word as 'n kontinue proses beskou. Die tipe interaksie wat wel gaan plaasvind word bepaal deur die verhouding van die bremstraling-deursnit tot die som van bremstraling- en vernietigingsdeursnit met 'n willekeurige getal te vergelyk. As hierdie verhouding groter of gelyk aan die willekeurige getal is, dan vind vernietiging plaas en 'n foton met energie E^1 vervang die oorspronklike elektron. Indien hierdie verhouding kleiner as die willekeurige getal is dan vind 'n bremstraling interaksie plaas. Die energie van die foton en elektron na die interaksie word bepaal vanaf die differensiële waarskynlikheidsverdeling. Hierdie verdelings sal in die volgende paragraaf bespreek word. Die deeltjie met die minste energie word gevolg tot die volgende interaksie, terwyl al die gegewens van die ander deeltjie, nl. energie, posisie, ens. voorlopig gestoor word.

As dit 'n foton is wat ter sprake is, dan word die interaksiepunt bepaal deur toetsing vanaf 'n logaritmiese verdeling, nl.

$$t = \frac{-\ln Y}{\Sigma} \dots\dots\dots (10.6)$$

waar t die padlengte

Y 'n willekeurige getal

en Σ die som van paarproduksie, foto-elektriese en Compton deursnee is. Die tipe interaksie wat gaan plaasvind word bepaal deur sekere verhoudings van deursnee met 'n willekeurige getal te vergelyk en die energie word weereens bepaal deur toetsing vanaf waarskynlikheidsverdelings wat later bespreek sal word. As die verhouding van die som van paarproduksie en foto-elektriese deursnee tot die som van paarproduksie, foto-elektriese en Compton deursnee kleiner is as 'n willekeurige getal, dan kan 'n Compton proses plaasvind, andersins kan óf 'n paarproduksie proses óf 'n foto-elektriese proses plaasvind. Om te bepaal watter van laasgenoemde twee kan plaasvind, word die verhouding van die foto-elektriese deursnee tot die som van die foto-elektriese en paarproduksie deursnee met 'n willekeurige getal vergelyk. Indien hierdie verhouding groter is as die willekeurige getal, dan vind 'n foto-elektriese proses plaas, andersins vind 'n paarproduksie proses plaas.

Wanneer 'n deeltjie oor een of meer gekose grense beweeg, word dit bygereken tot die geskikte energie "bins" d.w.s. totale energieë minder as die deeltjiese energie. Verder word daar onderskeid gemaak tussen die verskillende deeltjies. Die energie ΔE wat tussen twee grense gedeponeer word deur elektrone en fotone, word ook bepaal. Indien dié energie van 'n deeltjie kleiner as 10 keV is, word aanvaar dat die deeltjie direk geabsorbeer word. Hierdie energie ΔE word uitgedruk as 'n persentasie van die aanvanklike invallende energie tussen die twee grense.

Die aantal gebeurtenisse wat gevolg moet word, word deur die gebruiker bepaal. Aangesien die elektron-foton voortplanting nie deur 'n normaalverdeling beskryf kan word nie, is die Shapiro-Wilk toets gebruik wat deur Burrows et al (6) beskryf is. Die energie gedeponeer sowel as die standaard afwyking word hiermee getoets.

10.3 DIFFERENSIËLE WAARSKYNLIKHEIDSVERDELINGS

10.3.1 DIE COMPTON-PROSES

Wanneer 'n Comptonproses plaasvind, kan tot 'n goeie be-

nadering aanvaar word dat die verstrooide elektron in die aanvanklike rigting van die foton sal beweeg. Verder word die nuwe rigting van die foton gegee deur:

$$\cos \gamma^1 = \cos \phi \cos \gamma_0 - (1 - \cos^2 \phi) (1 - \gamma_0^2)^{\frac{1}{2}} \cos \phi. (10.7)$$

waar

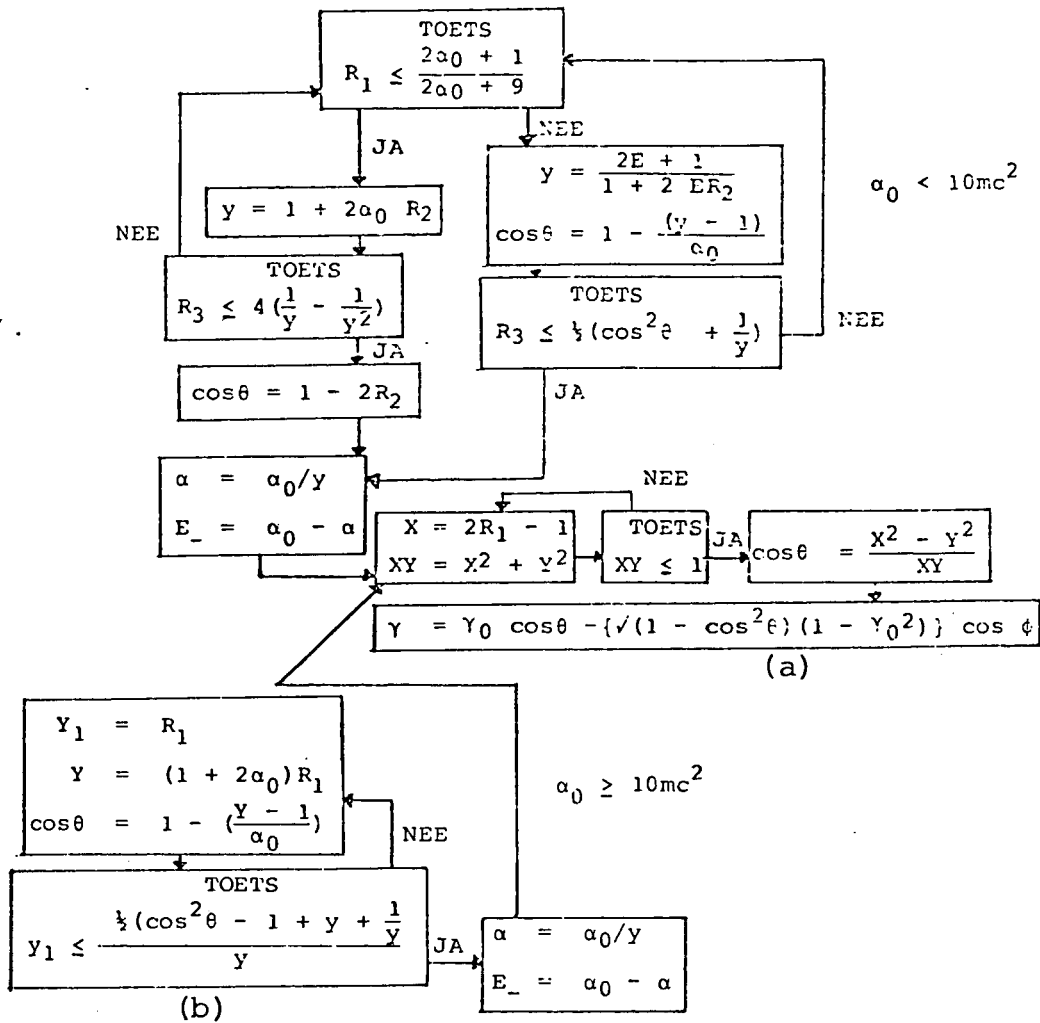
$\cos \phi$ die strooiingshoek is

$\cos \phi$ 'n willekeurige asimulate hoek is

$\cos \gamma^1$ die nuwe rigting cosinus van die verstrooide foton is, en

$\cos \gamma_0$ die aanvanklike rigting cosinus van die foton is.

In figuur (10.1) word die prosedure hoe om die energie van die foton en elektron wat in 'n Compton interaksie ontstaan, getoon (1). Die waardes R_1 , R_2 en R_3 is willekeurige getalle.



Figuur 10.1 Roetine vir die bepaling van elektron en foton energieë gedurende 'n Compton interaksie.

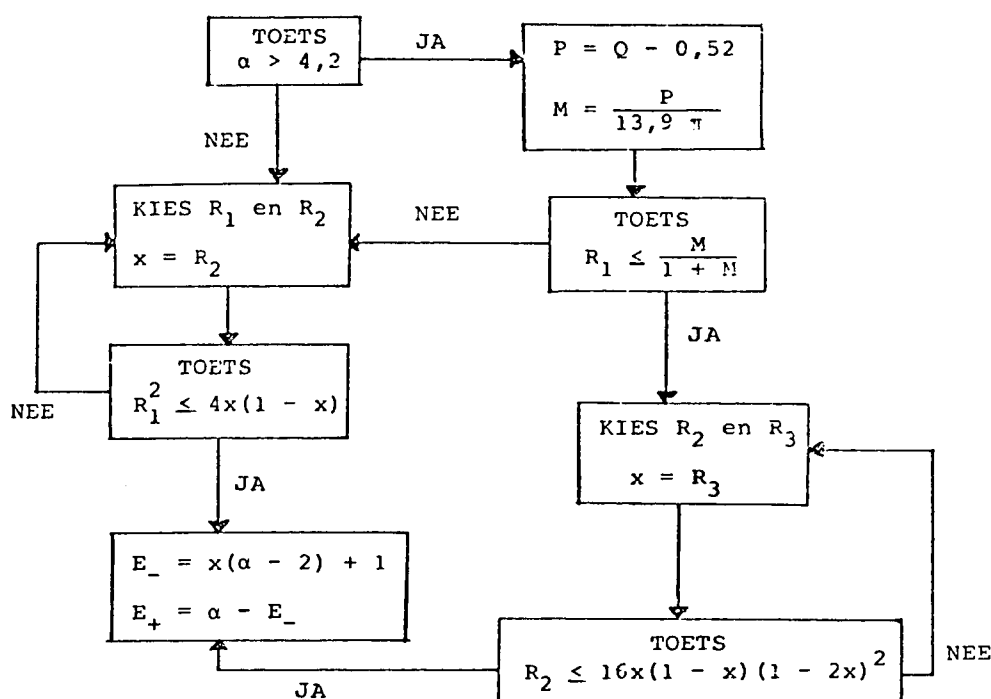
(a) Begin energie kleiner as $10 mc^2$.

(b) Begin energie groter of gelyk aan $10 mc^2$.

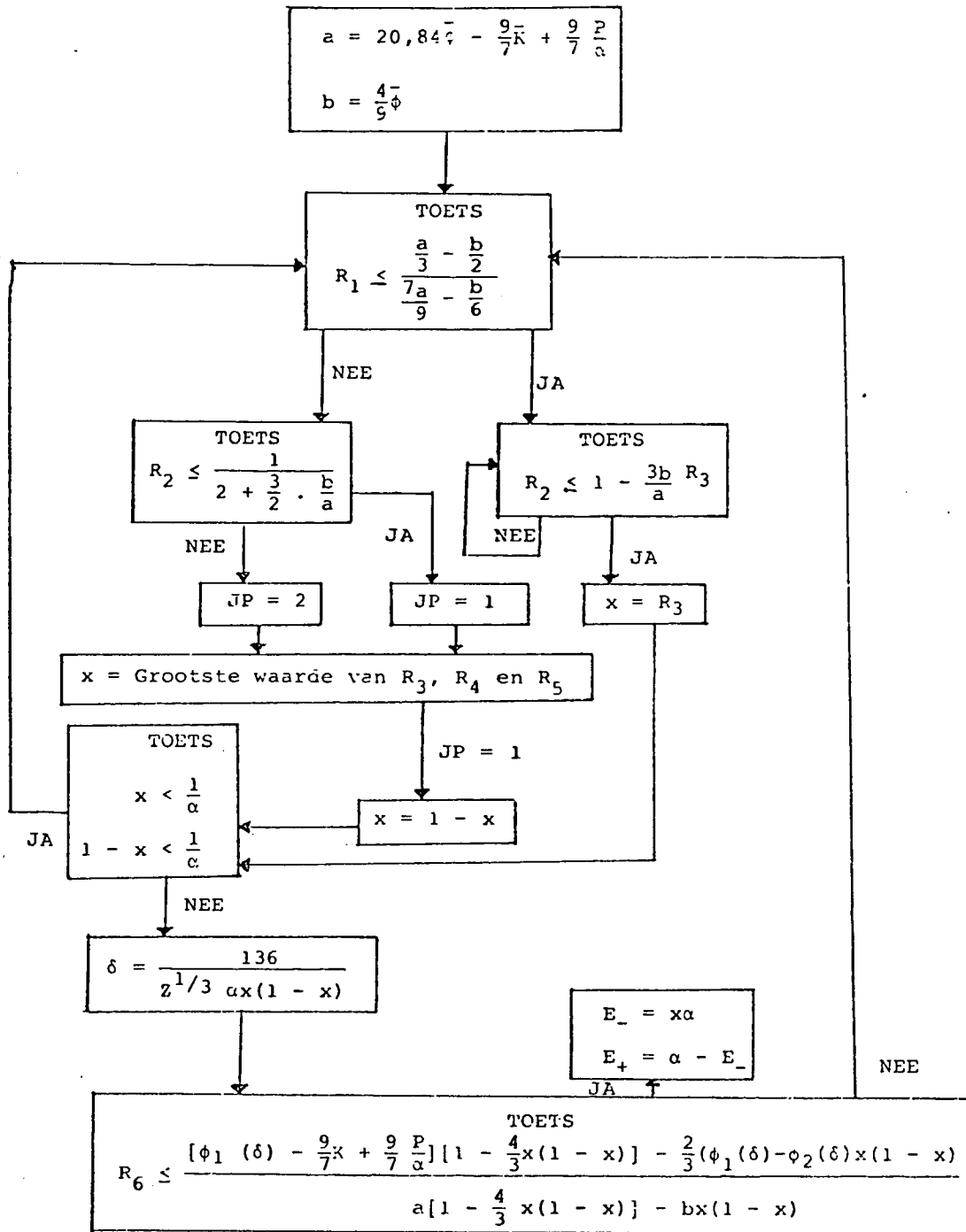
10.3.2. PAARPRODUKSIE

Die vergelykings wat hier gebruik word, is reeds in hoofstuk 8 bespreek. Hier word twee verskillende roetines gevolg vir die twee waarskynlikheidsfunksies in verge-

lykings (8.9) en (8.27). Vergelyking (8.9) geld wanneer die aanvanklike energie van die foton groter as $30 mc^2$ is, terwyl vergelyking (8.27) geld vir laer energieë. Die twee verskillende prosedures wat gevolg word, word onderskeidelik in figuur 10.2 en figuur 10.3 gegee (7).



Figuur 10.2 Roetine vir bepaling van die energie van 'n positron en elektron tydens 'n paarproduksie interaksie as die foton se energie kleiner as $30 mc^2$ is.



Figuur 10.3 Roetine vir bepaling van die energie van 'n positron en elektron tydens 'n paarproduksie interaksie as die foton se energie groter as $30 mc^2$ is.

10.3.3 BREMSTRALING

Vergelyking (8.13) word vir die berekening van die energie van bremstraling gebruik. Verder word die volgende voorafberekende waardes ook in die roetine gebruik:

$$A = -\ln \epsilon - (1 - \epsilon)$$

$$B = (1 - \epsilon^2)/2$$

$$C = 20,84\bar{\phi} - \frac{4}{3} \bar{Q}$$

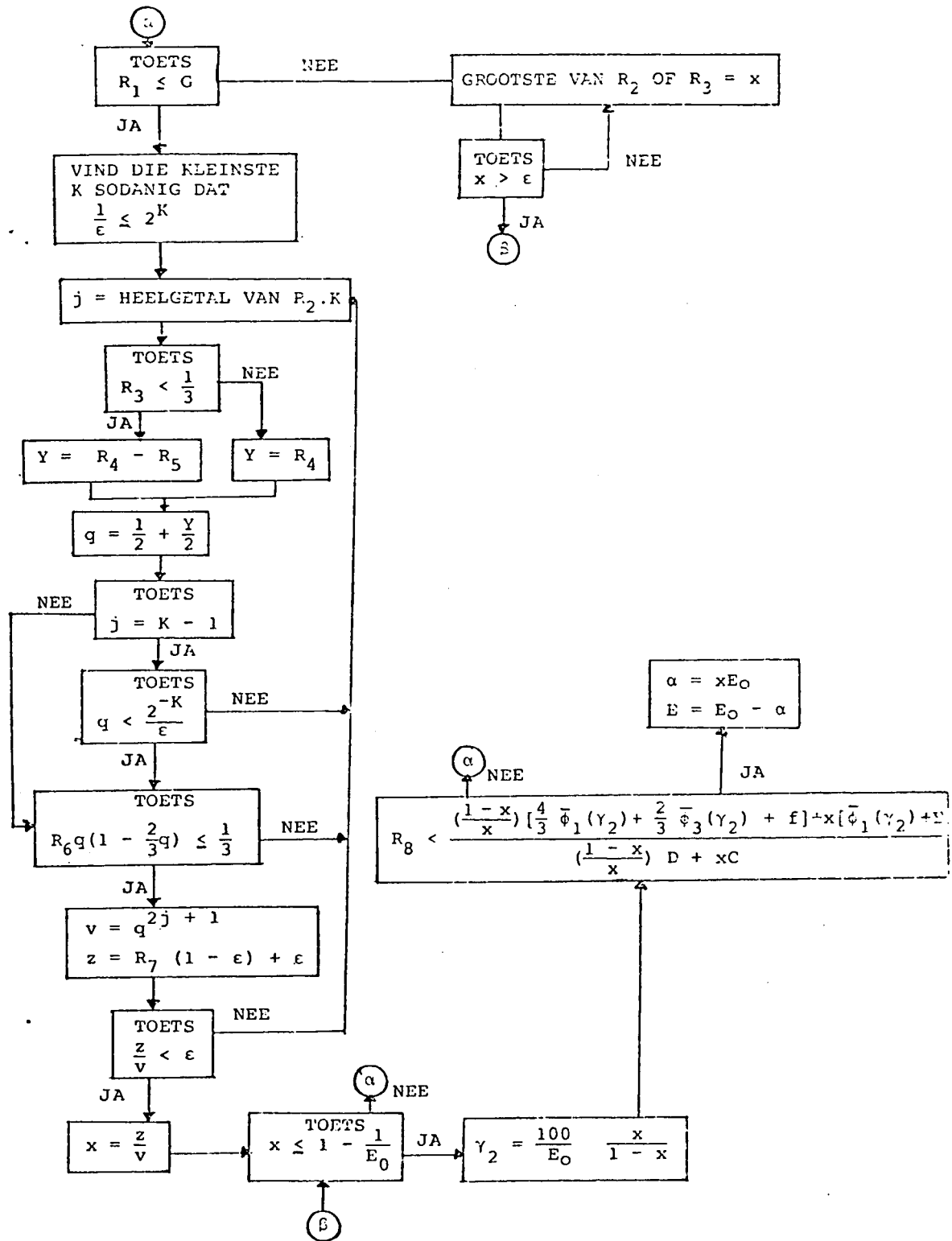
$$D = \frac{4}{3} (\bar{\phi}/3 + C)$$

$$E = -\frac{4}{3} \bar{Q}$$

$$F = \frac{4}{3} E$$

$$G = AD / (AD + BC)$$

In figuur 10.4 word die roetine getoon wat gebruik word om die energie van die foton en verstrooide elektron te bepaal (7).



Figuur 10.4 Roetine vir bepaling van die energie van die foton en verstrooide elektron tydens 'n Bremstraling-interaksie.

BYLAAG ADie berekende totale deursnee in "lucite" vir verskillende prosesse

Energie (MeV)	Compton cm ² /g	Paarproduksie cm ² /g	Bremstraling cm ² /g	Foto-elektries cm ² /g
1,00 x 10 ⁻²	0,2079	0,0000	0,0000	5,8112
1,30 x 10 ⁻²	0,2057	0,0000	0,0111	2,4516
1,52 x 10 ⁻²	0,2041	0,0000	0,0148	1,4833
1,59 x 10 ⁻²	0,2035	0,0000	0,0158	1,2832
2,0 x 10 ⁻²	0,2006	0,0000	0,0208	0,6130
3,0 x 10 ⁻²	0,1945	0,0000	0,0266	0,4184
4,0 x 10 ⁻²	0,1884	0,0000	0,0325	0,2238
5,0 x 10 ⁻²	0,1823	0,0000	0,0383	0,0292
7,0 x 10 ⁻²	0,1730	0,0000	0,0432	0,0161
8,80 x 10 ⁻²	0,1647	0,0000	0,0477	0,0043
1,0 x 10 ⁻¹	0,1601	0,0000	0,0497	0,0028
1,5 x 10 ⁻¹	0,1461	0,0000	0,0553	0,0016
2,0 x 10 ⁻¹	0,1321	0,0000	0,0609	0,0004
4,0 x 10 ⁻¹	0,1028	0,0000	0,0744	0,0000
6,0 x 10 ⁻¹	0,0868	0,0000	0,0844	0,0000
8,0 x 10 ⁻¹	0,0763	0,0000	0,0925	0,0000
1,0	0,0686	0,0000	0,0994	0,0000
2,0	0,0476	0,0004	0,1237	0,0000
4,0	0,0311	0,0019	0,1505	0,0000
6,0	0,0237	0,0030	0,1666	0,0000
8,0	0,0194	0,0040	0,1780	0,0000
1,00 x 10 ¹	0,0165	0,0048	0,1867	0,0000
2,00 x 10 ¹	0,0099	0,0073	0,2128	0,0000
4,00 x 10 ¹	0,0057	0,0091	0,2373	0,0000
6,00 x 10 ¹	0,0041	0,0108	0,2508	0,0000
8,00 x 10 ¹	0,0032	0,0119	0,2601	0,0000
1,00 x 10 ²	0,0027	0,0127	0,2673	0,0000
2,0 x 10 ²	0,0014	0,0148	0,2892	0,0000
4,0 x 10 ²	0,0007	0,0162	0,3112	0,0000
6,0 x 20 ²	0,0005	0,0168	0,3242	0,0000
8,0 x 10 ²	0,0004	0,0172	0,3334	0,0000
1,0 x 10 ³	0,0003	0,0174	0,3406	0,0000

Energie (MeV)	Compton cm ² /g	Paarproduksie cm ² /g	Bremstraling cm ² /g	Foto-elektries cm ² /g
2,0 x 10 ³	0,0002	0,0179	0,3629	0,0000
4,0 x 10 ³	0,0001	0,0182	0,3853	0,0000
6,0 x 10 ³	0,0001	0,0183	0,3985	0,0000
1,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0184	0,4150	0,0000
2,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0185	0,4374	0,0000
4,0 x 10 ⁴	0,0000	0,1085	0,4598	0,0000
6,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0186	0,4729	0,0000
1,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0186	0,4894	0,0000
2,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0186	0,5119	0,0000
4,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0186	0,5415	0,0000
6,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0186	0,5546	0,0000
8,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0186	0,5639	0,0000
1,0 x 10 ⁶	0,0000	0,0186	0,5711	0,0000

Die berekende totale deursnee in LiF vir verskillende prosesse

Energie (MeV)	Compton cm ² /g	Paarproduksie cm ² /g	Bremstraling cm ² /g	Foto-elektries cm ² /g
1,00 x 10 ⁻²	0,1780	0,0000	0,0000	5,8112
1,30 x 10 ⁻²	0,1760	0,0000	0,0128	2,4516
1,52 x 10 ⁻²	0,1746	0,0000	0,0168	1,4833
1,59 x 10 ⁻²	0,1742	0,0000	0,0179	1,2832
2,0 x 10 ⁻²	0,1717	0,0000	0,0231	0,6130
3,0 x 10 ⁻²	0,1665	0,0000	0,0293	0,4184
4,0 x 10 ⁻²	0,1612	0,0000	0,0354	0,2238
5,0 x 10 ⁻²	0,1560	0,0000	0,0415	0,0292
7,60 x 10 ⁻²	0,1481	0,0000	0,0467	0,0161
8,80 x 10 ⁻²	0,1410	0,0000	0,0514	0,0043
1,0 x 10 ⁻¹	0,1370	0,0000	0,0536	0,0028
1,5 x 10 ⁻¹	0,1250	0,0000	0,0595	0,0016
2,0 x 10 ⁻¹	0,1130	0,0000	0,0654	0,0004
4,0 x 10 ⁻¹	0,0880	0,0000	0,0795	0,0000
6,0 x 10 ⁻¹	0,0743	0,0000	0,0898	0,0000
8,0 x 10 ⁻¹	0,0653	0,0000	0,0982	0,0000
1,0	0,0587	0,0000	0,1054	0,0000
2,0	0,0407	0,0004	0,1304	0,0000
4,0	0,0267	0,0020	0,1581	0,0000
6,0	0,0203	0,0032	0,1747	0,0000
8,0	0,0166	0,0042	0,1864	0,0000
1,00 x 10 ¹	0,0141	0,0051	0,1954	0,0000
2,00 x 10 ¹	0,0084	0,0078	0,2222	0,0000
4,00 x 10 ¹	0,0049	0,0097	0,2474	0,0000
6,00 x 10 ¹	0,0035	0,0115	0,2614	0,0000
8,00 x 10 ¹	0,0028	0,0126	0,2711	0,0000
1,00 x 10 ²	0,0023	0,0134	0,2785	0,0000
2,0 x 10 ²	0,0012	0,0155	0,3013	0,0000
4,0 x 10 ²	0,0006	0,0170	0,3243	0,0000
6,0 x 10 ²	0,0004	0,0176	0,3378	0,0000
8,0 x 10 ²	0,0003	0,0180	0,3474	0,0000
1,0 x 10 ³	0,0003	0,0182	0,3549	0,0000

Energie (MeV)	Compton cm ² /g	Paarproduksie cm ² /g	Bremstraling cm ² /g	Foto-elektries cm ² /g
6,0 x 10 ³	0,0001	0,0206	0,4481	0,0000
1,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0207	0,4667	0,0000
2,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0208	0,4920	0,0000
4,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0209	0,5172	0,0000
6,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0209	0,5319	0,0000
1,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0209	0,5505	0,0000
2,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0209	0,5758	0,0000
4,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0209	0,6091	0,0000
6,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0209	0,6238	0,0000
8,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0209	0,6343	0,0000
1,0 x 10 ⁶	0,0000	0,0209	0,6424	0,0000

Die berekende totale deursnee in "Fricke" vir verskillende prosesse

Energie (MeV)	Compton cm ² /g	Paarproduksie cm ² /g	Bremstraling cm ² /g	Foto-elektries cm ² /g
1,00 x 10 ⁻²	0,2142	0,0000	0,0000	4,9067
1,30 x 10 ⁻²	0,2119	0,0000	0,0136	2,0700
1,52 x 10 ⁻²	0,2102	0,0000	0,0179	1,2525
1,59 x 10 ⁻²	0,2097	0,0000	0,0191	1,0836
2,0 x 10 ⁻²	0,2067	0,0000	0,0247	0,5177
3,0 x 10 ⁻²	0,2004	0,0000	0,0313	0,3534
4,0 x 10 ⁻²	0,1941	0,0000	0,0379	0,1791
5,0 x 10 ⁻²	0,1878	0,0000	0,0445	0,0247
7,0 x 10 ⁻²	0,1724	0,0000	0,0499	0,0141
8,80 x 10 ⁻²	0,1697	0,0000	0,0552	0,0036
1,0 x 10 ⁻¹	0,1649	0,0000	0,0575	0,0024
1,5 x 10 ⁻¹	0,1505	0,0000	0,0638	0,0011
2,0 x 10 ⁻¹	0,1361	0,0000	0,0702	0,0003
4,0 x 10 ⁻¹	0,1059	0,0000	0,0855	0,0000
6,0 x 10 ⁻¹	0,0894	0,0000	0,0966	0,0000
8,0 x 10 ⁻¹	0,0786	0,0000	0,1057	0,0000
1,0	0,0707	0,0000	0,1134	0,0000
2,0	0,0490	0,0005	0,1405	0,0000
4,0	0,0321	0,0021	0,1704	0,0000
6,0	0,0244	0,0035	0,1884	0,0000
8,0	0,0200	0,0046	0,2011	0,0000
1,00 x 10 ¹	0,0170	0,0054	0,2108	0,0000
2,00 x 10 ¹	0,0102	0,0084	0,2398	0,0000
4,00 x 10 ¹	0,0059	0,0105	0,2670	0,0000
6,00 x 10 ¹	0,0042	0,0123	0,2821	0,0000
8,00 x 10 ¹	0,0033	0,0136	0,2926	0,0000
1,00 x 10 ²	0,0027	0,0144	0,3006	0,0000
2,0 x 10 ²	0,0015	0,0167	0,3252	0,0000
4,0 x 10 ²	0,0008	0,0183	0,3500	0,0000
6,0 x 10 ²	0,0005	0,0190	0,3646	0,0000
8,0 x 10 ²	0,0004	0,0194	0,3749	0,0000
1,0 x 10 ³	0,0003	0,0196	0,3830	0,0000
2,0 x 10 ³	0,0002	0,0202	0,4081	0,0000
4,0 x 10 ³	0,0001	0,0205	0,4334	0,0000

Energie (MeV)	Compton cm ² /g	Paarproduksie cm ² /g	Bremstraling cm ² /g	Foto-elektries cm ² /g
4,0 x 10 ³	0,0001	0,0174	0,3679	0,0000
6,0 x 10 ³	0,0001	0,0175	0,3805	0,0000
1,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0176	0,3962	0,0000
2,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0177	0,4176	0,0000
4,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0177	0,4390	0,0000
6,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0177	0,4515	0,0000
1,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0177	0,4673	0,0000
2,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0177	0,4887	0,0000
4,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0177	0,5170	0,0000
6,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0177	0,5295	0,0000
8,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0177	0,5384	0,0000
1,0 x 10 ⁶	0,0000	0,0177	0,5453	0,0000

Die berekende totale deursnee in polistireen vir verskillende prosesse

Energie (MeV)	Compton cm ² /g	Paarproduksie cm ² /g	Bremstraling cm ² /g	Foto-elektries cm ² /g
1,00 x 10 ⁻²	0,2062	0,0000	0,0000	1,7774
1,30 x 10 ⁻²	0,2039	0,0000	0,0104	0,7513
1,52 x 10 ⁻²	0,2023	0,0000	0,0139	0,4487
1,59 x 10 ⁻²	0,2018	0,0000	0,0149	0,3863
2,0 x 10 ⁻²	0,1989	0,0000	0,0197	0,1795
3,0 x 10 ⁻²	0,1929	0,0000	0,0252	0,0122
4,0 x 10 ⁻²	0,1869	0,0000	0,0307	0,0654
5,0 x 10 ⁻²	0,1808	0,0000	0,0363	0,0083
7,0 x 10 ⁻²	0,1715	0,0000	0,0410	0,0046
8,80 x 10 ⁻²	0,1633	0,0000	0,0452	0,0012
1,0 x 10 ⁻¹	0,1587	0,0000	0,0472	0,0008
1,5 x 10 ⁻¹	0,1448	0,0000	0,0506	0,0004
2,0 x 10 ⁻¹	0,1309	0,0000	0,0579	0,0000
4,0 x 10 ⁻¹	0,1019	0,0000	0,0708	0,0000
6,0 x 10 ⁻¹	0,0861	0,0000	0,0802	0,0000
8,0 x 10 ⁻¹	0,0756	0,0000	0,0880	0,0000
1,0	0,0680	0,0000	0,0946	0,0000
2,0	0,0472	0,0004	0,1178	0,0000
4,0	0,0309	0,0018	0,1435	0,0000
6,0	0,0235	0,0029	0,1589	0,0000
8,0	0,0192	0,0038	0,1698	0,0000
1,00 x 10 ¹	0,0164	0,0045	0,1782	0,0000
2,00 x 10 ¹	0,0098	0,0070	0,2031	0,0000
4,00 x 10 ¹	0,0057	0,0087	0,2265	0,0000
6,00 x 10 ¹	0,0041	0,0102	0,2394	0,0000
8,00 x 10 ¹	0,0032	0,0113	0,2484	0,0000
1,00 x 10 ²	0,0026	0,0121	0,2552	0,0000
2,0 x 10 ²	0,0014	0,0141	0,2762	0,0000
4,0 x 10 ²	0,0007	0,0155	0,2972	0,0000
6,0 x 10 ²	0,0005	0,0161	0,3095	0,0000
8,0 x 10 ²	0,0004	0,0164	0,3183	0,0000
1,0 x 10 ³	0,0003	0,0166	0,3252	0,0000
2,0 x 10 ³	0,0002	0,0171	0,3465	0,0000

Energie (MeV)	Compton cm ² /g	Paarproduksie cm ² /g	Bremstraling cm ² /g	Foto-elektries cm ² /g
2,0 x 10 ³	0,0001	0,0187	0,3782	0,0000
4,0 x 10 ³	0,0001	0,0190	0,4016	0,0000
6,0 x 10 ³	0,0000	0,0191	0,4152	0,0000
1,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0192	0,4325	0,0000
2,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0193	0,4558	0,0000
4,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0193	0,4792	0,0000
6,0 x 10 ⁴	0,0000	0,0193	0,4929	0,0000
1,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0194	0,5101	0,0000
2,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0194	0,5335	0,0000
4,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0194	0,5644	0,0000
6,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0194	0,5780	0,0000
8,0 x 10 ⁵	0,0000	0,0194	0,5877	0,0000
1,2 x 10 ⁶	0,0000	0,0194	0,5953	0,0000

VERWYSINGS

1. Beck, H.L. (1969). USAEC Report.
2. Diffey, B.L. (1974). Int. J. App. Radiat. Isotopes 26.
3. Hastings, C., et al (1955). Approximations for Digital Computers.
4. Hubbell, J.H. (1969). National Bureau of Standards Report USN RDS-NBS 29.
5. Butcher, J.C., et al (1960). Nucl. Phys. 20.
6. Burrows, G.L., et al (1965). Nucl. Sci. Engng 22.
7. Zerby, C.D., et al (1962). ORNL - 3329.

HOOFSTUK 11

BESPREKING VAN RESULTATE

In 'n poging om die energie-afhanklikheid van LiF dosimeters te verklaar, het verskillende persone semi-empiriese teorieë daargestel. Van die teorieë is reeds in hoofstuk 7 bespreek. Hieruit blyk dit dat Burlin (1) en Almond & McCray (2) in hul uitdrukkings 'n eksponensiële attenuasie aanvaar het, wat volgens O'Brien (3) nie heeltemal geldig is nie. Verskillende persone het hul teorieë opgestel om hul eksperimentele bevindings te verklaar. So het Paliwal & Almond (4) LiF-kristalle wat gemiddeld 0,18 cm dik is en verder 0,9 cm by 1,1 cm is in 'n polistireen-fantoom op 'n diepte van 1,5 cm bestraal. Bistrovic (5) het LiF-skyfies met dikte 0,09 cm en 0,32 cm by 0,32 cm in 'n lucite-fantoom op 'n diepte van 0,5 cm of 2 cm, afhangende van die energie, bestraal.

Aangesien die gebruik van LiF as dosimeters toeneem en hier plaaslik lineêre versnellers gebruik word vir die behandeling van pasiënte, is dit belangrik om te bepaal of daar enige energie-afhanklikheid in die energie gebied 5 - 20 MeV bestaan.

Die Monte Carlo program is gebruik om te bepaal of daar so 'n energie-afhanklikheid bestaan en daar is gebruik gemaak van 'n polistireenfantom, sowel as 'n lucite-fantom.

Al die berekeninge is gedoen op 'n plaaslike UNIVAC 1106 rekenaar. Die verkryging van 'n ewekansige getal met behulp van die standaard UNIVAC metode was onvoldoende en daarom is die sub-program soos voorgestel deur Forsythe (7) gebruik en die program is dienoooreenkomstig verander.

11.1 POLISTIREEN FANTOOM

Die berekening is gedoen deur elektrone met verskillende energieë en ^{60}Co loodreg te laat inval op 'n polistireen-fantom met 'n LiF kristal op 'n diepte van 1,5 cm in die polistireen. Vir kalibrasiedoel-eindes is 'n sogenaamde "Fricke"-dosismeter gebruik in die plek van die LiF-kristal en die berekening is gedoen as ^{60}Co gamma-strale loodreg op die fantoom inval. Die samestelling van die "Fricke" dosismeter is 3,83% H_2SO_4 en 96,17% H_2O soos gegee deur Hubbell (6). Daarna is die berekening gedoen deur elektrone met verskillende energieë loodreg te laat inval op die polistireen-fantom met 'n "Fricke"-dosismeter in die

plek van die LiF. Die elektronenergie wat in dié gevalle gebruik is, is 6, 8, 10, 14 en 20 MeV. Aangesien so 'n berekening een-dimensioneel is, word die dosimeters slegs deur hul dikte gegee en die dikte wat gebruik is in die berekening vir beide dosimeters is 0,18 cm.

In tabel 11.1 word die waardes van die persentasie energieverlies van die verskillende energieë en die twee tipes dosimeters gegee.

TABEL 11.1

PERSENTASIE ENERGIEVERLIES IN DOSIMETERS

		% ENERGIE VERLIES	
	Energie (MeV)	LiF	Fricke
^{60}Co gamma-strale	1,33	0,873	1,034
Elektrone	6	10,1	12,32
Elektrone	8	7,76	9,55
Elektrone	10	6,25	7,75
Elektrone	14	4,35	5,40
Elektrone	20	3,08	3,78

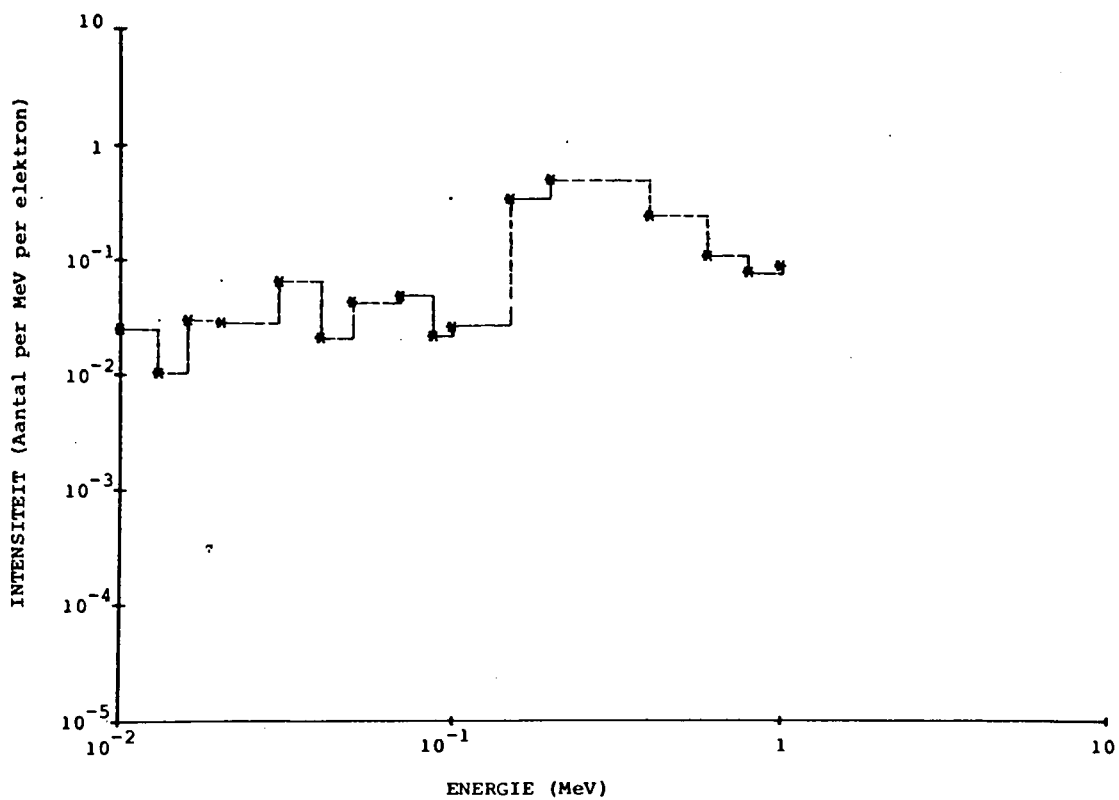
Uit tabel 11.1 is dit duidelik dat die kalibrasiefaktor gegee word deur 1,18. Die waardes vir f_e^{Co} soos bereken uit tabel 11.1 word in tabel 11.2 gegee.

TABEL 11.2

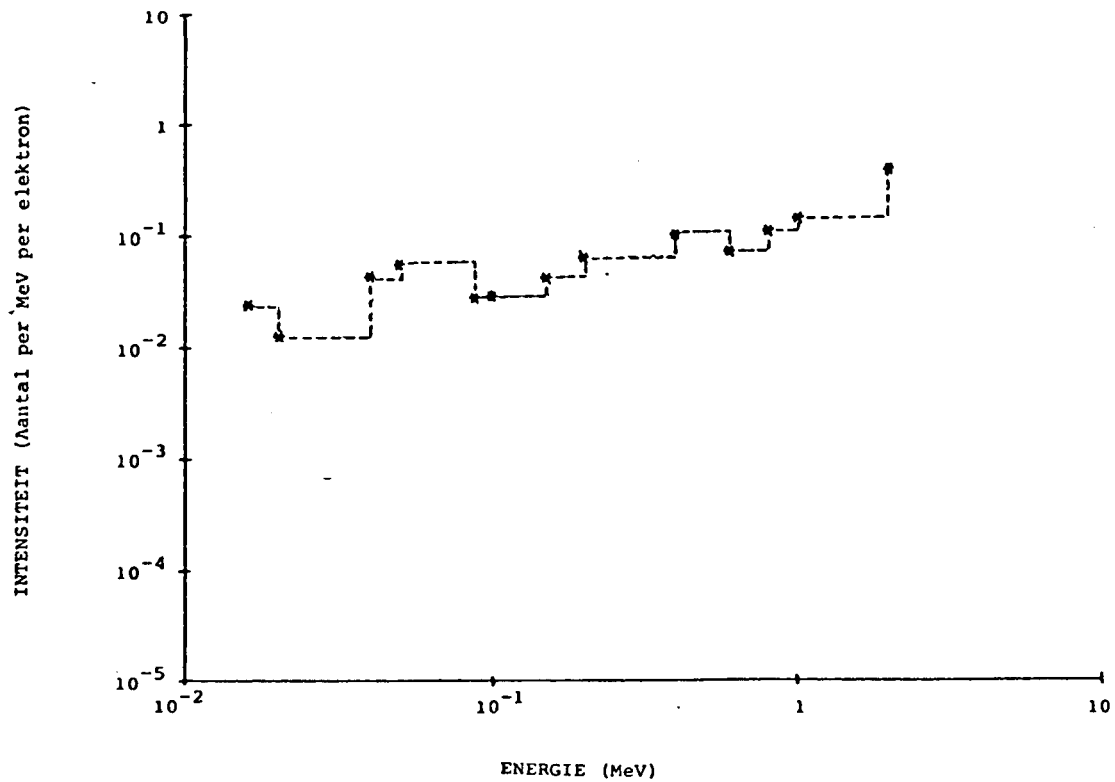
BEREKENDE WAARDES VIR f_e^{Co}

ENERGIE	f_e^{Co}
6	0,97
8	0,96
10	0,95
14	0,95
20	0,96

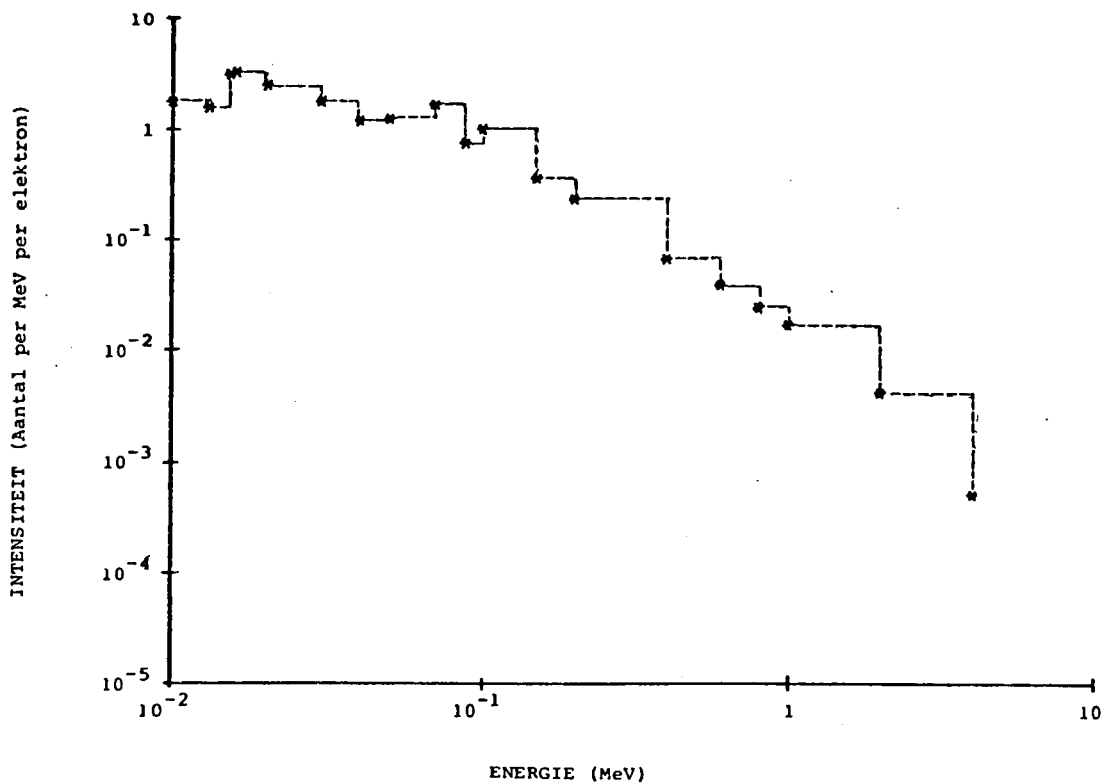
Die spektrum in die dosismeter vir die verskillende energieë is ook bepaal. In figuur 11.1 word die fotonspektrum vir ^{60}Co in LiF gegee.



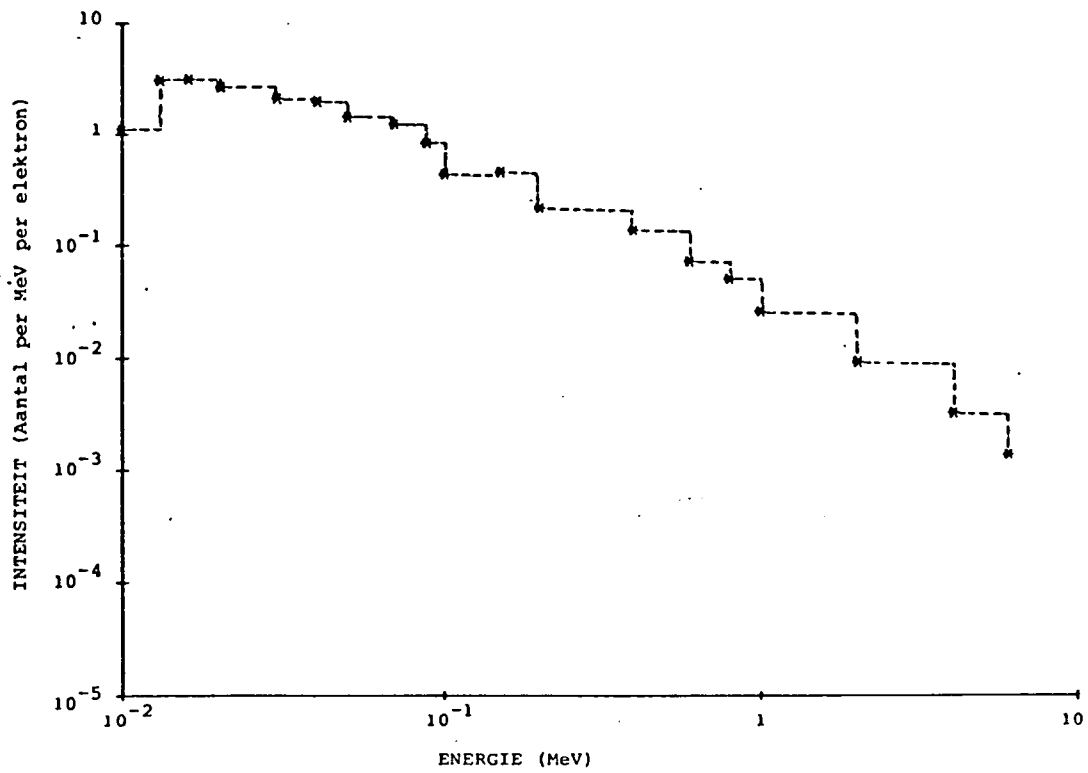
Figuur 11.1 Fotonspektrum in LiF op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



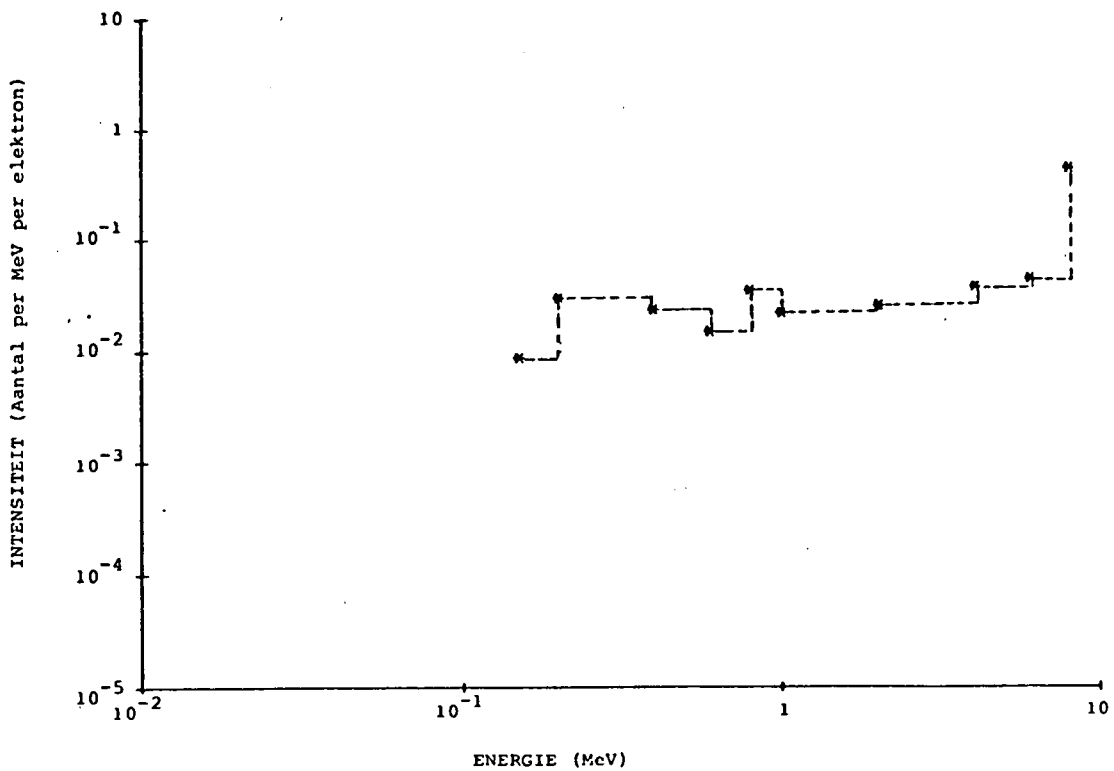
Figuur 11.2 Foton Spektrum vir 6 MeV elektrone in "Fricke"-dosimeter op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



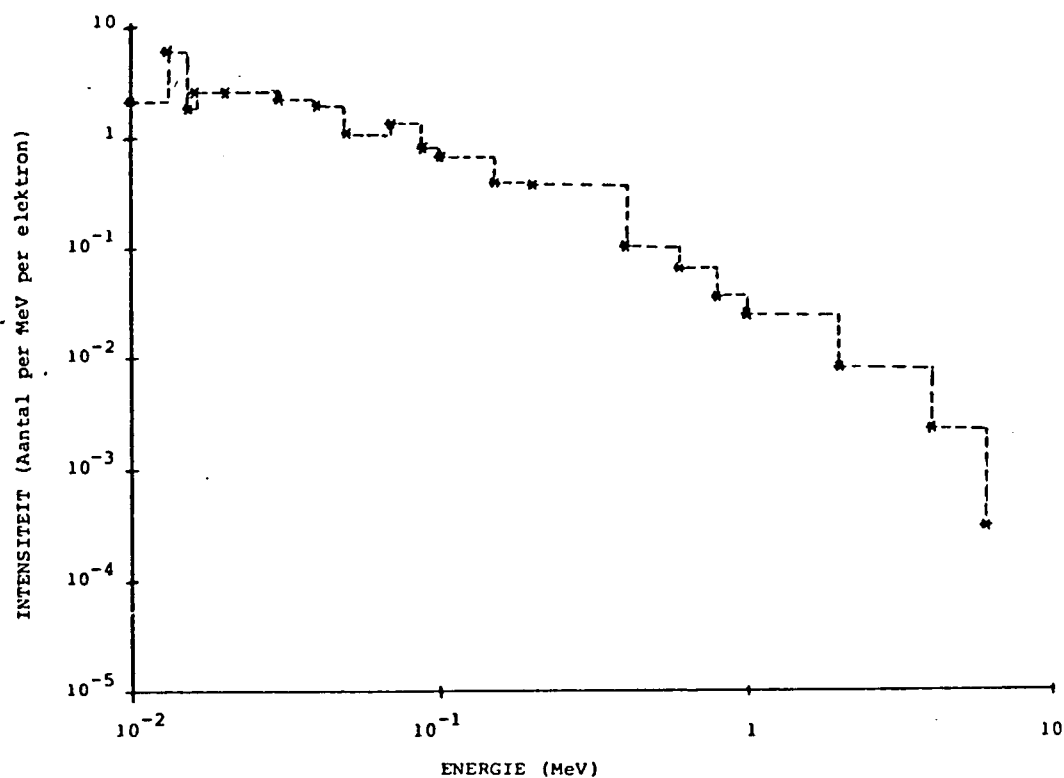
Figuur 11.3 Elektronspektrum vir 6 MeV elektrone in "Fricke"-dosimeter op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



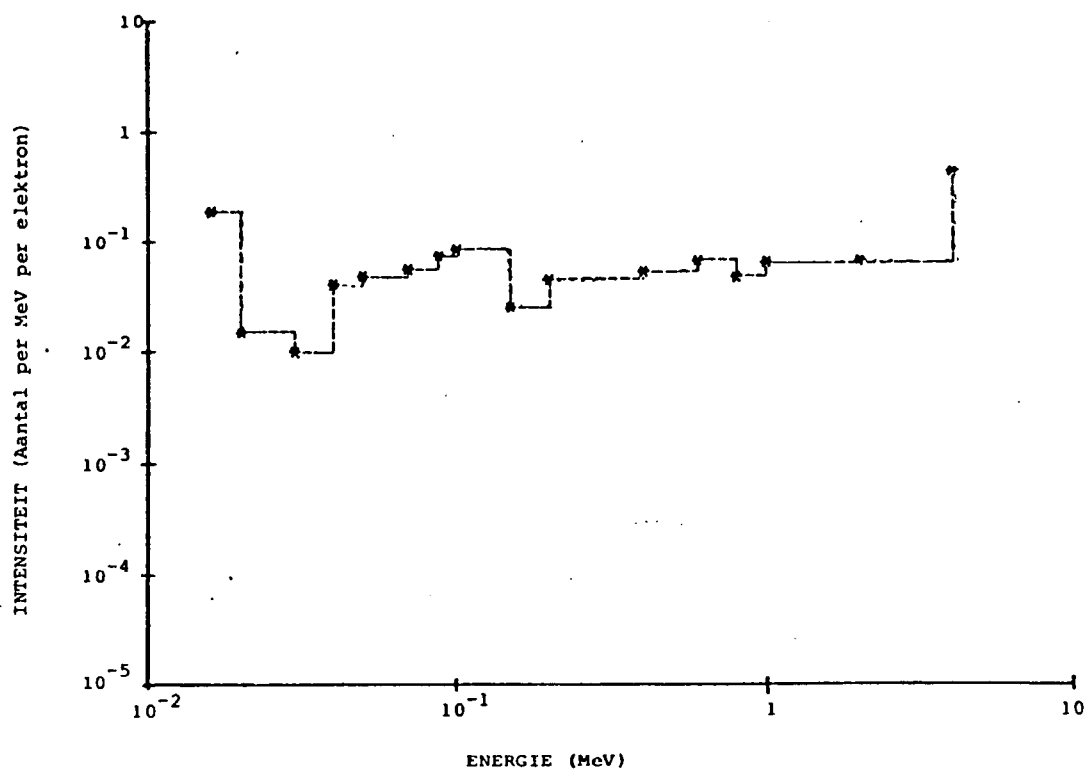
Figuur 11.4 Fotonspespectrum vir 10 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



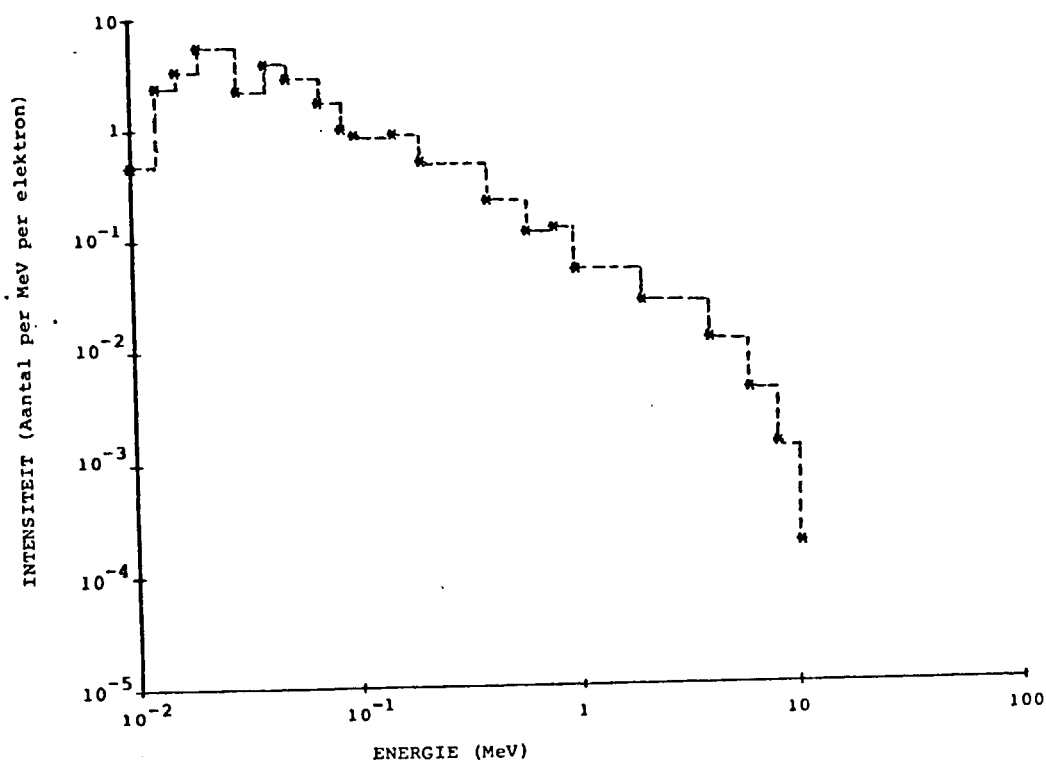
Figuur 11.5 Elektrospektrum vir 10 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



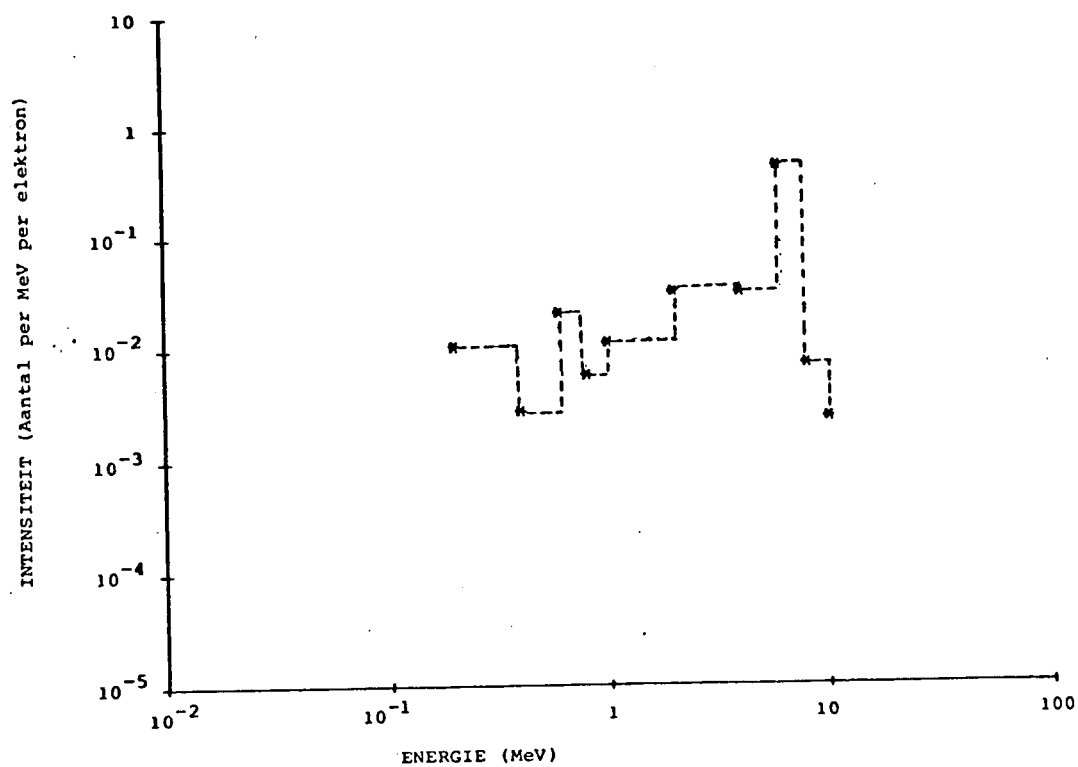
Figuur 11.6 Foton Spektrum vir 10 MeV elektrone in 'n "Fricke"-dosimeter op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



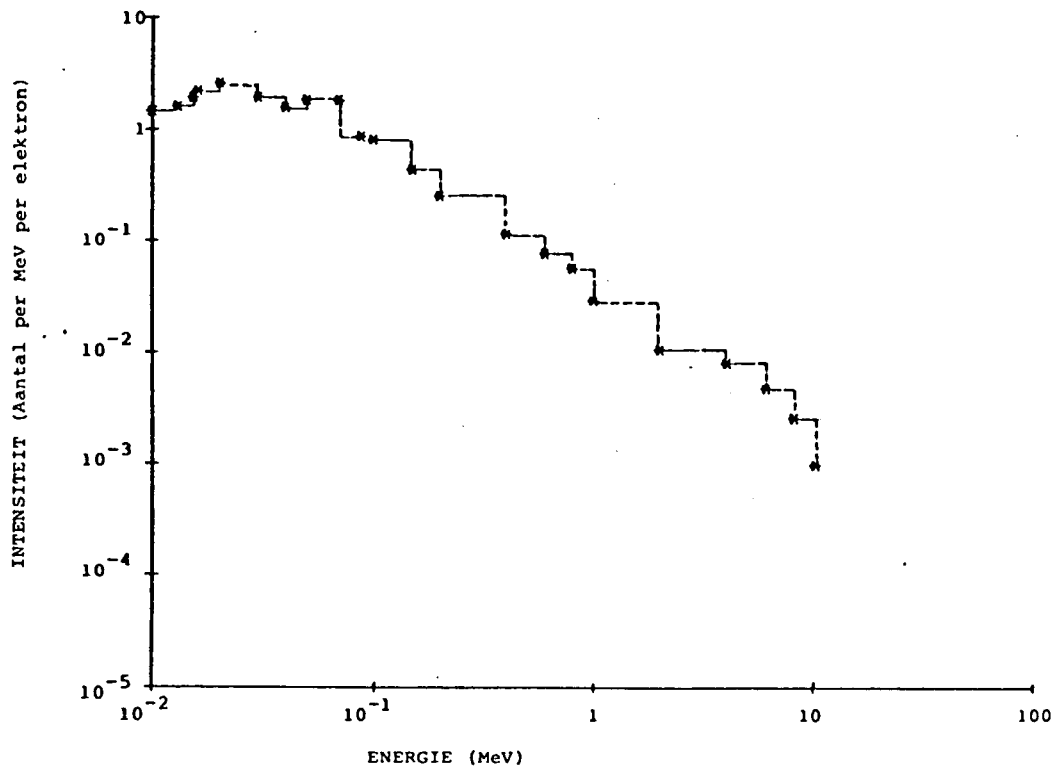
Figuur 11.7 Elektronspektrum vir 10 MeV elektrone in 'n "Fricke"-dosimeter op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



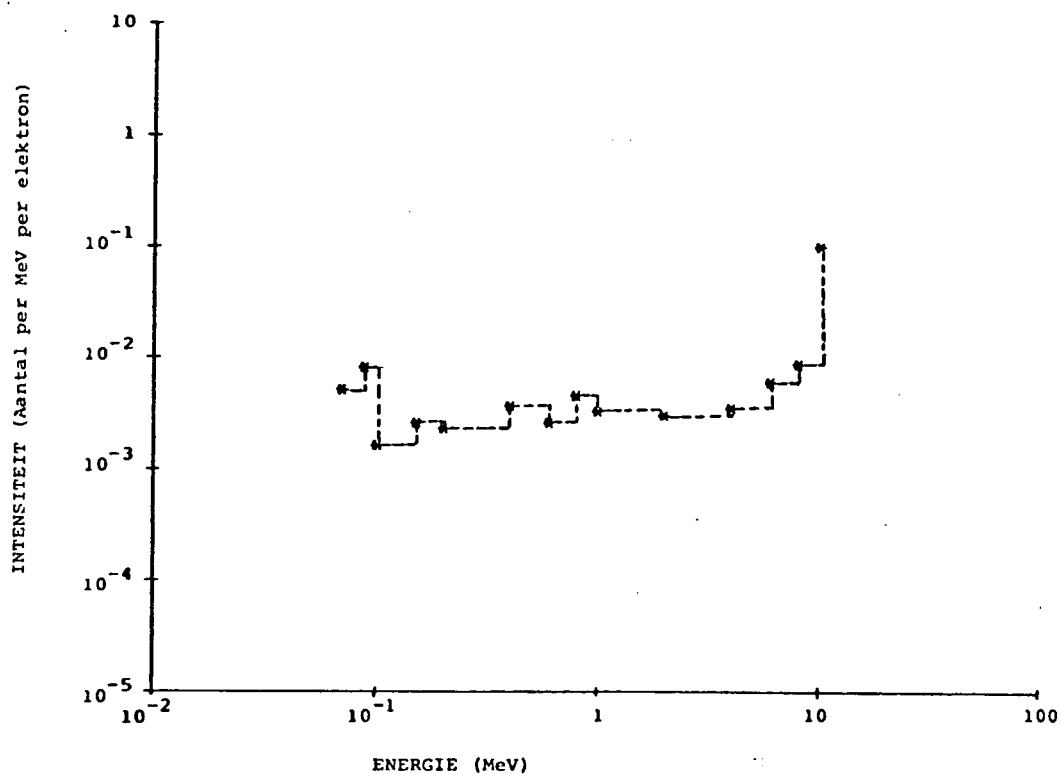
Figuur 11.8 Foton Spektrum vir 14 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



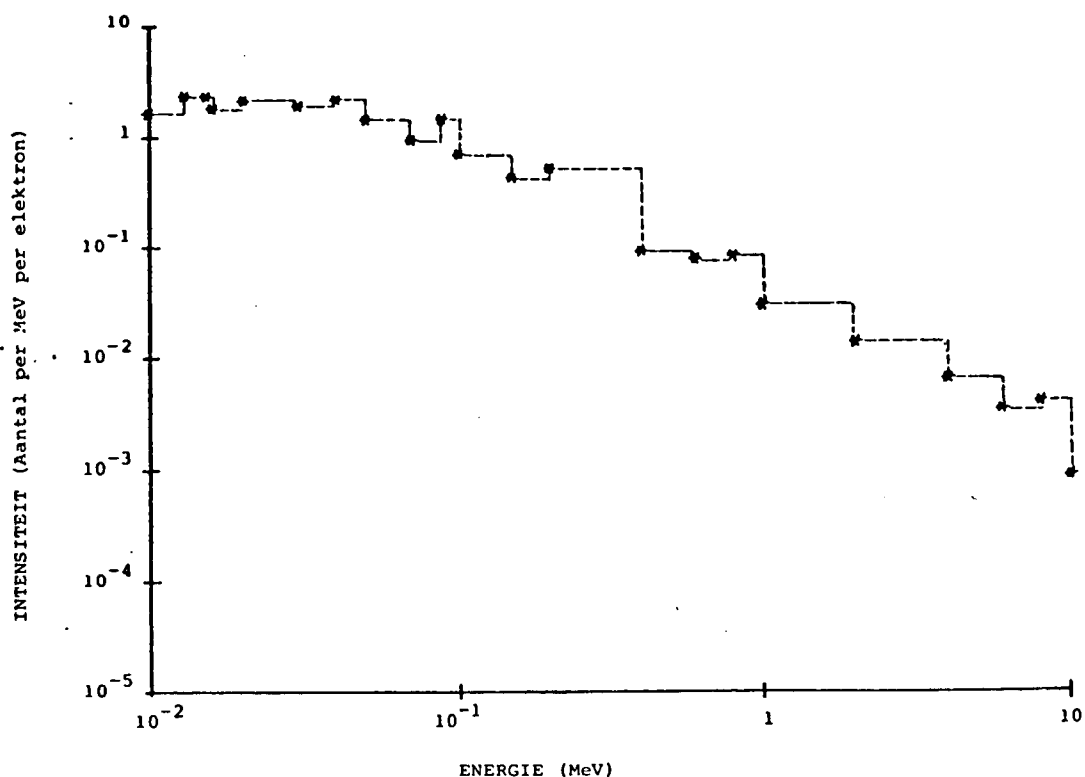
Figuur 11.9 Elektronspektrum vir 14 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



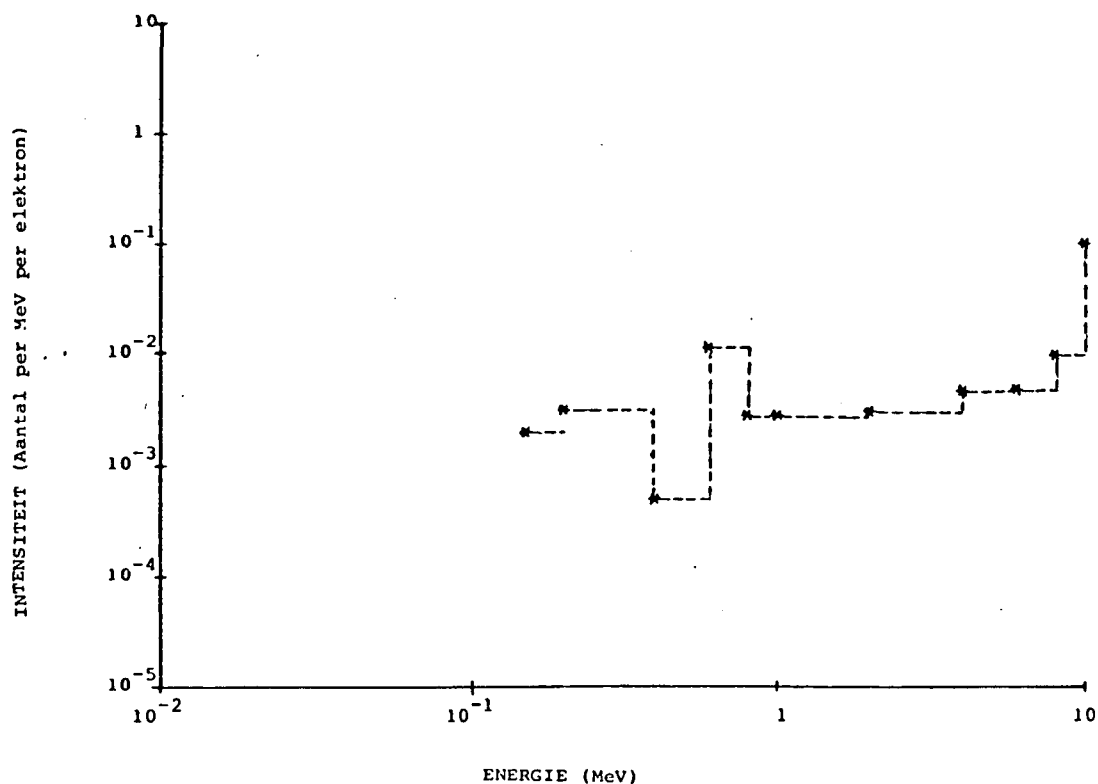
Figuur 11.10 Foton spektrum vir 20 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



Figuur 11.11 Elektronspektrum vir 20 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



Figuur 11.12 Fotonspektrum vir 20 MeV elektrone in 'n "Fricke"-dosismeter op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.



Figuur 11.13 Elektronspektrum vir 20 MeV elektrone in 'n "Fricke"-dosismeter op 'n diepte van 1,5 cm in polistireen.

In figuur 11.2 tot figuur 11.13 word die foton- en elektronspektrum vir verskillende energieë in LiF- en die Fricke-dosimeters gegee.

11.2 LUCITE-FANTOOM

Die berekening is gedoen deur elektrone met verskillende energieë en deur ^{60}Co loodreg op 'n lucite-fantoom te laat inval.

Die LiF- en "Fricke"-dosimeters is nou op verskillende dieptes in die fantoom geplaas afhangende van die energie van die invallende elektron. Die dikte van die dosimeter in die geval is 0,09 cm. Die dosimeters is vir 5 MeV op 'n diepte van 0,5 cm geplaas, vir 8 MeV op 'n diepte van 1 cm en vir 10 MeV, 17 MeV, 20 MeV elektrone en vir ^{60}Co op 'n diepte van 2 cm geplaas.

In tabel 11.3 word die waardes vir die energieverlies in die dosimeters vir verskillende energieë gegee.

TABEL 11.3PERSENTASIE ENERGIEVERLIES IN DOSISMETERS

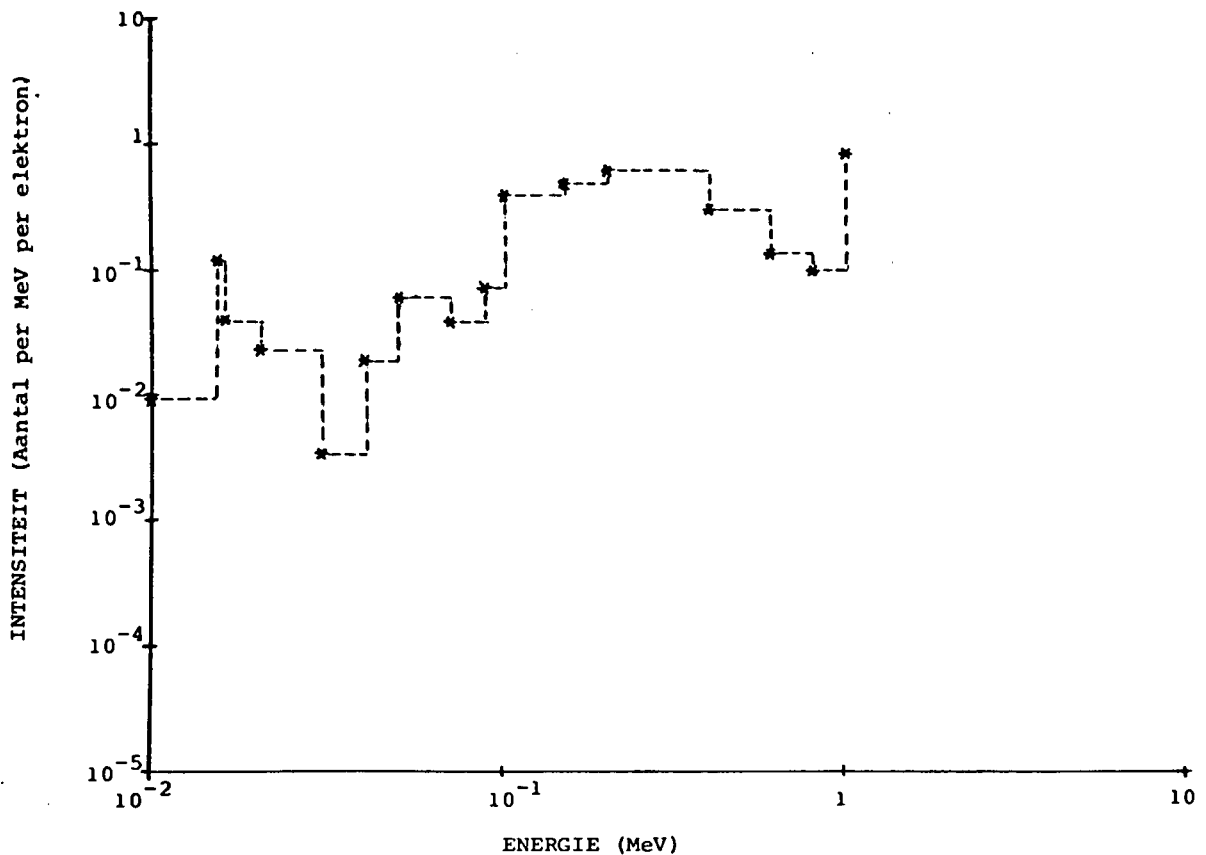
	ENERGIE (MeV)	% ENERGIE VERLIES IN	
		LiF	Fricke
^{60}Co gamma-strale	1,33	0,417	0,502
Elektrone	5	6,50	8,07
Elektrone	8	4,03	4,97
Elektrone	10	3,05	3,81
Elektrone	17	1,85	2,25
Elektrone	20	1,56	1,96

Die kalibrasiefaktor in die geval, word gegee deur 1,20 en die waardes vir f_e^{Co} soos bereken uit tabel 11.3 word in tabel 11.4 gegee.

TABEL 11.4BEREKENDE WAARDES VIR f_e^{Co}

ENERGIE (MeV)	f_e^{Co}
5	0,97
8	0,97
10	0,96
17	0,99
20	0,96

In figuur 11.14 word die fotonspektrum in LiF gegee vir ^{60}Co .

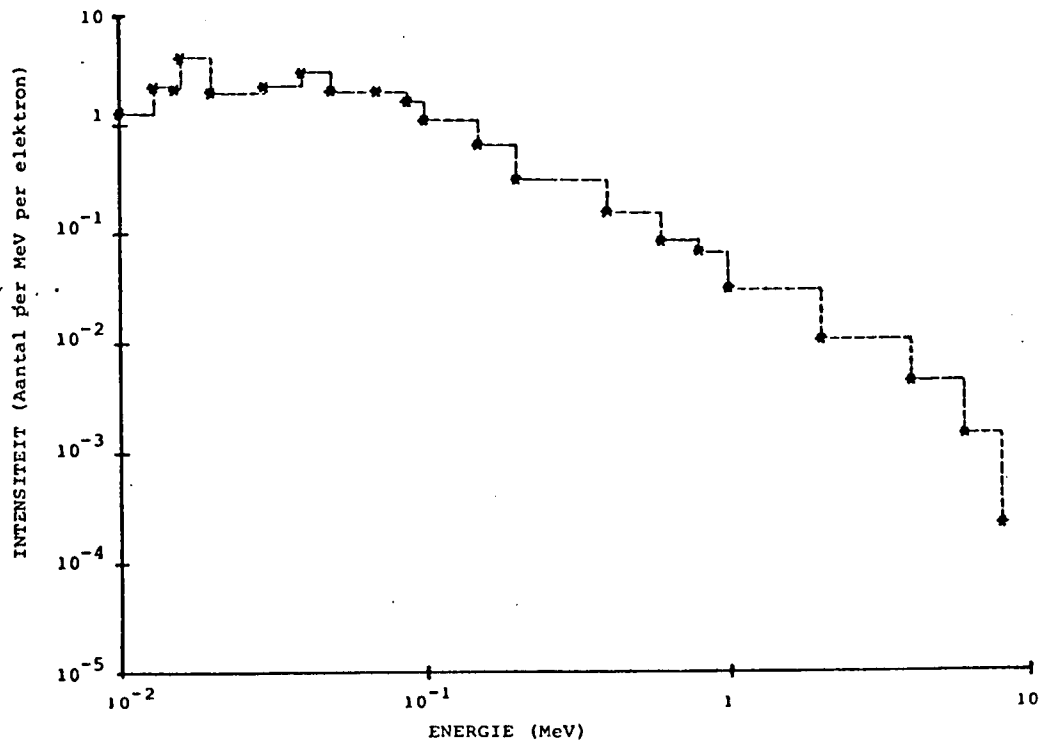


Figuur 11.14 Fotonspektrum in LiF op 'n diepte van 2 cm in lucite.

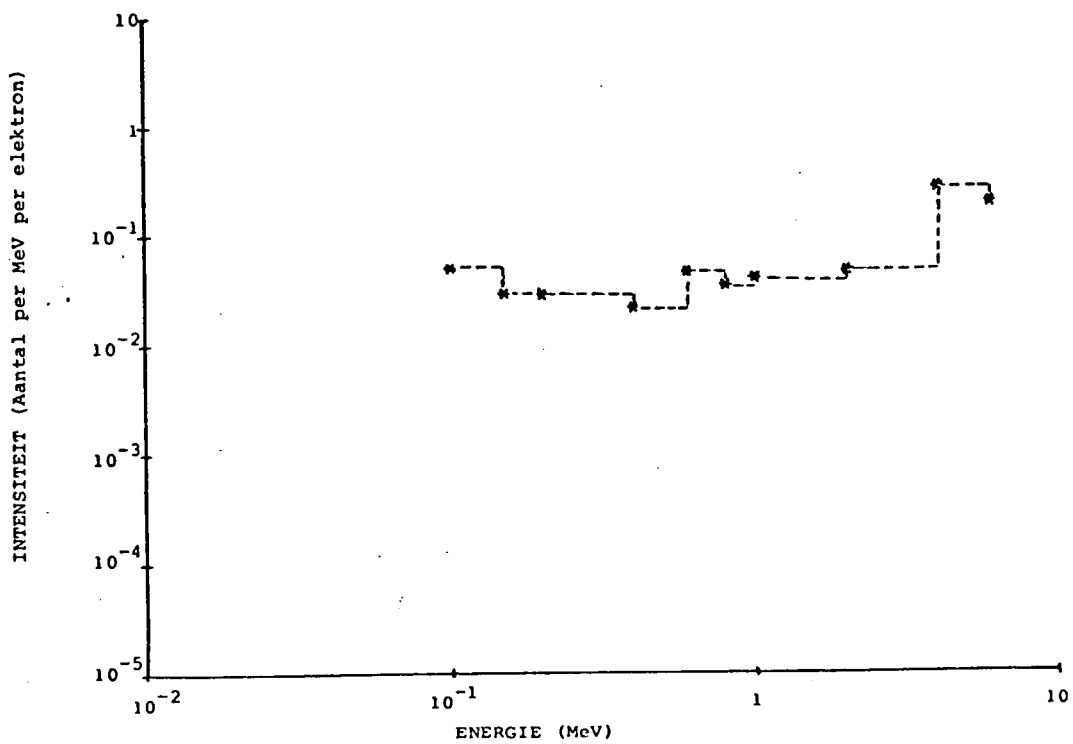
In figuur 11.15 tot figuur 11.20 word die foton- en elektronspektrum in die twee tipes dosismeters vir verskillende elektronenergieë gegee.

11.3 BESPREKING

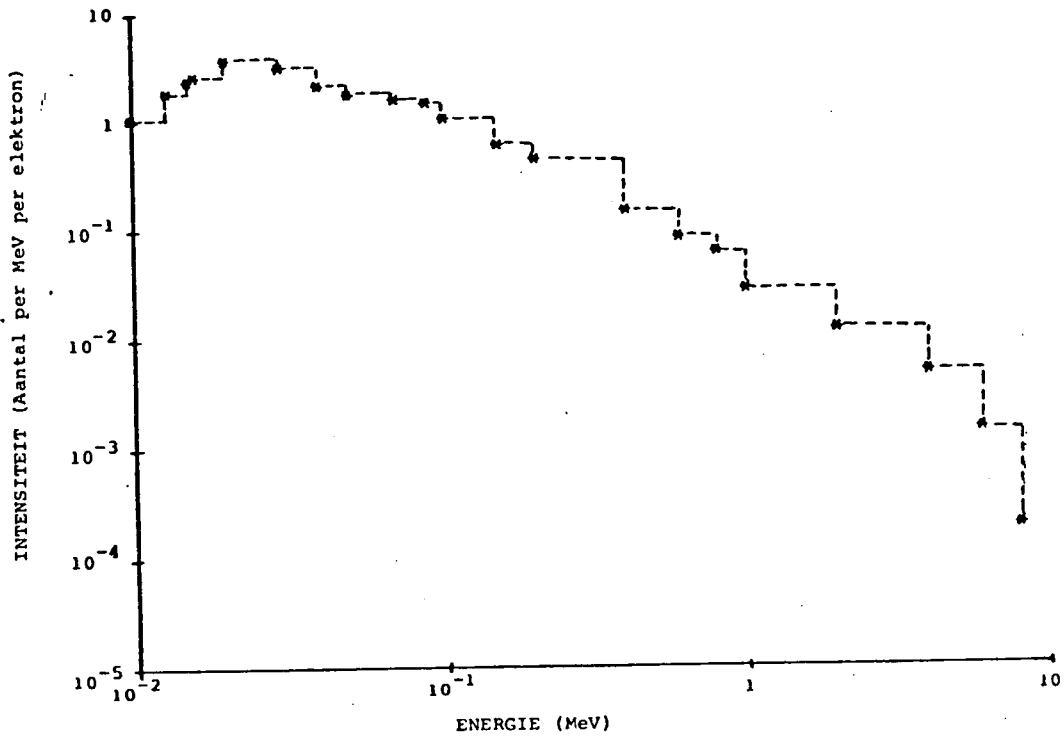
Om geabsorbeerde dosisse van elektronvelde met litium-



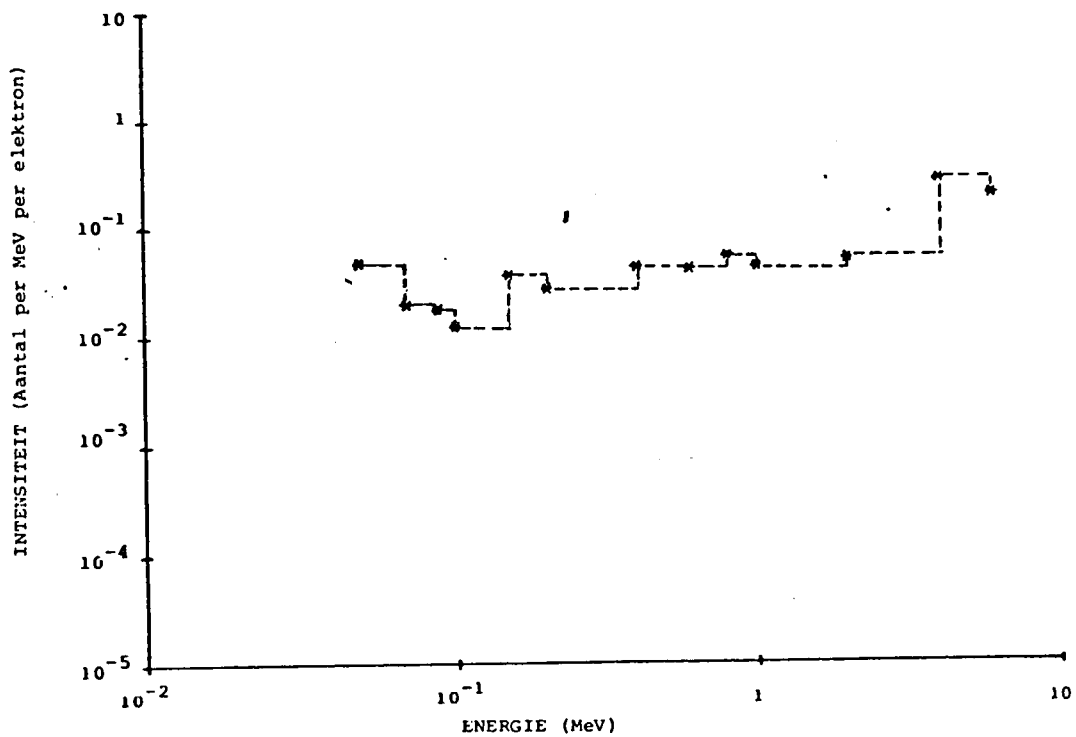
Figuur 11.15 Foton Spektrum vir 10 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 2 cm in lucite.



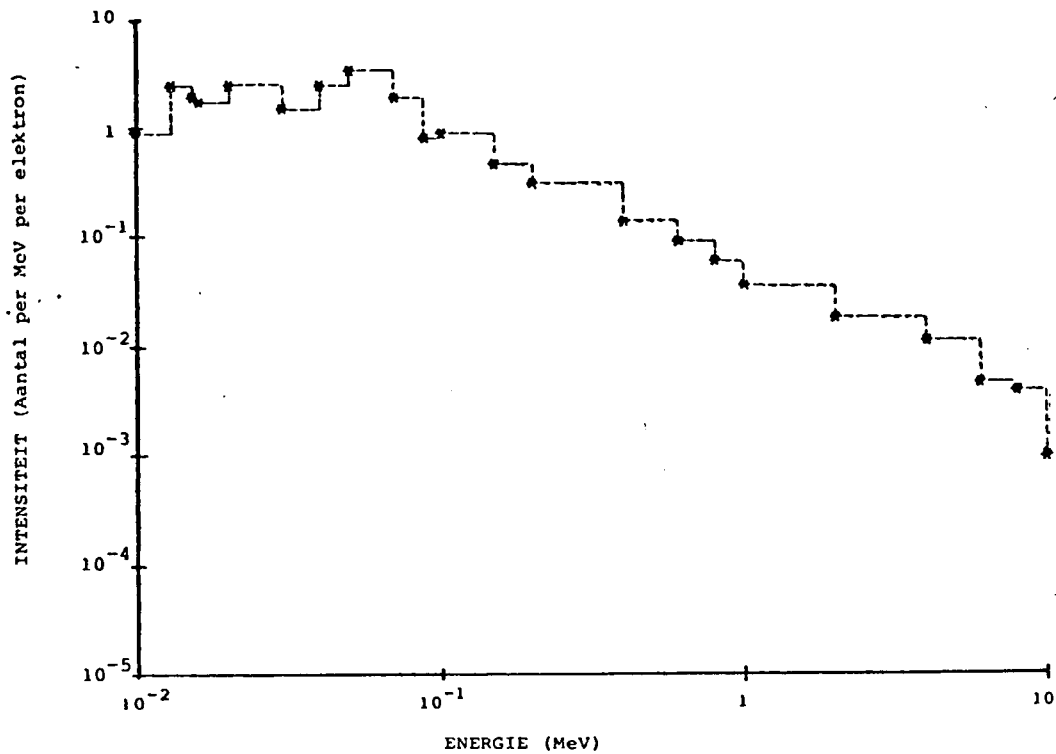
Figuur 11.16 Elektron Spektrum vir 10 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 2 cm in lucite.



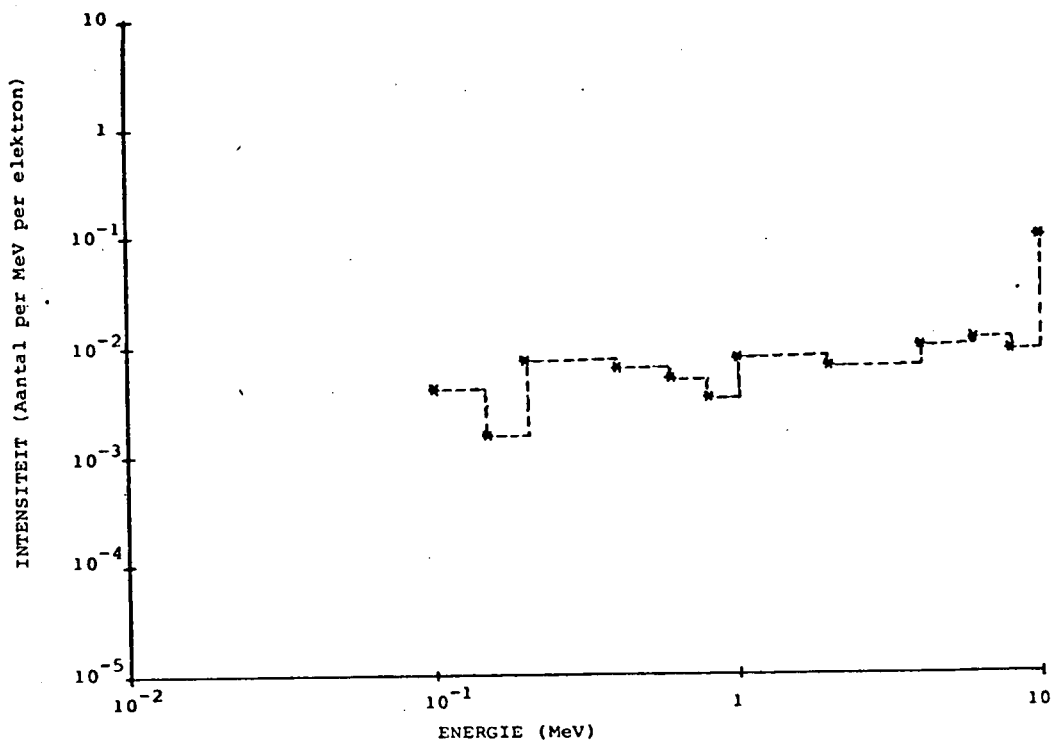
Figuur 11.17 Foton Spektrum vir 10 MeV elektrone in 'n "Fricke"-dosimeter op 'n diepte van 2 cm in lucite.



Figuur 11.18 Elektronspektrum vir 10 MeV elektrone in 'n "Fricke"-dosimeter op 'n diepte van 2 cm in lucite.



Figuur 11.19 Fotonspespectrum vir 20 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 2 cm vir lucite.



Figuur 11.20 Elektronspectrum vir 20 MeV elektrone in LiF op 'n diepte van 2 cm in lucite.

fluoried-termoluminessensie-dosimeters te bepaal, is dit essensieël om te weet of dié dosimeters elektron-energie afhanklik is. Verskeie teorieë, waarvan die meeste semi-empiriese teorieë is, is opgestel, maar die ooreenstemming tussen teorie en praktyk was uiteenlopend van aard. So kon Burlin (1) geen ooreenstemming tussen teorie en eksperiment vind vir materiale met 'n lae atoomgetal nie. Burlin (8) het ook verder aangetoon dat die holte-teorie vir elektrone soos gebruik deur Almond & McCray nie korrek was nie ten spyte van hul skynbare goeie ooreenkoms tussen teorie en eksperiment. Die teorie van Shiragai (9) berus ook op die volgende aannames:

- (i) Vinnige elektrone word as mono-energiek beskou.
- (ii) 'n Energie neerlegging distribusie in 'n semi-oneindige absorbeerder word gebruik ten spyte van die eindige grootte van die dosimeter.
- (iii) Die korreksiefaktor kan moontlik nie genoeg korrigeer vir die verskil in elektron-verstrooiing in die dosimeter-materiaal en in dié medium nie.

As gevolg hiervan is die Monte Carlo berekenings gedoen in twee verskillende materiale en verder is die kalibrasie gedoen ten opsigte van 'n "Fricke" dosimeter. Die resultate wat in die berekenings verkry is, word in tabel 11.2 en tabel 11.4 gegee. Dit is duidelik dat daar in beide tabelle geen beduidende verskil is nie, afgesien van die verskil in materiaal en afgesien van die verskil in diepte van die dosimeter.

VERWYSINGS

1. Burlin, T.E. (1966). Br. J. Radiol., 39.
2. Almond, P.R., et al (1970). Phys. Med. Biol., 15.
3. O'Brien, K. (1977). Phys. Med. Biol., 22.
4. Paliwal, B.R., et al (1975). Phys. Med. Biol., 20.
5. Bistrovic, M., et al (1976). Phys. Med. Biol., 21.
6. Hubbel, J.H., (1969). Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV.
7. Forsythe, G.E., et al (1977). Computer Methods for Mathematical Computations (Prentice Hall).
8. Burlin, T.E. (1970). Phys. Med. Biol., 15.
9. Shiragai, A. (1977). Phys. Med. Biol., 22.

HOOFSTUK 12

ALGEMENE OPSOMMING EN MOONTLIKE UITBREIDINGS

Die gebruik van termoluminessensie dosimeters neem al meer en meer in Suid-Afrika toe. Stralingswerkers word alreeds met hierdie tipe dosimeters gemonitor. Behalwe van die paar gevalle wat genoem is, waar die dosimeters in 'n radioterapie departement gebruik is, is daar ook baie meer toepassings van dié dosimeters in 'n hospitaal. In die radioterapie departement word die dosimeters gebruik om geabsorbeerde dosis van fotone en van elektrone te bepaal.

In 'n diagnostiese X-straal departement kan die dosimeters ook met reg gebruik word. Hier plaaslik word 'n rekenaar tomograaf gebruik vir verskeie ondersoeke van bv. die brein, die borskas, ens. Aangesien 'n geskikte fantoom beskikbaar is, kon die geabsorbeerde dosis op verskillende plekke in die fantoom vir die verskillende ondersoeke bepaal word. So 'n uitgebreide studie is pas voltooi.

Dat hierdie dosimeters ook in ander departement gebruik kan word, lei geen twyfel nie. Dit kan ook in diagnostiese X-straal departemente gebruik word om te bepaal wat die geabsorbeerde dosis is wat pasiënte ontvang vir verskillende ondersoeke. In 'n Kerngeneeskunde departement, waar baie met radioaktiewe materiale gewerk word, kan die dosis aan die hande van sulke persone gemeet word.

Die empiriese vergelykings van die persentasie-diepte-dosis van 8- en 16 MeV X-strale wat opgestel is, het goed gekontroleer en hierdie vergelykings is saamgevat in 'n program om die dosis uit te werk vir nie-standaard behandelingsafstande. Sulke nie-standaard behandelingsafstande is nodig, omdat die verlangde veldgrootte nie op standaard behandelingsafstande verkry kan word nie. Die nie-standaard behandelingsafstand wat plaaslik die meeste gebruik word, is 150 cm. Hierdie programme word as roetine nou in die departement gebruik.

Dit was nodig om ondersoek in te stel na die energie-afhanklikheid al dan nie van LiF dosismeters vir elektrone. Indien daar wel so 'n afhanklikheid sou bestaan, sou dit baie praktiese probleme oplewer, nl. dat sekere dosismeters net vir sekere energieë gebruik kan word. Die ondersoek toon dat in die energie-gebied van 5 - 20 MeV elektrone, daar nie so 'n energieafhanklikheid bestaan nie, afgesien van die tipe fantoom wat gebruik is.

'n Verdere toepassing van die Monte Carlo program wat gebruik is, is dat die program verander kan word om die X-straal spektra van verskillende skyfmateriale in 'n lineêre versneller te bepaal. Die geskikste materiaal wat gebruik kan word, kan op so 'n manier vasgestel word.

