

MASTER

Neutronenspectrometrie met activeringsdetectoren en Monte Carlo berekeningen

Steinbusch, H.J.J.

Award date:
1986

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

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

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

Neutronenspectrometrie met
activeringsdetectoren en
Monte Carlo berekeningen

H.J.J. Steinbusch

Technische Hogeschool Eindhoven
Afdeling der Technische Natuurkunde
Vakgroep Deeltjesfysica
Onderwerpgroep Cyclotronoepassingen
Afstudeerhoogleraar: prof. dr. ir. H.L. Hagedoorn
Begeleider: drs. W.A. Bruil

februari 1986

SAMENVATTING

Door 8.4 MeV protonen op een ^9Be -target te schieten produceren we snelle neutronen tot 7 MeV en laten die binnendringen in kleine en grote blokken polyethyleen en ijzer (15 cm x 15 cm, en 4 respectievelijk 12 cm diep), waarin 3 respectievelijk 7 schijfvormige folies van indium, aluminium, ijzer, silicium of magnesium (3 cm diameter, 1 mm dik) geplaatst zijn. Die worden dan geactiveerd door reacties met drempelenergieën van respectievelijk 0.33, 1.90, 2.97, 4.00 en 4.93 MeV.

Uit de m.b.v. een Ge(Li)-detector gemeten activiteiten berekenen we de fluxdichtheidsspectra ter plaatse van de folies. M.b.v. het ontvouwingsprogramma SANDPET krijgen we een kwantitatieve indruk van de invloed van de blokken op de neutronen. Voor de grote, respectievelijk kleine blokken blijken die verschillen voor neutronen met een energie tussen 0.1 en 7 MeV gering te zijn.

Een Monte Carlo programma, geschreven om de activering van de folies te simuleren, levert een acceptabele overeenstemming met de activeringsresultaten. Het programma houdt rekening met elastische en inelastische verstrooiing en in het geval van ijzer ook met vangstreacties.

INHOUDSOPGAVE

SAMENVATTING

INHOUDSOPGAVE

	1
1 INLEIDING	3
1.1 Voorgeschiedenis	3
1.2 De indeling van het verslag	4
2 ALGEMENE OPMERKINGEN	5
2.1 Inleiding	5
2.2 De indeling van neutronen naar energiegebieden	6
2.3 Optredende kernreacties met neutronen	8
2.4 Moderatie van neutronen in materie	9
2.5 Het berylliumtarget	10
3 ACTIVERINGSMETHODE MET NEUTRONEN	12
3.1 Inleiding	12
3.2 De meetopstelling	13
3.3 De keuze van de folies	16
3.4 Het verwerkingsprogramma FOILAN	18
4 RESULTATEN ACTIVERINGSMETINGEN	20
4.1 Inleiding	20
4.2 Activeringspectrometrie	21
4.2.1 Het programma SAND-II	22
4.3 De gemeten verzadigingsactiviteiten	24
4.4 Neutronenfluxdichtheidsspectra	26
4.5 Fluxdichtheden	37
4.6 De dosisverdeling als functie van de hoek	44
5 ACTIVITEITEN GESIMULEERD MET MONTE CARLO BEREKENINGEN	46
5.1 Inleiding	46
5.2 Enige algemene Monte Carlo principes	47
5.3 De structuur van het programma	49
5.4 De bronparameters	50
5.5 Simulatie van de baan	53

5.6 De wisselwerking van neutronen met materie	55
5.7 Elastische verstrooiing	57
5.8 Inelastische verstrooiing	59
5.9 Richtingsparameters na een botsing	60
5.10 Resultaten Monte Carlo berekeningen	64
5.10.1 De spectra op folieposities	64
5.10.2 De gemiddelde energie ter plekke van de folieposities	68
5.10.3 De bepaling van de activiteit	69
5.10.4 De verhouding van terugwaarts en voorwaarts verstrooide neutronen	75
5.10.5 De verdeling van de neutronenintensiteit over het achtervlak	77
6 CONCLUSIES	82
REFERENTIES	85
DANKWOORD	89
A Verzadigingsactiviteiten per kern	90
B Enkele eigenschappen van het neutron	92
C Grootheden en eenheden	93
D Energie- en hoekverdeling na een elastische botsing	94

1 INLEIDING

1.1 Voorgeschiedenis

In 1980 bereikte de groep cyclotrontoepassingen uit de medische wereld de vraag om een studie te verrichten naar de mogelijkheden om met het cyclotron neutronenbundels voor therapiedoeleinden te produceren.

Na een literatuurstudie (Goo 81) werd, gezien de eisen met betrekking tot het neutronenenergiespectrum, de intensiteit en de gammacomponent, besloten om neutronenbundels te produceren door protonen ($E < 28$ MeV) of deutronen ($E < 15$ MeV) op een berylliumtarget te schieten. De reacties die dan optreden zijn ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ en ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$.

Door te kijken naar het neutronen- en gammaenergiespectrum en de neutronen- en gammacomponent van de geabsorbeerde dosis in een modelpatiënt kan een beschrijving van de eigenschappen van de neutronenbundel gegeven worden.

Voor het meten van het neutronenenergiespectrum is gebruik gemaakt van een NE-213 vloeistofscintillatiekristal met bijbehorend ontvouwingsprogramma FORIST (Sae 82).

Om gecollimeerde neutronenbundels te kunnen maken is een collimator van flexibele opbouw ontworpen en gemaakt (Goo 83). Een groot gedeelte van deze collimator bestaat uit polyethyleen en ijzer. De eigenschappen van deze collimator zijn onderzocht door Cuijlenborg (Cui 84).

Bij ons onderzoek hebben we ons specifiek gericht op de eigenschappen van het polyethyleen en ijzer afzonderlijk. Daartoe zijn blokken van deze materialen vervaardigd waarin op verschillende afstanden folies geplaatst zijn. Door nu verschillende sets folies te activeren d.m.v. neutronen en de aangemaakte activiteiten, na enige bewerkingen, als invoer te gebruiken voor het programma SANDPET krijgen we voor de betreffende positie in het blok een fluxdichtheidsspectrum. Door de spectra voor de verschillende posities en blokken met elkaar te vergelijken krijgen we een beeld van de specifieke eigenschappen van de verschillende materialen.

Deze experimenten zijn ook m.b.v. een Monte Carlo programma gesimuleerd. In dit verslag zullen beide onderzoeken gepresenteerd en besproken worden.

1.2 De indeling van het verslag

In deze paragraaf zullen we kort schetsen hoe we het verslag ingedeeld hebben.

In hoofdstuk 2 zullen enige algemene opmerkingen gemaakt worden. We geven een indeling van neutronen naar energiegebieden en kernreacties die kunnen optreden met neutronen. We bespreken kort het begrip moderatie en geven enige fysische aspecten van het door ons gebruikte berylliumtarget, waarmee we neutronen produceren.

In hoofdstuk 3 bespreken we de meetopstelling en de foliekeuze evenals de verwerking van de meetgegevens.

In hoofdstuk 4 volgen de resultaten. We bespreken kort de activeringsspectrometrie en staan stil bij de gemeten verzadigingsactiviteiten.

Vervolgens presenteren we enige fluxdichtheidsspectra (zowel in figuur- als in tabelvorm). Tenslotte geven we in dit hoofdstuk de dosisverdeling als functie van de hoek met het target.

In hoofdstuk 5 bespreken we het Monte Carlo programma, dat geschreven is om de experimenten uit hoofdstuk 4 te simuleren. Na een korte inleiding geven we de opbouw van het programma. In de laatste paragraaf van dit hoofdstuk volgen de hiermee bereikte resultaten.

In hoofdstuk 6 geven we tenslotte de conclusies die uit de voorgaande resultaten getrokken kunnen worden.

2 ALGEMENE OPMERKINGEN

2.1 Inleiding

Bij de bestudering van transmissieverschijnselen in materie vinden we dat neutronen zich anders gedragen dan de andere elementaire deeltjes. Wanneer een bundel neutronen met een bepaalde energie door materie gaat, zullen verschillende nucleaire processen plaatsvinden. Het is van belang om het effect van deze processen te bestuderen voor o.a. neutronendosimetrie. De transmissieverschijnselen zijn afhankelijk van de oorspronkelijke energie en de mogelijke interacties van neutronen met kernen.

In par. 2.2 zullen de indeling van neutronen naar energiegebieden en enige voor deze energiegebieden relevante grootheden gegeven worden. In par. 2.3 geven we een overzicht van optredende kernreacties met neutronen. In par. 2.4 bespreken we kort het modereren van neutronen door materie en in par. 2.5 geven we een kort overzicht van de belangrijkste eigenschappen van het door ons gebruikte berylliumtarget.

2.2 De indeling van neutronen naar energiegebieden

Vrije neutronen kunnen ingedeeld worden in diverse categorieën aan de hand van hun energie. Er zijn diverse energie-indelingen. Wij zullen thermische, intermediaire en snelle neutronen onderscheiden.

Thermische neutronen hebben een energie kleiner dan 0.5 eV. Ze ontstaan in het algemeen door veelvuldige verstrooiing van snellere neutronen in een moderatormateriaal. Ze zijn in thermische evenwicht met de hen omringende materie. Ze hebben een Maxwell energieverdeling waarvan de gemiddelde energie 0.025 eV bedraagt bij kamertemperatuur (Dam 78).

$$n(E) = \frac{2\pi n_0}{(\pi kT)^{3/2}} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp(-E/kT) \quad 2.2.1$$

waarin $n(E)$ de neutronendichtheid per eenheid van energieinterval,

n_0 de thermische neutronendichtheid,

k de constante van Boltzmann,

T de temperatuur en

E de energie.

De neutronenfluxdichtheid per eenheid van energieinterval wordt gegeven door

$$\phi_E(E) = \frac{2\pi n_0}{(\pi kT)^{3/2}} \cdot (2/m_n)^{1/2} \cdot E \cdot \exp(-E/kT) \quad 2.2.2$$

waarin $\phi_E(E)$ de fluxdichtheid per eenheid van energieinterval (in $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$) en

m_n de massa van het neutron.

De atoomkernen van vele nucliden vangen thermische neutronen in. De hierbij optredende (n,p) , (n,α) , (n,γ) en/of splijtingsreacties (n,f) kunnen voor detectie gebruikt worden.

Intermediaire neutronen hebben een energie groter dan van thermische neutronen en kleiner dan 100 keV. Ze ontstaan in het algemeen door veelvuldige afremming van snellere neutronen in een moderator. We spreken hier van een karakteristiek intermediair neutronenspectrum als de fluxdichtheid omgekeerd evenredig is met de energie (Neu 70, Dam 78). Dan geldt

$$\phi_E(E) = \frac{q}{\xi \cdot n \cdot \sigma_s} \cdot \frac{1}{E} \quad 2.2.3$$

waarin q de afremdichtheid (in $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) (Bec 64)*,
 n de atomaire dichtheid van het moderatormateriaal,
 σ_s de totale werkzame doorsnede voor verstrooiing en
 ξ het logaritmisch decrement (zie par. 2.4).

n , σ_s en ξ zijn karakteristiek voor een bepaalde moderator en variëren in het intermediaire gebied niet of weinig. Vandaar dat we vaak spreken van een $1/E$ -spectrum van intermediaire neutronen.

Vele elementen vertonen bij absorptie van intermediaire neutronen sterke resonantie-energiegebieden. De neutronen in deze energiegebieden noemen we resonantieneutronen.

Snelle neutronen hebben een energie groter dan 100 keV en ze ontstaan door verschillende kernreacties. Het afremmen van deze neutronen kan zowel door elastische als inelastische botsingen plaatsvinden.

Omdat het energiegebied bij neutronenspectrometrie nogal omvangrijk is, is een nieuwe grootheid, de lethargie (u) gedefinieerd (Bec 64):

$$u = \ln(E_0/E) \quad 2.2.4$$

waarin E_0 een referentie-energie.

Deze grootheid is nauw verwant aan het logaritmisch decrement (par. 2.4). Het neutronenspectrum wordt vaak weergegeven in de vorm van de al genoemde fluxdichtheid per energieinterval $\phi_E(E)$ als functie van de energie of de logaritme van de energie. Indien de energie logaritmisch wordt uitgezet is het beter de fluxdichtheid per eenheid van lethargie $\phi_u(u)$ weer te geven. Tussen beide grootheden bestaat het volgende verband:

$$\phi_u(u) = E \cdot \phi_E(E) \quad 2.2.5$$

* slowing-down density

2.3 Optredende kernreacties met neutronen

De belangrijkste wisselwerkingen tussen neutronen en materie zijn (Pro 79):

- elastische verstrooiing (n,n)
- inelastische verstrooiing (n,n')
- vangstreacties gevolgd door de uitzending van gammastraling (n, γ)
- absorptie gevolgd door de uitzending van geladen deeltjes (n,p), (n, α) enz.

Elastische verstrooiing is de meest belangrijke wisselwerking bij lage energieën (<1 MeV). De overdracht van de energie is het grootst wanneer de massa van de kernen van het materiaal gelijk is aan de neutronenmassa. Daarom zijn waterstofrijke materialen als water, paraffine en polyethyleen uitermate geschikt om neutronen af te remmen.

Inelastische verstrooiing is het belangrijkste bij wisselwerkingen met zwaardere elementen en bij hogere energieën (>2 MeV). Het geeft aanleiding tot enig energieverlies van de neutronen evenals uitzending van gammastraling door de geëxciteerde kern. Lood, ijzer en koper hebben betrekkelijk grote werkzame doorsnedes voor deze reactie.

Beide laatstgenoemde reactietypen zullen uitgebreider besproken worden in par. 5.7 en 5.8.

Vangstreacties gevolgd door de uitzending van gammaquanta treden vaak op bij zwaardere elementen en lage energieën. De werkzame doorsnede is ongeveer omgekeerd evenredig met de snelheid van het neutron.

Absorptie gevolgd door de uitzending van geladen deeltjes treedt meestal pas op indien de neutronen een energie hebben die groter is dan een bepaalde drempelwaarde. Voor enige lichte kernen zijn echter ook exotherme reacties mogelijk ($^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$). De reacties geven vaak aanleiding tot langlevende activiteiten (oplopend van seconden tot dagen).

2.4 Moderatie van neutronen in materie

Met moderatie bedoelen we de afremming van neutronen. Deze vindt plaats door botsen van neutronen met de kernen van een medium. We spreken in dit verband ook van verstrooiing. De verstrooiingswaarschijnlijkheid wordt gegeven in termen van de werkzame doorsnede en de stopping power (Bec 64). Het energieverlies bij een elastische botsing van een neutron met een kern wordt berekend uit de behoudswetten van impuls en energie (zie ook par. 5.7). Bij de beschrijving van deze processen wordt gebruik gemaakt van het logaritmisch decrement ξ . Deze grootte is als volgt gedefinieerd:

$$\xi = \ln(E_1/\text{MeV}) - \ln(E_2/\text{MeV}) = \ln(E_1/E_2) \quad 2.4.1$$

waarin E_1 de energie van het neutron voor de botsing en

E_2 de gemiddelde energie van het neutron na de botsing.

Dit logaritmisch decrement is karakteristiek voor een bepaald nuclide of element. In tabel 2.4.1 staan voor enige elementen de waarden voor het logaritmisch decrement evenals het aantal botsingen met kernen van dat element dat een neutron met een energie van 2 MeV nodig heeft om thermisch (0.025 eV) te worden.

Tabel 2.4.1 Het logaritmisch decrement ξ en het aantal botsingen n om een 2 MeV neutron thermisch te maken voor enkele nucliden of elementen (Bec 64).

nuclide of element	relatieve atoommassa	logaritmisch decrement ξ	aantal botsingen n
H	1	1.000	18
D	2	0.725	25
Be	9	0.209	86
C	12	0.158	114
O	16	0.120	115
U	238	0.0084	2172

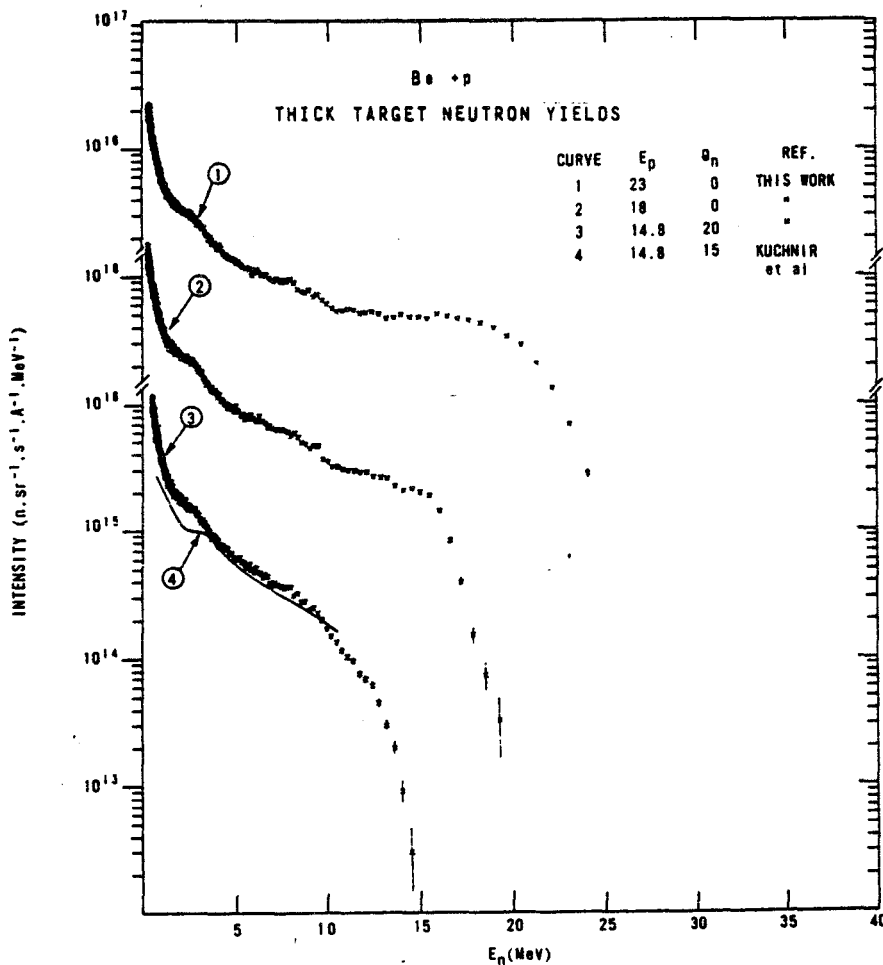
We zien dat het neutron gemiddeld de meeste energie verliest, indien het moderatormateriaal veel waterstofkernen bevat. Om de invloed van waterstof te bekijken is als (bulk)materiaal gekozen voor polyethyleen (waterstofrijk) en ijzer. Mede omdat de collimator die bij dosismetingen in een fantoom (Mut 85) gebruikt wordt voor een groot gedeelte uit deze materialen bestaat

en als geheel reeds eerder-doel van onderzoek was (Cui 84) kan de opgedane kennis bij ons onderzoek over zowel polyethyleen als ijzer bij de opbouw van de collimator toegepast worden.

2.5 Het berylliumtarget

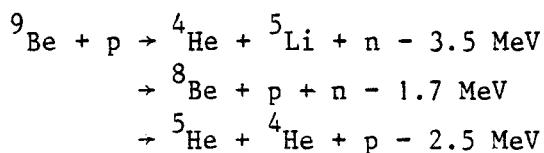
Bij de productie van neutronen maken we gebruik van een target, vervaardigd van beryllium (zie ook par. 3.2). Het is schijfvormig met een diameter van 13 en een dikte van 5 mm. We kunnen om neutronen te produceren het target met protonen of met deutronen beschieten. Bij onze experimenten hebben we gebruik gemaakt van protonen en de optredende reactie is ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$.

We hebben gebruik gemaakt van 9 MeV protonen omdat we daardoor bij de experimenten (hoofdstuk 3 en 4) en bij de Monte Carlo berekeningen (hoofdstuk 5) niet te eenvoudig en niet te ingewikkeld bezig zouden zijn. Bij deze reactie ontstaan neutronen met een maximale energie rond 7 MeV. Aangezien we gebruik maken van een dik target worden alle protonen in het target gestopt. In figuur 2.5.1 staan enige spectra (Lon 77).



Figuur 2.5.1 Neutronenspectra van de reactie ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ (Lon 77).

We zien dat de laagenergetische neutronen een grote bijdrage leveren. Dit komt door verschillende "break-up" reacties met lage drempelenergieën.



Deze laagenergetische neutronen kunnen uit de bundel gefilterd worden met polyethyleen (Goo 81).

Om een afschatting te maken van de neutronenproductie maken we gebruik van de volgende vergelijking (Bat 72):

$$P = N_p \cdot N_t \cdot \int_{E_0}^E \sigma_E \cdot \left[\frac{dE}{d\rho x} \right]^{-1} dE \quad 2.5.1$$

waarin P de neutronenproductie per seconde,

N_p het aantal invallende protonen per seconde,

N_t het aantal targetatomen per gram,

σ_E de werkzame doorsnede (in m^2) bij energie E,

$dE/d\rho x$ de stopping power van het targetmateriaal,

E de invallende energie,

E_0 de minimumenergie waarbij sprake is van waarneembare neutronenproductie,

ρ de dichtheid van het targetmateriaal (in $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$) en

x de dikte van het target (in m).

Gebruikmakend van literatuurwaarden voor σ_E (Gib 59) en $dE/d\rho x$ (Wil 66) kunnen we een afschatting maken van de neutronenproductie. Uitgaande van een 1 μA protonenstroom vinden we een gemiddelde neutronenproductie per seconde die gelijk is aan $1.5 \cdot 10^{10}$ voor ons berylliumtarget bij 9 MeV protonen.

3 ACTIVERINGSMETHODE MET NEUTRONEN

3.1 Inleiding

Bepaalde door neutronen geïnduceerde nucleaire reacties zoals $(n,2n)$, inelastische neutronenverstrooiing en sommige (n,p) en (n,α) reacties treden alleen op wanneer de neutronen een energie bezitten die boven een drempelwaarde ligt. In veel gevallen leiden deze reacties tot een radioactiviteit die gemeten kan worden na een bestraling met snelle neutronen. Met behulp van drempeldetectors kunnen we deze reacties gebruiken om de flux(dichtheid) en het energiespectrum van de snelle neutronen te bepalen. Wij hebben drempeldetectors gebruikt in de vorm van cirkelvormige folies.

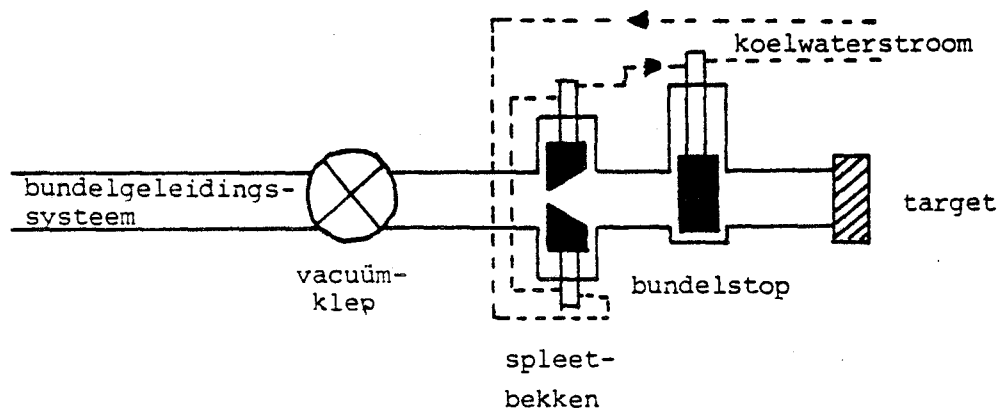
In par. 3.2 zullen de neutronenactiveringsopstelling evenals enige kleine wijzigingen die doorgevoerd zijn aan het bundelgeleidingssysteem dichtbij het target besproken worden. De afmetingen van de gebruikte meetblokken en hun positionering t.o.v. het target zullen ook gegeven worden.

In par. 3.3 geven we de criteria die we gehanteerd hebben bij de folie-keuze en de belangrijkste karakteristieken van de uiteindelijk gekozen folies en de hierin optredende reacties.

Tenslotte wordt in par. 3.4 de verwerking besproken van de gemeten activiteiten m.b.v. het verwerkingsprogramma FOILAN.

3.2 De meetopstelling

Door Goossens (Goo 81) is een bundelstroommeetplaats ontworpen die schematisch in figuur 3.2.1 weergegeven wordt.

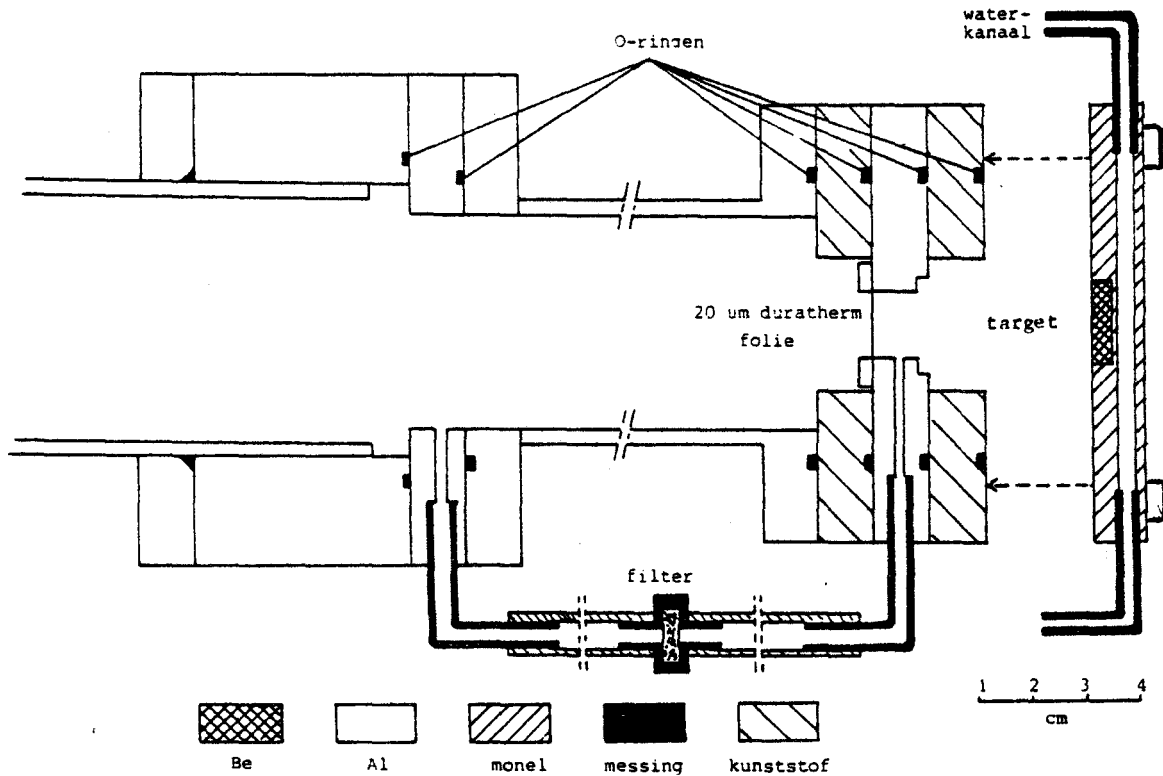


Figuur 3.2.1 De bundelstroommeetplaats bij het target.

De bundelstroom kan gemeten worden zonder dat het target bestraald wordt doordat een bundelstop en een spleetsysteem bestaande uit vier bekken zijn aangebracht. Deze spleetbekken zijn instelbaar zodat een rechthoekig diafragma van gewenste afmetingen gerealiseerd kan worden. De stromen op de spleetbekken en bundelstop kunnen gemeten worden waardoor het cyclotron en het bundelgeleidingssysteem zodanig ingesteld kunnen worden dat de bundel optimaal op het target valt. Het geheel kan afgesloten worden van het bundelgeleidingssysteem door middel van een vacuümklep.

Aanvankelijk bestonden de verbindingen tussen target, bundelstop, spleetbekken en vacuümklep uit losse aluminium buizen en flenzen. Dit maakte het geheel vrij instabiel. Tijdens het vacuüm pompen verschoven verschillende onderdelen t.o.v. elkaar. Dit maakte de reproduceerbaarheid van de bestralingen slecht. Daarom zijn de verbindingsstukken (buizen en flenzen) uit een stuk gemaakt waardoor het een stabiel geheel vormt dat na een uitlijning t.o.v. het bundelgeleidingssysteem reproduceerbare bestralingsomstandigheden levert.

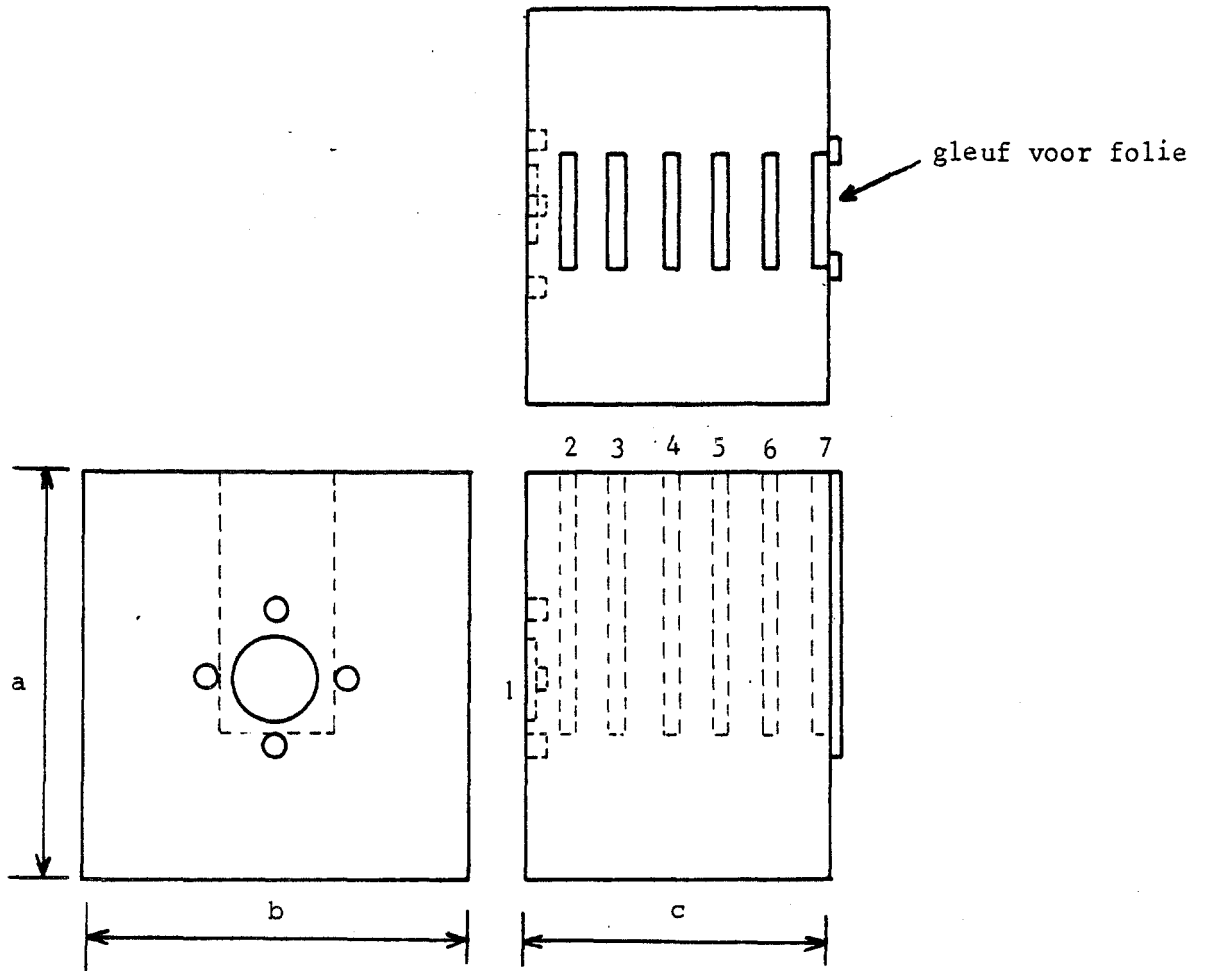
Het target (zie ook par. 2.5) is ontworpen door Saes (Sae 82), gemaakt door Philips en verbeterd door Goossens (Goo 83) (figuur 3.2.2).



Figuur 3.2.2 Het berylliumtarget.

De bundel moet eerst door een 20 μm dik duratherm folie heen om daarna het target te bereiken. Het folie dient om verspreiding van giftige berylliumdeeltjes in het bundelgeleidingssysteem tegen te gaan (Goo 83). Een deel van de bundelstroom valt op de foliehouder en bereikt het target niet. Om deze stroom ook te kunnen meten is de foliehouder geïsoleerd opgesteld t.o.v. het bundelgeleidingssysteem m.b.v. kunststof flenzen en is een verbinding aan de foliehouder aangebracht om de stroom te meten.

Meteen achter dit target worden de meetblokken (figuur 3.2.3) aangebracht. De vier openingen aan de voorkant vallen over de schroefkoppen van het target en dienen om het blok tegen het target te positioneren. In de grote blokken kunnen zeven folies geplaatst worden op verschillende afstanden. Bij elk der beide grote blokken bestaat ook een kleinere uitvoering. In deze kleine blokken kunnen slechts drie folies geplaatst worden. De afmetingen van de diverse blokken evenals de afstanden van de diverse gleuven tot de voorkant staan in tabel 3.2.1.



Figuur 3.2.3 Schema van een groot meetblok (gleufdikte 4 mm).

Tabel 3.2.1 De afmetingen van de diverse blokken.

	afmetingen (mm)			plaats van de folies (mm)						
	a	b	c	1	2	3	4	5	6	7
polyethyleen (groot)	147.40	150.80	113.75	0	14.45	33.40	52.30	71.25	90.05	108.95
polyethyleen (klein)	147.40	150.30	37.10	0	13.40	32.60				
ijzer (groot)	146.60	149.50	113.00	0	14.35	33.10	52.05	70.90	89.75	108.70
ijzer (klein)	149.60	149.60	39.70	0	14.90	35.00				

3.3 De keuze van de folies

Bij de selectie van geschikte (folie)detectoren worden bepaalde eisen gesteld (Zijp 76).

De resulterende reacties moeten zodanige drempelenergieën bezitten, dat ze het hele neutronenspectrum, dat onderzocht wordt, bestrijken. Voor ons loopt dit gebied van 0.1 tot 7 MeV.

Het folie moet, indien mogelijk, een dominant stabiel nuclide bevatten, zodat de mogelijkheden voor rivaliserende reacties met andere nucliden geminimaliseerd worden.

De optredende reactie moet een grote werkzame doorsnede bezitten om kleine statistische fouten mogelijk te maken. Een grote werkzame doorsnede betekent immers een grote productie.

De halveringstijden van de te beschouwen producten moeten in de orde van minuten en uren liggen om praktische bestralings- en meettijden te krijgen.

Het resulterende radioactieve product moet ontstaan door een enkele, unieke, reactie om de productie eenduidig vast te leggen. We moeten voorkomen dat hetzelfde eindproduct langs verschillende reactiewegen gemaakt kan worden.

De detector moet een hoge graad van zuiverheid bezitten om verstorende reacties van onzuiverheden te voorkomen

De detectoren moeten van materiaal vervaardigd worden dat toestaat om dunne folies te maken waardoor fluxverstoring vermeden kan worden.

Het eindproduct moet een goed bekend en eenvoudig vervalschema bezitten.

Tenslotte moet het detectormateriaal commercieel verkrijgbaar, niet te duur, eenvoudig te bewerken en veilig in het gebruik zijn.

Op basis van bovenstaande criteria zijn de volgende materialen geselecteerd: indium, aluminium, ijzer, silicium en magnesium. De uit deze materialen vervaardigde folies zijn cirkelvormig en hebben allemaal praktisch dezelfde afmetingen (diameter: 30 mm, dikte: 1 mm) met uitzondering van de siliciumfolies (diameter: 32 mm, dikte: 0.5 mm).

De folies hadden een hoge zuiverheid (99 % of meer).

In tabel 3.3.1 staan de belangrijkste gegevens van de door ons gebruikte reacties. We geven de reactie, de drempelenergie (E_{th}), de halveringstijd ($T_{\frac{1}{2}}$), de energie van de fotonen (E_{γ}) en de procentuele absolute intensiteit, d.w.z. het percentage fotonen per verval (I_{γ}). In het geval van indium maken we ook gebruik van de informatie die we krijgen uit de reactie $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$ die in het thermische gebied optreedt. Door deze folies ook een keer te bestralen terwijl ze aan voor- en achterkant afgedekt zijn met cadmiumfolies

(diameter: 30 mm, dikte: 1 mm) levert deze reactie ook nog informatie over het intermediaire gebied.

Tabel 3.3.1 Gegevens van optredende reacties (Zijp 79, Led 78), met tussen haakjes de respectievelijke standaarddeviatie.

reactie	E_{th} (MeV)	$T_{1/2}$	E_{γ} (keV)	I_{γ} (%)
$^{115}_{In}(n,\gamma)^{116}_{In}$	0	54,15(6) min	1293.54(4) 2112.1(4)	84.4(18) 15.5(5)
$^{115}_{In}(n,n')^{115}_{In}$	0.33	4.486(4) h	336.241(25)	46.7(6)
$^{27}_{Al}(n,p)^{27}_{Mg}$	1.90	9.462(11) min	843.76(3) 1014.44(4)	71.8(4) 28.0(4)
$^{56}_{Fe}(n,p)^{56}_{Mn}$	2.97	2.5785(6) h	846.754(20) 1810.72(4) 2113.05(4)	98.9(3) 27.2(8) 14.3(4)
$^{28}_{Si}(n,p)^{28}_{Al}$	4.00	2.30(5) min	1778.70(17)	100.0
$^{24}_{Mg}(n,p)^{24}_{Na}$	4.93	15.00(4) h	1368.53(5) 2754.09(5)	100.0 99.863(5)

De neutronenproductie wordt routinematig gecontroleerd door een paar ijzermonitoren en protonenstroommetingen. Het was aanvankelijk de bedoeling alleen de monitorfolies als referentie te gebruiken. Deze werden aan weerszijden van het targethuis bevestigd. Als monitorreactie fungeerde de reactie $^{56}_{Fe}(n,p)^{56}_{Mn}$. Reeds na enige bestralingen bleek de samenstelling van het blok, ijzer of polyethyleen, van invloed te zijn op de aangemaakte activiteit, hetgeen voor een monitorfolie allermint gewenst is.

Bij een polyethyleenblok was de activiteit aanzienlijk groter. Dit was het gevolg van een mangaanverontreiniging in de ijzerfolies. Daardoor krijgen we te maken met een tweede reactie die ook als eindkern $^{56}_{Mn}$ levert, namelijk $^{55}_{Mn}(n,\gamma)^{56}_{Mn}$. Deze reactie treedt op in het thermische gebied. Aangezien het gedeelte terugverstrooide neutronen bij het gebruik van een polyethyleenblok meer thermische neutronen bevat, zal dan ook door deze tweede reactie het aantal aangemaakte $^{56}_{Mn}$ -kernen groter zijn. Toen het experiment later met extreem zuivere ijzerfolies herhaald werd, bleek er geen verschil meer te zijn bij het gebruik van verschillende blokken.

Daarom zijn alle metingen later nog eens extra gecorrigeerd en genormeerd op de protonenstroom.

3.4 Het verwerkingsprogramma FOILAN

Het programma FOILAN (FOIL ANalyse) is bedoeld om de gemeten activiteiten snel te verwerken. Deze metingen, die bij de S.B.D. (Stralings Beschermings Dienst) uitgevoerd werden m.b.v. een Ge(Li) detector en een multichannelanalyser (Ste 85) leveren voor elk folie op achtereenvolgende tijdintervallen van meten verschillende activiteitswaarden. Dit programma, in combinatie met de subroutinebibliotheek FOILLI (FOIL LIbrary), maakt het mogelijk om m.b.v. gegevens die bij deze activiteitsmetingen bepaald zijn, op een snelle, efficiënte manier de verzadigingsactiviteit per kern te bepalen, die voor de latere ontvouwing van het spectrum (par. 4.2) nodig is.

Onder de verzadigingsactiviteit per kern verstaan we het aantal vervallen per seconde per kern die we gekregen zouden hebben indien de bestraling een oneindig lange tijd geduurd zou hebben.

Het programma vraagt eerst om een serie invoergegevens. Aanvankelijk zijn deze gegevens algemeen van aard en richten ze zich op de datum, het begin- en het eindtijdstip ($t = \text{EOB}^*$; fig. 3.4.1) van bestralen. Voor elk folie wordt voor iedere activiteitsmeting die gedaan is het begintijdstip van meten (t_1, t_2, \dots ; figuur 3.4.1), de tijdsduur van meten, het aantal fotonen in de detectiepiek, de procentuele standaarddeviatie in dit aantal fotonen en de, nog te corrigeren, gemeten activiteit (ten tijde t_1, t_2, \dots) ingevoerd. M.b.v. deze gegevens wordt een gemiddelde activiteit berekend voor het tijdstip $t = \text{EOB}$, het eindtijdstip van bestralen. Hierbij wordt gecorrigeerd voor het feit dat tijdens het meten van de activiteit met de multichannelanalyser geen rekening is gehouden met het verval van het aangemaakte nuclide tijdens het meten zelf (Wat 64). Hierbij worden de gemeten activiteiten niet verbonden met de begintijdstippen t_1, t_2 en t_3 van meten, maar met de tijdstippen t'_1, t'_2 en t'_3 die liggen tussen het begin- en eindtijdstip van meten (figuur 3.4.1) Deze tijdstippen worden berekend uitgaande van de halveringstijd en het begintijdstip t_i van meten en de duur van de meting:

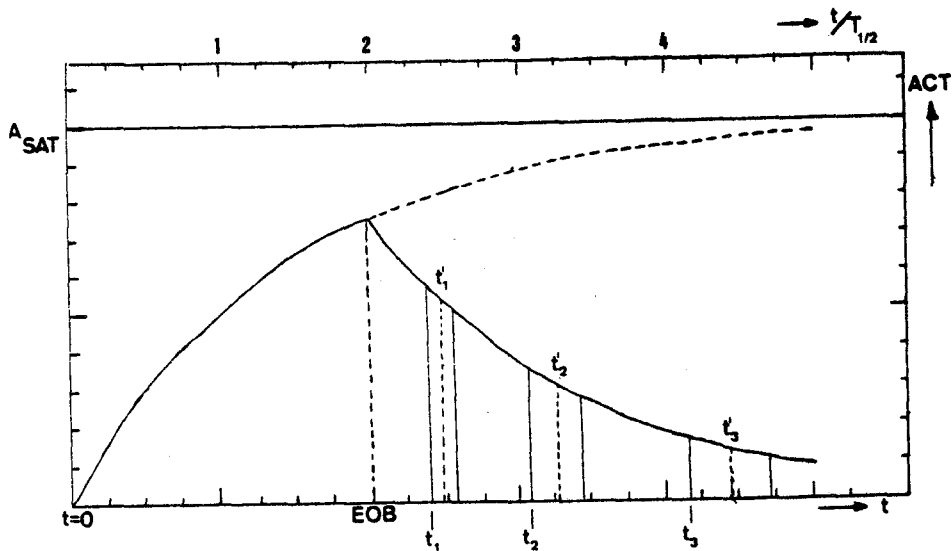
$$t'_i = t_i - \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{1 - \exp(-\lambda \cdot \Delta t)}{\lambda \Delta t} \right] \quad i=1,2,\dots \quad 3.4.1$$

waarin Δt de tijdsduur van meten,

λ de vervalconstante gelijk aan $\ln 2 / T_{\frac{1}{2}}$ en

$T_{\frac{1}{2}}$ de halveringstijd.

* EOB: End Of Bombardment



Figuur 3.4.1 Verloop van de activiteit tijdens en na de bestraling.

De berekende activiteit op $t=EOB$ wordt gebruikmakend van de bestralingsduur omgerekend naar de verzadigingsactiviteit A_{SAT} :

$$A_{SAT} = ACT(t=EOB) / (1 - \exp(-\lambda \cdot t_{EOB})) \quad 3.4.2$$

waarin $ACT(t=EOB)$ de berekende gemiddelde activiteit op het tijdstip EOB en t_{EOB} de tijdsduur van bestralen.

Als dit voor alle folies gebeurd is, wordt genormeerd op de verzadigingsactiviteit van het monitorfolie (reactie $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$). De activiteiten worden omgerekend van μCi naar Bq en tenslotte wordt door van elk der folies de massa in te voeren de verzadigingsactiviteit per kern bepaald.

Deze waarden met verschillende tussenberekeningen worden weggeschreven in een datafile, die op een overzichtelijke manier alle belangrijke uitvoerwaarden levert.

4 RESULTATEN ACTIVERINGSMETINGEN

4.1 Inleiding

In de vorige hoofdstukken zijn enige relevante begrippen, de meetopstelling, de activering en de verwerking van de gemeten activiteiten besproken. In dit hoofdstuk zullen we gebruikmakend van deze folieactiviteiten de resultaten presenteren van computerberekeningen die uitgevoerd zijn bij het Energie Centrum Nederland in Petten.

In 4.2 zal het ontvouwingsprogramma SANDPET besproken worden dat gebruikt is in Petten voor de spectrumbepaling en de berekening van fluxdichtheden.

In 4.3 zal een overzicht gegeven worden van de verzadigingsactiviteiten per kern (s^{-1}) die bij de analyse als invoergegevens gebruikt zijn.

In 4.4 wordt ingegaan op de aanpak om tot een verantwoord invoerspectrum te komen. Het programma SANDPET modificeert dit invoerspectrum, gebruikmakend van de verzadigingsactiviteiten.

Hierna zullen enige fluxdichtheidsspectra per eenheid van energie of lethargie voor enkele posities in de diverse blokken gegeven worden.

In 4.5 zullen enige fluxdichtheden ($m^{-2} s^{-1}$) voor enige relevante energiegebieden, evenals de gemiddelde energie (MeV), snelheid (ms^{-1}) en lethargie voor de spectra van de diverse blokken gegeven worden.

In 4.6 tenslotte zal de gemeten totale dosisverdeling als functie van de voorwaartse hoek met het berylliumtarget gegeven worden. Deze dosisverdeling (de som van de fotonen- en neutronencomponent) is gemeten m.b.v. een ionisatiekamer.

4.2 Activeringingspectrometrie

De laatste jaren worden verschillende computerprogramma's gebruikt voor de bepaling van het neutronenspectrum uit metingen met activeringsdetectoren. Bij deze methode wordt uitgegaan van een stelsel vergelijkingen van de volgende vorm

$$\alpha_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \phi_E(E) \cdot dE \quad \text{voor } i=1, \dots, n \quad 4.2.1$$

waarin α_i de gemeten verzadigingsactiviteit voor de i-de reactie,
 $\sigma_i(E)$ de energieafhankelijke werkzame doorsnede voor de i-de reactie,
 $\phi_E(E)$ de fluxdichtheid per eenheid van energie en
 n het aantal gemeten reacties.

De vergelijkingen worden vaak opgelost door een energiegroepsstructuur voor de werkzame doorsnedes en de fluxdichtheden te introduceren. Bovenstaande vergelijkingen worden dan benaderd door

$$\alpha_i = \sum_{j=1}^m \sigma_{ij} \cdot \phi_j \quad 4.2.2$$

waarin α_i de gemeten verzadigingsactiviteit voor de i-de reactie,
 σ_{ij} de werkzame doorsnede voor de i-de reactie en de j-de energiegroep,
 ϕ_j de fluxdichtheid voor de j-de energiegroep en
 m het aantal energiegroepen.

Deze computerprogramma's leveren een oplossing waarvan het aantal energiegroepen veel groter is dan het aantal gebruikte activeringsdetectoren. Hierdoor is het stelsel vergelijkingen onderbepaald en de oplossing niet eenduidig.

Om tot een aanvaardbare oplossing te komen, voeren we a priori informatie in het programma in over het fluxdichtheidsspectrum in de vorm van een schattingspectrum, dat eerder verkregen kennis over het spectrum uit fysische experimenten of berekeningen bevat. Het programma modificeert het invoerspectrum vervolgens zolang totdat er overeenstemming bereikt is tussen de gemeten invoeractiviteiten en de activiteiten, berekend op basis van het invoerspectrum. De mate van overeenstemming wordt bepaald door de onnauwkeurigheid van de experimenteel bepaalde verzadigingsactiviteiten.

Alleen die oplossingen worden geaccepteerd die aan de fysische realiteit voldoen. Dat betekent dat die fluxdichtheden niet negatief mogen zijn en

dat het spectrum een algeheel glad karakter moet hebben, d.w.z. dat pieken en dalen die niet corresponderen met structuur in de werkzame doorsnedes van de gebruikte detectormaterialen niet acceptabel zijn. Het is tamelijk moeilijk om bij deze methode kwantitatieve relaties te geven voor de invloed van onnauwkeurigheden in de waarden van de werkzame doorsnedes of van onnauwkeurigheden in de activiteitswaarden of van de keuze van het invoerspectrum. Er is dan ook geen unieke oplossing en het uiteindelijke oplossingspectrum hangt tot op zekere hoogte af van het invoerspectrum (Zijp 84).

We hebben bij de analyse gebruik gemaakt van het programma SANDPET, een licht gewijzigde versie van het programma SAND-II, dat gebruikt wordt bij het ECN in Petten. De opzet van het programma SAND-II zal in de volgende subparagraaf 4.2.1 kort besproken worden.

4.2.1 Het programma SAND-II

Het programma SAND-II (Spectrum Analysis by Neutron Detectors, version II) is ontwikkeld door McElroy e.a. (McE 67). De berekeningen worden meestal uitgevoerd met 620 (of 640) energiegroepen, die het energiegebied van 10^{-10} MeV tot 18 (of 20) MeV bestrijken. De energieverdeling beneden 1 MeV is logaritmisch en boven 1 MeV lineair equidistant. Er wordt bij de ontvouwing geen matrixinversie toegepast. De mathematische analyse heeft een invoer- of schattingspectrum nodig dat ten gevolge van successieve iteraties aangepast wordt. De iteraties worden beëindigd als

- de deviatie van het verschil tussen gemeten en berekende activiteit kleiner wordt dan een vooraf gespecificeerde waarde (bijv. 5 %). Deze deviatie is als volgt gedefinieerd:

$$DEV = \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \left\{ \left(\frac{\alpha_i(\text{gem})}{\alpha_i(\text{ber})} \right)^2 - 1 \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad 4.2.1.1$$

waarin $\alpha_i(\text{gem})$ de gemeten verzadigingsactiviteit per kern,
 $\alpha_i(\text{ber})$ de verzadigingsactiviteit per kern, berekend uit het laatste oplossingspectrum en
 n het aantal detectoren.

- het aantal iteraties groter wordt dan een gekozen waarde (bijv. 20)
- de veranderingen in de fluxdichtheden in alle groepen in een iteratiestap kleiner worden dan een bepaalde kleine waarde (bijv. 1 %).

We zullen in het kort de werking van het programma beschrijven. We geven met de index i de activeringsdetector, met j de energiegroep en met k de iteratiestap aan.

Voor elke activeringsdetector wordt de verhouding $R_i^{(k)}$ van de gemeten en de berekende activiteit van detector i berekend bij de k -de iteratiestap.

$$R_i^{(k)} = \alpha_i(\text{gem}) / \sum_{j=1}^m \sigma_{ij} \phi_j^{(k)} \quad 4.2.1.2$$

De modificatie vindt plaats door de volgende vergelijkingen toe te passen

$$\phi_j^{(k+1)} = M_j^{(k)} \cdot \phi_j^{(k)} \quad 4.2.1.3$$

waarin de modificatiefactor $M_j^{(k)}$ gegeven wordt door

$$\ln M_j^{(k)} = \frac{\sum_{i=1}^n W_{ij}^{(k)} \cdot \ln R_i^{(k)}}{\sum_{i=1}^n W_{ij}^{(k)}} \quad 4.2.1.4$$

Hier zijn $W_{ij}^{(k)}$ weegfactoren.

Deze weegfactoren zijn in eerste benadering evenredig met de relatieve responsie van de i -de detector.

$$W_{ij}^{(k)} \sim \sigma_{ij} \phi_j^{(k)} / \sum_{i=1}^n \sigma_{ij} \phi_j^{(k)} \quad 4.2.1.5$$

Bij elke iteratiestap staat de modificatie gelijk aan een algemene kleinste kwadratenprocedure (Zijp 84).

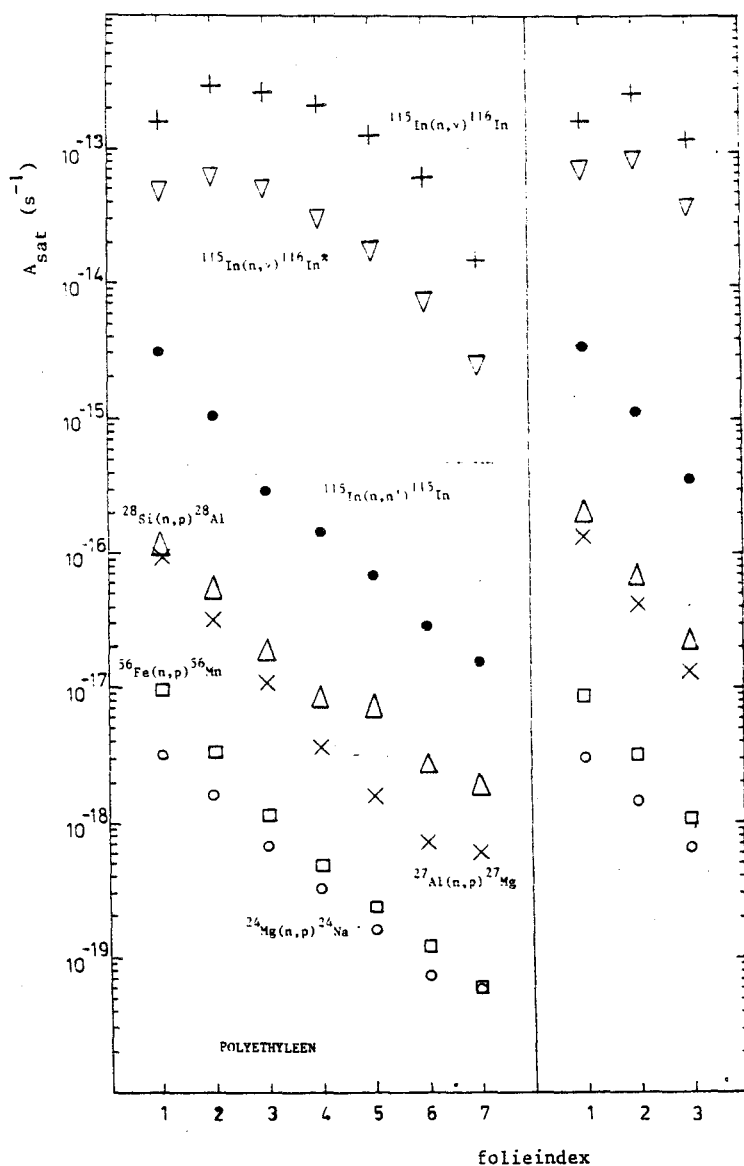
Tenslotte is het de taak van de fysicus om de vorm van het verkregen spectrum op z'n betrouwbaarheid te toetsen en te besluiten of het een aanvaardbare oplossing vormt van het stel gemeten verzadigingsactiviteiten.

4.3 De gemeten verzadigingsactiviteiten

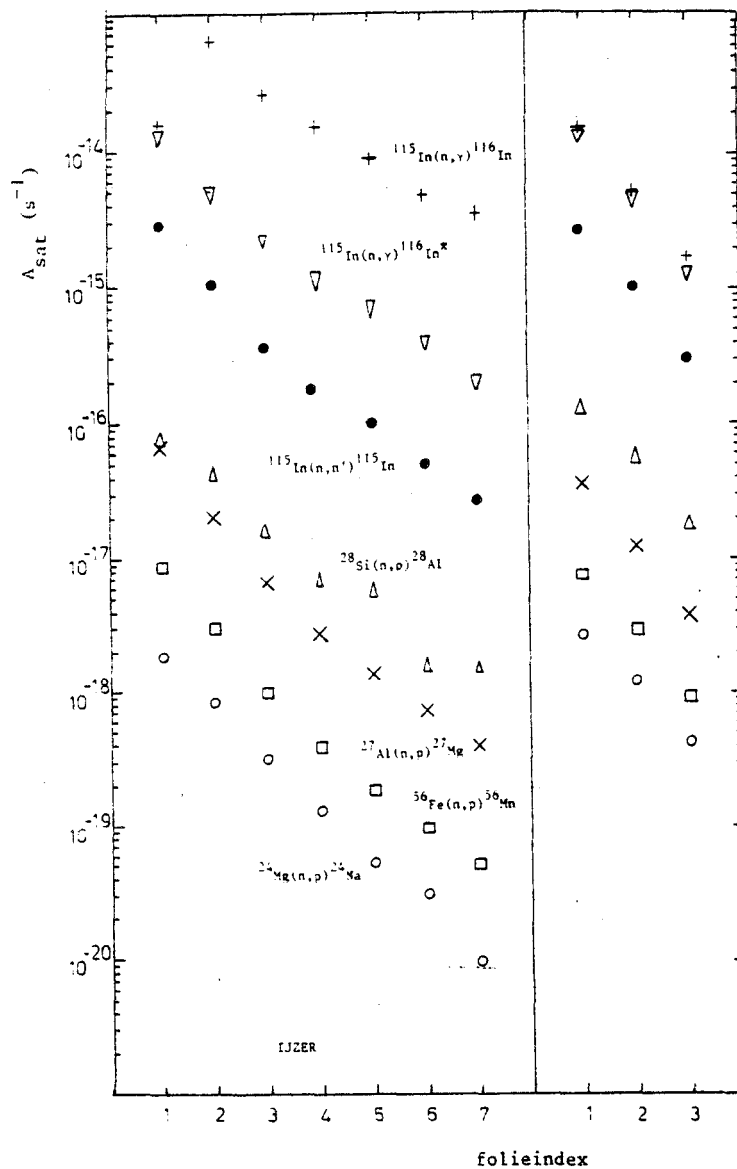
Met behulp van de in par. 3.4 besproken aanpak worden de gemeten activiteiten omgerekend naar verzadigingsactiviteiten per kern (s^{-1}).

In figuur 4.3.1 en 4.3.2 zijn deze waarden grafisch uitgezet voor alle vier gebruikte blokken.

In appendix A staan de verzadigingsactiviteiten in tabelvorm, samen met hun respectievelijke procentuele standaarddeviatie.



Figuur 4.3.1 Verzadigingsactiviteiten in de beide polyethyleenblokken.
 ($^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}^*$ betref indiumfolies die afgeschermd waren met cadmiumfolies).



Figuur 4.3.2 Verzadigingsactiviteiten in de beide ijzerblokken.

($^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}^*$ betref indiumfolies die afgeschermd waren met cadmiumfolies).

Bij deze waarden dient de volgende aantekening gemaakt te worden. Het meten m.b.v. een Ge(Li)detector en een multichannelanalyzer (MCA) is vrij eenvoudig en nauwkeurig. De fout in de activiteiten wordt grotendeels bepaald door de fout in de telsnelheden en in de efficiencies.

Een probleem treedt op wanneer de activiteit van één folie op verschillende afstanden tot de Ge(Li)detector gemeten wordt. Wanneer deze gemeten activiteiten voor de verschillende afstanden teruggerekend worden naar de bijbehorende activiteiten op het eindtijdstip van bestralen ($t = \text{EOB}$, zie ook par. 3.4) kunnen deze laatste activiteiten sterk van elkaar verschillen (10 à 15 %). Dit is een gevolg van het feit dat de efficiencykrommen voor

de verschillende afstanden niet goed genoeg op elkaar aansluiten, hetgeen nauwelijks te verbeteren is, en de invloed van de foliegeometrie voor verschillende afstanden anders geïnterpreteerd dient te worden (Ste 85).

Om deze nadelige invloed van het meten van hetzelfde radioactieve folie op verschillende afstanden tot de detector te vermijden, is getracht alle folies op een en dezelfde afstand te meten. Voor de aluminium, ijzer, silicium en magnesiumfolies was dit mogelijk. Al deze folies zijn gemeten op een afstand van 1 mm tot de detector. Bij de indiumfolies varieerde deze afstand van set tot set t.g.v. de aangemaakte activiteit. Waren de folies sterk actief dan werden alle doorgemeten op 50 cm, anders op 20 of 10 cm van de detector.

4.4 Neutronenfluxdichtheidsspectra

Zoals in par. 4.2 gebleken is, is de vorm van het invoerspectrum een belangrijk onderdeel bij de bepaling van het oplossingspectrum. Dit geldt vooral voor de energiegebieden waar de foliedetectoren een slechte responsie hebben. Voor de vorm van het invoerspectrum zijn we uitgegaan van de volgende analytische uitdrukking voor een spectrum van snelle neutronen (Boo 72, Zijp 76):

$$\phi_E(E) dE = \phi_f \cdot E^\beta \cdot \exp(-3E/2\alpha) \cdot dE + \phi_s \cdot E^{-\gamma} \cdot dE \quad 4.4.1$$

waarin $\phi_E(E)$ de fluxdichtheid per eenheid van energie,
 ϕ_f de fluxdichtheid t.g.v. snelle neutronen,
 ϕ_s de fluxdichtheid t.g.v. intermediaire neutronen,
 E de energie (in MeV) en
 α , β en γ parameters.

De fluxdichtheden voor snelle en afgeremde neutronen worden berekend aan de hand van geschatte waarden voor de parameters α , β en γ . De eerste term in 4.4.1 komt overeen met een spectrum t.g.v. niet-gemodereerde splijtingsneutronen wanneer $\alpha = 1.96$ en $\beta = 0.5$. De tweede term is wanneer $\gamma = 1.0$, gelijk aan het bekende $1/E$ -spectrum voor intermediaire neutronen (≤ 0.1 MeV). In werkelijkheid hebben wij geen splijtingsneutronen. In het recente verleden echter zijn m.b.v. een NE-213 detector ook spectra gemeten van door het berylliumtarget geproduceerde neutronen (Sae 82). Deze waren sterk gelijkend op de spectra gevonden bij splijtingsneutronen. Vandaar dat we het gerechtvaardigd vonden om deze analytische uitdrukking ook in onze situatie toe te passen.

Wij hebben voor α en β de waarden 2 en 0.5 genomen. Wij hebben bij de bepaling van een invoerspectrum de nadruk gelegd op de eerste term (het snelle gebied). We hebben dit gebied verdeeld in een achttal energiegebieden^{*}.

Gebruikmakend van de door ons geschatte neutronenproductie (par. 2.5), onder genormeerde condities, is een waarde bepaald voor ϕ_f .

Hiervan gebruikmakend is volgens 4.4.1 in de energiepunten die de acht energiegebieden begrenzen de differentiële fluxdichtheid bepaald. Dit vormde in eerste aanzet het invoerspectrum.

Uitgaande van dit spectrum en de gemeten verzadigingsactiviteiten van de detectorset die behoren bij de eerste positie in het grote polyethyleenblok is vervolgens een invoerspectrum geconstrueerd dat een oplossingspectrum levert waarvan de standaarddeviatie (DEV; par. 4.2.1) minder dan 1 % bedraagt. De vorm van dit invoerspectrum is gehandhaafd bij de overige detectorsets. Enkel de absolute waarde, corrigerend voor de geometrie, is aangepast.

Bij de term oplossingspectrum moeten we niet in de gebruikelijke zin denken aan een eenduidige oplossing (par. 4.2 en 4.2.1). Aangezien het stelsel vergelijkingen veel meer onbekenden dan vergelijkingen heeft, bestaat er in principe een groot aantal mathematische oplossingen. Fysische informatie moet gebruikt worden om tot fysisch acceptabele oplossingen te komen. De kwaliteit van het oplossingspectrum wordt beïnvloed door de keuze van het invoerspectrum, de keuze van de detectorset, het optreden van meetfouten bij de invoergegevens (verzadigingsactiviteiten), het aantal energiepunten gebruikt bij de analyse en de onnauwkeurigheden in de gebruikte werkzame doorsnedes.

Aanvankelijk zijn we onze analyse begonnen met de volgende reacties (par. 3.3):

- $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$
- $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$; afgeschermd met cadmiumfolies
- $^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$
- $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$
- $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$
- $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$
- $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$

De eerste reactie heeft betrekking op het thermische, de tweede op het intermediaire en de overige vijf op het snelle neutronengebied. De gebruikte werkzame doorsnedes voor deze reacties komen uit de DOSCROS-84 biblio-

* 0.1-0.5, 0.5-1.0, 1.0-2.0, 2.0-3.0, 3.0-4.0, 4.0-5.0, 5.0-6.0, 6.0-7.0 MeV

theek (Zijp 84a) met uitzondering van die voor ^{28}Si . Deze waren niet aanwezig en zijn later op ons verzoek toegevoegd.

De verzadigingsactiviteiten die bij de beide eerste reacties gemeten zijn, zijn niet gecorrigeerd voor self-shielding (Neu 70). Hierbij treedt een verlaging van de fluxdichtheid op. Deze is belangrijk bij activering met thermische neutronen. Omdat een neutron dat geabsorbeerd wordt bij het passeren van het folie niet meer terug kan diffunderen in het medium, ontstaat deze verlaging.

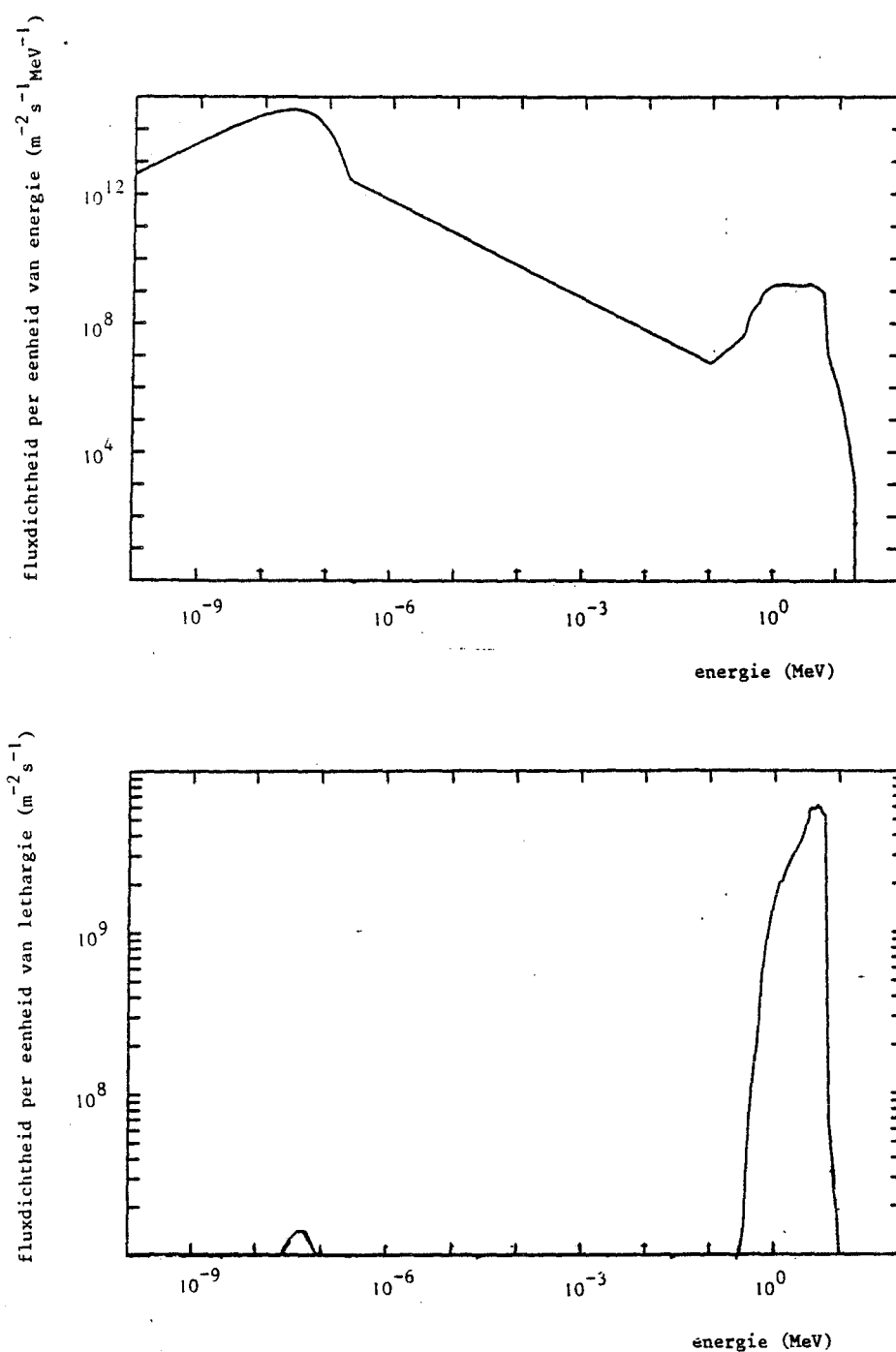
Het was de bedoeling om de informatie van de eerste reactie te gebruiken voor het thermische gebied, de informatie van de tweede (indium afgeschermd met cadmium) voor het intermediaire gebied. Om een goede numerieke oplossing te krijgen bij het gebruik van het SANDPET-programma moet het thermische gebied goed aansluiten op het intermediaire. Beide hadden echter op een verschillende manier voor self-shielding gecorrigeerd moeten worden. Nu bleek de aansluiting tussen beide gebieden niet kloppend te krijgen. Daarom is besloten een reactie weg te laten mede ook omdat onze eerste interesse uitging naar het snelle gebied. De keuze viel hierbij op de indiumfolies die afgeschermd waren met cadmium omdat bij deze folies de correctie het grootste had moeten zijn (Nol 85, Neu 70).

Dan resteren nog zes reacties waarvan m.n. het silicium nog problemen opleverde. Elk van deze reacties heeft een eigen responsiegebied. Voor $^{56}\text{Fe}(n,p)$, ^{56}Mn en $^{28}\text{Si}(n,p)$, ^{28}Al overlappen deze gebieden elkaar grotendeels. Daardoor neigen deze reacties ertoe elkaar te beïnvloeden. Afhankelijk hoe nadelig deze invloed was (grootte procentuele standaarddeviatie), werd opnieuw de afweging gemaakt om de minst betrouwbare reactie weg te laten. Met name voor de folies die zich tijdens de bestraling achter in het blok bevonden gold deze afweging. In alle gevallen viel de keus op de waarden voor het silicium omdat deze toch al een hoge mate van onbetrouwbaarheid hadden door de korte halveringstijd en de vrij onnauwkeurige activiteitswaarden. Ook de onbekendheid met de fout van de werkzame doorsnede van de reactie $^{28}\text{Si}(n,p)$, ^{28}Al speelde bij deze beslissing een rol.

We zullen enige spectra presenteren zoals ze resulteren uit de verwerking van de gemeten verzadigingsactiviteiten per kern m.b.v. het programma SANDPET (par. 4.2). De resultaten worden door dit programma zichtbaar gemaakt in drie verschillende figuren: 1) fluxdichtheid per eenheid van energie; 2) fluxdichtheid per eenheid van lethargie en 3) fluxdichtheidsverhouding (zowel lineair als logaritmisch). Deze laatste geeft de verhou-

ding van het uitvoer- en invoerspectrum. We zullen de nadruk leggen op de fluxdichtheden per eenheid van lethargie omdat deze duidelijker zijn.

In figuur 4.4.1 staat voor de situatie zonder blok de fluxdichtheid per eenheid van energie en lethargie als functie van de energie uitgezet.

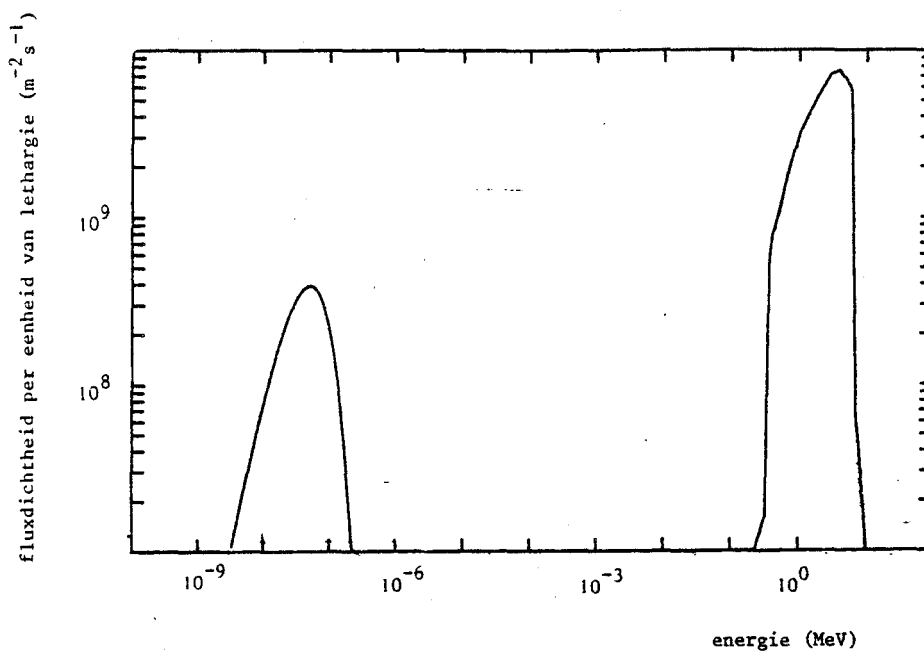


Figuur 4.4.1 Fluxdichtheid per eenheid van energie en per eenheid van lethargie voor de situatie zonder blok. De fluxdichtheid per eenheid van lethargie in het intermediaire gebied is constant en bedraagt $1.29 \cdot 10^6 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

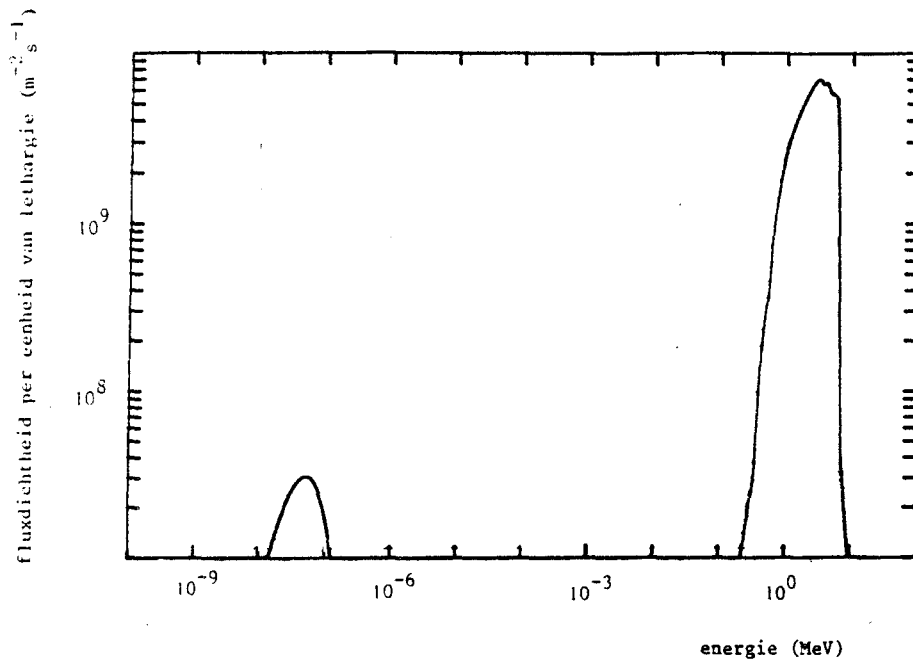
In de tweede figuur zien we twee pieken optreden. In het snelle neutronengebied (> 0.1 MeV) een grote piek, waarop kleine variaties zijn waar te nemen, in het thermische gebied een vrij kleine piek. Beide zijn verbonden door een constante waarde voor de fluxdichtheid in het intermediaire gebied. Het verband tussen beide is te begrijpen wanneer we uitgaan van vergelijking 2.2.5. Het verband tussen beide fluxdichtheden wordt gegeven door $\phi_u(u) = E \cdot \phi_E(E)$. Een in het intermediaire gebied omgekeerd evenredig met de energie dalende fluxdichtheid per eenheid van energie bij toenemende energie levert een constante fluxdichtheid per eenheid van lethargie.

In figuur 4.4.2.a en .b is voor de beide grote blokken voor de eerste positie de fluxdichtheid gegeven per eenheid van lethargie.

Voor het polyethyleenblok zien we een grote thermische bijdrage in vergelijking met het ijzerblok. De vorm van de bijdrage boven 0.1 MeV is voor beide blokken vrijwel gelijk.

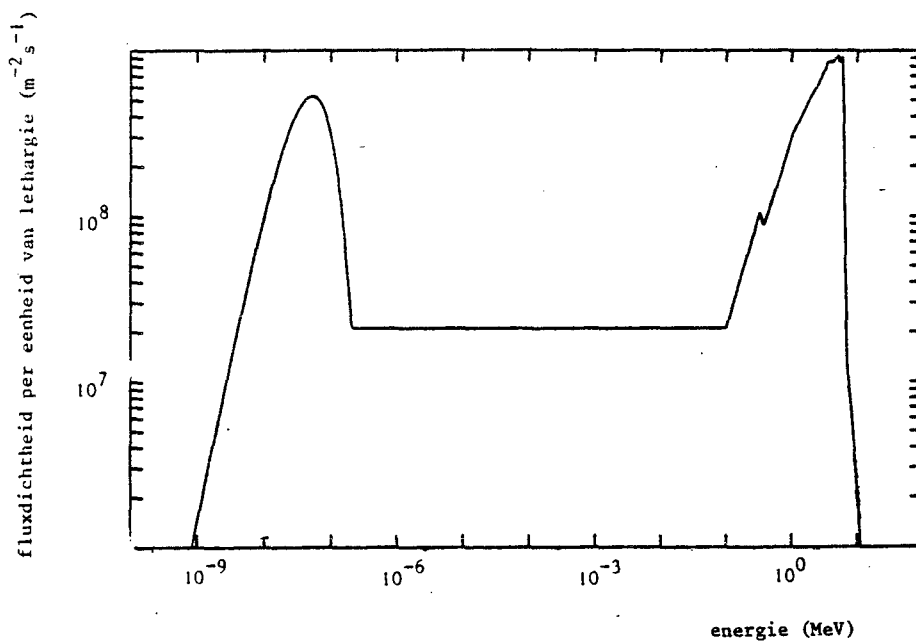


Figuur 4.4.2.a Fluxdichtheid per eenheid van lethargie voor de eerste positie in het grote polyethyleenblok.

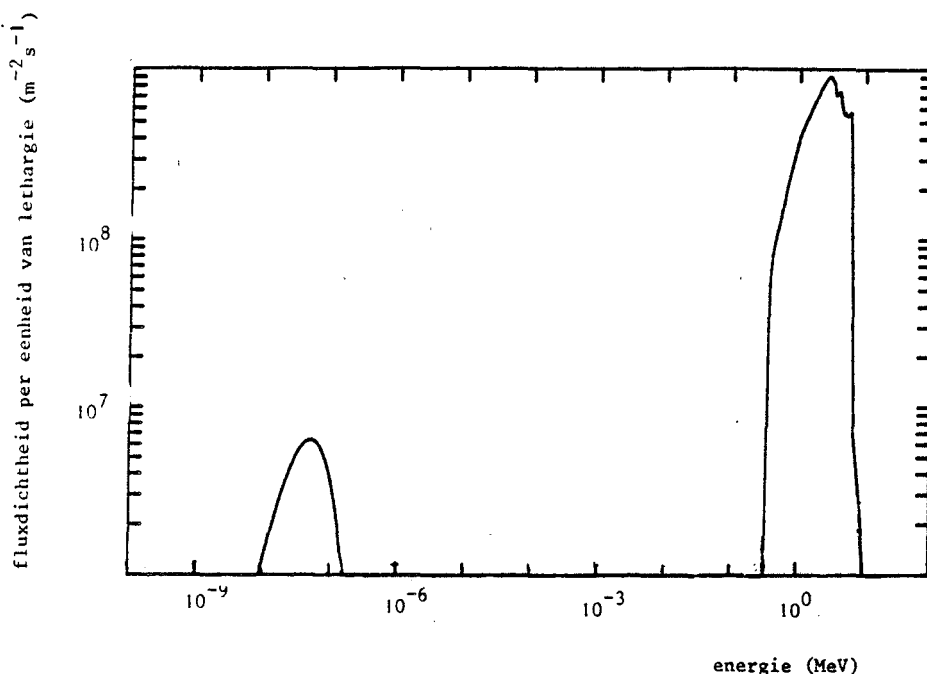


Figuur 4.4.2.b Fluxdichtheid per eenheid van lethargie voor de eerste positie in het grote ijzerblok.

In figuur 4.4.3.a en .b staan voor beide grote blokken voor de derde positie de fluxdichtheden per eenheid van lethargie gegeven. In het geval van polyethyleen zien we een sterk overheersend thermisch en intermediair energiegebied. Bij ijzer daarentegen is de thermische piek klein. In vergelijking met het ijzerblok in figuur 4.4.2:b is de relatieve toename in dit gebied gering te noemen.



Figuur 4.4.3.a Fluxdichtheid per eenheid van lethargie voor de derde positie in het grote polyethyleenblok.

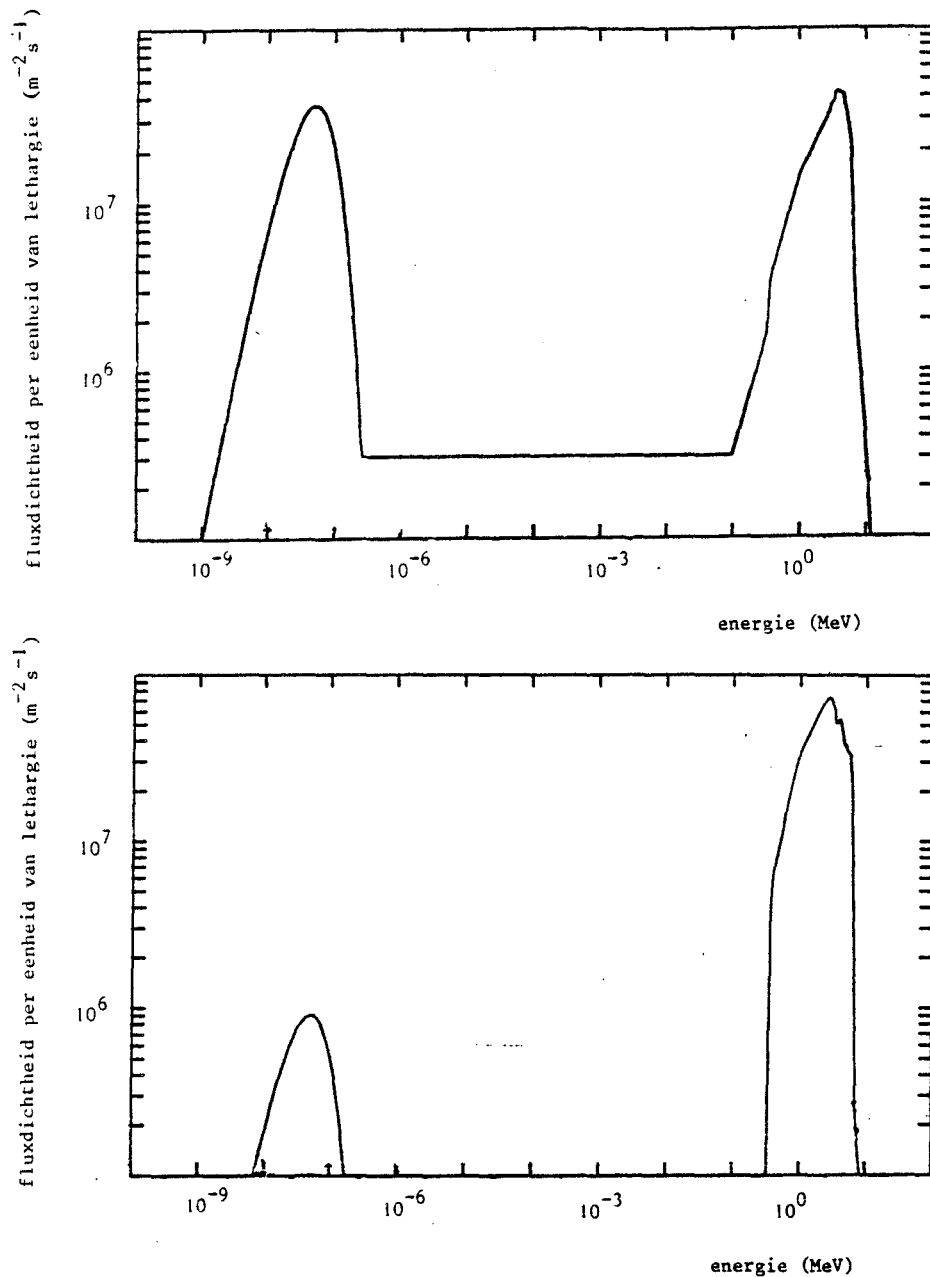


Figuur 4.4.3.b Fluxdichtheid per eenheid van lethargie voor de derde positie in het grote ijzerblok.

Voor de vierde, vijfde en zesde positie blijft bij het grote ijzerblok de vorm van de snelle piek gelijk, terwijl de hoogte afneemt. De thermische piek blijft klein in vergelijking met de grote in het snelle energiegebied. Hun onderlinge verhouding blijft vrij constant voor dit blok.

Voor de overeenkomstige posities in het grote polyethyleenblok is de thermische piek vergelijkbaar in grootte met de snelle. De snelle piek vertoont voor de posities achterin het blok enige structuur tussen 5 en 7 MeV, die toegeschreven wordt aan slecht op elkaar aansluitende activiteitswaarden voor de verschillende foliedetectoren. Deze structuur is kleiner bij het grote ijzerblok op vergelijkbare posities. De onderlinge verhouding tussen beide pieken, thermische en snelle, is ook vrij constant voor dit blok.

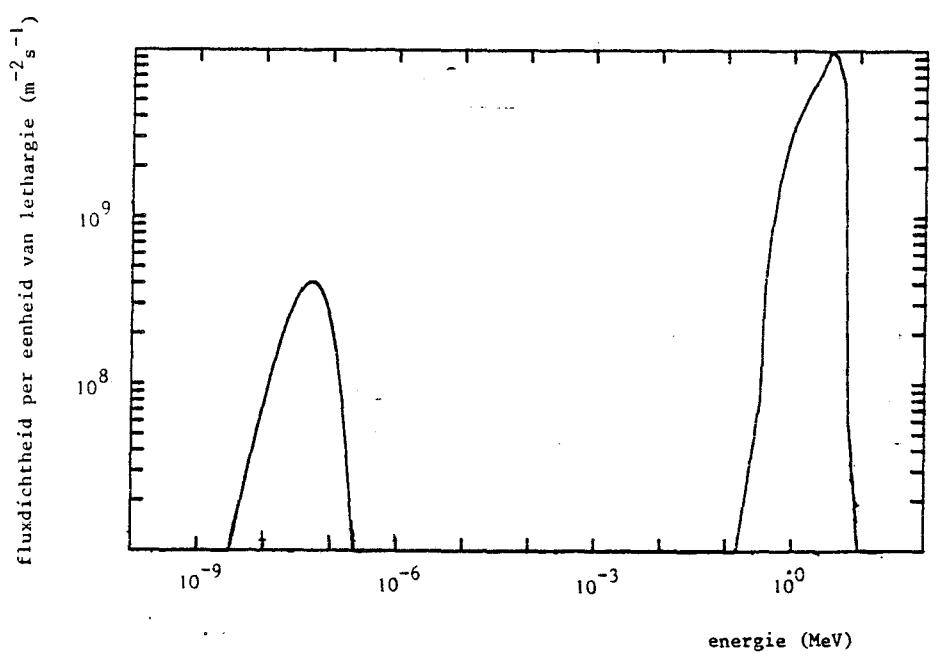
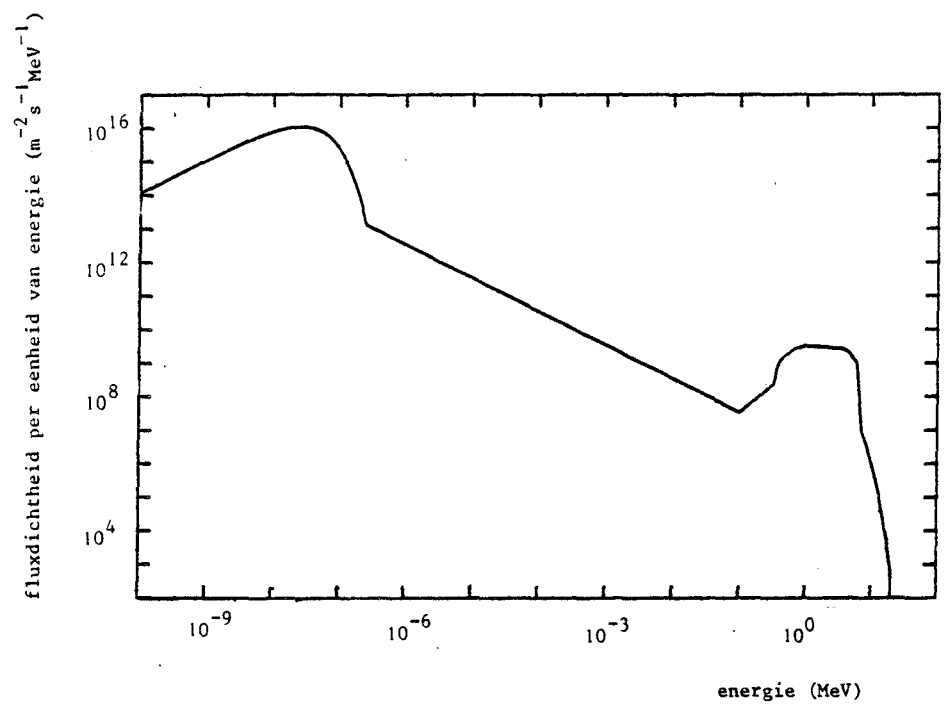
In figuur 4.4.4 staat de fluxdichtheid per eenheid van lethargie voor deze twee blokken voor de zevende positie. We zien in het geval van polyethyleen een duidelijk grotere thermische piek dan bij het ijzer. Bij het polyethyleenblok zijn de thermische en snelle piek van vergelijkbare hoogte terwijl bij het ijzer de thermische aanzienlijk kleiner is.



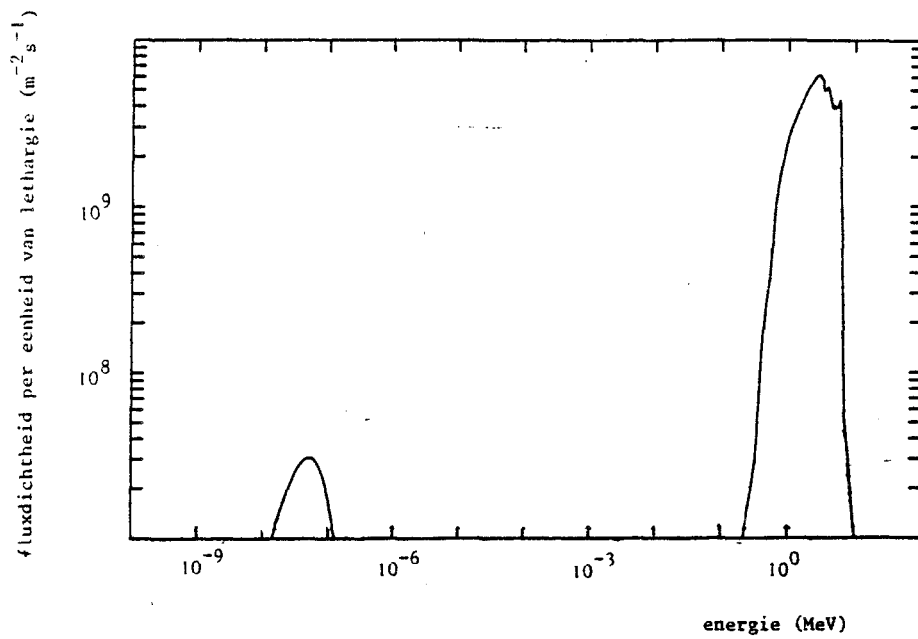
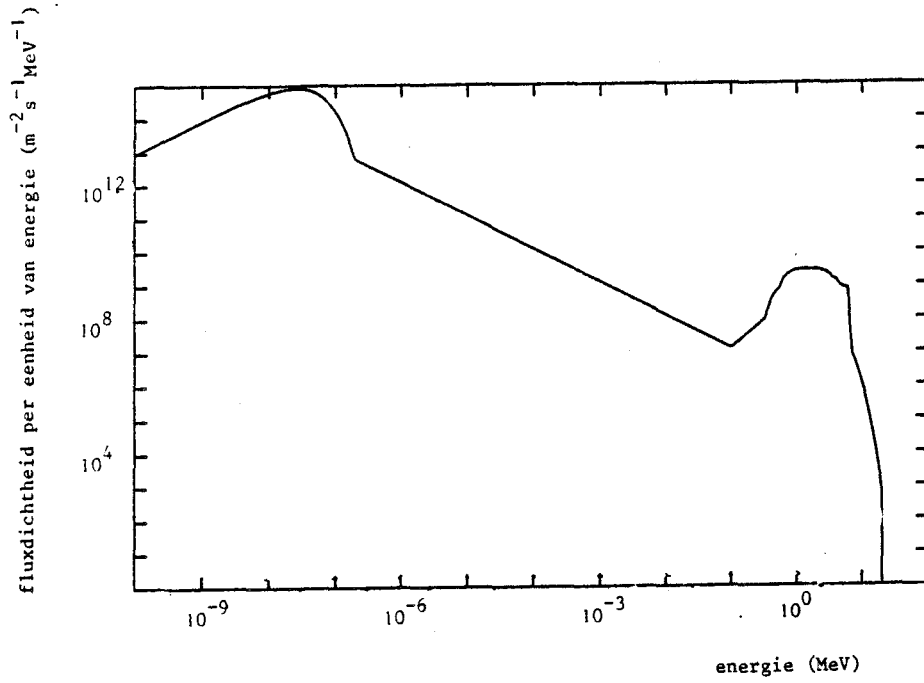
Figuur 4.4.4 Fluxdichtheid per eenheid van lethargie voor de zevende positie in het grote polyethyleen- (bovenste figuur) en ijzerblok (onderste figuur).

Voor de beide kleine blokken gelden dezelfde opmerkingen als bij de zojuist besproken grote blokken. In figuur 4.4.5.a en .b staan voor beide blokken de fluxdichtheden per eenheid van energie en lethargie voor de eerste posities in beide blokken. Bij de kleine blokken zien we in tegenstelling tot bij de grote blokken voor alle drie de posities structuur op de snelle piek optreden bij het kleine ijzerblok en bij het kleine polyethyleenblok vrijwel geen.

De thermische piek bij het ijzer blijft gering terwijl bij het polyethyleen in verhouding met de snelle piek een voortdurende toename plaatsvindt.



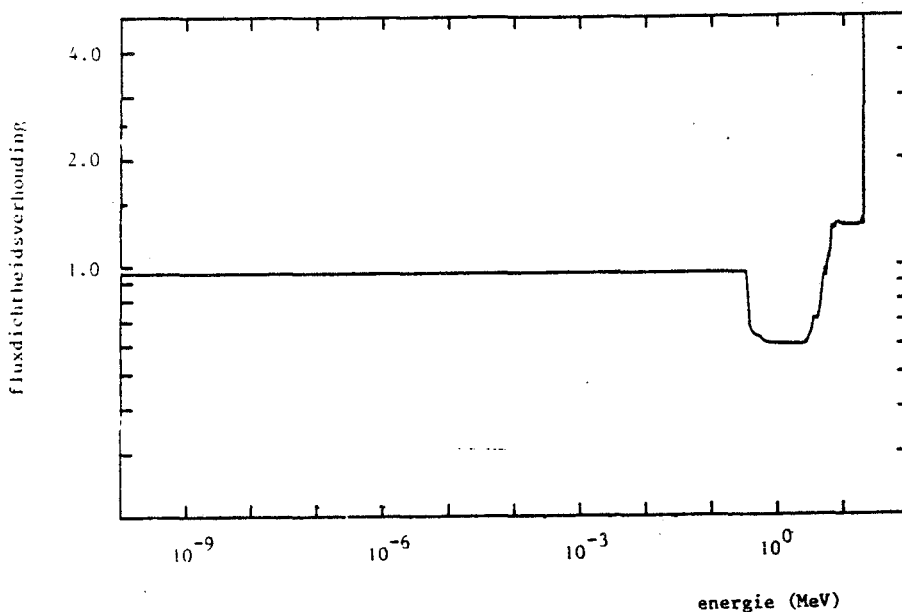
Figuur 4.4.5.a Fluxdichtheid per eenheid van energie en per eenheid van lethargie voor de eerste positie in het kleine polyethyleenblok.



Figuur 4.4.5.b Fluxdichtheden per eenheid van energie en per eenheid van lethargie voor de eerste positie in het kleine ijzerblok.

In figuur 4.4.6 staat voor het grote polyethyleenblok de fluxdichtheidsverhouding uitgezet als functie van de energie (positie 3). Deze positie geeft een redelijke verhouding van het uiteindelijke uitvoerspectrum en het vooraf door ons geconstrueerde invoerspectrum. In de meeste gevallen was deze verhouding slechter, m.n. in het thermische en intermediaire gebied. In het energiegebied boven 0.1 MeV bedroeg de procentuele afwijking niet meer dan 30 % in de meeste gevallen.

De informatie boven 7 MeV in deze figuur is niet relevant.



Figuur 4.4.6 Verhouding tussen het vooraf geconstrueerde invoerspectrum en het uiteindelijke uitvoerspectrum voor de fluxdichtheid.

Zoals reeds eerder vermeld, moeten we de resultaten die betrekking hebben op het thermische en intermediaire gebied met de nodige voorzichtigheid bekijken. De gemeten activiteit bij deze indiumfolies moet eigenlijk gecorrigeerd worden. De gecorrigeerde activiteit is een stuk groter. De door ons gebruikte folies hadden een dikte van 0.7 g cm^{-2} . In de literatuur (Bau 63, Neu 70) vinden we correctiefactoren voor de reactie $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$ (thermisch)*, die gelden voor folies met een maximale dikte van 0.25 g cm^{-2} . Voor een folie met deze dikte bedraagt de correctiefactor 0.720. Deze correctiefactor geeft de verhouding van de gemeten activiteit en de gecorrigeerde activiteit. Deze factor daalt met het toenemen van de foliedikte. Voor de door ons gebruikte dikte zal deze waarde nog lager liggen.

* Dit effect is door ons sterk ondergewaardeerd.

T.g.v. het achterwege blijven van deze correctie hebben alle activiteitswaarden voor deze reactie met indium en daarmee ook de fluxdichtheden die betrekking hebben op het thermische gebied een systematische fout. Aangezien de werkelijke activiteit en daarmee ook de fluxdichtheden groter zijn dan de gemeten activiteit geven de door ons gevonden fluxdichtheden een ondergrens aan, wanneer ze betrekking hebben op het thermisch (en intermediaire) gebied.

We kunnen aan de hand van deze correctiefactor ook motiveren dat het weglaten van de reactie met indium, afgeschermd met cadmium, terecht was. Bij folies met een dikte van 0.25 gcm^{-2} is de correctiefactor voor het intermediaire gebied die betrekking heeft op de weggelaten reactie 0.120. Deze is voor het thermische gebied en daarmee voor de gehandhaafde reactie 0.720. De correctie voor het intermediaire gebied is dus aanzienlijk ingrijpender (factor 6). Voor onze dikkere folies zal deze factor alleen nog maar toenemen.

4.5 Fluxdichtheden

Het programma SANDPET levert ook voor enige energiegebieden de fluxdichtheden ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) zoals die volgen uit de verzadigingsactiviteitswaarden per kern en het invoerspectrum. We hebben deze waarden voor enige energiegebieden in de navolgende tabellen gezet. In tabel 4.5.1 hebben we allereerst de procentuele standaarddeviatie voor de fluxdichtheidsspectra uitgezet voor de diverse blokken. Deze waarde is die van DEV in vergelijking 4.2.1.1. We gebruiken deze fout ook om aan te geven hoe groot de onnauwkeurigheid in de gegeven fluxdichtheidswaarden is.

Wanneer we spreken over resultaten die betrekking hebben op het thermische en intermediaire gebied moeten we niet uit het oog verliezen dat deze waarden steeds een ondergrens aangeven omdat we niet voor self-shielding gecorrigeerd hebben.

Tabel 4.5.1 Procentuele standaarddeviatie in de fluxdichtheidsspectra.

	groot polyethyleenblok	groot ijzerblok	klein polyethyleenblok	klein ijzerblok
1	5.85	9.43	15.75	22.59
2	5.32	10.87	13.69	19.26
3	23.36	10.49	17.03	22.79
4	5.25	15.04		
5	7.13	11.56	geen blok: 19.01	
6	18.25	13.58		
7	12.37	13.21		

We zien dat de meeste waarden tussen de 5 en 20 % liggen. Het kleine ijzerblok laat waarden zien die hier nog boven liggen (rond 22 %). Dit is mogelijk een gevolg van een minder goede onderlinge normering van de verschillende foliedetectoren (zie ook par. 3.3). Het programma SANDPET biedt de mogelijkheid om deze fout nog (aanzienlijk) te verkleinen door het aantal iteraties op te voeren. We zien dan echter structuur (pieken) optreden in het oplossingspectrum in het snelle gebied die geen fysische betekenis heeft. Deze structuur ontstaat door de meetfouten in de verschillende foliedetectoren. Om deze structuur te vermijden moet het aantal iteraties beperkt blijven (2 à 3) zodat de vorm van het spectrum fysisch acceptabel is. Een consequentie is dan wel dat de absolute waarden voor de fluxdichtheden een grotere fout hebben dan haalbaar zou zijn door herhaald itereren.

In tabel 4.5.2 staat de totale neutronenfluxdichtheid ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) zoals die berekend wordt door het programma SANDPET, bij een bronsterkte van $2.8 \cdot 10^{15}$ neutronen ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Tabel 4.5.2 Totale neutronenfluxdichtheid ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) voor alle blokken voor de verschillende folieposities, elk met hun standaarddeviatie.

	groot polyethyleenblok	groot ijzerblok	klein polyethyleenblok	klein ijzerblok
1	$1.28 \cdot 10^{10}$ 8	$1.08 \cdot 10^{10}$ 10	$1.46 \cdot 10^{10}$ 23	$9.28 \cdot 10^9$ 2.10
2	$5.36 \cdot 10^9$ 29	$4.15 \cdot 10^9$ 45	$6.01 \cdot 10^9$ 82	$3.73 \cdot 10^9$ 72
3	$2.64 \cdot 10^9$ 62	$1.43 \cdot 10^9$ 15	$2.02 \cdot 10^9$ 34	$1.10 \cdot 10^9$ 25
4	$1.56 \cdot 10^9$ 82	$6.74 \cdot 10^8$ 1.01	geen blok: $7.66 \cdot 10^9$ 1.46	
5	$8.91 \cdot 10^8$ 64	$4.03 \cdot 10^8$ 47		
6	$4.08 \cdot 10^8$ 74	$1.84 \cdot 10^8$ 25		
7	$1.32 \cdot 10^8$ 16	$1.10 \cdot 10^8$ 15		

Deze waarden zijn gegeven met hun standaarddeviaties die berekend zijn m.b.v. de waarden uit tabel 4.5.1. Wanneer we enerzijds de grote blokken en anderzijds de kleine blokken onderling vergelijken zijn de waarden voor de diverse folieposities in de polyethyleenblokken steeds groter dan

de overeenkomstige waarden in de ijzerblokken van vergelijkbare grootte. De verhouding van de fluxdichtheid in het polyethyleen en de fluxdichtheid in het ijzer, voor de grote blokken, loopt als functie van de foliepositie op van 1.2 tot 2.2 (zesde positie). Bij de kleine blokken treedt hetzelfde verschijnsel op. De verhouding neemt toe van 1.5 tot 1.8.

Wanneer we de resultaten van de eerste folielaag in de kleine blokken vergelijken met het resultaat zonder blok liggen deze een factor 1.2 (kleine ijzerblok) à 1.9 (kleine polyethyleenblok) hoger. De waarden voor de grote blokken liggen tussen deze twee factoren. Het feit dat deze factoren groter zijn dan een komt doordat bij de aanwezigheid van blokken een bijdrage aan de totale fluxdichtheid wordt geleverd door terugverstrooide neutronen die bij de afwezigheid van blokken wegvalt.

In tabel 4.5.3 staan de neutronenfluxdichtheden ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) voor energieën groter dan 0.1 MeV (snelle neutronen), samen met de bijbehorende standaarddeviatie.

Tabel 4.5.3 Neutronenfluxdichtheid ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) voor energieën groter dan 0.1 MeV.

	groot polyethyleenblok	groot ijzerblok	klein polyethyleenblok	klein ijzerblok
1	$1.21 \cdot 10^{10}$ 7	$1.07 \cdot 10^{10}$ 10	$1.38 \cdot 10^{10}$ 22	$9.21 \cdot 10^9$ 2.08
2	$4.00 \cdot 10^9$ 21	$4.13 \cdot 10^9$ 45	$4.80 \cdot 10^9$ 66	$3.71 \cdot 10^9$ 71
3	$1.39 \cdot 10^9$ 32	$1.41 \cdot 10^9$ 15	$1.43 \cdot 10^9$ 25	$1.10 \cdot 10^9$ 25
4	$5.63 \cdot 10^8$ 40	$6.67 \cdot 10^8$ 1.00	geen blok: $7.63 \cdot 10^9$ 1.45	
5	$2.62 \cdot 10^8$ 37	$3.99 \cdot 10^8$ 46		
6	$1.15 \cdot 10^8$ 21	$1.82 \cdot 10^8$ 25		
7	$6.10 \cdot 10^7$ 75	$1.09 \cdot 10^8$ 14		

De verschillen tussen de diverse blokken zijn vrij klein. Bij de grote blokken neemt de fluxdichtheid in het ijzerblok minder snel af als functie van de foliepositie dan bij het grote polyethyleenblok. Deze trend is zoals verwacht. In polyethyleen raken de snelle neutronen sneller hun energie kwijt. De verschillen zijn echter marginaal wanneer we de onnauwkeurigheid bekijken. De absolute waarden liggen bij het grote polyethyleenblok lager, behalve voor de eerste positie.

Ook bij de kleine blokken neemt de fluxdichtheid bij het polyethyleenblok sneller af dan bij het ijzerblok als functie van de foliepositie. Hier is echter de absolute waarde van de fluxdichtheid steeds groter voor het polyethyleenblok.

Het vergelijken van de fluxdichtheden met en zonder blok laat zien dat de fluxdichtheid in het laatste geval steeds lager ligt dan de fluxdichtheid in de situatie met blokken.

Al met al zijn de verschillen tussen de diverse blokken zo klein dat als er al verschillen zijn deze informatie door de onnauwkeurigheid van de diverse waarden niet erg significant is.

In tabel 4.5.4 geven we de fluxdichtheden ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) voor energieën kleiner dan 0.215 eV. We moeten ons realiseren dat deze waarden volgen uit de reactie $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$. De bijbehorende activiteitswaarden waren niet voor self-shielding gecorrigeerd. Al deze waarden hebben een systematische fout (de verhouding van gemeten en gecorrigeerde waarde is een vrijwel constante factor) en geven voor de (thermische) neutronenfluxdichtheid een ondergrens.

Tabel 4.5.4 Neutronenfluxdichtheid voor energieën kleiner dan 0.215 eV.

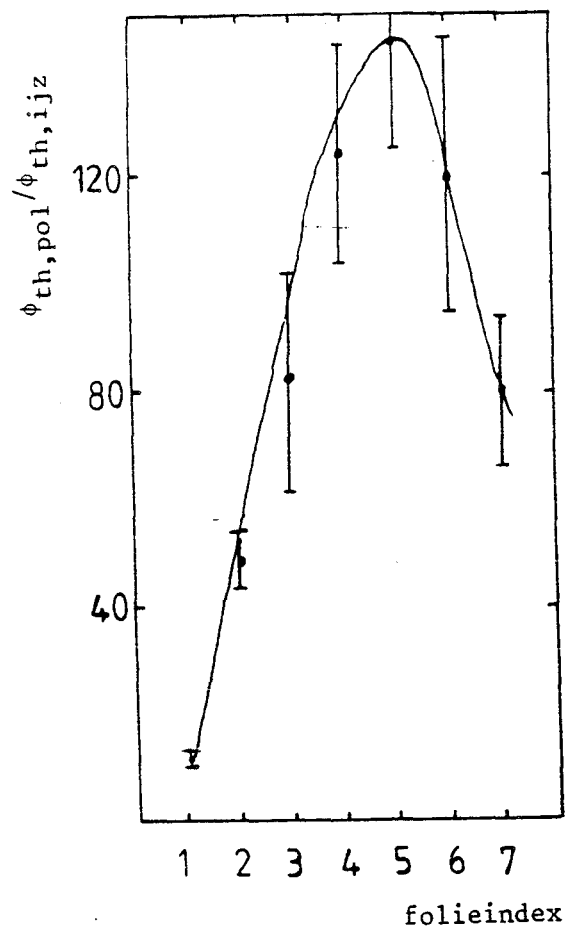
	groot polyethyleenblok	groot ijzerblok	klein polyethyleenblok	klein ijzerblok
1	$7.18 \cdot 10^8$ 42	$5.66 \cdot 10^7$ 53	$7.52 \cdot 10^8$ 1.19	$5.65 \cdot 10^7$ 1.28
2	$1.06 \cdot 10^9$ 6	$2.21 \cdot 10^7$ 24	$9.46 \cdot 10^8$ 1.29	$1.85 \cdot 10^7$ 36
3	$9.76 \cdot 10^8$ 2.28	$1.18 \cdot 10^7$ 12	$5.53 \cdot 10^8$ 94	$8.13 \cdot 10^6$ 1.85
4	$8.79 \cdot 10^8$ 46	$7.11 \cdot 10^6$ 1.07	geen blok: $2.61 \cdot 10^7$ 50	
5	$5.93 \cdot 10^8$ 42	$4.10 \cdot 10^6$ 47		
6	$2.85 \cdot 10^8$ 52	$2.40 \cdot 10^6$ 33		
7	$1.32 \cdot 10^8$ 16	$1.68 \cdot 10^6$ 22		

De standaarddeviatie werd weer bepaald met de waarden uit tabel 4.5.1. Voor zowel de kleine als de grote blokken zien we dat de waarden voor polyethyleen een veelvoud zijn van degene die we voor ijzer vinden. Voor de vijfde positie in de grote blokken bedraagt dit zelfs een factor 145.

Dit is toe te schrijven aan het sterk afremmende effect van polyethyleen (en dan met name de waterstof).

Verder is in het geval van polyethyleen de waarde ter plaatse van het tweede folie (in het grote blok ook de derde en vierde) groter dan de waarde ter plaatse van het eerste folie. Dit is toe te schrijven aan build-up effecten. We spreken van build-up als niet alleen neutronen die rechtstreeks van de bron (berylliumtarget) komen, bijdragen tot de activiteit, maar ook neutronen die elders verstrooiing hebben ondergaan. Bij onze activeringsmethode is het niet mogelijk om tussen beide vormen van activering, direct of indirect, te onderscheiden (Kno 79).

In figuur 4.5.1 staat voor de grote blokken de verhouding uitgezet van de thermische fluxdichtheid in het polyethyleen en de thermische fluxdichtheid in het ijzer als functie van de folieposities. Deze waarden hebben betrekking op de reactie $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$.



Figuur 4.5.1 Verhouding (thermische) fluxdichtheden van polyethyleen- en ijzerblok als functie van de folieindex.

Het blijkt dat na de vijfde foliepositie (overeenkomend met een "diepte" van ongeveer 70 mm) de relatieve toename van het aantal thermische neutronen in het ijzerblok groter is dan de relatieve toename in het polyethyleenblok.

In tabel 4.5.5 zijn voor de diverse blokken, groot en klein, de gemiddelde energie \bar{E} (MeV), de gemiddelde snelheid \bar{v} (ms^{-1}) en de gemiddelde lethargie \bar{u} gegeven voor de verschillende folieposities, samen met de respectievelijke standaarddeviatie.

Tabel 4.5.5 De gemiddelde energie \bar{E} , snelheid \bar{v} en lethargie \bar{u} voor de diverse folieposities in elk blok.

	groot polyethyleenblok			groot ijzerblok		
	\bar{E} (MeV)	\bar{v} (ms^{-1})	\bar{u}	\bar{E} (MeV)	\bar{v} (ms^{-1})	\bar{u}
1	2.62 15	$4.40 \cdot 10^4$ 26	2.51 15	2.81 27	$4.53 \cdot 10^5$ 43	1.53 14
2	2.08 11	$1.23 \cdot 10^4$ 7	5.58 30	2.61 28	$4.48 \cdot 10^5$ 49	1.62 18
3	1.50 35	$6.59 \cdot 10^3$ 1.54	9.12 2.13	2.56 27	$2.93 \cdot 10^5$ 31	1.69 18
4	0.94 5	$4.35 \cdot 10^3$ 23	12.35 64	2.51 38	$2.31 \cdot 10^5$ 35	1.75 26
5	0.76 5	$3.71 \cdot 10^3$ 26	13.82 99	2.38 28	$2.40 \cdot 10^5$ 28	1.79 21
6	0.78 14	$3.54 \cdot 10^3$ 65	14.19 2.59	2.48 34	$1.88 \cdot 10^5$ 26	1.80 24
7	1.31 16	$4.86 \cdot 10^3$ 60	10.87 1.34	2.41 32	$1.61 \cdot 10^5$ 21	1.86 25
	klein polyethyleenblok			klein ijzerblok		
	\bar{E} (MeV)	\bar{v} (ms^{-1})	\bar{u}	\bar{E} (MeV)	\bar{v} (ms^{-1})	\bar{u}
1	2.71 43	$4.78 \cdot 10^4$ 75	2.38 38	2.69 61	$3.93 \cdot 10^5$ 89	1.59 36
2	2.23 30	$1.55 \cdot 10^4$ 21	4.73 65	2.45 47	$4.79 \cdot 10^5$ 92	1.67 32
3	2.01 34	$9.00 \cdot 10^3$ 1.53	6.53 1.11	2.51 57	$3.31 \cdot 10^5$ 75	1.70 39
	geen blok					
	\bar{E} (MeV)	\bar{v} (ms^{-1})	\bar{u}			
	3.19 61	$6.92 \cdot 10^5$ 1.58	1.36 31			

Bij het vergelijken van de kleine blokken, blijkt in het geval van polyethyleen de gemiddelde energie sterker af te nemen dan in het geval van ijzer. Dit geldt ook voor de gemiddelde snelheid. De gemiddelde lethargie neemt sterker toe bij het polyethyleen dan bij het ijzer. Dit is een gevolg van de sterke thermische bijdrage in het polyethyleen. De absolute waarde van de gemiddelde snelheid ligt in het geval van polyethyleen minstens een factor 10 lager dan bij ijzer.

Bij de grote blokken krijgen we een zelfde beeld. Bij het polyethyleenblok daalt de gemiddelde energie over de volle lengte van het blok (tot en met foliepositie 6) met een factor 3.4. Alleen voor de laatste positie is er weer een toename. Bij het ijzerblok bedraagt de daling slechts een factor 1.2, van 2.813 tot 2.405 MeV. Voor de gemiddelde snelheid vinden we bij het polyethyleenblok een daling met een factor 9.0, bij het ijzerblok met een factor 2.8. De absolute waarde voor de gemiddelde snelheid verschilt in het geval van ijzer voorin het blok een factor 10.3, achterin het blok zelfs een factor 33.2 met de waarde voor polyethyleen.

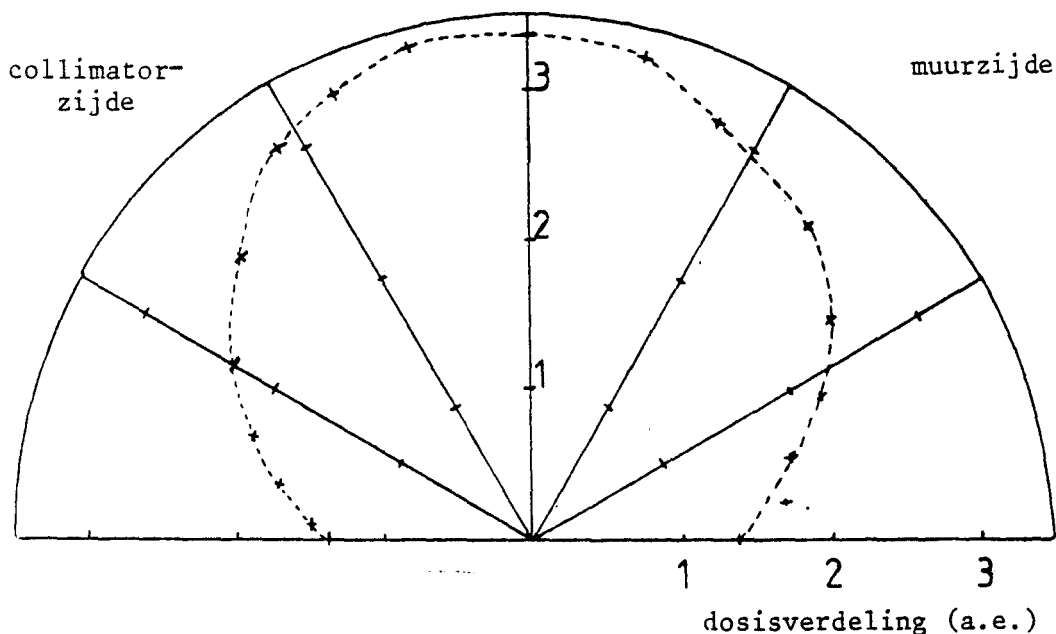
Bij het vergelijken van de situatie met en zonder blok zijn in het laatste geval zowel de gemiddelde energie en snelheid groter en de gemiddelde lethargie kleiner dan in de gevallen met blok, hetgeen te begrijpen is. De aanwezigheid van blokken heeft een modererend effect op het spectrum waardoor de gemiddelde energie afneemt.

De in tabel 4.5.5 gepresenteerde waarden geven alleen informatie in relatie tot elkaar en hebben geen absolute waarde.

Wat opvalt is het afwijken van de waarden in het grote polyethyleenblok voor de zevende positie. Aangezien het hier een positie achterin het blok betreft en de meetfouten voor deze positie een grote rol spelen moeten we voorzichtig zijn wanneer we dit willen verklaren.

4.6 De dosisverdeling als functie van de hoek

Als aanvulling op de activeringsmetingen is met behulp van een ionisatiekamer (Mut 85) de dosisverdeling als functie van de hoek met het berylliumtarget doorgemeten. Op een afstand van 75 cm is over een totale hoek van 180° met equidistante verdraaiing van 10° het totale dosistempo gemeten van een ongecollimeerde bundel. Het resultaat staat in figuur 4.6.1.



Figuur 4.6.1 Dosisverdeling van het berylliumtarget als functie van de hoek.

Aan weerszijden van het target bevindt zich een obstakel. Aan de ene kant een betonnen muur op een afstand van 110 cm die over de volle lengte van de bunker doorloopt, aan de andere kant de collimator (opgebouwd uit ijzer, polyethyleen, paraffine en lood) op een afstand van 80 cm die zich slechts over ongeveer 60 cm uitstrekt. Beide voorwerpen, muur en collimator, geven geen aanleiding tot duidelijke asymmetrieën in de dosisverdeling. Deze dosisverdeling ontstaat t.g.v. zowel een neutronencomponent als een fotonencomponent. Uitgaande van de veronderstelling dat de verhouding tussen beide componenten afzonderlijk constant is, kunnen we concluderen dat ongeveer 60 % van de geproduceerde neutronen het target met een hoek verlaat die hoogstens 30° met de normaal bedraagt. We spreken daarom van een (sterk) voorwaarts gepiekte neutronenbundel. In par. 5.4 zullen we van dit gegeven gebruik maken.

Om een indruk te krijgen van de terugverstrooiing is de ionisatiekamer in het verlengde van het bundelgeleidingssysteem geplaatst op een afstand van weer 75 cm. Vervolgens is 40 cm achter de ionisatiekamer een muur ($80 \times 80 \times 10 \text{ cm}^3$) van paraffineblokken gebouwd. Voor beide situaties, met en zonder muur, is het dosistempo gemeten. In het geval van de paraffinemuur nam het dosistempo met 4 % toe.

5 ACTIVITEITEN GESIMULEERD MET MONTE CARLO BEREKENINGEN

In dit hoofdstuk wordt beschreven hoe de in hoofdstuk 3 en 4 beschreven experimenten, de activering van folies met neutronen, met behulp van een Monte Carloprogramma worden nagebootst. In par. 5.1 zullen we een korte inleiding geven over de Monte Carlo methode, in par. 5.2 gevolgd door een algemene beschrijving van de belangrijkste principes van deze methode. In par. 5.3 geven we de opbouw en structuur van ons programma, voorzien van enige toelichting. In de daarop volgende paragrafen zullen we dieper ingaan op de diverse onderdelen van dit programma. In de laatste paragraaf tenslotte geven we de resultaten die verkregen zijn.

5.1 Inleiding

Tegenwoordig wordt de Monte Carlo methode toegepast op een groot aantal gebieden en door de toenemende introductie van computers nemen de toepassingen nog steeds toe. De kracht van deze methode ligt in het vermogen om enerzijds relatief gemakkelijk alle gewenste variabelen (plaatscoördinaten, richtingscoördinaten, energie) mee te nemen en anderzijds vrij nauwkeurig elk fysisch model voor neutronenverstrooiing en geometrische details weer te geven. Dit gedetailleerd werken bij Monte Carlo berekeningen maakt deze methode bij toepassing op ons probleem uitermate geschikt om als referentie te gebruiken waarmee andere (experimentele) resultaten vergeleken kunnen worden.

De Monte Carlo methode houdt zich bezig met experimenten met random getallen. Gebruikmakend van bepaalde kansdichtheidsfuncties (par. 5.2) vinden random trekkingen plaats uit een populatie. Uit deze trekkingen worden statistische waarden verzameld om een schatting te maken van een bepaalde grootte. Vanwege het stochastische karakter heeft deze uitkomst een onzekerheid. Om deze onzekerheid te verkleinen zouden meer trekkingen moeten plaatsvinden. In het algemeen is deze onzekerheid omgekeerd evenredig met de wortel van het aantal trekkingen.

De opzet is om een schatting te maken van het percentage van neutronen, die na een bron verlaten te hebben en allerlei processen ondergaan te hebben in een medium van bekende geometrie en samenstelling, voldoen aan bepaalde van tevoren gedefinieerde criteria. De numeriek bepaalde grootheden geven dan een beeld van de invloed van de blokmaterialen op de startgrootheden waarmee de neutronen de bron verlaten. We spreken in ons geval van directe simulatie omdat de Monte Carlo berekeningen analoog zijn aan de in werkelijkheid optredende fysische processen.

5.2 Enige algemene Monte Carlo principes

In deze paragraaf zal kort ingegaan worden op de veelgebruikte statistische termen kansdichtheidsfunctie en (cumulatieve) verdelingsfunctie. Voor uitgebreidere informatie verwijzen we naar (Ham 64).

Bij deze methode simuleren we het optreden van random gebeurtenissen. Deze gebeurtenissen vinden met een bepaalde waarschijnlijkheid plaats en de kans P is een numerieke waarde voor deze waarschijnlijkheid. De kans is een getal van de verzameling $[0,1]$. Elke random gebeurtenis correspondeert numeriek met zo'n getal.

Beschouw een stelsel elkaar uitsluitende gebeurtenissen (bijv. mogelijke energiewaarden in een bepaald energiegebied) elk gekarakteriseerd door een getal η . Dit getal η is een random variabele en hiermee verbonden is de cumulatieve verdelingsfunctie $F(y)$. Deze geeft de kans P dat een gebeurtenis die optreedt een waarde η heeft die hoogstens een voorgeschreven waarde y heeft (vergelijking 5.2.1).

$$F(y) = P(\eta \leq y) \quad 5.2.1$$

Stel we hebben een bepaalde grootte $g(\eta)$ die een functie van η is. De verwachtings- of gemiddelde waarde van deze functie $g(\eta)$ wordt gegeven door

$$Eg(y) = \int g(y') \cdot dF(y') \quad 5.2.2$$

De integraal wordt genomen over alle waarden van y . Als $F(y)$ een afgeleide $f(y)$ heeft gaat 5.2.2 over in

$$Eg(y) = \int g(y') \cdot f(y') \cdot dy' \quad 5.2.3$$

Deze functie $f(y)$ wordt de kansdichtheidsfunctie genoemd.

Deze begrippen kunnen met het volgende eenvoudige voorbeeld toegelicht worden. Veronderstel we hebben een homogeen medium dat bestaat uit drie verschillende soorten van kernen A, B en C en we weten dat bij een botsing van een neutron met een bepaalde energie in het medium de waarschijnlijkheid op een botsing met kern A 0.2, met B 0.3 en met C de resterende 0.5 bedraagt. Als een groot aantal N random getallen gegenereerd wordt, zullen bij benadering:

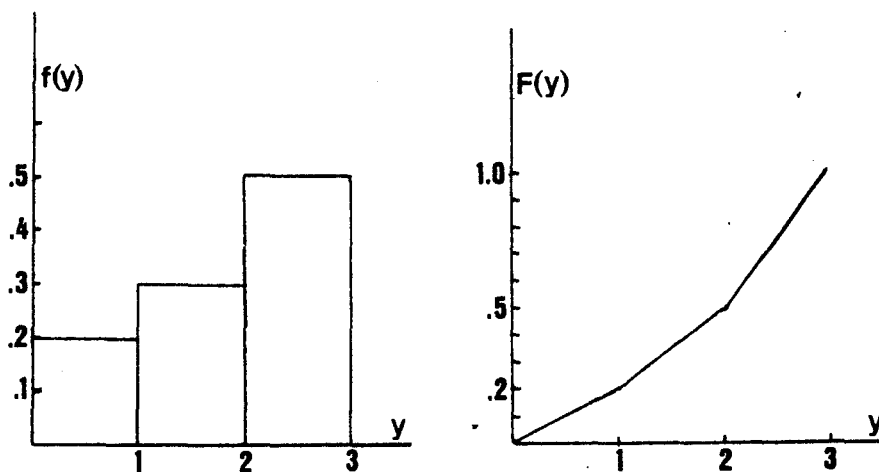
$0.2 \cdot N$ random getallen liggen in het interval $0 \leq r < 0.2$

$0.3 \cdot N$ random getallen liggen in het interval $0.2 \leq r < 0.5$

$0.5 \cdot N$ random getallen liggen in het interval $0.5 \leq r < 1$

Deze benadering zal verbeteren met toenemende N .

In figuur 5.2.1 staan de hierbij behorende kansdichtheidsfunctie $f(y)$ en verdelingsfunctie $F(y)$.



Figuur 5.2.1 Kansdichtheidsfunctie $f(y)$ en verdelingsfunctie $F(y)$.

Vergelijking 5.2.4 geeft nu de (basis)vergelijking waarop al onze verdere berekeningen zijn terug te voeren, wanneer het gaat om random getallen.

$$r = F(y) = \int_0^y f(y') \cdot dy' \quad 5.2.4$$

Deze vergelijking bepaalt y als een functie van r , een random getal dat uniform verdeeld is op het interval $[0,1]$. Bij een bekende functie $f(y)$ levert de aanroep van een random getal r , via deze functie een getal y . Dan moet wel gelden

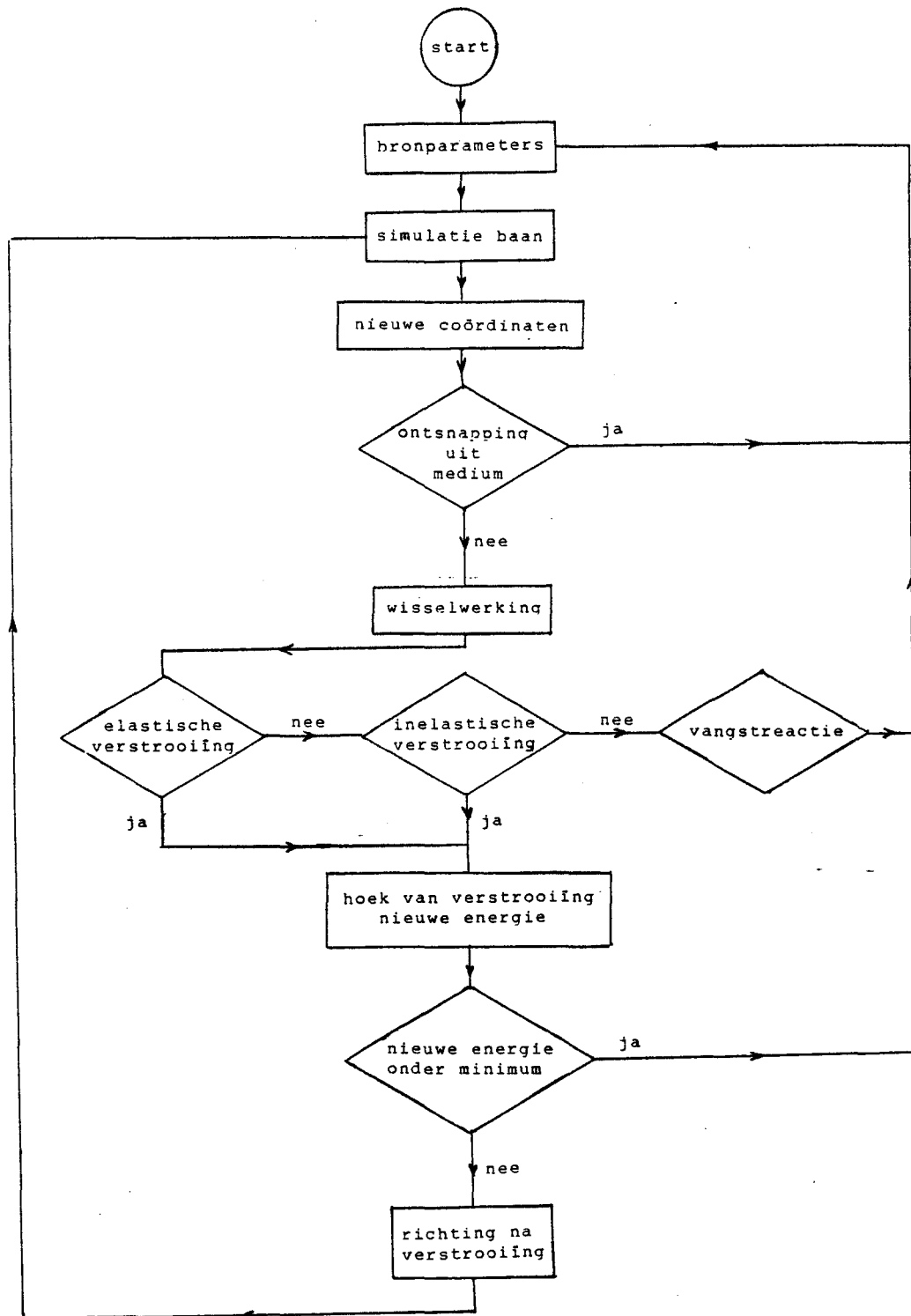
$$1 = \int_0^{y_m} f(y') \cdot dy' \quad 5.2.5$$

waarin y_m de maximaal optredende waarde van y .

Als 5.2.5 niet geldt, moet vergelijking 5.2.4 genormeerd worden.

5.3 De structuur van het programma

In figuur 5.3.1 is schematisch de structuur weergegeven van het programma dat voor de Monte Carlo berekeningen van het gedrag van neutronen met materie gebruikt wordt.



Figuur 5.3.1 De structuur van het Monte Carlo programma.

Het programma is in Fortran geschreven en de berekeningen zijn op de Burroughs B7900 uitgevoerd.

Het programma valt uiteen in diverse onderdelen. Elk onderdeel is door zijn fysisch of geometrisch karakter duidelijk te onderscheiden van de overige. Deze onderdelen zullen in het vervolg besproken worden waarbij de nadruk zal liggen op het doel en de daarmee samenhangende opbouw van het betreffende onderdeel.

5.4 De bronparameters

Tot de fysische en geometrische aspecten van ons probleem behoort een stel neutronenparameters waarvan de waarden op ieder moment het neutron volledig karakteriseren. Het neutron verlaat de bron (het berylliumtarget) met een startwaarde voor elk van deze parameters.

Wij maken gebruik van onderstaande parameters:

- plaatscoördinaten x , y en z
- richtingscoördinaten u , v en w
- energieindex ie
- zoneindex iz .

We zullen deze parameters kort bespreken.

Plaatscoördinaten (x, y, z)

We veronderstellen een uniforme bron met een straal die in ons geval gelijk is aan 6.5 mm (R_0). De kansdichtheid $f(R)$ is gelijk aan $2\pi R/\pi R_0^2$ (Cas 59). Gebruikmaken van 5.2.4 levert

$$r_R = F(R) = \int_0^R f(R') \cdot dR' = R^2/R_0^2 \quad 5.4.1$$

Hieruit volgt de stochastisch bepaalde R

$$R = R_0 \sqrt{r_R} \quad 5.4.2$$

waarin geldt dat $R \leq R_0$.

We bepalen hierna de poolhoek ϕ ($-\pi < \phi \leq \pi$). Uitgaande van $f(\phi)d\phi = d\phi/2\pi$ vinden we

$$r_\phi = F(\phi) = \int_{-\pi}^{\phi} d\phi'/2\pi = (\phi + \pi)/2\pi \quad 5.4.3$$

Dit levert de stochastisch bepaalde ϕ :

$$\phi = \pi \cdot (2r_\phi - 1)$$

5.4.4

Door nu de R- en ϕ -coördinaat te combineren krijgen we een stochastisch stel plaatscoördinaten (x,y) op de bron die als begincoördinaten van het neutron op de weg door het medium worden beschouwd. De z-coördinaat van het neutron is dan door de keuze van het assenstelsel gelijk aan nul.

$$x = R \cdot \cos \phi ; y = R \cdot \sin \phi ; z = 0$$

5.4.5

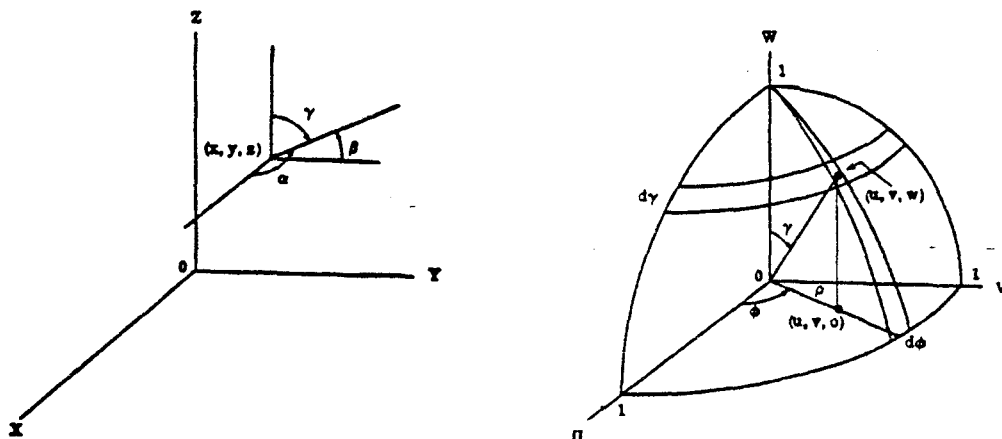
Richtingscoördinaten (u,v,w)

We kennen vervolgens richtingscoördinaten toe aan het neutron dat het target verlaat (figuur 5.4.1). We gebruiken de coördinaten (u,v,w) die gelijk zijn aan

$$u = \cos \alpha ; v = \cos \beta ; w = \cos \gamma$$

5.4.6

waarin α , β en γ de hoeken zijn tussen de bewegingsrichting en de x-, y- respectievelijk z-as. Het is nuttig om de richtingscoördinaten te beschouwen als een punt op de eenheidsbol $u^2 + v^2 + w^2 = 1$ in de richtingsruimte.



Figuur 5.4.1 Richtingsparameters

Wanneer we een berylliumtarget met protonen beschieten is de hoekverdeling van de neutronenintensiteit voorwaarts gepiekt (Bru 69; par. 4.6). Dit voorwaartse karakter benaderen we analytisch door de kansdichtheidsfunctie $f(w)$ gelijk te nemen aan $2w$. Dit komt overeen met een cosinus-

verdeling (Cas 59). Dit toepassen levert

$$r_w = F(w) = \int_0^w 2w' \cdot dw' \quad 5.4.7$$

en dus

$$w = \sqrt{r_w} \quad 5.4.8$$

We nemen uniforme kansdichtheidsfuncties voor de coördinaten u en v . Gebruikmakend van $u^2 + v^2 + w^2 = 1$ vinden we (fig. 5.4.1).

$$\rho = \sqrt{u^2 + v^2} = \sqrt{1 - w^2} \quad 5.4.9$$

De kansdichtheidfunctie $f(\phi)$ voor ϕ (fig. 5.4.1) is gelijk aan $1/2\pi$. Dit levert analoog aan vergl. 5.4.4

$$\phi = \pi \cdot (2r_\phi - 1) \quad 5.4.10$$

Combineren van 5.4.6, 5.4.9 en 5.4.10 levert voor het richtingscoördinatenpaar (u, v)

$$u = \rho \cdot \cos \phi ; v = \rho \sin \phi \quad 5.4.11$$

Energieindex ie

Aangezien we de precieze vorm van het neutronenspectrum niet kennen zoals dat geproduceerd wordt door ons berylliumtarget en we ook in het hogere energiegebied (≥ 4 MeV) een behoorlijke Monte Carlo statistiek willen bereiken, ook ter plaatse van het laatste folie, veronderstellen we eerst een uniforme verdeling voor de kinetische energie tussen 0.1 en 7 MeV, het energiegebied waarop we ons primair richten. We verdelen dit bereik in 70 energiepunten, oplopend van 1 (0.1 MeV) tot en met 70 (7 MeV). Het nummer van dit energiepunt komt overeen met de energieindex ie . Wanneer we in het vervolg over de energie spreken in relatie met het computerprogramma bedoelen we steeds deze energieindex.

In een later stadium kunnen we gebruik maken van verkregen (experimentele) kennis van het spectrum om een meer bij de werkelijkheid passende kansdichtheidsfunctie voor het spectrum te gebruiken.

Zoneindex iz

De gebruikte media verdelen we in bepaalde denkbeeldige zones. De grenzen van deze zones komen overeen met de plaatsen van de folies in het respectievelijke medium. Elk van de gegenereerde neutronen komt het medium binnen vanaf het target met een zoneindex gelijk aan 1. Indien hij een van de in tabel 3.2.1 gegeven folieposities van het betreffende blok passeert, wordt de zoneindex aangepast.

Elk neutron dat het target verlaat, heeft een bepaalde waarde voor de hierboven besproken parameters. Vervolgens begint het aan de weg door het medium.

5.5 Simulatie van de baan

Om aan te geven hoe de afstand bepaald wordt, die een neutron aflegt alvorens een wisselwerking te ondergaan, is het nodig eerst het begrip werkzame doorsnede te introduceren.

De werkzame doorsnede σ voor een bepaald proces tussen een stationaire "target" kern en neutronen met kinetische energie E kan voorgesteld worden als een oppervlakje behorend bij deze "target" kern. Als we een dunne laag materiaal beschouwen met oppervlakte A , dikte dl en dichtheid N (atomen per volumeeenheid) die loodrecht getroffen wordt door een evenwijdige bundel deeltjes met energie E , is het totale oppervlak targetdeeltjes, gevoeld door de bundel, gelijk aan $\sigma N dl$ (onafhankelijk van A). Voor de afname van het aantal deeltjes n in de evenwijdige bundel met energie E geldt dan

$$dn = - n \cdot N \cdot \sigma \cdot dl \quad 5.5.1$$

Dit levert voor het aantal deeltjes $n(l)$ dat overblijft in de bundel na het afleggen van een afstand l in zo'n uniform medium

$$n(l) = n(0) \cdot \exp(-N \cdot \sigma \cdot l) \quad 5.5.2$$

De kans om een afstand l af te leggen is dus $\exp(-N \cdot \sigma \cdot l)$. De kans voor een eerste botsing tussen l en $l + dl$ is het produkt van de kans om een afstand l af te leggen en de kans om te botsen in een interval dl

$$f(l) \cdot dl = \exp(-N \cdot \sigma \cdot l) N \cdot \sigma \cdot dl \quad 5.5.3$$

De hiermee corresponderende kansverdelingsfunctie voor een eerste botsing binnen een afstand van hoogstens l is

$$r_1 = F(l) = \int_0^l \exp(-N \cdot \sigma \cdot l') N \cdot \sigma \cdot dl' = 1 - \exp(-N \cdot \sigma \cdot l) \quad 5.5.4$$

Hierbij is $1/N\sigma$ gelijk aan λ , de gemiddelde vrije weglengte voor een eerste botsing. Dit substitueren in 5.5.4 en l uitdrukken in λ en r_1 levert

$$l = -\lambda \cdot \ln(1 - r_1) \quad 5.5.5$$

waarin r_1 weer een random getal.

In de praktijk hebben we meestal te maken met verschillende nucliden en processen. Zo kunnen we voor elk nuclide een onderscheid maken in werkzame doorsnedes voor elastische en inelastische verstrooiing en vangstreacties ((n, γ), (n,p), (n, α) en (n,d)). De som van deze werkzame doorsnedes levert voor een bepaald nuclide i de totale werkzamen doorsnede $\sigma_{i,tot}(ie)$.

Indien het medium uit verschillende nuclides bestaat, kunnen we de macroscopische werkzame doorsnede $\Sigma(ie)$ (dim $\Sigma = L^{-1}$) bepalen door het product $N_i \cdot \sigma_{i,tot}(ie)$ over alle nuclidesoorten, waarin N_i de dichtheid van nuclide i . In dit geval is $\lambda(ie)$ gelijk aan $1/\Sigma(ie)$.

We kennen de plaatscoördinaten (x_b, y_b, z_b) en richtingscoördinaten (u_b, v_b, w_b) voor het neutron bij het begin van een baan. Verder weten we de afgelegde afstand l . Het is dus vrij eenvoudig om de nieuwe coördinaten (x_e, y_e, z_e) te bepalen van het punt waar het neutron een botsing ondergaat. Deze worden gegeven door

$$x_e = x_b + u_b \cdot l \quad 5.5.6.a$$

$$y_e = y_b + v_b \cdot l \quad 5.5.6.b$$

$$z_e = z_b + w_b \cdot l \quad 5.5.6.c$$

We controleren of deze nieuwe coördinaten binnen de grenzen van het medium liggen. Als dit niet het geval is, berekenen we de coördinaten van het punt waar het neutron het medium verlaten heeft. Dit gebeurt door de lijn door het begin- en eindpunt te snijden met de diverse randvlakken van het medium. Eerst met het vlak $x = x_{max}$ of $x = -x_{max}$, afhankelijk of de x -coördinaat van het eindpunt positief of negatief is. Vervolgens wordt

gekeken of de y- en z-coördinaat die bij deze x-coördinaat ($x = \pm x_{\max}$) behoren binnen de grenzen van het medium liggen. Is dit niet het geval wordt het procédé herhaald met de vlakken $y = \pm y_{\max}$ en indien nodig met $z = 0$ of $z = z_{\max}$.

We bepalen tenslotte welke zonegrenzen het neutron tussen begin- en eindpunt (bij het verlaten van het medium nemen we het ontsnappingspunt als eindpunt) gepasseerd heeft. Als het neutron bij het passeren van de zonegrenzen folies passeert houden we dit bij in de spectra $\text{spec}(ie, iz)$.

Als het neutron na het afleggen van een bepaalde baan zich nog binnen het medium bevindt, heeft in het eindpunt een wisselwerking plaats. Deze zal in de volgende paragraaf besproken worden.

5.6 De wisselwerking van neutronen met materie

We hebben in de vorige paragraaf gezien hoe de geometrie en samenstelling van het systeem het onmiddellijke lot van een neutron bepalen: of een interactie of een ontsnapping uit het medium, op basis van de vergelijking $l = -\lambda \cdot \ln(1 - r_1)$.

Tenzij het medium in kwestie uit slechts één soort nuclide bestaat en dit nuclide slechts een soort wisselwerking met neutronen heeft, moeten we vervolgens statistisch bepalen welk nuclide getroffen wordt en welk soort wisselwerking plaatsvindt.

Uitgaande van de bespreking van de werkzame doorsnedes in par. 5.5 is het totale interactieoppervlak dat een bundel neutronen met energie ie loodrecht "doorsnijdt" gelijk aan $\Sigma(ie) \cdot A \cdot dl$ (zie par. 5.5). De kans dat een botsing met nuclide i plaatsvindt, is gelijk aan de verhouding $N_i \cdot \sigma_{i, \text{tot}}(ie) / \Sigma(ie)$. De waarschijnlijkheid om te botsen met een nuclide i komt overeen met een kanstraject (par 5.2; zie voorbeeld). Door nu een random getal te vergelijken met de verschillende kanstrajecten, behorend bij de verschillende nuclides i , bepalen we met welk nuclide de botsing plaatsvindt. Dit is in onze benadering slechts nodig voor polyethyleen.

We kijken naar de isotopensamenstelling van de beide blokken.

We hebben twee verschillende media bekeken: ijzer en polyethyleen.

We veronderstellen dat het ijzer enkel uit ^{56}Fe bestaat. In werkelijkheid bedraagt dit 91.8 % (Led 78). Voor polyethyleen doen we iets soortgelijks. We veronderstellen dat het voor 100 % bestaat uit zowel ^{12}C - (in werkelijkheid 98.89 %; Led 78) als ^1H -nucliden (99.985 %; Led 78). In het geval van polyethyleen is de gemaakte fout door deze benadering dus verwaarloosbaar.

Hierna bepalen we de soort wisselwerking. In tabel 5.6.1 staan de verschillende wisselwerkingen die voor ijzer en polyethyleen meegenomen zijn.

Tabel 5.6.1 Overzicht van de diverse wisselwerkingen.

	ijzer	polyethyleen	
	$^{56}_{\text{Fe}}$	$^{12}_{\text{C}}$	$^1_{\text{H}}$
elastische botsing	+	+	+
inelastische botsing	+	+	
vangstreacties o.a.			
(n, γ)	+		
(n,p)	+		

Voor ^1H is neutronenvangst gevolgd door de uitzending van een gamma-quantum met een energie van 2.22 MeV verwaarloosd. In het door ons bekeken energiegebied is de kans hierop minder dan 1 % vergeleken met de kans op een elastische botsing (Kno 79).

De bepaling van de soort botsing is weer gebaseerd op het vergelijken van een random getal met een aantal kansintervallen, welk aantal gelijk is aan het aantal processen die met een bepaald nuclide mogelijk zijn (par. 5.2; fig. 5.2.1).

Voor de bepaling van deze kans(intervallen) wordt gebruik gemaakt van de werkzame doorsnedes van de diverse processen. Voor een bepaald nuclide is de kans op een bepaalde wisselwerking gelijk aan de verhouding van de werkzame doorsnede voor deze specifieke wisselwerking gedeeld door de totale werkzame doorsnede, beide bij dezelfde energie.

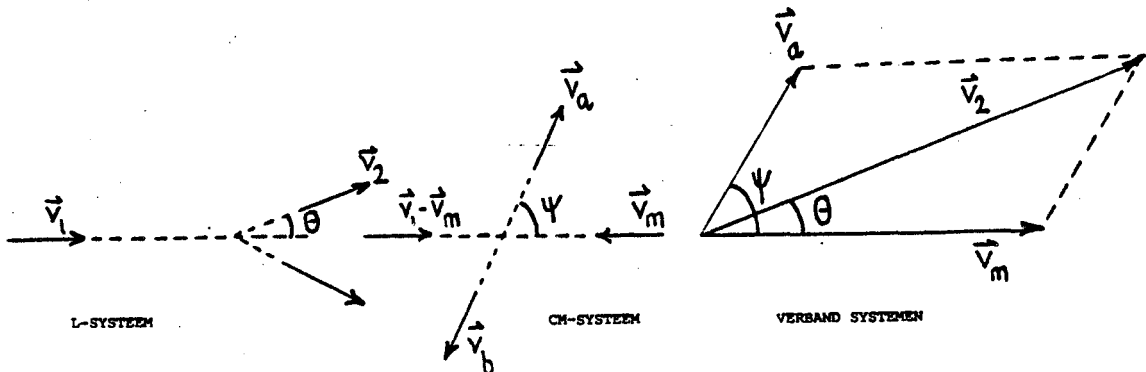
De werkzame doorsnedes zijn verkregen via het Nuclear Energy Agency (NEA) in Parijs. We hebben de voor ons relevante waarden geselecteerd. Voor energiepunten waarin deze data niet voorzagen in werkzame doorsnedes is gewogen middeling van naburpunten toegepast met gebruikmaking van gewichtsfactoren.

We zullen in de volgende twee paragrafen de elastische en de inelastische botsing nader bespreken. Deze beide wisselwerkingen maken namelijk geen einde aan het bestaan van het neutron in het medium in tegenstelling tot vangstreacties.

5.7 Elastische verstrooiing

We bekijken een isotrope elastische botsing (isotroop in het CM-systeem) tussen een neutron met massa m_n en energie E_1 en een vrije atoomkern met massa m_t , die oorspronkelijk in rust is (Bec 64, Cas 59). Voor de navolgende beschouwing is het noodzakelijk de botsing op niet-relativistische basis zowel in het laboratoriumsysteem (L-systeem) als in het massamiddelpunts-systeem (CM-systeem) te bekijken. We zullen de volgende notatie gebruiken (figuur 5.7.1):

- L-systeem : \vec{v}_1 : snelheid van het neutron voor de botsing
 \vec{v}_2 : snelheid van het neutron na de botsing
 \vec{v}_m : snelheid van het massamiddelpunt
 θ : verstrooiingshoek
- CM-systeem : $\vec{v}_1 - \vec{v}_m$: snelheid van het neutron voor de botsing
 \vec{v}_a : snelheid van het neutron na de botsing
 ψ : verstrooiingshoek.



Figuur 5.7.1 De elastische botsing in het L- en CM-systeem.

Uit figuur 5.7.1 volgt

$$v_2^2 = v_a^2 + v_m^2 + 2 \cdot v_a \cdot v_m \cdot \cos \psi \quad 5.7.1.a$$

$$v_2 \cdot \cos \theta = v_a \cdot \cos \psi + v_m \quad 5.7.1.b$$

De wet van impulsbehoud geeft de snelheid van het massamiddelpunt

$$v_m = \frac{m_n}{m_t + m_n} v_1 \quad 5.7.2$$

De grootte van de snelheid van het neutron in het CM-systeem vóór de botsing is

$$v_1 - v_m = \frac{m_t}{m_t + m_n} v_1 \quad 5.7.3$$

In het CM-systeem hebben neutron en targetkern evengrote doch tegengestelde impulsen, zowel voor als na de botsing (figuur 5.7.1). Aangezien in het CM-systeem de kinetische energie van een deeltje behouden blijft bij een elastische botsing zijn de snelheden van de kern en het neutron na de botsing gelijk aan hun snelheden vóór de botsing en geldt dus

$$v_a = \frac{m_t}{m_t + m_n} v_1 \quad 5.7.4$$

We substitueren nu 5.7.2 en 5.7.4 in 5.7.1.a/b. De kinetische energie E_2 van het neutron na de botsing in het L-systeem blijkt dan gelijk aan

$$E_2 = E_1 \cdot \left(\frac{m_t^2 + m_n^2 + 2 m_t \cdot m_n \cdot \cos \psi}{(m_t + m_n)^2} \right) \quad 5.7.5$$

waarin E_1 de energie van het neutron voor de botsing.

De verstrooiingshoek in het L-systeem wordt gegeven door

$$\cos \theta = \frac{m_t \cdot \cos \psi + m_n}{\sqrt{m_t^2 + m_n^2 + 2 m_t \cdot m_n \cdot \cos \psi}} \quad 5.7.6$$

Vergelijkingen 5.7.5 en 5.7.6 worden vaak in de volgende vorm gegeven (Cas 59).

$$\frac{E_2}{E_1} = S + T \cdot \mu \quad 5.7.7.a$$

$$\cos \theta = \frac{1 + A \cdot \mu}{\sqrt{1 + A^2 + 2 \cdot A \cdot \mu}} \quad 5.7.7.b$$

Hierbij is

$$A = \frac{m_t}{m_n} \quad 5.7.8.a$$

$$S = 0.5 \cdot (1 + r_A) \quad 5.7.8.b$$

$$T = 0.5 \cdot (1 - r_A) \quad 5.7.8.c$$

$$r_A = \frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2} \quad 5.7.8.d$$

$$\mu = \cos \psi \quad 5.7.8.e$$

Voor een isotrope botsing in het CM-systeem is de kansdichtheidsfunctie voor μ een constante. De waarden voor μ liggen tussen -1 en 1 , beiden inbegrepen. Hiervan uitgaande wordt m.b.v. random getallen de waarde voor μ bepaald:

$$\mu = 2r_{\mu} - 1 \quad 5.7.9$$

De constanten A , S en T hebben voor elk targetnuclide hun eigen waarde. In het geval van verstrooiing aan waterstofkernen mogen we $A = 1$ stellen en geldt $r_A = 0$, $S = T = 0.5$, $E_2 = 0.5 \cdot E_1 \cdot (1 + \mu)$ en $\cos \theta = \sqrt{0.5 \cdot (1 + \mu)}$. Deze verstrooiing is altijd voorwaarts in het laboratoriumsysteem. Voor zware elementen wordt bij benadering $r_A = 1$, $S = 1$, $T = 0$, $E_2 = E_1$ en $\cos \theta = \cos \psi$ zoals te verwachten is.

5.8 Inelastische verstrooiing

Gebruikmakend van de notatie en aanpak van de vorige paragraaf behandelen we het geval van een invallend neutron met kinetische energie E_1 dat botst met een kern m_t en hieraan een bekende hoeveelheid excitatie-energie E_x overdraagt.

Deze wisselwerking vindt alleen plaats als de energie E_1 van het neutron groter is dan de kinetische energie $E_c = (m_t + m_n) \cdot E_x / m_t$ omdat een gedeelte van de energie E_1 gebruikt wordt voor kinetische energie van het massamiddelpunt en niet meer voor de reactie zelf beschikbaar is. Voor de energie E_2 en hoek θ na de botsing gelden de volgende vergelijkingen (Cas 59, May 84):

$$\frac{E_2}{E_1} = S - \left(\frac{A}{A+1}\right)^2 \cdot \left(\frac{E_c}{E_1}\right) + T \cdot \mu \cdot \sqrt{1 - \frac{E_c}{E_1}} \quad 5.8.1$$

$$\cos \theta = \frac{1 + A \cdot \mu \cdot \sqrt{1 - \frac{E_c}{E_1}}}{\sqrt{1 + A^2 \cdot \left(1 - \frac{E_c}{E_1}\right) + 2 \cdot A \cdot \mu \cdot \sqrt{1 - \frac{E_c}{E_1}}}} \quad 5.8.2$$

Voor het geval dat $E_c = 0$ gaan deze vergelijkingen over in de vergelijkingen voor een elastische verstrooiing (par. 5.7), zoals behoort.

Als $E_c > 0$ en $A \gg 1$ (zware kernen) worden beide vergelijkingen benaderd door $E_2 = E_1 - E_c$ en $\cos \theta = \cos \psi$, zoals te verwachten was.

5.9 Richtingsparameters na een botsing

In deze paragraaf zullen we vergelijkingen afleiden voor de richtingsparameters $\bar{r}_n = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ van een neutron na een botsing over een hoek θ (in het laboratoriumsysteem) met de invallende richtingsparameters $\bar{r}_v = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$. We bepalen de transformatieregels om van \bar{r}_v naar \bar{r}_n te komen. We gaan hierbij als volgt te werk.

We richten ons eerst op een speciaal geval. We bepalen de transformatieregels in de (u, v, w) -ruimte die de vector $\bar{r}'_v = (0, 0, 1)$ doen overgaan in $\bar{r}'_n = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ (figuur 5.9.1). Later komen we terug op het algemene geval.

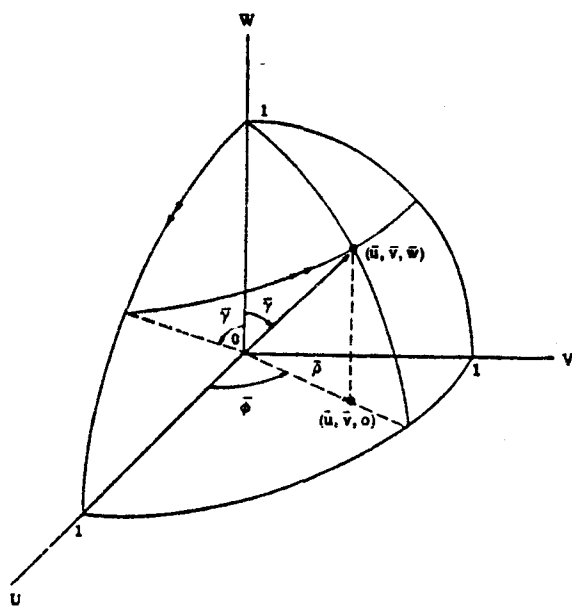
Hoewel die regels ingewikkeld zijn, kunnen ze vrij eenvoudig worden afgeleid door gebruik te maken van complexe variabelen. We leiden ze af door achtereenvolgens twee rotaties uit te voeren. Eerst een rotatie $R_v(\bar{\gamma})$ om de v -as over een hoek $\bar{\gamma}$ en daarna een rotatie $R_w(\bar{\phi})$ om de w -as over een hoek $\bar{\phi}$. We beschouwen $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ weer als een punt op de eenheidsbol $u^2 + v^2 + w^2 = 1$ in de richtingsruimte. Hierbij zijn $\bar{\rho}$ en $\bar{\phi}$ de poolcoördinaten in het u, v -vlak van het punt $(\bar{u}, \bar{v}, 0)$.

We zien dat geldt (fig. 5.9.1):

$$\bar{\rho} = \sin \bar{\gamma} = \sqrt{1 - \bar{w}^2} \quad 5.9.1.a$$

$$\cos \bar{\phi} = \bar{u} / \bar{\rho} \quad 5.9.1.b$$

$$\sin \bar{\phi} = \bar{v} / \bar{\rho} \quad 5.9.1.c$$



Figuur 5.9.1 Transformatie van het punt $(0, 0, 1)$ naar $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ (Cas 59).

Voor de eerste rotatie geldt

$$w' + i \cdot u' = (w + i \cdot u)(\cos \bar{\gamma} + i \cdot \sin \bar{\gamma}) \quad 5.9.2.a$$

$$v' = v \quad 5.9.2.b$$

en voor de tweede

$$u'' + i \cdot v'' = (u' + i \cdot v')(\cos \bar{\phi} + i \cdot \sin \bar{\phi}) \quad 5.9.3.a$$

$$w'' = w'$$

Scheiding van reële en imaginaire delen leidt tot de volgende twee stelsels van vergelijkingen

$$u' = u \cdot \cos \bar{\gamma} + w \cdot \sin \bar{\gamma} \quad 5.9.4.a$$

$$v' = v \quad 5.9.4.b$$

$$w' = -u \cdot \sin \bar{\gamma} + w \cdot \cos \bar{\gamma} \quad 5.9.4.c$$

$$u'' = u' \cos \bar{\phi} - v' \sin \bar{\phi} \quad 5.9.5.a$$

$$v'' = u' \sin \bar{\phi} + v' \cos \bar{\phi} \quad 5.9.5.b$$

$$w'' = w' \quad 5.9.5.c$$

Substitutie van 5.9.4.a/c in 5.9.5.a/c geeft

$$u'' = u \cdot \cos \bar{\gamma} \cdot \cos \bar{\phi} - v \cdot \sin \bar{\phi} + w \cdot \sin \bar{\gamma} \cdot \cos \bar{\phi} \quad 5.9.6.a$$

$$v'' = u \cdot \cos \bar{\gamma} \cdot \sin \bar{\phi} - v \cdot \cos \bar{\phi} + w \cdot \sin \bar{\gamma} \cdot \sin \bar{\phi} \quad 5.9.6.b$$

$$w'' = -u \cdot \sin \bar{\gamma} + w \cdot \cos \bar{\gamma} \quad 5.9.6.c$$

Invullen van 5.9.1.a/c in 5.9.6.a/c geeft

$$u'' = (u \cdot \bar{w} \cdot \bar{u} - v \cdot \bar{v}) / \bar{\rho} + w \cdot \bar{u} \quad 5.9.7.a$$

$$v'' = (u \cdot \bar{w} \cdot \bar{v} - v \cdot \bar{u}) / \bar{\rho} + w \cdot \bar{v} \quad 5.9.7.b$$

$$w'' = -u \cdot \bar{\rho} + w \cdot \bar{w} \quad 5.9.7.c$$

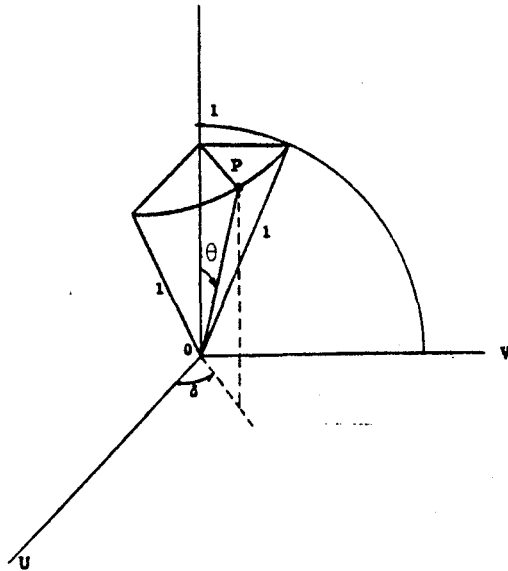
We zien dat door toepassen van 5.9.7.a/c de vector $(u, v, w) = (0, 0, 1)$ overgaat in $(u'', v'', w'') = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$.

We hebben nu de transformatieregels afgeleid voor een speciale invalsrichting.

Het is nu nodig voor het algemene geval van een volstrekt willekeurige invalsrichting een verband af te leiden tussen de afgebogen vluchtrichting

$(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ en het assenstelsel (u, v, w) waarvan de w -as in het verlengde ligt van de invallende vluchtrichting (figuur 5.9.2). Het is duidelijk dat de afgebogen vluchtlijn ligt op een kegel in de richtingsruimte met halve tophoek θ om de invallende vluchtlijn. Verder zijn alle richtingen op deze kegel gelijkwaardig.

We beschouwen nu een kegel met halve tophoek θ om de w -as en een punt $P = (\sin \theta \cdot \cos \delta, \sin \theta \cdot \sin \delta, \cos \theta)$ zowel op de kegel als op de eenheidsbol, bepaald door een azimuthale hoek δ die uniform verdeeld is op het interval $-\pi < \delta < \pi$ (figuur 5.9.2).



Figuur 5.9.2 Positie van het punt P, op zowel de kegel als de eenheidsbol in de richtingsruimte (Cas 59).

De vector \vec{OP} maakt een hoek θ met $(0,0,1)$. Omdat we $(0,0,1)$ naar $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ transformeren met de transformatie 5.9.8.a/c, kunnen we hiermee ook $(u, v, w) = (\sin \theta \cdot \cos \delta, \sin \theta \cdot \sin \delta, \cos \theta)$ transformeren naar $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$

$$\bar{u} = (\sin \theta \cdot \cos \delta \cdot \bar{w} \cdot \bar{u} - \sin \theta \cdot \sin \delta \cdot \bar{v}) / \sqrt{1 - \bar{w}^2} + \bar{u} \cdot \cos \theta \quad 5.9.8.a$$

$$\bar{v} = (\sin \theta \cdot \cos \delta \cdot \bar{w} \cdot \bar{v} + \sin \theta \cdot \sin \delta \cdot \bar{u}) / \sqrt{1 - \bar{w}^2} + \bar{v} \cdot \cos \theta \quad 5.9.8.b$$

$$\bar{w} = -\sin \theta \cdot \cos \delta \cdot \sqrt{1 - \bar{w}^2} + \bar{w} \cdot \cos \theta \quad 5.9.8.c$$

waarin $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ de richtingsparameters van de invallende vluchtlijn en $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ de richtingsparameters van de afgebogen vluchtlijn.

Als $|w|$ dichtbij 1 ligt moeten deze vergelijkingen niet gebruikt worden. De bepaling van $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ is dan slecht geconditioneerd en onbepaald voor $|w| = 1$. In dit geval is het beter om 5.9.7.a/c over te slaan en voor $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ te gebruiken

$$\bar{u} = \sin \theta \cdot \cos \delta \quad 5.9.9.a$$

$$\bar{v} = \sin \theta \cdot \sin \delta \quad 5.9.9.b$$

$$\bar{w} = \cos \theta \cdot \bar{w} \quad 5.9.9.c$$

Dit resultaat krijgen we door $(u, v, w) = (0, 0, 1)$ te substitueren in 5.9.6.a/c.

5.10 Resultaten Monte Carlo berekeningen

De vorige paragrafen van dit hoofdstuk geven een beeld van de structuur van het gebruikte programma. In deze paragraaf zullen we de resultaten geven en bespreken.

Eerst zullen we ingaan op de berekende spectra voor de diverse folieposities in de verschillende blokken (par. 5.10.1).

Gebruikmakend van deze spectra is de gemiddelde energie ter plekke berekend (par. 5.10.2).

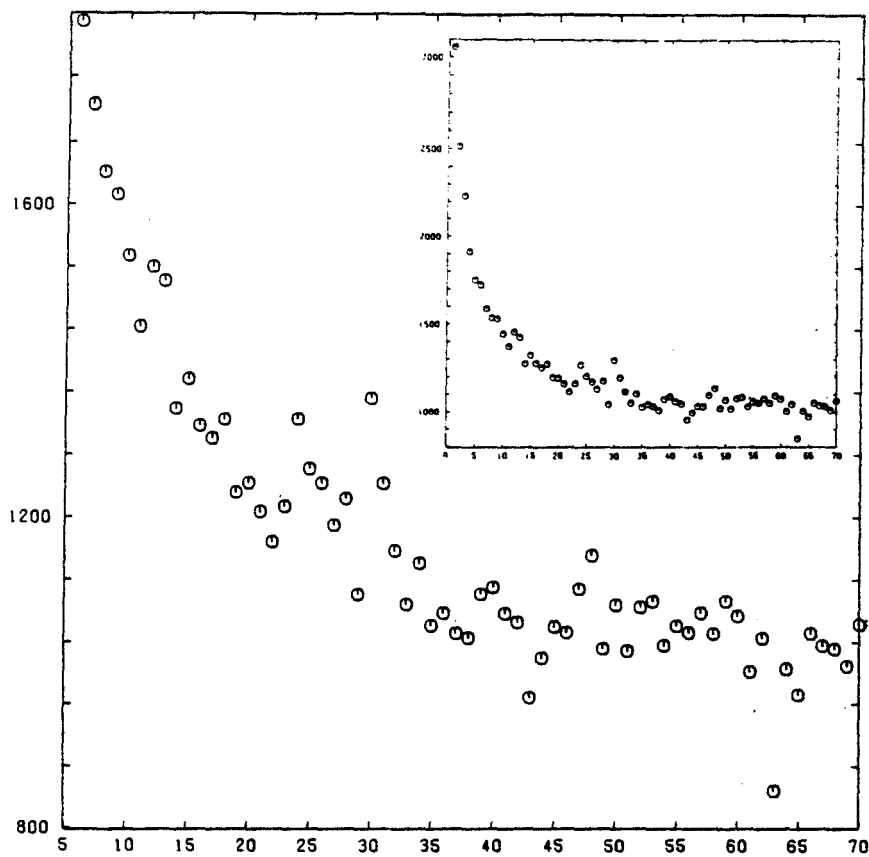
Ook is m.b.v. deze spectra voor de verschillende drempelreacties de relatieve activiteit van de folies bepaald. Om het overzichtelijk te houden, zullen we het toespitsen op twee reacties, te weten $^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$ en $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ (par. 5.10.3).

Daarna zullen we kijken naar de verhouding van terugverstrooide en voorwaarts verstrooide neutronen ter plaatse van de diverse folieposities in de grote blokken (par. 5.10.4).

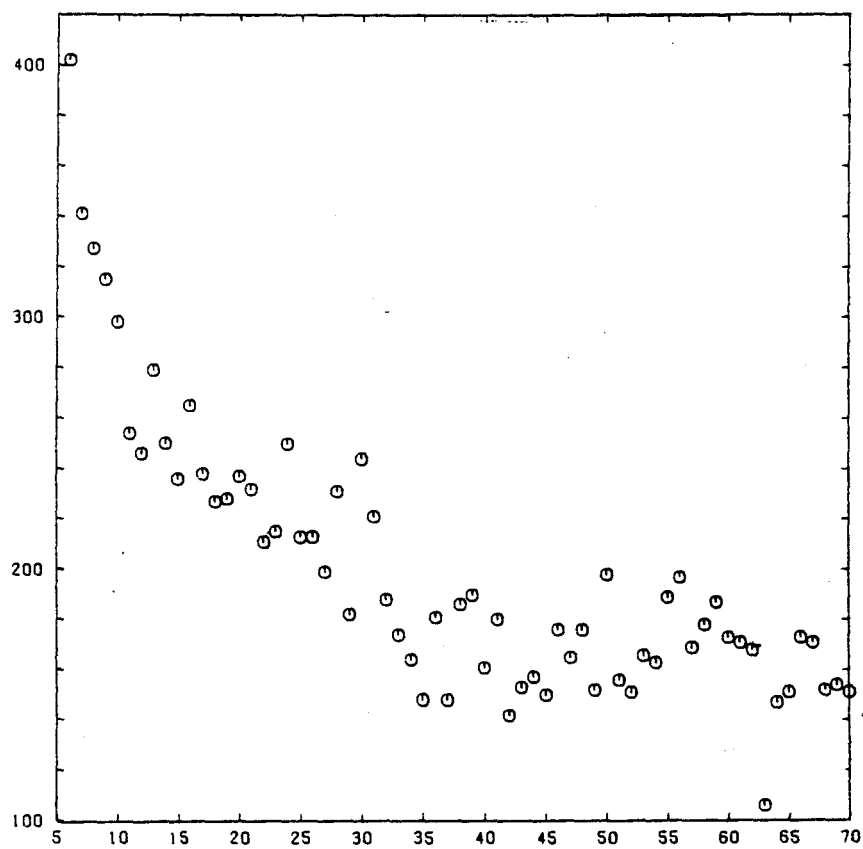
Tenslotte wordt de neutronenintensiteit voor het achtervlak van de beide grote blokken grafisch (3-dimensionaal) gepresenteerd. Deze intensiteit is gesplitst in twee gedeelten. Enerzijds een intensiteitsprofiel voor alle neutronen, ongeacht hun energie, anderzijds een intensiteitsprofiel voor de neutronen die een energie hebben die groter is dan 3.5 MeV (par. 5.10.5).

5.10.1 De spectra op folieposities

Eerst zullen we kijken naar de spectra. We hebben voor het energiespectrum van de neutronen op de bron een uniforme verdeling genomen. Dit betekent dat we de energiespectra ter plaatse van de folies moeten relateren aan deze uniforme energieverdeling. Als we het werkelijke spectrum We hebben voor elk blok in totaal 700000 neutronen gegenereerd op de bron. Dit is gedaan om te beginnen met een aantal neutronen per energiepunt waarvan de standaarddeviatie rond 1 % ligt. Deze energiespectra kwamen vervolgens tot stand door bij te houden voor de diverse zonegrenzen is, wanneer een neutron een folie ter plaatse van de zonegrens passeerde. Enige van deze spectra staan in de figuren 5.10.1.1 tot en met 5.10.1.4. Ze hebben betrekking op de grote blokken. We beperken ons tot de posities 3 en 5.

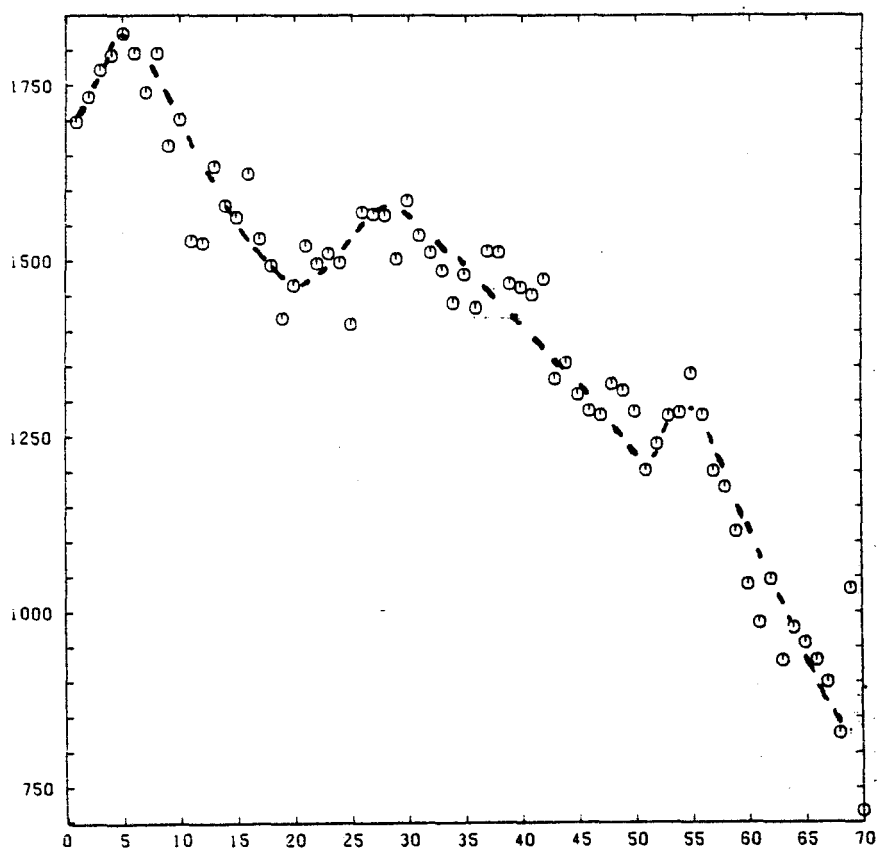


Figuur 5.10.1.1 Spectrum voor het grote polyethyleenblok (iz=3).
De inzet toont het spectrum vanaf 0.1 MeV.

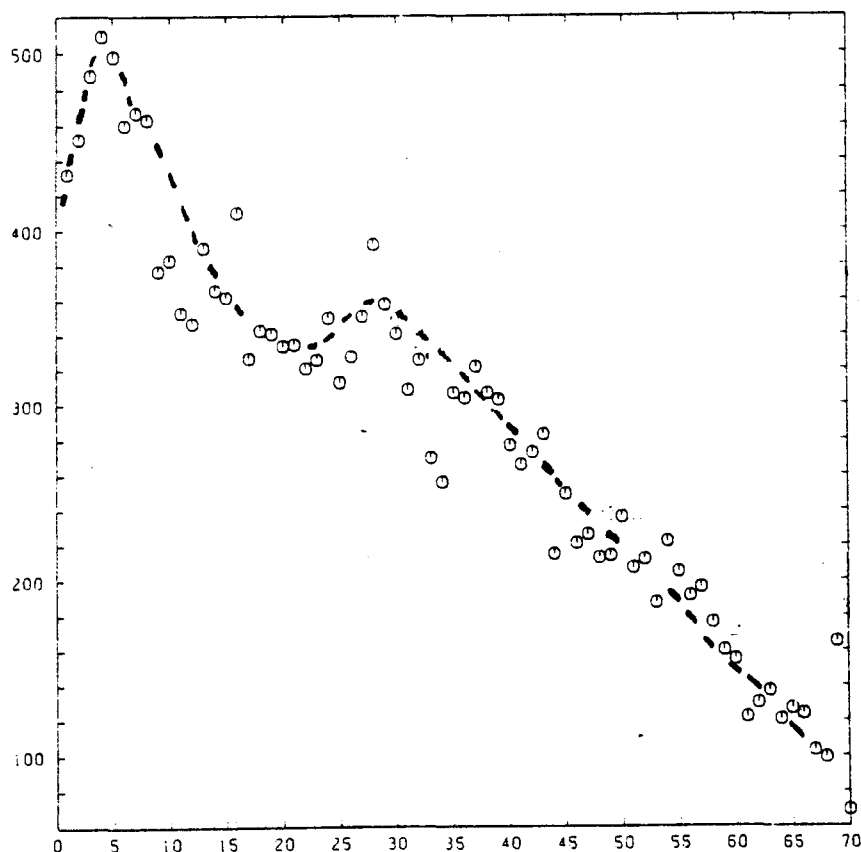


Figuur 5.10.1.2 Spectrum voor het grote polyethyleenblok (iz=5).

Beide figuren geven het spectrum voor de respectievelijke folieposities vanaf 0.5 MeV, om de variatie tussen de diverse punten beter tot zijn recht te laten komen. In figuur 5.10.1.1 is in de inzet het hele spectrum nog een keer geplaatst en wel vanaf 0.1 MeV. We zien dat de neutronen in het energiegebied 0.1-0.5 MeV een betrekkelijk grote bijdrage leveren. Het polyethyleen laat een "exponentieel" dalend verloop zien over het energiegebied 0.1-1.0 MeV, een aanzienlijk minder sterk dalend verloop bij hogere energieën. De overige posities laten een dergelijk beeld zien, enkel de aantallen getelde neutronen verschillen. Deze nemen af met het toenemen van de folieindex. De maximale standaarddeviatie van de aantallen neutronen in figuur 5.10.1.1 bedraagt 3 %, in figuur 5.10.1.2 iets minder dan 10 %.



Figuur 5.10.1.3 Spectrum voor het grote ijzerblok (iz=3).



Figuur 5.10.1.4 Spectrum voor het grote ijzerblok ($iz=5$).

Het verloop van de spectra bij het ijzerblok (aangegeven met streepjeslijn in figuur 5.10.1.3 en 5.10.1.4), is in verschillende delen te splitsen. Bij het spectrum voor de derde positie (figuur 5.10.1.3) zien we eerst een stijging gaande van 0.1 tot 0.4 MeV, vervolgens vanaf 0.5 tot 2.0 MeV een dalend verloop gevolgd door een stijging tot 2.8 MeV. Hierna daalt het weer tot 5.0 MeV gevolgd door een kleine stijging tot 5.5 MeV om tenslotte weer te dalen.

Bij het spectrum voor de vijfde positie zien we een analoog beeld. Enkel de stijging rond 5 MeV ontbreekt.

Wanneer we de overeenkomstige posities in de diverse blokken met elkaar vergelijken liggen de aantallen in het ijzerblok iets hoger. Bij het grote polyethyleenblok komt voor $iz=3$ het aantal neutronen rond de 3 MeV significant onder de grens van 1200, bij het grote ijzerblok is dit pas rond 5.7 MeV.

5.10.2 De gemiddelde energie ter plekke van de folieposities

Het is mogelijk om gebruikmakend van de berekende spectra een waarde te bepalen voor de bijbehorende gemiddelde energieën. Deze hebben slechts betekenis in relatie tot elkaar omdat we bij het beginspectrum uit zijn gegaan van een uniforme verdeling. De resultaten staan voor de vier blokken in tabel 5.10.2.1 samen met hun respectievelijke standaarddeviaties.

Tabel 5.10.2.1 Gemiddelde energie (in MeV) voor de diverse blokken als functie van de folieindex iz .

	groot polyethyleenblok	groot ijzerblok	klein polyethyleenblok	klein ijzerblok
1	3.46	3.50	3.46	3.50
	3	3	3	3
2	3.28	3.39	3.29	3.39
	5	5	5	5
3	3.07	3.21	3.16	3.27
	9	9	9	10
4	2.91	3.01		
	13	13		
5	2.80	2.82		
	19	17		
6	2.73	2.69		
	26	22		
7	2.79	2.59		
	38	30		

Onze verwachting was hier een duidelijk verschil te zien tussen de waarden voor polyethyleen en de waarden voor ijzer. We dachten dat eerstgenoemde significant lager zouden liggen.

Wanneer we de gemiddelde energie in het grote ijzerblok vergelijken met die in het grote polyethyleenblok zien we voor de eerste vijf posities dat de gemiddelde energie in het geval van ijzer steeds iets groter is. Het verschil wordt vrijwel steeds kleiner en voor de laatste twee posities is de gemiddelde energie voor het polyethyleenblok dan ook al iets hoger. Afgaande op de bijbehorende standaarddeviaties zijn er echter nauwelijks significante verschillen.

In het geval van de kleine blokken zijn de waarden voor het ijzerblok allemaal hoger. Ook hier echter zijn de verschillen marginaal.

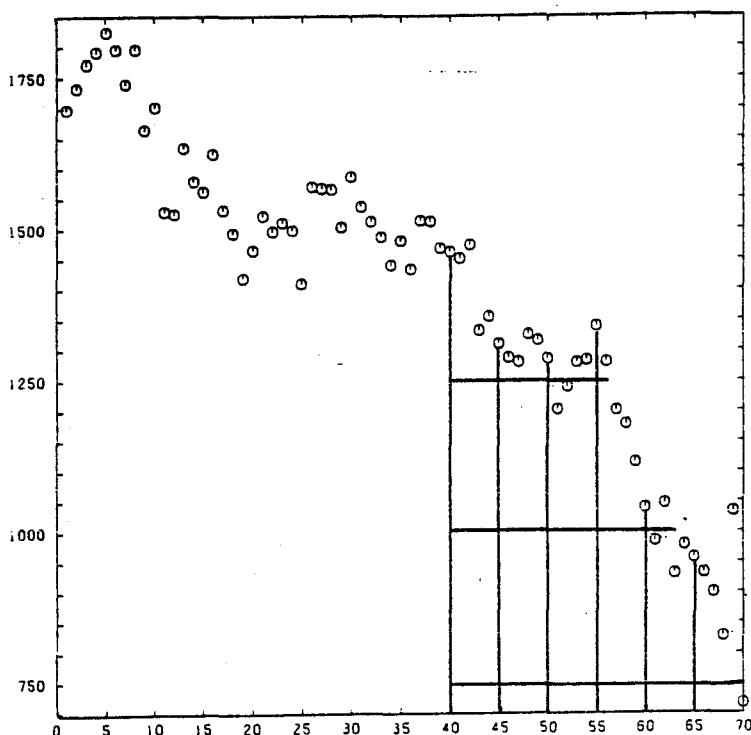
Bij het vergelijken van de grote met de kleine blokken, enerzijds het ijzer, anderzijds het polyethyleen, zien we in beide gevallen dat de gemiddelde energie bij de kleine blokken voor $iz=3$ iets hoger ligt.

Dit is te verklaren met het feit dat bij de grote blokken een extra hoe-

veelheid materiaal aanwezig is waardoor het totale aantal elastische botsingen een factor 1.7 hoger ligt dan het aantal elastische botsingen in het kleine blok. Daardoor zal de bijdrage aan vooral afgeremde neutronen (<3.5 MeV: de gemiddelde aanvangsenergie) in die grote blokken voor de eerste drie folieposities iets hoger zijn waardoor de gemiddelde energie bij de grote blokken iets lager komt te liggen dan bij de kleine. Het gaat hierbij om neutronen die terugkomen uit het achterste gedeelte van het grote blok.

5.10.3 De bepaling van de activiteit

Ook is het mogelijk, uitgaande van de eerder gepresenteerde spectra een beeld te krijgen van het verloop van de activiteit voor een drempelreactie als functie van de foliepositie binnen een blok. Daartoe sommeren we voor de betreffende foliepositie en drempelreactie het aantal neutronen tussen de drempelenergie en de maximumenergie (7 MeV) (figuur 5.10.3.1). We stellen de werkzame doorsnede voor de reactie voor als een stapfunctie tussen drempel- en maximumenergie.



Figuur 5.10.3.1 Bepaling van de (relatieve) activiteit van een drempelreactie (geruite gedeelte) met, in dit geval, een drempelenergie van 4 MeV.

Dit gesommeerde aantal is een indicatie voor de aangemaakte activiteit onder genormeerde condities. Voor de duidelijkheid beperken we ons tot twee reacties, namelijk $^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115}In en $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn .

Voor de eerste reactie wordt gesommeerd van $ie=3$ tot en met $ie=70$.

Voor de tweede van $ie=30$ tot en met $ie=70$. We kunnen deze aantallen zowel relatief als absoluut bekijken.

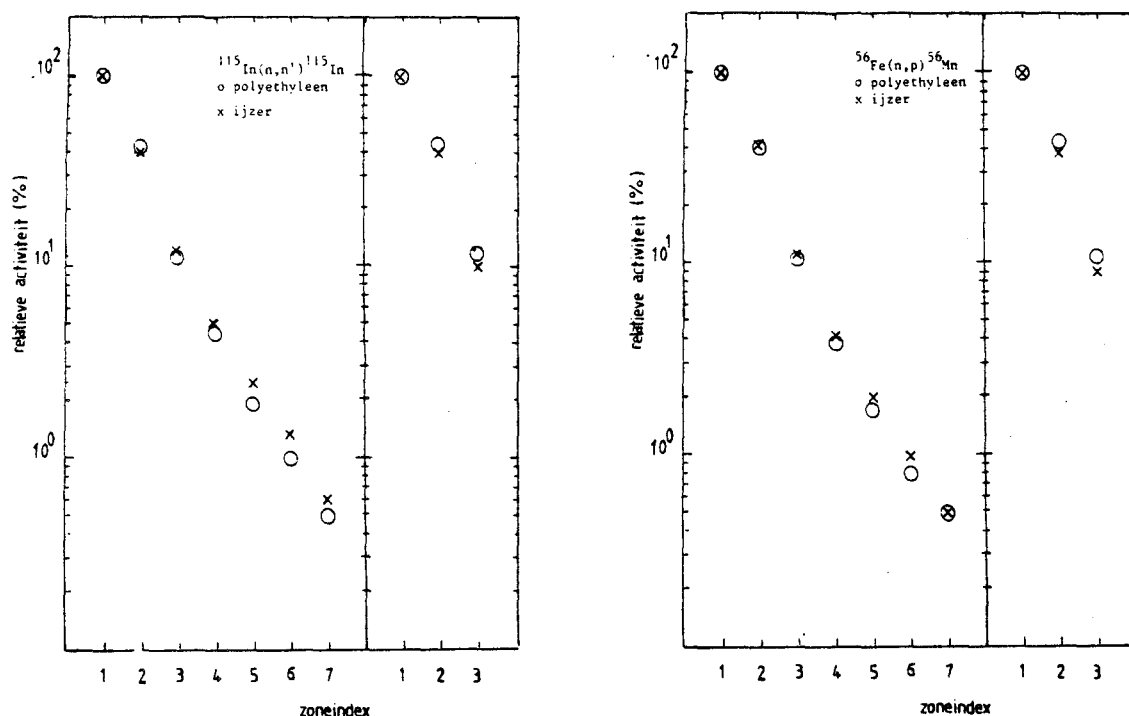
Eerst richten we ons op de relatieve waarden. We stellen het aantal voor de eerste foliepositie op 100 % en berekenen hiermee de percentages voor de andere posities. Deze waarden staan voor de grote blokken voor beide reacties in tabel 5.10.3.1 en voor de kleine blokken in tabel 5.10.3.2, samen met de standaarddeviaties. In figuur 5.10.3.2 staan voor de reactie $^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115}In en $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn voor alle blokken de waarden grafisch uitgezet.

Tabel 5.10.3.1 Relatieve activiteit (in %) voor de grote blokken als functie van de foliepositie voor $^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115}In en $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn .

	groot polyethyleenblok			groot ijzerblok		
	$^{115}\text{In}(n,n')$	^{115}In	$^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn	$^{115}\text{In}(n,n')$	^{115}In	$^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn
1	100.0		100.0	100.0		100.0
	1.0		1.0	1.0		1.0
2	41.7		39.6	41.5		40.1
	8		8	7		7
3	11.7		10.5	12.3		11.2
	4		3	3		3
4	4.4		3.8	5.0		4.2
	2		2	2		2
5	2.0		1.7	2.5		1.9
	1		1	2		1
6	1.0		0.8	1.3		1.0
	1		1	1		1
7	0.5		0.4	0.6		0.4
	1		1	1		1

Tabel 5.10.3.2 Relatieve activiteit (in %) voor de kleine blokken als functie van de foliepositie voor $^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115}In en $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn .

	klein polyethyleenblok			klein ijzerblok		
	$^{115}\text{In}(n,n')$	^{115}In	$^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn	$^{115}\text{In}(n,n')$	^{115}In	$^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn
1	100.0		100.0	100.0		100.0
	1.0		1.0	1.0		1.0
2	44.9		42.9	39.2		38.1
	8		8	7		7
3	11.6		10.7	9.6		9.0
	3		3	3		3



Figuur 5.10.3.2 Relatieve activiteiten voor alle blokken als functie van de foliepositie voor $^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$ en $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$.

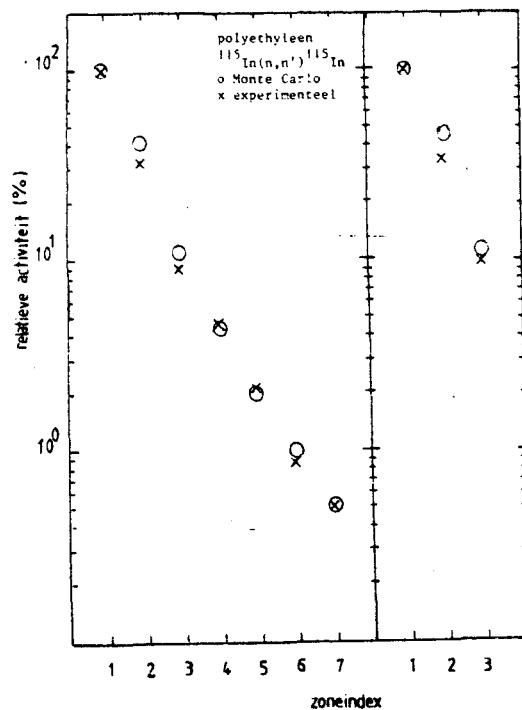
Bij beide reacties bij de grote blokken zijn de percentages in het ijzerblok maximaal 30 % hoger. Er is slechts een uitzondering, namelijk voor $iz=2$ bij de reactie $^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$. Bij de kleine blokken zijn de percentages in het polyethyleenblok hoger dan in ijzer. De oorzaak hiervan is de samenstelling van de blokken.

Eerst bekijken we de grote blokken. In ijzer is het energieverlies bij een botsing gemiddeld kleiner. Een gevolg hiervan is dat in het ijzer neutronen, afhankelijk van hun beginenergie, na een aantal botsingen toch nog kunnen bijdragen aan een drempelreactie terwijl in polyethyleen, na eenzelfde aantal botsingen en bij dezelfde beginenergie dit niet meer mogelijk is doordat de eindenergie van het neutron lager ligt.

Nu vergelijken we de kleine blokken. Bij de kleine blokken is het hoekafhankelijke gedrag de mogelijke verklaring voor de gevonden verschillen. We hebben verondersteld in ons programma dat de botsingen in het CM-systeem isotroop plaatsvinden. Neutronen die botsen in het polyethyleen met waterstofkernen worden in voorwaartse richting verstrooid terwijl in het ijzer de verstrooiing ook achterwaarts plaatsvindt. Hierdoor zal bij de kleine blokken een groter gedeelte van de neutronen in polyethyleen dan in ijzer een bijdrage leveren tot een drempelreactie, alvorens ze het medium verlaten.

Het vergelijken van het grote en kleine polyethyleenblok is moeilijk (tabellen 5.10.3.1 en .2). Enkel voor de tweede positie in de twee blokken zien we voor beide reacties een statistisch significant verschil. Bij ijzer liggen de waarden voor het grote blok hoger dan voor het kleine. Door de geometrie van het grote blok blijven neutronen langer beschikbaar en kunnen door hun beperkte energieverlies bij een botsing toch nog bijdragen aan een drempelreactie bij de eerste drie folieposities. Dit is dus weer te verklaren m.b.v. terugverstrooiing.

We kunnen deze numeriek bepaalde waarden ook vergelijken met de gedane experimenten in hoofdstuk 4. In figuur 5.10.3.3 staan voor de reactie $^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$ de numeriek en experimenteel bepaalde waarden relatief weergegeven als functie van de foliepositie in polyethyleen.



Figuur 5.10.3.3 Numeriek en experimenteel bepaalde relatieve activiteit voor de reactie $^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$.

We zien dat de waarden vrij goed in elkaars buurt liggen. De afwijkingen zijn onverwacht klein, gezien de modelmatige benadering van de werkzame doorsnede. De meeste overige reacties laten een zelfde beeld zien. Enkel bij de reacties met silicium vinden we afwijkingen die hierboven liggen. Dit is waarschijnlijk een gevolg van de grotere (experimentele) onnauwkeurigheid in de metingen bij deze reactie.

We hebben vervolgens de normering op het eerste folie weggelaten en gekeken naar de absoluut berekende aantallen neutronen voor beide reacties in alle blokken. De waarden voor de grote blokken staan in tabel 5.10.3.3 en voor de kleine blokken in tabel 5.10.3.4, voor beide reacties. Het is duidelijk dat deze waarden afhankelijk zijn van het totale aantal gegeneerde neutronen, in dit geval 700000.

Eerst zijn de grote blokken met elkaar vergeleken. We vinden voor het grote ijzerblok dat voor de relevante energiegebieden van beide reacties meer neutronen geteld worden dan voor het polyethyleenblok. Voor de reactie $^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115}In loopt de verhouding van deze aantallen voor het ijzer- en polyethyleenblok op van 1.08 ± 0.02 voor de eerste positie tot 1.34 ± 0.29 voor de laatste. Voor de reactie $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn loopt die verhouding van 1.09 ± 0.02 tot 1.20 ± 0.25 . De overige reacties laten eenzelfde beeld zien. Dit is in te zien met het feit dat het energieverlies bij een elastische botsing in polyethyleen en dan m.n. voor waterstofkernen groter is dan in ijzer. In het ijzer blijven dus neutronen met een hogere energie (> 3.5 MeV) langer beschikbaar om alsnog een bijdrage te leveren aan een drempelreactie.

Voor de kleine blokken is het minder duidelijk. Voor beide reacties vinden we alleen voor de eerste positie in het ijzerblok een groter aantal neutronen. Voor de beide andere posities liggen de aantallen bij het polyethyleenblok hoger.

Ten gevolge van de kleinere gemiddelde hoek na verstrooiing in polyethyleen zal door terugverstrooiing in het ijzer een groter gedeelte dan in polyethyleen een bijdrage leveren aan een drempelreactie wanneer het gaat om de eerste positie. Het gemiddeld kleinere energieverlies in ijzer versterkt dit nog. Voor de tweede en derde positie kan dit verklaard worden door het verschil in de gemiddelde hoek na verstrooiing ten gevolge van de verschillende samenstelling. In polyethyleen is de hoek na botsing voorwaarts gericht. Hierdoor zal in polyethyleen een groter gedeelte dan in ijzer van de voorwaartst verstrooide neutronen een bijdrage leveren tot een drempelreactie.

Vervolgens vergelijken we de grote met de kleine blokken, qua aantallen in relevante energiegebieden. Bij de ijzerblokken tellen we voor beide reacties een vergelijkbaar aantal neutronen. Voor de tweede en derde positie zijn de aantallen bij het kleine blok lager. De verhouding tussen groot en klein blok bedraagt maximaal 1.28 ± 0.05 . De oorzaak hiervan is de geometrie. Bij het grote blok kunnen neutronen na terugverstrooiing uit het achterste gedeelte van het blok toch nog een bijdrage leveren aan de activiteit op de eerste drie folieposities.

Bij polyethyleen zijn de verschillen voor beide reacties voor de eerste en derde positie gering. Alleen voor de tweede positie is er een klein verschil.

Tabel 5.10.3.3 De activiteit voor de grote blokken als functie van de foliepositie voor $^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115}In en $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn .

	groot polyethyleenblok				groot ijzerblok			
	$^{115}\text{In}(n,n')$	^{115}In	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	^{56}Mn	$^{115}\text{In}(n,n')$	^{115}In	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	^{56}Mn
1	.699 10^6 7		.407 10^6 4		.757 10^6 7		.477 10^6 4	
2	.291 10^6 4		.161 10^6 3		.314 10^6 5		.179 10^6 3	
3	.814 10^5 23		.426 10^5 13		.931 10^5 25		.501 10^5 14	
4	.310 10^5 14		.154 10^5 8		.377 10^5 16		.188 10^5 9	
5	.141 10^5 10		.673 10^4 52		.188 10^5 11		.862 10^4 58	
6	.713 10^4 68		.330 10^4 36		.976 10^4 79		.424 10^4 40	
7	.352 10^4 48		.166 10^4 26		.474 10^4 55		.198 10^4 28	

Tabel 5.10.3.4 De activiteit voor de kleine blokken als functie van de foliepositie voor $^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115}In en $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ^{56}Mn .

	klein polyethyleenblok				klein ijzerblok			
	$^{115}\text{In}(n,n')$	^{115}In	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	^{56}Mn	$^{115}\text{In}(n,n')$	^{115}In	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	^{56}Mn
1	.699 10^6 7		.407 10^6 4		.756 10^6 7		.446 10^6 4	
2	.314 10^6 5		.175 10^6 3		.296 10^6 4		.170 10^6 3	
3	.811 10^5 23		.435 10^5 13		.727 10^5 22		.400 10^5 13	

5.10.4 De verhouding van terugwaarts en voorwaarts verstrooide neutronen

Er is tevens gekeken naar de verhouding van voorwaarts en terugwaarts verstrooide neutronen voor de diverse folieposities (diameter kleiner dan 30 mm) in de grote blokken. Voorwaarts betekent dat het neutron het folie passeert in de richting van het vlak $z = z_{\max}$. Terugwaarts betekent in de richting van het vlak $z = 0$. We hebben hiervoor het hele energiegebied van 0.1 tot 7.0 MeV onderverdeeld in 7 groepen, oplopend van 1 (0.1-1 MeV) tot 7 (6.1-7 MeV). In tabel 5.10.4.1 en .2 staan voor ijzer en polyethyleen de waarden voor deze verhoudingen in procenten en de standaarddeviatie hierin.

Tabel 5.10.4.1 Verhouding terugwaarts en voorwaarts verstrooide neutronen (in %) voor het ijzerblok voor de 7 folieposities, afhankelijk van de energiegroep.

energiegroep	folieindex						
	1	2	3	4	5	6	7
1	1.40	1.27	1.78	2.10	2.31	1.79	0.41
	5	6	12	20	29	32	19
2	1.46	1.32	1.84	2.25	2.29	2.24	0.67
	4	6	13	23	32	55	30
3	1.57	1.42	2.01	2.28	2.50	2.28	0.88
	5	7	14	24	36	46	37
4	1.57	1.39	1.81	2.11	2.19	1.98	0.77
	5	6	14	24	35	41	36
5	1.42	1.19	1.42	1.70	1.80	1.84	0.58
	4	6	12	22	34	49	38
6	1.20	0.90	1.06	1.26	1.26	0.92	0.36
	4	5	11	20	30	36	32
7	0.42	0.29	0.32	0.41	0.38	0.29	0.16
	2	3	6	13	19	26	16

Tabel 5.10.4.2 Verhouding terugwaarts en voorwaarts verstrooide neutronen (in %) voor het polyethyleenblok voor de 7 folieposities, afhankelijk van de energiegroep.

energiegroep	folieindex						
	1	2	3	4	5	6	7
1	1.63	0.83	0.98	1.05	1.23	1.13	0.75
	5	4	8	12	19	25	28
2	0.66	0.39	0.42	0.51	0.60	0.58	0.29
	3	3	6	11	20	24	23
3	0.57	0.41	0.47	0.55	0.59	0.52	0.18
	3	3	7	12	18	24	18
4	0.37	0.25	0.30	0.34	0.45	0.47	0.14
	2	3	6	10	18	26	14
5	0.21	0.14	0.17	0.20	0.30	0.27	0.12
	2	2	4	8	15	20	12
6	0.06	0.02	0.02	0.03	0.02	0.05	0.00
	1	1	1	3	2	5	0
7	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
	0	0	0	0	0	0	0

We zien dat terugverstrooiing in het ijzerblok een grotere bijdrage levert dan in het polyethyleenblok. Zelfs voor een hoge energiegroep (bijv. 6) liggen deze waarden ook achter in het ijzerblok (folieindex 5 en 6) nog vrij hoog. Dit is een gevolg van het gemiddeld kleinere energieverlies per botsing en een gemiddeld grotere verstrooiingshoek in ijzer dan in polyethyleen.

De waarden bij het polyethyleenblok liggen lager dan bij het ijzerblok, behalve voor energiegroep 1, bij folieindex 1. De terugverstrooiing is aanzienlijk kleiner dan bij ijzer. Het gemiddelde energieverlies per botsing is groter dan bij ijzer en de gemiddelde hoek na een botsing met een waterstofkern (appendix D) is ongeveer 50° . Dus voordat er echt sprake is van terugverstrooiing moet een neutron minstens drie botsingen ondergaan. Hierbij is de invloed van het polyethyleen ($(\text{CH}_2)_n$) enkel toegespitst op het waterstof.

Wat bij het ijzerblok opvalt is dat de waarden voor de derde tot en met de zesde positie voor de eerste vijf energiegroepen groter zijn dan voor de twee eerste posities. Bij het polyethyleen geldt dit enkel voor de tweede positie, voor deze energiegroepen. Bij het ijzer liggen de waarden, voor de tweede folieindex lager dan de waarden voor de eerste en derde folieindex voor alle energiegroepen. Bij polyethyleen treedt hetzelfde op. Het is niet geheel duidelijk waar dit door komt. Waarschijnlijk heeft het volgende ermee te maken. Wanneer we naar voorwaarts verstrooide neutronen kijken, hebben de neutronen in het voorste gedeelte van een blok een gemiddelde richtingscomponent in de richting van hun oorsprong, de bron. Wanneer we ons verder naar het achterste gedeelte verplaatsen, krijgt het geheel een diffuus karakter. Terugwaarts verstrooide neutronen daarentegen hebben over het hele blok gezien een diffuus karakter.

De waarden voor posities diep in het blok met hoge groepsnummers (energie groter dan 5 MeV) moeten met de nodige voorzichtigheid bekeken worden wegens de slechte statistiek.

We vinden ook voor de zevende positie nog enige terugverstrooiing omdat zich achter deze positie nog een dunne laag materiaal bevindt.

5.10.5 De verdeling van de neutronenintensiteit over het achtervlak

Tenslotte is voor het achtervlak $z = z_{\max}$ gekeken naar de neutronenintensiteit verdeeld over dit vlak. Dit is gesplitst in twee gedeelten. Enerzijds een totaal intensiteitsprofiel voor alle neutronen ongeacht hun energie, anderzijds een intensiteitsprofiel enkel voor neutronen die een energie bezitten groter dan 3.5 MeV. Van de in totaal 700000 gegenereerde neutronen verlaten 5.1 % het polyethyleenblok en 6.2 % het ijzerblok door dit achtervlak. ($E > 0.1$ MeV).

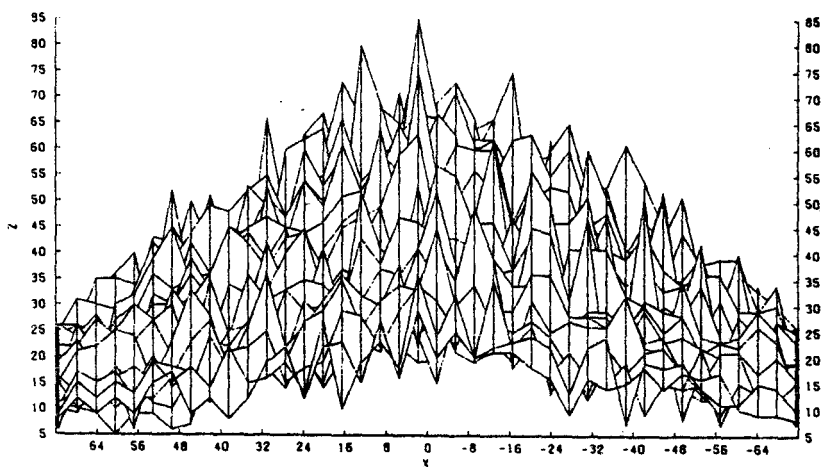
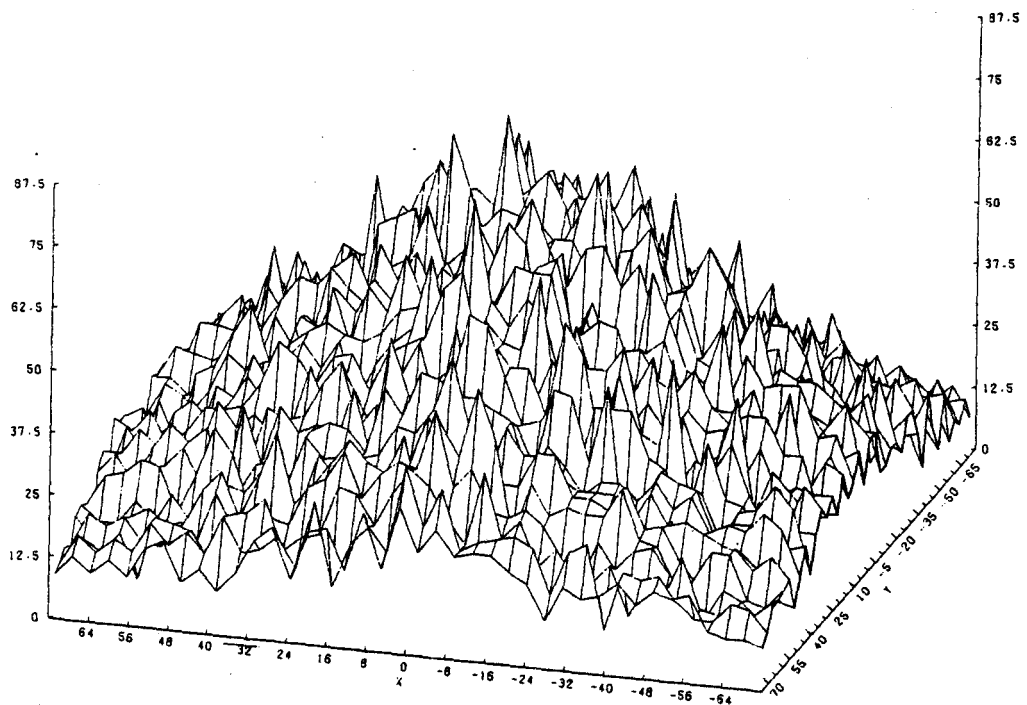
Bij het polyethyleenblok heeft 2.2 % en bij het ijzerblok 2.0 % een energie groter dan 3.5 MeV. Het blijkt dus dat de absolute aantallen in beide blokken voor wat betreft deze specifieke energieën toch vergelijkbaar in grootte zijn (het verschil is slechts 0.2 %).

Het gemiddelde grote energieverlies per botsing in polyethyleen beïnvloedt dit intensiteitsprofiel negatief terwijl de hoekafhankelijkheid dit positief beïnvloedt. Bij ijzer is het net andersom. Het resultaat van beide invloeden is dat voor zowel ijzer als polyethyleen een evengroot aantal neutronen met een energie boven 3.5 MeV door dit achtervlak het blok uitkomt.

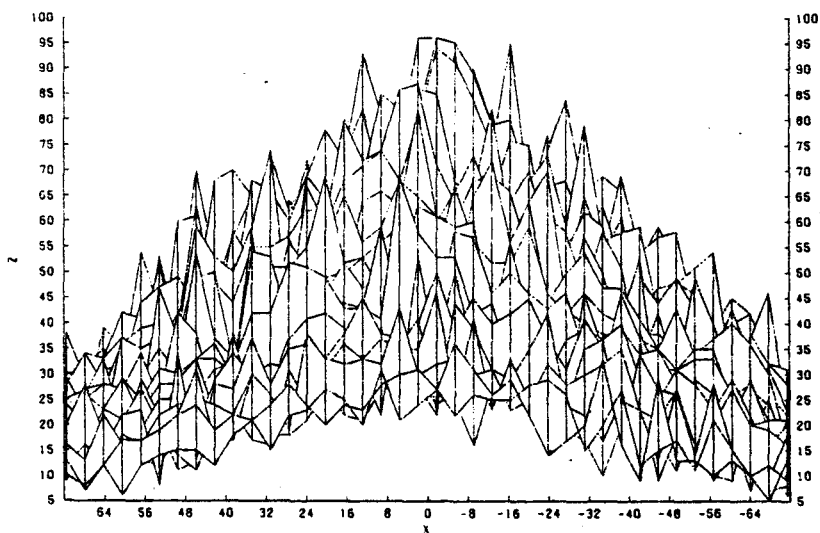
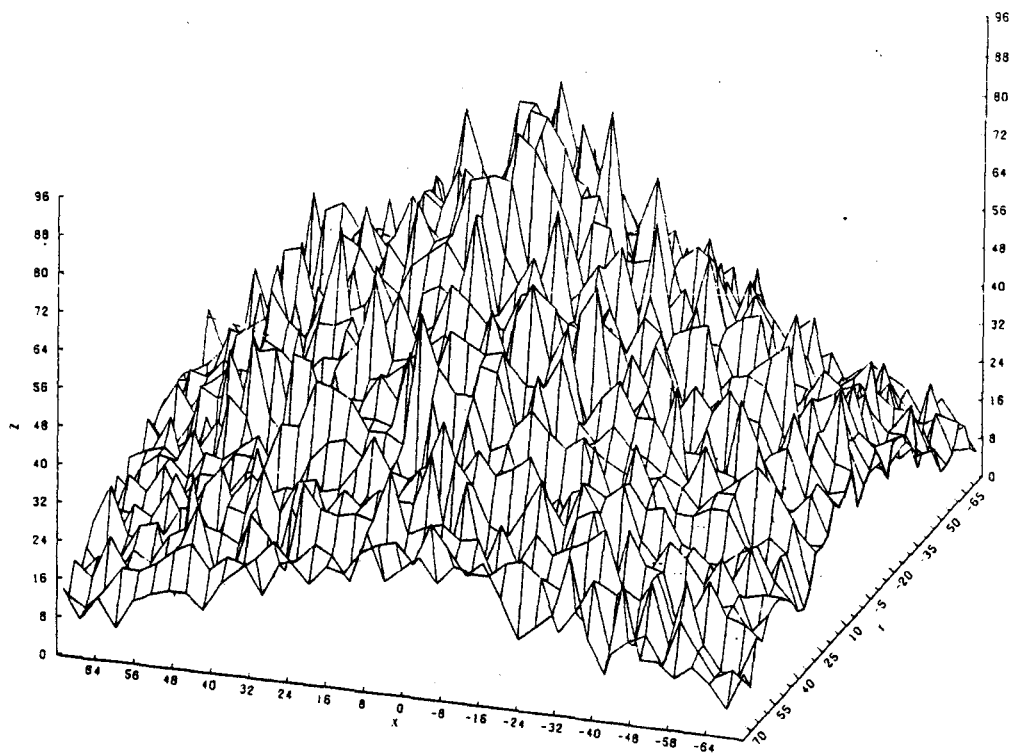
Om dit resultaat grafisch weer te geven hebben we gebruikmakend van standaardroutines een driedimensionale weergave gemaakt van deze intensiteitsprofielen. De figuren dienen om de hierboven besproken resultaten globaal te ondersteunen.

In figuur 5.10.5.1 tot en met 5.10.5.4 zijn de diverse intensiteitsprofielen getekend. Alle figuren zijn opgesplitst in een bovenaanzicht en een zijaanzicht. Alle bovenaanzichten zijn vanuit hetzelfde oogpunt bekeken. Het lijnstuk door het oogpunt en het punt (0,0,0) geeft de kijkrichting aan waaronder de functie bekeken wordt. Voor de zijaanzichten geldt hetzelfde, waarbij het wel een ander oogpunt betreft dan bij de bovenaanzichten.

Duidelijk blijkt uit de figuren het statistische karakter. Wanneer we de totale intensiteit in fig. 5.10.5.1 en .2 met elkaar vergelijken ligt het geheel bij ijzer iets hoger. Dit verschil tussen ijzer en polyethyleen is niet meer aanwezig bij de intensiteitsprofielen voor neutronen met een energie groter dan 3.5 MeV (figuur 5.10.5.3 en .4).



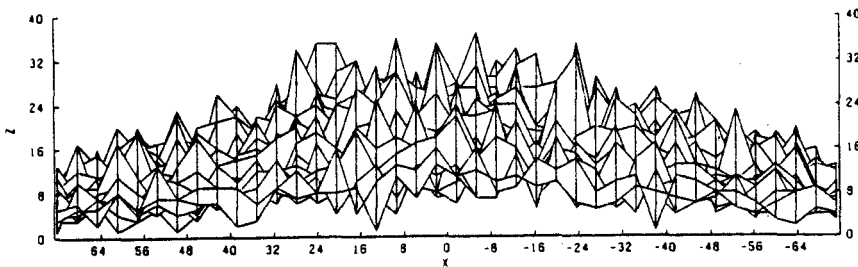
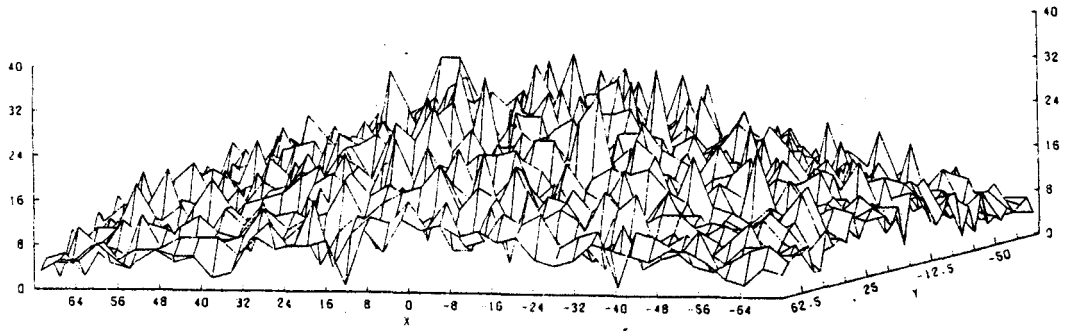
Figuur 5.10.5.1 Totale intensiteitsprofiel voor het polyethyleenblok.
 (oogpunt: bovenste figuur $(-20,60,50)$,
 onderste figuur $(0,1,0)$).



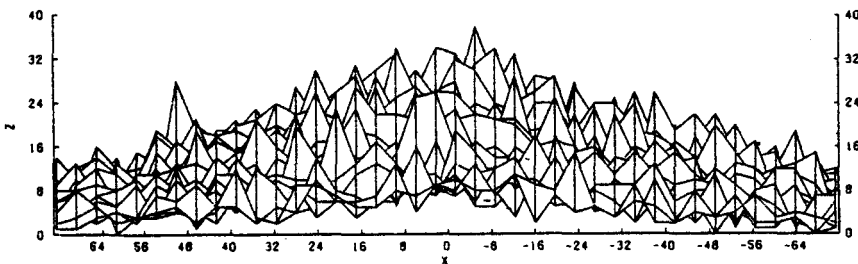
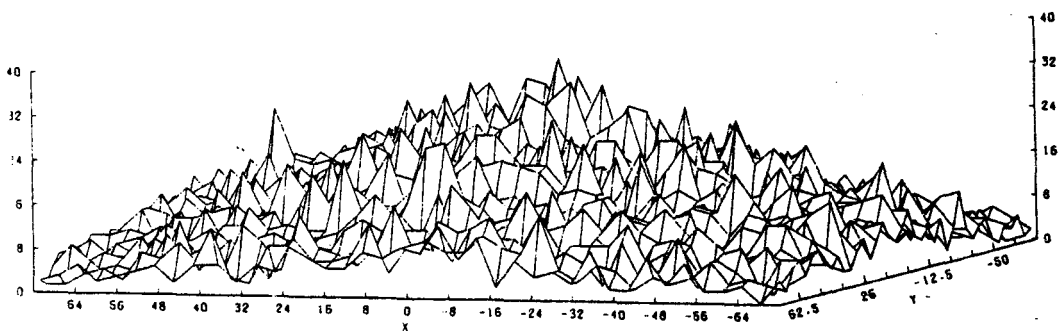
Figuur 5.10.5.2 Totale intensiteitsprofiel voor het ijzerblok.

(oogpunt: bovenste figuur $(-20,60,50)$,

onderste figuur $(0,1,0)$).



Figuur 5.10.5.3 Intensiteitsprofiel voor neutronen met een energie groter dan 3.5 MeV voor het polyethyleenblok.
(oogpunt: boven $(-20,60,25)$, onder $(0,1,0)$).



Figuur 5.10.5.4 Intensiteitsprofiel voor neutronen met een energie groter dan 3.5 MeV voor het ijzerblok.
(oogpunt: boven $(-20,60,25)$, onder $(0,1,0)$).

Tenslotte willen we nog kort enige punten aanstippen met betrekking tot het Monte Carlo programma waar nog enige verbeteringen mogelijk zijn. Hoewel de kwaliteit van de werkzame doorsnedes reeds vrij goed is, moet het mogelijk zijn deze nog te verbeteren.

Zo kan bij de bepaling van de werkzame doorsnedes voor bepaalde energiepunten niet alleen gebruik worden gemaakt van de directe nabuurpunten, maar ook van verder gelegen punten. Dit geldt ook voor werkzame doorsnedes die voor verschillende energiegebieden door andere instituten gemeten zijn en waarbij een vloeiende aansluiting gewenst is.

Verder valt het te overwegen het aantal energiepunten uit te breiden, zowel in het snelle gebied waar we nu ons op hebben gericht alsook door naar lagere energieën toe te gaan (intermediair of zelfs thermisch).

In het geval van ijzer hebben we verondersteld dat de ijzernuclei enkel uit ^{56}Fe bestaan. Er zijn echter ook ^{54}Fe (5.8 %; Led 78), ^{57}Fe (2.15 %; Led 78) en ^{58}Fe (0.29 %; Led 78) die met name bij vangstreacties nog een rol spelen. We hebben voor ons energiegebied de volgende reacties die dan meegenomen zouden moeten worden: $^{54}\text{Fe}(n,\gamma)^{55}\text{Fe}$, $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ en $^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$.

We hebben ook verondersteld dat de folies op de betreffende posities geen dimensionele afmetingen hadden in de z-richting. Hierdoor hebben we een vrij kleine fout (ongeveer 3 %).

De isotropie van de elastische botsing in het CM-systeem is ook een benadering die voor verbetering vatbaar is.

6 CONCLUSIES

In dit hoofdstuk zullen we de belangrijkste conclusies uit dit verslag samenvattend bespreken. De volgorde van deze conclusies volgt in grote lijnen de indeling van het verslag.

Het maken van vaste verbindingstukken tussen de diverse onderdelen van de bundelstroommeetopstelling (o.a. target, bundelstop, spleetbekken en vacuümklep) heeft de reproduceerbaarheid van de bestraling sterk verbeterd. Het instellen en optimaliseren van de bundel levert geen grote problemen op. Het is nu vrij eenvoudig om in korte tijd (maximaal een uur) een optimale bundelinstelling te verkrijgen.

Het geïsoleerd opstellen van de foliehouder, met daarin bevestigd het 20 µm dikke duratherm folie, maakt het mogelijk om nu de werkelijke protonenstroom te meten op het berylliumtarget.

Het controleren van de neutronenproductie kan vrij eenvoudig plaatsvinden door de protonenstroom te meten. De reproduceerbaarheid van de bestralingen en de mogelijkheid de stroom op verschillende plaatsen nauwkeurig te meten biedt hiervoor een voldoende garantie. Daarom verdient het aanbeveling om de bestralingscondities in de toekomst te normeren op de protonenstroom en niet meer op monitorfolies. Hierdoor worden fouten zoals die optreden bij onzuivere ijzerfolies vermeden.

De activeringsmethode m.b.v. folies en de hiermee samenhangende spectrometrie levert gebruikmakend van het programma SANDPET een grof beeld van het fluxdichtheidsspectrum in het snelle neutronengebied. Het invoerspectrum is van grote invloed op het oplossingspectrum, evenals - zoals in ons geval - de extra normering van de verschillende sets folies.

Het gebruiken van materialen en reacties waarvan de aangemaakte eindkern een vrij korte levensduur heeft (orde van minuten) leidt tot problemen bij herhaald meten. De afstand tussen de plaats van bestralen (cyclotrongebouw) en plaats van activiteitsmeting (S.B.D.; gebouw Athene) maakt het gewenst om een halveringstijd te hebben van bij voorkeur minstens vijf minuten. De halveringstijd van het product van de reactie $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$, 2.3 minuten, maakt deze tot een randgeval.

Uit de analyse met het programma SANDPET blijkt dat de verschillen voor de snelle neutronen bij een ijzerblok enerzijds en een polyethyleenblok an-

derzijds vrij gering zijn. De onnauwkeurigheid bij deze methode maakt het niet mogelijk om in de spectra duidelijke verschillen in dit energiegebied aan te wijzen.

Het nalaten van de self-shieldingcorrectie impliceert dat de resultaten die betrekking hebben op het thermische en intermediaire gebied een systematische fout hebben. Desondanks zien we hier een verschil optreden tussen polyethyleen en ijzer. In het geval van polyethyleen is de fluxdichtheid in het thermische gebied groter dan in het geval van ijzer. Dit wijst duidelijk op een sterk modererend effect in polyethyleen t.o.v. ijzer.

De dosisverdeling van neutronen op 75 cm als functie van de hoek met het target laat zien dat deze voorwaarts gepiekt is.

Het gebruiken van Monte Carlo methoden is een uitstekend middel om kernfysische effecten van bepaalde materialen te bestuderen. Het is vrij eenvoudig om zowel een kernfysisch model als geometrische bijzonderheden numeriek te beschrijven.

De resultaten laten zien dat in polyethyleen het modererend effect het grootste is. Indien polyethyleen als moderator gebruikt wordt, is het raadzaam de lengte van het materiaal voldoende groot te kiezen om het grootste gedeelte van de neutronen tot thermische energieën af te remmen. Dit gelet op het feit dat botsingen in polyethyleen aan waterstofkernen voorwaarts gericht zijn.

We kunnen met deze resultaten ook enige voorzichtige uitspraken doen over de opbouw en samenstelling van de collimator. Wanneer we spreken over neutronen met een energie die ligt tussen 0.1 en 7.0 MeV maakt het voor wat betreft het spectrum weinig uit of de collimator opgebouwd is uit ijzer of polyethyleen. We moeten echter voor een totaalbeeld niet alleen deze neutronen in onze beschouwing betrekken, maar ook thermische en intermediaire. Verder produceren we niet alleen neutronen maar ook gammaquanta bij de beschieting van ons berylliumtarget met protonen. Hierover kunnen we geen uitspraken doen met betrekking tot de collimator.

Afsluitend willen wij nog enige suggesties doen met betrekking tot de activeringsmethode en het Monte Carlo programma voor mogelijk toekomstig onderzoek.

Hoewel het niet mogelijk is om de exacte vorm te bepalen van het fluxdichtheidsspectrum, is het aanbevelenswaardig om m.b.v. activeringsfolies te kijken naar het thermische en intermediaire gebied. Een indicatie van de grootte van de fluxdichtheid in dit gebied is nuttig. Hierbij kunnen dan indiumfolies gebruikt worden, die liefst aanzienlijk dunner moeten zijn

dan 1 mm om self-shielding correctie met bekende factoren te kunnen toepassen. Mogelijk kan deze techniek ook gebruikt worden om de totale intensiteitsverdeling op het target te bepalen door een folie te gebruiken dat uit losse op elkaar aansluitende onderdelen (plakjes) bestaat. Dit folie wordt tegen het target aan bevestigd, vervolgens als geheel geactiveerd. Daarna kan van de losse onderdelen afzonderlijk de activiteit worden bepaald, hetgeen dan mogelijk een beeld geeft van de intensiteitsverdeling op het target.

Verder is het nuttig om de activering van folies te herhalen in lucht. Hierbij moet een frame van perspex of ijzer gemaakt worden waarin op regelmatige afstand folies geplaatst kunnen worden, waarbij de verstoring van het neutronenveld minimaal is.

Bij het Monte Carlo programma kunnen de reeds eerder aangegeven verbeteringen (par. 5.10.5) doorgevoerd worden, zoals het verbeteren van de kwaliteit van de werkzame doorsnedes en het uitbreiden van het aantal reacties in ijzer met de overige ijzerkernen (^{54}Fe , ^{57}Fe en ^{58}Fe).

Met het verbeteren van de kwaliteit van de werkzame doorsnedes bedoelen we dat het aantal buurpunten die gebruikt worden bij de bepaling van de werkzame doorsnedes voor ontbrekende energiepunten uitgebreid kan worden. Evenzo kan de aansluiting verbeterd worden tussen de werkzame doorsnedes voor verschillende energiegebieden die door verschillende instituten gemeten zijn.

Ook kan gekeken worden naar de bijdrage van monoenergetische neutronen tot bepaalde grootheden.

REFERENTIES

- Bat 72 Batra, G.J., Bewley, D.K., Chaudhri, M.A.
 Neutron production from hydrogen isotopes
 Nuclear Instruments and Methods 100 (1972) 135-139
- Bau 63 Baumann, N.P.
 Resonance integral and self-shielding factors for detector foils
 report DR-817 (1963)
- Bec 64 Beckurts, K.H., Wirtz, K.
 Neutron physics
 Springer-Verlag, Berlijn (1964)
- Boo 72 Boot, S.J.
 The use of threshold detectors to evaluate neutron leakage spectra
 for dosimetry calculations
 report AERE-R-7294 (1972)
- Bru 83 Bruin, M. de
 Instrumental neutron activation analysis - a routine method
 proefschrift, TH Delft (1983)
- Bru 69 Bruninx, E., Crombeen, J.
 Thick target neutron yields and neutron spectra produced by 20 MeV
 helium-3 ions, 14 MeV protons and 7.5 MeV deuterons on a beryl-
 liumtarget
 Int. J. Appl. Rad. Isot. 20 (1969) 255-264
- Cas 59 Cashwell, E.D., Everett, C.J.
 Monte Carlo method for random walk problems,
 Pergamon Press, London (1959)
- Cui 84 Cuijlenborg, R.H. van
 Measurements on neutron collimators
 stageverslag, TH Eindhoven (1984) VDF/NK 84/06
- Dam 78 Dam, H. van
 Reactorkunde
 collegedictaat, TH Delft (1978)
- Dol 83 Dolmans, R.J.M.
 Modelberekeningen voor spectra van röntgenbuizen
 afstudeerverslag, TH Eindhoven (1983) VDF/NK 83/27
- Gib 59 Gibbons, J.H., Macklin, R.L.
 Total neutron yields from light elements
 Phys. Rev. 114 (1959) 571

- Goo 81 Goossens, H.W.J.
Oriëntatie in de neutrontherapie en toepassingsmogelijkheden voor het cyclotron aan de TH Eindhoven daarin stageverslag, TH Eindhoven (1981) VDF/NK 81/25
- Goo 83 Goossens, H.W.J.
Energiespectrometrie aan gecollimeerde bundels van snelle neutronen afstudeerverslag, TH Eindhoven (1983) VDF/NK 83/25
- Hag 85 Hagebeuk, H.J.L.
persoonlijke communicatie, TH Eindhoven (1985)
- Ham 64 Hammersley, J.M., Handscomb, D.C.
Monte Carlo methods
Methuen, London (1964)
- Hoo 77 Hoogenboom, J.E.
Adjoint Monte Carlo methods in neutron transport calculations proefschrift, TH Delft (1983)
- ICR 77 ICRU Report 26: Neutron Dosimetry for Biology and Medicine
International Commission on Radiation Units and Measurements
7910 Woodmont Avenue, Washington DC 20014 USA (1977)
- Jac 79 Jacobs, G.J.H.
De multisphere methode, een neutronendeteciemethode geschikt voor spectrometrie en dosimetrie
afstudeerverslag, TH Eindhoven (1979) VDF/NK 79/18
- Kno 79 Knoll, G.F.
Radiation detection and measurement
Wiley, New York (1979)
- Kui 76 Kuijpers, L.J.M.
Experimental model studies for a fusion reactor blanket
proefschrift, TH Eindhoven (1976)
- Kui 77 Kuijpers, L., Herzing, R., Cloth, P., Filges, D., Hecker, R.
On the determination of fast neutron spectra with activation techniques; its application in a fusion reactor blanket model
Nuclear Instruments and Methods 144 (1977) 215-224
- Led 78 Lederer, C.M., Shirley, V.S.
Table of isotopes 7th edition
Wiley, New York (1978)
- Lon 77 Lone, M.A., Bigham, C.B., Frase, J.S., Schneider, H.R.,
Alexander, T.K., Ferguson, A.J., McDonald, A.B.
Thick target neutron yields and spectral distributions from the ${}^7\text{Li}({}_p^d, n)$ and ${}^9\text{Be}({}_p^d, n)$ reactions
Nuclear Instruments and Methods 143 (1977) 331-344

- May 84 Mayer-Kuckuk, T.
Kernphysik
Teubner Stuttgart (1984)
- McE 67 McElroy, W.N. et. al.
A computer automated iterative method for flux spectra determination by foil activation
report, AFWL-TR-67-41 (1967)
- McK 81 McKlveen, J.W.
Fast neutron activation analysis
Elemental Data Base, Ann Arbor Science, Michigan (1981)
- Mut 85 Mutsaers, P.H.A.
Dosimetrie aan snelle neutronenbundels in een fantoom
afstudeerverslag, TH Eindhoven (1985) VDF/NK 85/23
- Mijn 81 Mijneer, B.J., Haringa, H., Nolthenius, H.J., Zijp, W.L.
Neutron spectra and neutron kerma derived from activation and fission detector measurements in a d+T neutron therapy beam
Phys. Med. Biol., vol. 26, no. 4 (1981) 641-655
- Neu 70 Neutron fluence measurements
Technical reports series, 107, IAEA Wenen (1970)
- NNV 84 Nederlandse Natuurkundige Vereniging
Gids van de Nederlandse Natuurkundige Vereniging (1984)
- Nol 79 Nolthenius, H.J., Borg, H.J.C.M. van der
Input description for SANDPET
rapport, FYS/RASA-79/05, RCN Petten (1979)
- Nol 85 Nolthenius, H.J.
persoonlijke communicatie, ECN Petten (1985)
- Pro 79 Profio, A.E.
Radiation shielding and dosimetry
Wiley, New York (1979)
- Sae 82 Saes, L.H.
Inleidend onderzoek voor het neutronenbundelproject
afstudeerverslag, TH Eindhoven (1982)
- Sel 83 Selim, et. al.
Determination of average differential neutron flux in matter by threshold detectors
The Arabian Journal for Science and Engineering, vol. 8, no. 4
(1983) 377-387
- Ste 85 Steinbusch, H.J.J.
Efficiencymetingen aan een Ge(Li) detector
stageverslag, TH Eindhoven (1985) VDF/NK 85/05

- Tal 82 Taleb, W.M.A.A.
Interaction of fast neutrons with matter
thesis, University of Alexandria (1982)
- Wat 64 Watt, D.E., Ramsden, D.
High sensitivity counting techniques
Pergamon Press, Oxford (1964)
- Web 79 Weber, J., Rasmussen, C.E.
Stralingsbescherming, inleiding tot de stralingshygiëne
derde druk, Delftse Uitgeversmij. (1979)
- Wil 66 Williamson, et. al.
Tables of range and stopping power of chemical elements for
charged particles of energy 0.05 to 500 MeV
report CEA-R 3042 (1966)
- Zijp 76 Zijp, W.L.
Review of activation methods for the determination of neutron
flux density spectra
report RCN-241, RCN Petten (1976)
- Zijp 79 Zijp, W.L., Baard, J.H.
Nuclear data guide for reactor neutron metrology
report ECN-70, ECN Petten (1979)
- Zijp 79a Zijp, W.L., Nolthenius, H.J.
Comparison of four neutron spectrum unfolding codes
report, ECN-79-125, ECN Petten (1979)
- Zijp 84 Zijp, W.L.
Lecture notes on computerized neutron spectrometry
report ECN-153, ECN Petten (1984)
- Zijp 84a Zijp, W.L., Nolthenius, H.J., Verhaag, G.C.H.M.
Cross-section library DOSCROS84
report ECN-160, ECN Petten (1984)

DANKWOORD

Bij het doen van dit onderzoek hebben verschillende personen een belangrijke bijdrage geleverd. Naar hen gaat mijn dank uit.

- De leden van de bedrijfsgroep van het cyclotron voor het leveren en in stand houden van een optimale bundelinstelling tijdens de experimenten.
- De heer Vermeulen voor zijn steun bij het doen van de activiteitsmetingen m.b.v. de Ge(Li)-detector en de multichannelanalyzer bij de S.B.D.
- De heren Zijp, Nolthenius en Appelmans van het E.C.N. te Petten voor hun hulp en adviezen bij het verrichten van de ontvouwingen en het beschikbaar stellen van rekentijd.

Appendix A Verzadigingsactiviteiten per kern

In deze appendix geven we de in par. 4.3 grafisch gepresenteerde verzadigingsactiviteiten per kern, samen met hun respectievelijke procentuele standaarddeviatie in tabelvorm.

Grote polyethyleenblok

	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^*$	$^{115}\text{In}(n,n')$	$^{27}\text{Al}(n,p)$	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	$^{28}\text{Si}(n,p)$	$^{24}\text{Mg}(n,p)$
1	$1.49 \cdot 10^{-13}$ 5.1 %	$5.04 \cdot 10^{-14}$ 0.9 %	$2.91 \cdot 10^{-15}$ 3.7 %	$8.91 \cdot 10^{-17}$ 9.4 %	$9.27 \cdot 10^{-18}$ 0.4 %	$9.14 \cdot 10^{-17}$ 1.5 %	$2.94 \cdot 10^{-18}$ 1.5 %
2	$2.79 \cdot 10^{-13}$ 5.3 %	$6.47 \cdot 10^{-14}$ 0.9 %	$9.48 \cdot 10^{-16}$ 3.2 %	$2.97 \cdot 10^{-17}$ 13.4 %	$3.33 \cdot 10^{-18}$ 1.1 %	$4.84 \cdot 10^{-17}$ 2.2 %	$1.50 \cdot 10^{-18}$ 2.6 %
3	$2.53 \cdot 10^{-13}$ 4.5 %	$5.20 \cdot 10^{-14}$ 0.7 %	$2.73 \cdot 10^{-16}$ 5.3 %	$1.07 \cdot 10^{-17}$ 25.0 %	$1.12 \cdot 10^{-18}$ 0.3 %	$1.73 \cdot 10^{-17}$ 3.0 %	$6.25 \cdot 10^{-19}$ 5.7 %
4	$1.97 \cdot 10^{-13}$ 5.1 %	$3.22 \cdot 10^{-14}$ 1.2 %	$1.30 \cdot 10^{-16}$ 6.1 %	$3.42 \cdot 10^{-18}$ 23.0 %	$4.74 \cdot 10^{-19}$ 0.5 %	$7.48 \cdot 10^{-18}$ 3.3 %	$2.96 \cdot 10^{-19}$ 10.7 %
5	$1.22 \cdot 10^{-13}$ 5.4 %	$1.76 \cdot 10^{-14}$ 4.2 %	$6.22 \cdot 10^{-17}$ 9.7 %	$1.47 \cdot 10^{-18}$ 26.8 %	$2.24 \cdot 10^{-19}$ 2.1 %	$6.60 \cdot 10^{-18}$ 9.7 %	$1.46 \cdot 10^{-19}$ 19.7 %
6	$5.62 \cdot 10^{-14}$ 4.8 %	$7.63 \cdot 10^{-15}$ 3.0 %	$2.63 \cdot 10^{-17}$ 15.0 %	$6.81 \cdot 10^{-19}$ 13.7 %	$1.20 \cdot 10^{-19}$ 2.7 %	$2.51 \cdot 10^{-18}$ 10.0 %	$7.05 \cdot 10^{-20}$ 23.8 %
7	$1.38 \cdot 10^{-14}$ 3.4 %	$2.59 \cdot 10^{-15}$ 6.0 %	$1.39 \cdot 10^{-17}$ 15.0 %	$5.65 \cdot 10^{-19}$ 12.8 %	$5.98 \cdot 10^{-20}$ 0.5 %	$1.71 \cdot 10^{-18}$ 10.7 %	$5.48 \cdot 10^{-20}$ 16.8 %

Grote ijzerblok

	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^*$	$^{115}\text{In}(n,n')$	$^{27}\text{Al}(n,p)$	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	$^{28}\text{Si}(n,p)$	$^{24}\text{Mg}(n,p)$
1	$1.59 \cdot 10^{-14}$ 1.1 %	$1.40 \cdot 10^{-14}$ 1.5 %	$2.79 \cdot 10^{-15}$ 1.1 %	$6.45 \cdot 10^{-17}$ 1.3 %	$8.90 \cdot 10^{-18}$ 1.0 %	$7.36 \cdot 10^{-17}$ 1.6 %	$1.83 \cdot 10^{-18}$ 5.4 %
2	$6.22 \cdot 10^{-15}$ 1.0 %	$5.06 \cdot 10^{-15}$ 1.6 %	$1.06 \cdot 10^{-15}$ 1.1 %	$1.96 \cdot 10^{-17}$ 1.0 %	$3.06 \cdot 10^{-18}$ 1.1 %	$3.96 \cdot 10^{-17}$ 2.4 %	$8.18 \cdot 10^{-19}$ 5.6 %
3	$2.58 \cdot 10^{-15}$ 1.0 %	$2.23 \cdot 10^{-15}$ 1.8 %	$3.58 \cdot 10^{-16}$ 1.0 %	$6.52 \cdot 10^{-18}$ 1.8 %	$1.04 \cdot 10^{-18}$ 1.8 %	$1.54 \cdot 10^{-17}$ 4.0 %	$3.19 \cdot 10^{-19}$ 6.2 %
4	$1.47 \cdot 10^{-15}$ 1.4 %	$1.25 \cdot 10^{-15}$ 1.6 %	$1.83 \cdot 10^{-16}$ 1.3 %	$2.68 \cdot 10^{-18}$ 1.0 %	$4.09 \cdot 10^{-19}$ 1.4 %	$6.34 \cdot 10^{-18}$ 3.9 %	$1.34 \cdot 10^{-19}$ 7.3 %
5	$8.83 \cdot 10^{-16}$ 1.4 %	$7.54 \cdot 10^{-16}$ 1.6 %	$1.01 \cdot 10^{-16}$ 2.1 %	$1.35 \cdot 10^{-18}$ 1.9 %	$1.91 \cdot 10^{-19}$ 2.9 %	$5.36 \cdot 10^{-18}$ 8.2 %	$5.25 \cdot 10^{-20}$ 12.3 %
6	$4.96 \cdot 10^{-16}$ 1.5 %	$4.07 \cdot 10^{-16}$ 1.5 %	$5.03 \cdot 10^{-17}$ 1.3 %	$7.34 \cdot 10^{-19}$ 2.8 %	$9.78 \cdot 10^{-20}$ 2.9 %	$1.52 \cdot 10^{-18}$ 11.5 %	$3.04 \cdot 10^{-20}$ 14.6 %
7	$3.55 \cdot 10^{-16}$ 1.2 %	$2.07 \cdot 10^{-16}$ 1.7 %	$2.70 \cdot 10^{-17}$ 3.1 %	$4.00 \cdot 10^{-19}$ 2.3 %	$5.36 \cdot 10^{-20}$ 5.4 %	$1.56 \cdot 10^{-18}$ 9.3 %	$9.58 \cdot 10^{-21}$ 34.4 %

Kleine polyethyleenblok

	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^*$	$^{115}\text{In}(n,n')$	$^{27}\text{Al}(n,p)$	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	$^{28}\text{Si}(n,p)$	$^{24}\text{Mg}(n,p)$
1	$1.54 \cdot 10^{-13}$ 1.7 %	$7.44 \cdot 10^{-14}$ 1.1 %	$3.17 \cdot 10^{-15}$ 2.0 %	$1.23 \cdot 10^{-16}$ 2.7 %	$8.49 \cdot 10^{-18}$ 0.5 %	$1.81 \cdot 10^{-16}$ 1.8 %	$2.76 \cdot 10^{-18}$ 3.5 %
2	$2.47 \cdot 10^{-13}$ 1.9 %	$8.84 \cdot 10^{-14}$ 1.0 %	$1.08 \cdot 10^{-15}$ 3.8 %	$3.93 \cdot 10^{-17}$ 5.8 %	$3.05 \cdot 10^{-18}$ 0.8 %	$5.98 \cdot 10^{-17}$ 2.5 %	$1.35 \cdot 10^{-18}$ 7.5 %
3	$1.13 \cdot 10^{-13}$ 2.1 %	$3.66 \cdot 10^{-14}$ 1.2 %	$3.19 \cdot 10^{-16}$ 4.1 %	$1.18 \cdot 10^{-17}$ 6.2 %	$9.83 \cdot 10^{-19}$ 0.6 %	$1.95 \cdot 10^{-17}$ 2.7 %	$5.93 \cdot 10^{-19}$ 6.7 %

Kleine ijzerblok

	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^*$	$^{115}\text{In}(n,n')$	$^{27}\text{Al}(n,p)$	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	$^{28}\text{Si}(n,p)$	$^{24}\text{Mg}(n,p)$
1	$1.48 \cdot 10^{-14}$ 1.2 %	$1.38 \cdot 10^{-14}$ 1.8 %	$2.65 \cdot 10^{-15}$ 1.3 %	$3.64 \cdot 10^{-17}$ 0.5 %	$8.58 \cdot 10^{-18}$ 0.7 %	$1.19 \cdot 10^{-16}$ 2.4 %	$2.71 \cdot 10^{-18}$ 2.4 %
2	$5.19 \cdot 10^{-15}$ 1.4 %	$4.87 \cdot 10^{-15}$ 1.8 %	$9.77 \cdot 10^{-16}$ 1.8 %	$1.22 \cdot 10^{-17}$ 0.3 %	$2.88 \cdot 10^{-18}$ 0.7 %	$5.16 \cdot 10^{-17}$ 2.9 %	$1.18 \cdot 10^{-18}$ 3.2 %
3	$1.67 \cdot 10^{-15}$ 1.4 %	$1.42 \cdot 10^{-15}$ 1.7 %	$3.07 \cdot 10^{-16}$ 1.3 %	$3.78 \cdot 10^{-18}$ 0.7 %	$9.10 \cdot 10^{-19}$ 1.3 %	$1.66 \cdot 10^{-17}$ 3.4 %	$4.25 \cdot 10^{-19}$ 5.2 %

Geen blok

	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^*$	$^{115}\text{In}(n,n')$	$^{27}\text{Al}(n,p)$	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	$^{28}\text{Si}(n,p)$	$^{24}\text{Mg}(n,p)$
1	$6.93 \cdot 10^{-15}$ 1.9 %	$6.18 \cdot 10^{-15}$ 3.0 %	$1.65 \cdot 10^{-15}$ 1.9 %	$8.72 \cdot 10^{-17}$ 0.8 %	$7.02 \cdot 10^{-18}$ 0.5 %	$9.06 \cdot 10^{-17}$ 6.3 %	$3.26 \cdot 10^{-18}$ 2.3 %

Appendix B Enkele eigenschappen van het neutron

lading (Bec 64)	$< 10^{-18} e$
rustmassa (May 84)	$1.6749539 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
	$1.008665012(37) \text{ u}$
	$939.5731(27) \text{ MeVc}^{-2}$
halveringstijd vrij neutron (Led 78)	$10.61(16) \text{ min}$
vervalreactie vrij neutron	${}^1_0\text{n} \rightarrow {}^1_1\text{p} + \beta^- + \bar{\nu} + 0.782 \text{ MeV}$
spin	$\frac{1}{2} \hbar$
energieindeling (dit verslag):	
thermisch	$< 0.5 \text{ eV}$
intermediair	$0.5 \text{ eV} - 100 \text{ keV}$
snel	$> 100 \text{ keV}$
snelheid, niet relativistisch	
1 MeV	$1.38 \cdot 10^7 \text{ ms}^{-1}$

Appendix C Grootheden en eenheden

In de stralingsdosimetrie wordt gebruik gemaakt van een aantal grootheden en eenheden. Deze kunnen verdeeld worden in vier groepen: radiometrische, interactie, dosimetriscche en stralingsbeschermingsgrootheden. Een aantal relevante grootheden en eenheden wordt hier kort genoemd. Voor een uitgebreidere beschrijving van deze en andere grootheden zie (ICR 77) en (Web 79).

In het SI-stelsel bestaan een aantal grootheden, die gebruikt kunnen worden in de stralingsfysica (NNV 84).

Grootheid		SI-eenheid		
naam	symbool	naam	symbool	afleiding
activiteit	A	becquerel	Bq	s^{-1}
geabsorbeerde dosis	D	gray	Gy	$J \cdot kg^{-1}$
dosisequivalent	H	sievert	Sv	$J \cdot kg^{-1}$

Verder is er een aantal grootheden waarvan de erkenning op 31 december 1985 vervalt maar die in de literatuur nog vaak voorkomen (NNV 84).

Grootheid	Eenheid		
	naam	symbool	waarde
activiteit van een radioactieve bron	curie	Ci	$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$
geabsorbeerde dosis	rad	rad(rd)	$1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Gy}$
dosisequivalent	rem	rem	$1 \text{ rem} = 0,01 \text{ Sv}$
exposie	röntgen	R	$1 \text{ R} = 0,258 \cdot 10^{-3} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$

Appendix D Energie- en hoekverdeling na een elastische botsing

We komen hier nog kort terug op de energie- en hoekverdeling van neutronen bij elastische verstrooiing, toegespitst op het begrip isotropie (par. 5.7; Bec 64).

Laat $f(E_1 \rightarrow E_2) \cdot dE_2$ de kans zijn dat een neutron met een energie E_1 voor de botsing, na de botsing een energie hebben tussen E_2 en $E_2 + dE_2$. Aangezien E_2 verbonden is met de verstrooiingshoek ψ (in het CM-systeem) door 5.7.7.a geldt

$$f(E_1 \rightarrow E_2) \cdot dE_2 = f(\cos \psi) \cdot d\cos \psi \quad D.1$$

waarin $f(\cos \psi) \cdot d\cos \psi$ de kans dat de cosinus van de verstrooiingshoek in het CM-systeem inligt tussen $\cos \psi$ en $\cos \psi + d\cos \psi$.

Voor de meeste goede moderatormaterialen is de verstrooiing in het CM-systeem beneden 1 MeV isotroop. In zulk een geval is $f(\cos \psi) = \frac{1}{2}$. Dan geldt

$$f(E_1 \rightarrow E_2) = 1/2E_1 T \quad D.2$$

voor $(1 - 2T)E_1 < E_2 < E_1$. Voor $E_2 > E_1$ en voor $E_2 < (1 - 2T)E_1$ geldt dat $f(E_1 \rightarrow E_2) = 0$.

Net als de energieverdeling na de botsing berekend kan worden, kan ook de hoekverdeling van de neutronen na de botsing in het laboratoriumsysteem berekend worden. Voor de meeste problemen is alleen de gemiddelde cosinus van de verstrooiingshoek van belang.

Voor isotrope verstrooiing is het CM-systeem geldt

$$\overline{\cos \theta} = \int_{-1}^{+1} \frac{1 + A \cdot \cos \psi}{\sqrt{1 + A^2 + 2 \cdot A \cdot \cos \psi}} \cdot \frac{1}{2} \cdot d\cos \psi = \frac{2}{3 \cdot A} \quad D.3$$

De voorwaartse richting wordt sterker geprefereerd naarmate de getroffen kern lichter is. Voor zware kernen geldt dat $\frac{2}{3 \cdot A} \sim 0$ en is de verstrooiing in het laboratoriumsysteem vrijwel isotroop.

Wanneer de verstrooiing in het CM-systeem niet isotroop is worden de uitdrukkingen voor $f(E_1 \rightarrow E_2)$ en $f(\cos \psi)$ ingewikkelder.

Voor zwakke anisotrope verstrooiing geldt

$$f(\cos \psi) = \frac{1}{2} \cdot (1 + 3 \cdot \overline{\cos \psi} \cdot \cos \psi) \quad \text{D.4}$$

en vinden we zo

$$f(E_1 \rightarrow E_2) = \frac{1}{2T \cdot E_1} \left[1 + 3 \cdot \overline{\cos \psi} - \frac{6}{2 \cdot T} \overline{\cos \psi} \frac{E_1 - E_2}{E_1} \right] \quad \text{D.5}$$

voor $(1 - 2T)E_1 \leq E_2 \leq E_1$ en

$$\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3 \cdot A} + \overline{\cos \psi} \left(1 - \frac{3}{5 \cdot A^2} \right) \quad \text{D.6}$$