

EKSPERIMENTELE BEPALING VAN ENERGIEVLAKBREEDTES
IN DIE KERNE ^{79}Br EN ^{81}Br

Deur

O.L. FOURIE

Skripsie ingelewer om gedeeltelik te voldoen aan die vereistes
ter verkryging van die graad

Magister in die Natuurwetenskappe

aan die Universiteit van Stellenbosch

Promotor: Prof. W.L. Mouton

Maart 1969

Aan my ouers en Frederick

BEDANKINGS

Dit is my voorreg om langs hierdie weg erkentlikheid en waardering te betuig teenoor die persone en instansies wat 'n bydrae gelewer het om hierdie skripsie moontlik te maak.

Die aanmoediging, besondere belangstelling en grondige kennis van sy vak, wat van my promotor, prof. W.L. Mouton, uitgegaan het, het 'n oplossing vir alle probleme gebied en die navorsing 'n aangename ondervinding gemaak. Sy kalme optrede en altyd helder siening, tesame met die besieling wat te alle tye tot daadwerklike aansporing gedien het, verdien besondere erkenning.

Aan dr. J.W. Koen ook 'n besondere woord van dank vir sy raad en vir sy gewaardeerde hulp by die verwerking van die eksperimentele resultate.

Teenoor my medewerkers by die hospitaal, N.J.A. Rust, C.J. Visser en E.J. van der Merwe, wil ek my dank betuig vir die tyd wat hulle so gewilliglik in my belang afgestaan het.

Mnr. E.J. van der Merwe en die personeel van die radio-terapie-afdeling van die Karl Bremer-hospitaal word hartlik bedank vir die beskikbaarstelling van die kobalteenheid gedurende naweke.

My dank ook aan die W.N.N.R., wat 'n beurs aan my beskikbaar gestel het.

Ook wil ek die tegniese personeel van die Merensky-Instituut vir Fisika, en in die besonder mnre. J.H.K. Gürgen en A.W. Rossouw, bedank vir die ontwerp en vervaardiging van die eksperimentele apparate.

My dank ook aan die volgende:

Die Rekensentrum van die Universiteit van Stellenbosch vir die gebruik van die IBM 1620 rekenaar.

Mnr. M. van Dijk vir die maak van die tekeninge.

Mnr. C.P. Kuun vir die afrol van die skripsie.

Ten slotte verdien ook my ouers my mees opregte dank en waardering. Hulle was steeds bereid om op te offer en aan te moedig. Hulle besondere belangstelling in my vordering beteken vir my baie.

INHOUD

I	Inleiding.....	1
II	Die teorie van kernresonansiefluoresensie..	9
III	Die eksperimentele opstelling.....	21
IV	Fluoresensiemetings met 'n sintillasie- teller as detektor.....	28
V	Metinge met behulp van 'n Ge(Li)- halfgeleierteller.....	39
VI	Bepaling van die korrekte energieë.....	46
	Opsomming.....	49
	Summary.....	51
	Verwysings.....	53

HOOFSTUK I

INLEIDING

1.1 Kernresonansiefluoresensie

As 'n energievlak in 'n kern deur elektromagnetiese straling van presies die regte energie opgewek word, noem ons die proses resonansiefluoresensie. Die opgewekte toestand verval dan weer deur gammastraling uit te stuur. As hierdie ge-emitteerde straling waargeneem word, word die proses resonansieverstrooiing genoem. Indien die straling wat deur absorpsie geattenuëer is, waargeneem word, word van resonansie-absorpsie gepraat.

Behalwe dat gammastraling kernenergievlakke kan opwek, reageer dit ook op 'n hele aantal ander wyses met materie. Hierdie wisselwerking word nou kortliks bespreek.

1.2 Wisselwerking tussen gammastraling en materie

1.2.1 Die Compton-effek

Wanneer 'n foton met 'n vrye elektron bots, word 'n deel van sy energie oorgedra aan die elektron terwyl die gammastraal self voortbeweeg met minder energie. Die

energie van die verstrooide gammastraal hang op die volgende wyse van die verstrooiingshoek θ af:

$$h\nu = m_0 c^2 / (1 - \cos \theta + m_0 c^2 / h\nu_0),$$

waar m_0 die rusmassa van die elektron en ν_0 die frekwensie van die inkomende foton is. Planck se konstante word gegee deur h , en ν is die frekwensie van die verstrooide kwantum.

1.2.2 Die foto-effek

Hier word die volle energie van die gammastraal oorgedra aan 'n elektron, wat gebonde is in 'n atoomskil, wanneer 'n botsing plaasvind. Die foton verdwyn in die proses. By lae energieë (kleiner as 0.5 MeV) is dit die oorheersende effek.

1.2.3 Paarvorming

Indien die energie van 'n foton groter as 1.2 MeV is, kan in die veld van 'n atoomkern, die foton verdwyn terwyl 'n positron-negatron-paar ontstaan, met totale energie van $h\nu_0$. By hoër energieë (groter as 6 MeV) is dit 'n baie sterk effek.

1.2.4 Rayleigh-verstrooiing

Dit is 'n elastiese proses wat plaasvind tussen die gebonde elektrone van die atome en die invallende fotone.

1.2.5 Thomson-verstrooiing

Dit is 'n elastiese verstrooiingsproses deur die kern self en is 'n veel kleiner effek as Rayleigh-verstrooiing.

1.2.6 Die kernfoto-effek

Hierdie effek vind plaas as 'n kern 'n foton absorbeer en 'n kerndeeltjie uitstuur. Die proses is dus soortgelyk aan die foto-elektriese effek vir atomiese elektrone. Die kernfoto-effek is energeties slegs moontlik as die energie van die gammastraal groter is as die bindingsenergie van die deeltjies in die kern (ongeveer 8 MeV).

Die deursnit vir resonansiefluoressensie is gewoonlik klein in vergelyking met die deursnit vir bogenoemde effekte en die effek is dus dikwels moeilik om waar te neem.

Hierdie verhandeling handel oor die resonansieverstrooiing van gammastraling en daarom word die basiese begrippe van hierdie effek meer volledig bespreek in hoofstuk II.

Resonansieverstrooiingseksperimente is daarop gemik om oorgangswaarskynlikhede in kerne te bepaal. 'n Paar beginsels in verband hiermee word in die volgende paragraaf opgesom.

1.3 Oorgangswaarskynlikhede en stralingsbreedtes

Beskou die verval van 'n energievlak in 'n kern deur gammastraling na 'n laer energietoestand van die kern. Dui die begintoestand aan deur die simbool i en die eindtoestand deur die simbool f .

Dit is bekend dat elektromagnetiese straling hoekmomentum meevoer. Neem nou aan dat die hoekmomentum van die kwantum $\vec{l}_\gamma$ is, terwyl die spin van die begintoestand $\vec{J}_i$ en die spin van die eindtoestand $\vec{J}_f$ is. Hoekmomentum bly behoue en dus geld dat die groothede as volg vektorieël opgetel kan word:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{l}_\gamma.$$

Verder is

$$J_i + J_f \geq l_\gamma \geq |J_i - J_f|,$$

en l_γ kan die waardes $(J_i + J_f)$, $(J_i + J_f - 1)$,
....., $|J_i - J_f| + 1$, $|J_i - J_f|$ aanneem.

Die multipolariteit van die straling word gegee deur 2^l . Elektriese 2^l -poolstraling behels 'n pariteitswisseling van $(-1)^l$ terwyl magnetiese 2^l -poolstraling 'n pariteitswisseling van $(-1)^{l+1}$ behels. In die algemeen daal die waarskynlikheid van uitstraling met 'n faktor honderd by elke vermeerdering van een in die l -waarde, terwyl elektriese straling meer waarskynlik as magnetiese straling van dieselfde multipolariteit is.

Dui nou die waarskynlikheid per tydeenheid vir toestand i om na toestand f te verval aan deur A_{if} . Die totale vervalwaarskynlikheid is dan

$$T_i = \sum_f A_{if}.$$

As N_{i0} die totale aantal kerne in toestand i op tydstip $t = 0$ is, word die aantal kerne N_{it} op tydstip t in dieselfde toestand gegee deur

$$N_{it} = N_{i0} \exp - T_i t.$$

As $t = 1/T_i$ het die aantal kerne in toestand i verminder na $1/e$ van die oorspronklike aantal. Hierdie tydsduur word die gemiddelde leeftyd τ_i van die vlak i genoem.

Dikwels word 'n ander parameter Γ_i gebruik, waar

$$\Gamma_i \tau_i = h/2\pi$$

en h Planck se konstante is. Hierdie grootheid Γ_i word die stralingsbreedte genoem en het die dimensies van energie. Vir verval na 'n aantal toestande geld

$$\Gamma_i = \sum_f \Gamma_{if}.$$

Volgens Moszkowski (Mo 57) word die partiële oorgangswaarskynlikheid $T(l)$ vir straling met hoekmomentumkwantumgetal l en energie E_γ gegee deur

$$T(l) = \frac{16\pi^2 (1+l)}{15h((2l+1)!!)}^2 \cdot (2\pi E_\gamma / hc)^{2l+1} B_{if}(l).$$

In hierdie uitdrukking is $B_{if}(l)$ die gereduseerde oorgangswaarskynlikheid wat eksperimenteel vasgestel kan word deur τ of Γ te meet. Teoreties kan dit slegs bereken word as 'n bepaalde kernmodel aanvaar word as basis vir die berekening. Weisskopf (We 51) het die eendeeltjieskilmodel (Bu 65) gebruik om die B-waardes te bereken. Hy het die volgende verkry:

Vir elektriese straling geld die uitdrukking

$$B(E, l) = \frac{e^2}{4\pi} \cdot (3R^l / (1+l))$$

en vir magnetiese straling

$$B(M, 1) = (5h / \pi m_p c R)^2 \cdot B(E, 1).$$

In hierdie vergelykings is R die kernstraal en m_p die protonmassa.

Bostaande uitdrukking is slegs benaderings, maar dit word tog gebruik as 'n standaard waarmee eksperimentele waardes vergelyk word. 'n Oorgang met stralingsbreedte Γ_γ het 'n sterkte in Weisskopfeenhede van $|M|^2$ wat gegee word deur $|M|^2 = \Gamma_\gamma / \Gamma_{\gamma W}$.

Hier is $\Gamma_{\gamma W}$ die breedte bereken volgens Weisskopf se model.

1.4 Inhoud van die verhandeling

In hierdie verhandeling word die werk beskryf wat uitgevoer is om die vlakbreedtes, en dus die leeftye te bepaal van die 1.07 - MeV en 1.10 - MeV vlakke in die kerne van die stabiele broom-isotope. Gebruik is gemaak van die tegniek van resonansiefluoresensie en in die besonder is resonansieverstrooiing van Comptonverstrooide gammastraling waargeneem. Die primêre straling was afkomstig van 'n 4700 Curie kobaltbron. As detektor is aanvanklik 'n Na I(Tl)-sintillasiemetter gebruik, maar later is oorgeskakel na 'n 20 cm³ Ge(Li)-detektor wat 'n veel beter oplosvermoë as

eersgenoemde teller het. In hierdie verhandeling word die resultate, soos waargeneem met die twee tellers, dan ook vergelyk.

In hoofstuk II van die verhandeling word die teorie van kernresonansiefluoresensie bespreek, en uitdrukkings vir die opbrengs van die resonantverstrooide kwanta word afgelei. Hoofstuk III handel oor die opstelling wat vir die fluoresensie-eksperimente gebruik is. In hoofstuk IV word die resultate van die leeftye wat met die NaI-teller bepaal is, aangegee. In hoofstuk V word die leeftye wat met die Ge(Li)-teller bepaal is, aangegee, en die resultate wat met die onderskeie tellers verkry is, word vergelyk. Hoofstuk VI handel oor die bepaling van die korrekte energieë van die 1.07-MeV en 1.10-MeV vlakke in broom.

HOOFSTUK II

DIE TEORIE VAN KERNRESONANSIEFLUORESSENSIE

2.1 Die deursnit vir resonansiefluoressensie

Die deursnit vir resonansiefluoressensie, vir die geval waar 'n direkte gamma-oorgang na die grondtoestand die enigste wyse van verval is, word gegee deur die Breit-Wigner uitdrukking

$$\sigma(E) = \frac{\lambda^2}{8\pi} \cdot \frac{(2J_1 + 1)}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (2.1)$$

waar E die energie van die invallende foton, J_1 die spin van die opgewekte toestand, J_0 die spin van die grondtoestand en E_r die resonante energie is. Die natuurlike vlakbreedte word aangedui deur die simbool Γ , en λ is die gammastraal se golflengte.

Uit hierdie uitdrukking blyk dit dat in beginsel dit moontlik is om Γ uit 'n fluoressensie-eksperiment te verkry. Aangesien verder

$$\Gamma \tau = h/2\pi,$$

kan die gemiddelde leeftyd van die opgewekte toestand dus ook bepaal word.

As, behalwe grondtoestand-verval, ander vervalwyses ook moontlik is, word die deursnit vir fluoressensie, waar verval deur 'n γ_1 -straal gemeet word, gegee deur

$$\sigma(E) = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{(2J_1 + 1)}{(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma_1}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (2.2)$$

waar Γ_0 die partiële breedte vir 'n verval na die grondtoestand en Γ_1 die partiële breedte vir die verval onder beskouing is.

Om die deursnit vir resonansie-absorpsie te verkry, word oor al die vervalmoontlikhede gesommeer. Dus is

$$\sigma_{abs} = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{(2J_1 + 1)}{(2J_0 + 1)} \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (2.3)$$

As $E - E_r = \Gamma/2$, verminder σ_{abs} tot helfte van sy maksimumwaarde by $E = E_r$. Die breedte van die absorpsiekromme is dus Γ by die helfte van sy maksimumdiepte.

Die werklike breedte van die absorpsiekromme is egter groter as gevolg van die termiese beweging van die stralende kerne en die daarmeegepaardgaande verandering in gamma-energie deur die Doppler-effek.

Neem nou aan dat die termiese snelhede van die kerne in die absorbeerder gegee word deur Maxwell se verdeling.

Die waarskynlikheid vir 'n gammastraal met energie E^1 in die rigting van die bron word gegee deur

$$\omega(E^1)dE^1 = \frac{c}{E} (M/2\pi kT)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{Mc^2}{2kT} (E^1/E-1)^2\right) dE^1, \quad (2.4)$$

waar E^1 die energie is van 'n gammastraal wat uitgestraal word deur 'n kern wat met snelheid v in die rigting van die bron beweeg, en E die energie is van 'n gammastraal wat deur 'n stilstaande kern uitgestraal word. Verder is M die kernmassa, k die Boltzmann-faktor en T die absolute temperatuur van die absorbeerder.

Om nou die Doppler-deursnit te verkry, moet die verskillende σ 's oor alle energieë geïntegreer word, en dus is

$$\begin{aligned} \sigma_D(E) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(E^1) \omega(E^1) dE^1 \\ &= \sigma^{\text{maks}} \int \left(\frac{2(E^1 - E_r)}{\Gamma} \right)^2 + 1)^{-1} \pi^{-\frac{1}{2}} / \Delta \cdot \exp(-(E^1 - E)^2 / \Delta^2) dE^1, \end{aligned} \quad (2.5)$$

waar

$$\sigma^{\text{maks}} = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{(2J_1 + 1)}{(2J_0 + 1)} \cdot 4\Gamma_0\Gamma / \Gamma^2,$$

en

$$\Delta = E (2 kT/M)^{\frac{1}{2}} / c$$

die Dopplerbreedte is.

As $\Delta \gg \Gamma$ kan die regterkant van (2.5) soos volg benader word:

$$\sigma_D(E) = \sigma^{\text{maks}} \Gamma(\pi)^{\frac{1}{2}} / 2 \Delta \cdot \exp - (E-E_r)^2 / \Delta^2 . \quad (2.6)$$

Laasgenoemde vergelyking is baie nuttig aangesien $\Delta/\Gamma \gg 100$ vir talle gamma-oorgange. Dit is egter onderhewig aan die voorwaarde dat die snelhede van die kerne Maxwell se verdeling gehoorsaam. Laasgenoemde is die geval by gasse. Lamb (La 39) het aangetoon dat dit ook geld vir vaste stowwe indien 'n effektiewe temperatuur T_{eff} in plaas van die absolute temperatuur in die uitdrukking vir die Dopplerbreedte gebruik word. Ook moet geld dat

$$\Delta + \Gamma \gg 2 k \Theta_D ,$$

waar Θ_D die DeBye-temperatuur van die betrokke stof is.

Effektiewe temperature kan verkry word vanaf grafieke aangegee deur Metzger (Me 59).

2.2 Uitdrukking vir die aantal resonantverstrooide kwanta

Ons beskou verstrooiing van gammastraling deur 'n element dx op diepte x in 'n verstrooier met dikte T (sien fig. 2.1).

Om 'n uitdrukking vir die aantal resonansie-verstrooide kwanta te verkry, word soos volg te werk gegaan:

Laat $N(E)dE$ die aantal invallende fotone, by $x = 0$, in die energie-interval $(E, E + dE)$ wees. Hierdie aantal sal in die verstrooier geattenueer word, en op diepte x sal die aantal gegee word deur

$$N(E) \exp - (n\sigma_D(E) + \mu_1) x dE, \quad (2.7)$$

waar n die aantal kerne, wat die resonansie-effek vertoon, per cm^3 in die verstrooier is, en μ_1 die elektroniese absorpsiekoëffisiënt is. Die Dopplerdeursnit kan geskrywe word as

$$\sigma_D(E) = g\lambda^2\Gamma / 4\pi^{\frac{1}{2}} \Delta \exp - ((E-E_r) / \Delta)^2, \quad (2.8)$$

waar

$$g = \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1}, \quad (2.9)$$

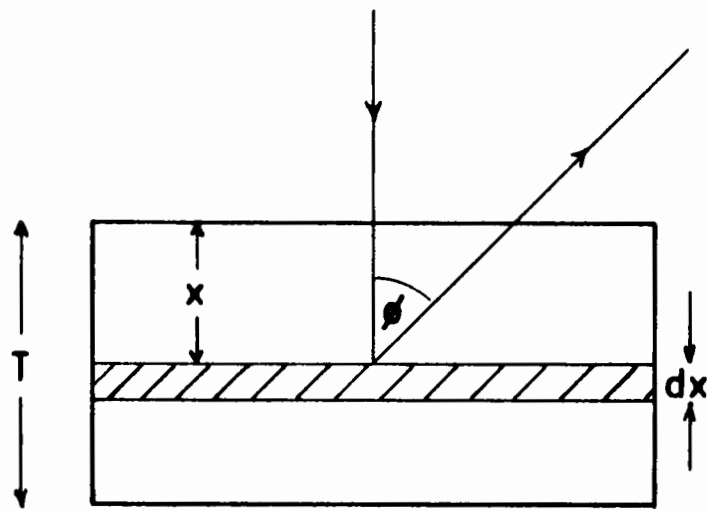


FIG. 2.1

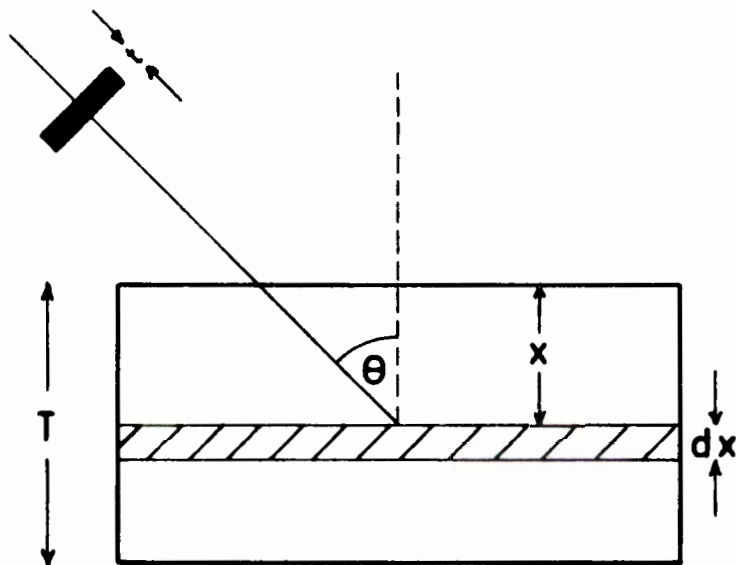


FIG. 2.2

as verval na die grondtoestand die enigste moontlikheid van verval is en $\Delta \gg \Gamma$.

Die aantal fotone wat deur die element dx verstrooi word, word gegee deur

$$S(x) dx = n dx \int_0^{\infty} N(E) \sigma_D(E) \exp - (n \sigma_D(E) + \mu_1) x dE. \quad (2.10)$$

Stel

$$k = n g \lambda^2 \Gamma / 4 \pi^{\frac{1}{2}} \Delta$$

Dan kan die eerste faktor in die eksponent ontwikkel word in die volgende reeks

$$\exp - n x \sigma_D = \sum_{m=0}^{\infty} (-kx)^m / m! \exp -m ((E-E_r)/\Delta)^2. \quad (2.12)$$

Dit is so dat $N(E)$, μ en Δ baie stadig met die energie verander en hierdie groothede kan dus onder die integraal-teken uitgeneem word, en $N(E)$ deur $N(E_r)$, die waarde by die resonansie-energie, vervang word.

As (2.10) en (2.12) gekombineer word, word die volgende verkry:

$$S(x) dx = dx N(E_r) \exp -\mu_1 x. k \int_0^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (-kx)^m / m! \cdot \exp - (m+1) \frac{(E-E_r)^2}{\Delta^2} dE. \quad (2.13)$$

Maar

$$\int \exp - (m+1)(E-E_r)^2 / \Delta^2 dE = \Delta (\pi / (m+1))^{1/2}.$$

Dus volg:

$$S(x)dx = N(E_r) \pi^{1/2} k \Delta \sum_{m=0}^{\infty} ((-kx)^m / m! (m+1)^{1/2}) \exp(-\mu_1 x) dx. \quad (2.14)$$

As die invalshoek van die fotone ten opsigte van die normaal θ in plaas van nul is, is die effektiewe dikte voor die verstrooierelement $x/\cos\theta$, in plaas van x , vir die inkomende gammastraling. Vgl. (2.14) neem ook nie die absorpsie van die verstrooide kwanta in ag nie. Hierdie straling ondergaan slegs elektroniese absorpsie aangesien dit oor te min energie vir resonansie-absorpsie beskik. Om hierdie absorpsie in ag te neem, moet vgl. (2.14) met die faktor $\exp - (\mu_2 x / \cos \phi)$ vermenigvuldig word, waar μ_2 die totale elektroniese absorpsiekoëffisiënt vir die uitgaande straling is.

Om nou die totale opbrengs van resonansieverstrooide kwanta te verkry, word vgl. (2.14) oor die totale dikte van die verstrooier geïntegreer. Dus

$$Y = \int_0^T S(x) dx = N(E_r) \pi^{1/2} k \Delta \int_0^T \sum_{m=0}^{\infty} ((-kx / \cos \theta)^m / m! (m+1)^{1/2}) \cdot \exp - (\mu_1 + \mu_2 \cos \theta / \cos \phi) x / \cos \theta dx. \quad (2.15)$$

Die funksie

$$F(kx) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx)^m}{m! (m+1)^{\frac{1}{2}}}$$

word deur Ofer en Schwartzschild getabuleer (Of 59) en die integrasie van vgl. (2.15) word gewoonlik numeries gedoen.

Die aantal resonantverstrooide kwanta kan verkry word deur die pulsspektrum van die verstrooide kwanta te vergelyk met die pulsspektrum van die kwanta afkomstig vanaf 'n nie-resonante verstrooier. Laasgenoemde is 'n verstrooier wat nie die resonansie-effek nie, maar wel dieselfde elektroniese verstrooiingseffekte vertoon.

Uit vgl. (2.15) blyk dit dus dat die vlakbreedte Γ verkry kan word mits $N(E_F)$ bekend is. Die invallende spektrum is egter moeilik bepaalbaar, en om hierdie probleem te bowe te kom, word 'n sogenaamde selfabsorpsie-eksperiment uitgevoer.

2.3 Selfabsorpsie-eksperimente

In so 'n tipe eksperiment word 'n absorbeerder van dieselfde materiaal as die verstrooier tussen die bron en die verstrooier geplaas (fig. 2.2). Die gammakwanta ondergaan hierin elektroniese sowel as resonansie-absorpsie. Die absorbeerder word dan verwyder en 'n ander absorbeerder,

wat nie resonansie-absorpsie toon nie, maar wat by die resonante absorbeerder aangepas is ten opsigte van elektroniese absorpsie, word in die bundel geplaas. Hierin ondergaan die gammakwanta slegs elektroniese attenuasie. Die verstrooier is dus 'n sensitiewe „detektor" vir die resonansie-absorpsie.

Gestel die dikte van die resonante absorbeerder is t . Dan volg vanaf vgl. (2.14) dat die aantal kwanta wat vanaf die element dx verstrooi word, gegee word deur

$$S(x)dx = N(E_r) \pi^{\frac{1}{2}} k \Delta \sum_{m=0}^{\infty} (-k(x+t))^m / m! (m+1)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp -\mu_1(x+t) dx.$$

As die absorpsie van die uitgaande bundel ook in ag geneem word, is die totale opbrengs van die resonantverstrooide kwanta

$$Y_a = \int_0^T S(x)dx = N(E_r) \pi^{\frac{1}{2}} \Delta k \int_0^T \sum_{m=0}^{\infty} (-k(x+t))^m / m! (m+1)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp -(\mu_1(x+t) + \mu_2 x / \cos \phi) dx. \quad (2.16)$$

Die opbrengs met 'n nie-resonante absorbeerder met dikte t^1 in die bundel word gegee deur

$$Y = N(E_r) \pi^{\frac{1}{2}} \Delta k \int_0^T \sum_{m=0}^{\infty} (-kx)^m / m! (m+1)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp -(\mu_1(x+t^1) + \mu_2 x / \cos \phi) dx. \quad (2.17)$$

Postaande vergelykings geld slegs vir loodregte inval op die verstrooier. Indien dit nie die geval is nie, moet daarvoor gekorrigeer word soos in vgl. (2.15).

Die verhouding Y_a/Y is dus onafhanklik van die vorm van die invallende spektrum mits die twee eksperimente by identiese omstandighede uitgevoer is. Deur 'n selfabsorpsie-eksperiment uit te voer, is dit dus moontlik om vlakbreedtes te bepaal sonder dat $N(E_r)$ bekend is.

2.4 Die benaderingsmetode van Ofer en Schwartzschild

In plaas van 'n numeriese integrasie uit te voer, kan die funksie

$$F(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx)^m}{m! (m+1)^{\frac{1}{2}}}$$

benader word deur 'n funksie wat integreerbaar is. Ofer en Schwartzschild (Of 59) het $F(x)$ benader deur die funksie

$$(1 + \alpha k x + \beta (k x)^2) \exp - \delta k x$$

waar α , β en δ konstantes is.

Indien

$$0 < k (t + T/\cos \theta) < 1.6,$$

is $\alpha = \beta = 0$ en $\delta = 0.66$.

Dus is

$$F(x) = \exp -\delta k x$$

Die maksimum fout wat as gevolg van hierdie benadering ontstaan is 3%.

Vanaf vgl. (2.15) volg nou (vir loodregte inval)

$$Y = \int_0^T S(x) dx = \pi^{\frac{1}{2}} N(E_r) k \Delta \frac{(1 - \exp - (\delta k + \mu_1 + \mu_2 / \cos \phi) T)}{(\delta k + \mu_1 + \mu_2 / \cos \phi)}.$$

Met 'n resonante absorbeerder met dikte t in die invallende bundel geplaas, word die opbrengs

$$Y_a = Y \exp - (\mu_1 + \delta k) t.$$

Dus is

$$Y_a/Y = \exp - (\mu_1 + \delta k) t. \quad (2.18)$$

As Y die opbrengs is met 'n nie-resonante absorbeerder in die bundel geplaas, wat ten opsigte van elektroniese absorpsie by die resonante absorbeerder aangepas is, dan is

$$\exp - \mu_1 t = \exp - \mu_1^1 t^1,$$

waar μ_1^1 die elektroniese absorpsie-koëffisiënt vir die nie-resonante absorbeerder is.

Dus word vgl. (2.18)

$$Y_a/Y = \text{eksp} - \delta k t. \quad (2.19)$$

Met behulp van vgl. (2.19) kan voorlopige berekeninge betreffende vlakbreedtes en gemiddelde leeftye gemaak word. In die praktyk is vasgestel dat berekeninge met behulp van vgl. (2.19) min verskil van berekeninge wat met behulp van numeriese integrasie uitgevoer is.

HOOFSTUK III

DIE EKSPERIMENTELE OPSTELLING

3.1 Algemeen

Om resonansiefluoresensie-eksperimente te kan uitvoer, is 'n geskikte bron van gammastraling nodig. Verskeie bronne is reeds voorgestel en gebruik. In 1954 het Cormack (Co 54), byvoorbeeld, voorgestel dat gammakwanta wat deur die Comptonproses verstrooi is, gebruik word vir resonansiefluoresensie-eksperimente, en hierdie metode is die eerste keer suksesvol deur Mouton et. al. aangewend (Mo 63). Soos reeds gemeld, is hierdie metode ook in die huidige studie gebruik.

3.2 Die Comptonmetode

Die verband tussen die Comptonverstrooide kwanta se energie E , die verstrooiingshoek θ (fig. 3.1) en die primêre gamma-energie E_0 is die volgende:

$$1/E = 1/E_0 + (1 - \cos \theta)/m_0c^2.$$

In hierdie uitdrukking is m_0 die rusmassa van die elektron.

Uit 'n bundel mono-energetiese gammastraling kan dus nou 'n bundel met kontinu-varieerbare gamma-energieë

verkry word deur die primêre straling Comptonverstrooiing te laat ondergaan. Die energieverariasie strek vanaf E_0 in die voorwaartse rigting tot 'n minimumwaarde by 'n verstrooiingshoek van 180° . Hierdie minimumwaarde hang van die waarde van E_0 af.

Vir die eksperimente wat in hierdie verhandeling beskryf word, is die kobalt-eenheid van die Karl Bremer-hospitaal te Bellville gebruik. Hierdie bron het in Maart 1967 'n sterkte van 4707 curie gehad. Aangesien resonansiefluoresensie-eksperimente wat die Compton-metode gebruik, 'n dubbele verstrooiing vereis, en, by 'n selfabsorpsie-eksperiment, 'n verdere attenuasie van die Comptonverstrooide bundel as gevolg van elektroniese absorpsie in die absorbeerders plaasvind, is 'n sterk primêre bron baie wenslik.

Uit fig. 3.2 blyk dit dat die verval van ^{60}Co gamma-kwanta van energieë 1.17 MeV en 1.33 MeV lewer. Met behulp van 'n elektroniese rekenaar is die kurwe wat die verloop van gamma-energie as 'n funksie van die hoek θ gee, bereken. Die resultaat van hierdie berekening word in fig. 3.3 gegee. Vanweë die aard van die eksperimentele opstelling by die kobalt-eenheid kon 'n maksimum-verstrooiingshoek van sowat 75° bereik word. Dit stem ooreen met 'n laagste energie van 0.43 MeV sodat 'n energieverariasie

COMPTONVERSTROOING

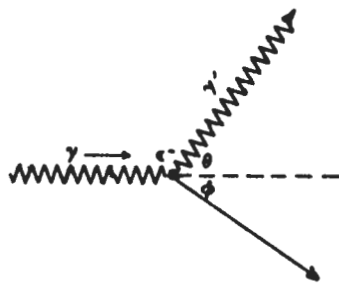


FIG.3.1

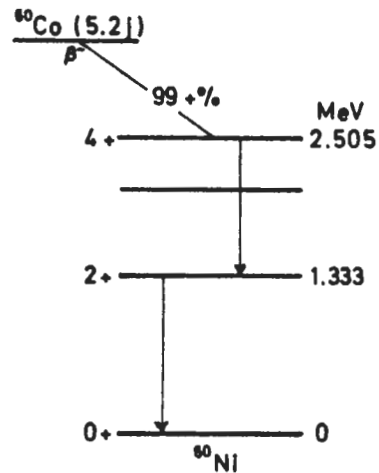


FIG.3.2

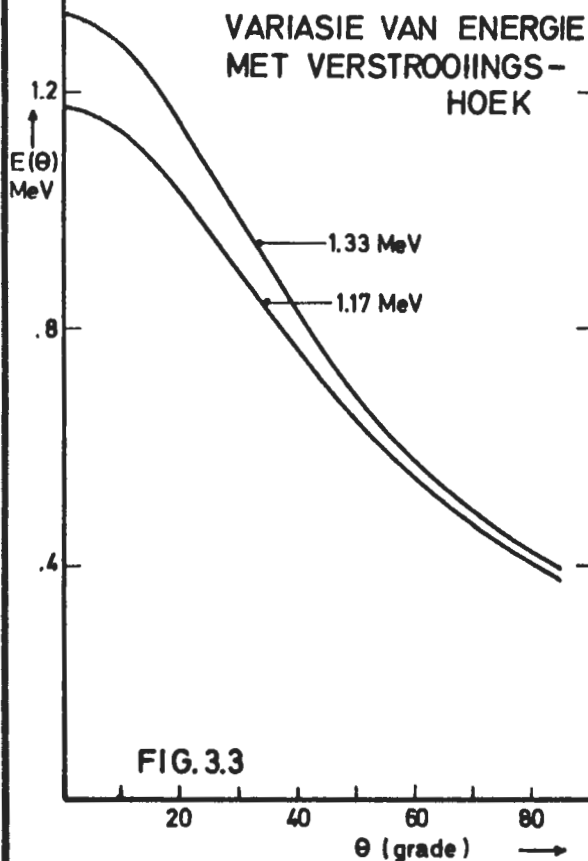


FIG.3.3

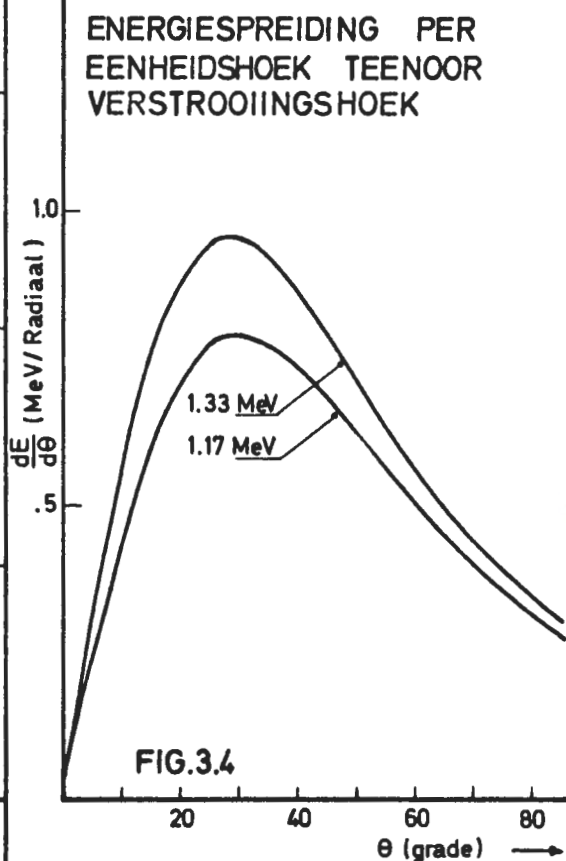


FIG.3.4

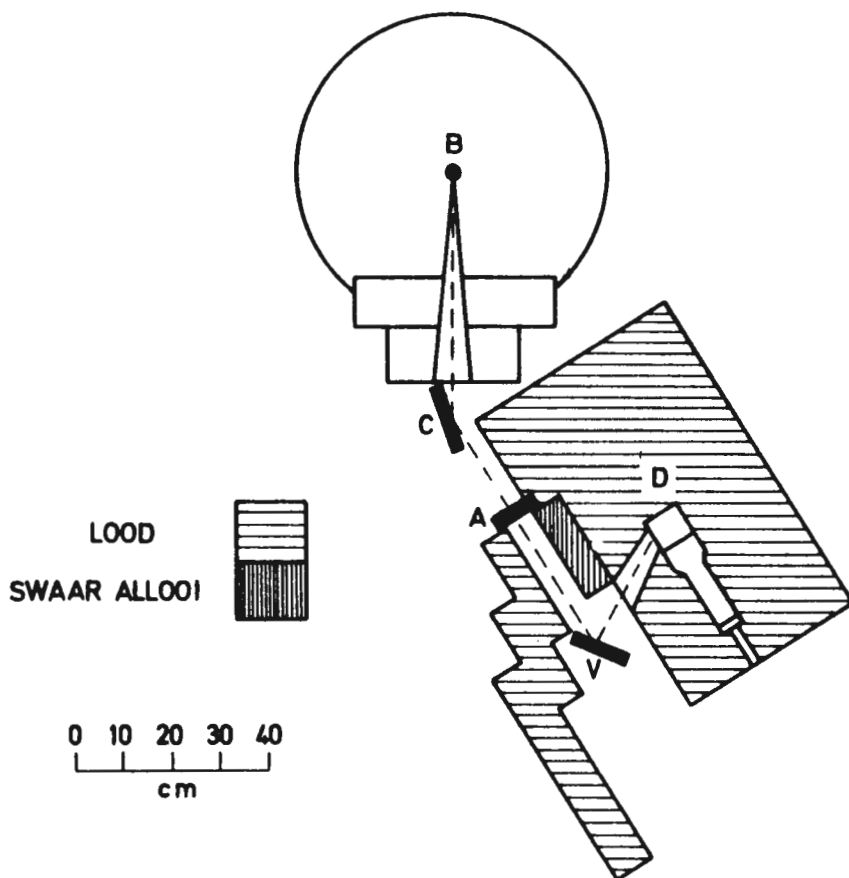


FIG. 3.5

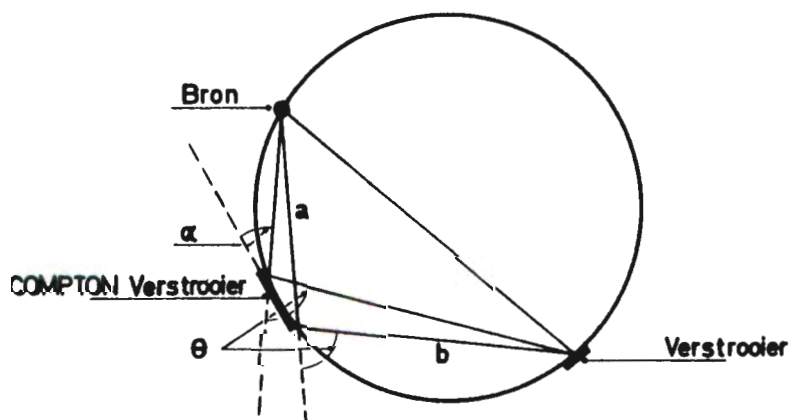
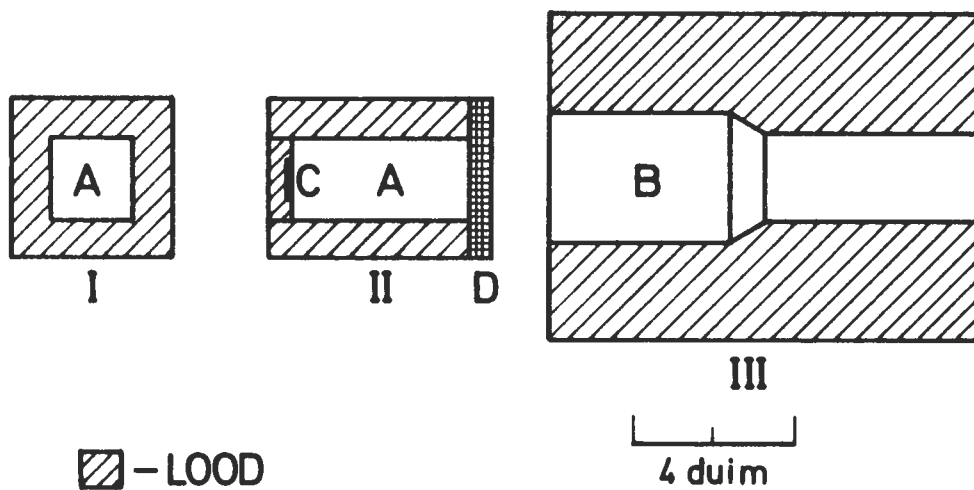


FIG. 3.6



II en III is sy-aansig van apparaat

I is vooraansig van II

FIG. 3.7

van 1.33 MeV tot 0.43 MeV gebruik kon word.

3.3 Die boogopstelling

Die eksperimentele opstelling (fig. 3.6) was die sogenaamde boog-tipe. In hierdie opstelling is die bron, Comptonverstrooier en resonante verstrooier op die omtrek van 'n denkbeeldige sirkel geplaas. Die voordeel van hierdie opstelling kan met behulp van fig. 3.6 beoordeel word. Alle fotone wat die resonante verstrooier tref, is deur dieselfde hoek θ verstrooi, en dus dra die opstelling by tot 'n klein energiespreiding in hierdie bundel. Die verloop van die funksie $dE/d\theta$ teenoor verstrooiingshoek is met behulp van 'n elektroniese rekenaar bereken en die resultaat van die berekening word in fig. 3.4 aangetoon. Dit blyk dat, selfs waar hierdie funksie sy maksimumwaarde het, die energiespreiding per hoekeenheid redelik klein is. Ongelukkig is die dimensies van die bron (silindervormig met deursnit 2 cm en lengte 2 cm) redelik groot, en daarby is die diktes van die verstrooiers redelik groot. Al hierdie faktore dra by tot die energiespreiding, wat ongeveer 50 keV by $\theta = 70^\circ$ was.

Die opstelling van die apparaat word skematies in fig. 3.5 aangetoon. In hierdie figuur is B die kobaltbron,

C die Comptonverstrooier, V die resonante verstrooier en A die absorbeerder, terwyl D die detektor is.

Om die boogopstelling te volg, moet die Comptonverstrooier 'n raaklyn aan die sirkel vorm. Uit fig. 3.6 blyk dit dat aan die volgende voorwaarde voldoen moet word om dit te bereik:

$$\sin \alpha / a = \sin (\theta - \alpha) / b, \quad (3.2)$$

waar θ die verstrooiingshoek en α die hoek tussen die invallende bundel en die Comptonverstrooier is. Die afstande a en b word in die figuur aangedui.

As Comptonverstrooier is 'n geelkoperblok van grootte 19.5 cm x 12.6 cm x 3.7 cm gebruik. Vir hierdie soort metaal is, vir 1.25 MeV gammastraling, 99% van die verstrooiingsprosesse Comptonprosesse (Da 65).

Die opstelling was nagenceg identies vir al die eksperimente (sien fig. 3.5). In die eerste eksperimente is 'n 3" x 3" NaI-sintillasieteller gebruik, terwyl die latere eksperimente met 'n 20 cm³ Ge(Li)-vastetoestand-detektor uitgevoer is. Die impulse vanaf die teller is via 'n voorversterker en liniêre versterker na 'n veelkanaalpulshoogte-analiseerder gelei. Met die sintillasieteller is slegs 128 kanale van die 512 kanale in die

pulsanaliseerder gebruik, maar by die halfgeleierteller is die volle 512 kanale gebruik om soveel moontlik kanale in die fluoressensiepieke te verkry.

Die sintillasieteller is deur 5 loodringe met 'n deursnit van ongeveer 30 cm afgeskerm. 'n Kanaal van ongeveer 5 cm deursnit het deurgang vir die fotone vanaf die verstrooier na die teller gebied. In die kanaaltjie is loodskyfies met 'n dikte van 1-2 mm geplaas om ongewenste lae-energie gammastraling te atteneer. Die aantal skyfies benodig is vir elke eksperiment proefondervindelik vasgestel.

Die Ge(Li)-teller is deur drie reghoekige loodblokke, met afmetings van 25 cm x 25 cm, afgeskerm. Verder was die opstelling nagenoeg dieselfde as vir die sintillasieteller.

Daar is gevind dat die muur van die kamer waarin die eenheid gehuisves is, 'n groot bron van sekondêre straling is. By Comptonverstrooiingshoeke kleiner as 25° het hierdie straling nie bygedra tot die agtergrondtellings nie, maar vir groter hoeke was dit nodig om 'n loodmuur voor die kanaaltjie na die teller te pak om hierdie lastige bron van kameragtergrond uit te skakel.

By die uitvoering van 'n eksperiment is 'n absorbeerder

van nagenoeg dieselfde afmetings as die verstrooier in die bundel geplaas. 'n Kanaaltjie, met 'n breedte van 5 cm, is met behulp van 'n swaar allooi agter die absorbeerder gepak om te verseker dat alleen kwanta wat deur die absorbeerder gegaan het op die verstrooier inval.

'n Nie-resonante absorbeerder, wat dieselfde elektromagnetiese absorpsie as die resonante absorbeerder gee (sien hoofstuk II), is ook in die eksperimente gebruik. Om hierdie absorbeerder by benadering by die resonante absorbeerder aan te pas, is van die volgende formule gebruik gemaak:

$$t_N \rho_N Z_N / A_N = t_R \rho_R Z_R / A_R . \quad (3.3)$$

Die voettekens N en R in hierdie vergelyking verwys onderskeidelik na die nie-resonante en resonante absorbeerdere. Die diktes word aangegee deur t , ρ dui die digtheid aan, Z is die atoomgetalle, terwyl A die massagetalle van die materiale wat gebruik is, voorstel. Hierdie formule gee slegs 'n benaderde dikte aangesien dit feitlik onmoontlik is om absorbeerdere met uniforme diktes te maak. Om 'n beter aanpassing te verkry, word 'n eenvoudige transmissie-eksperiment van gammastraling uitgevoer.

'n Apparaat is ontwerp om die eksperimentele aanpassing

uit te voer. Dit word in fig. 3.7 getoon. In die skets is C 'n radioaktiewe bron wat in 'n kanaal met loodwande geplaas is. Aan die oop ent van die kanaal is die absorbeerder D geplaas, en B is 'n NaI-sintillasieteller wat die straling van die bron deur die absorbeerder gemeet het. Die diktes van die absorbeerdere is dan gevarieer totdat dieselfde elektroniese absorpsie binne minder as 1% waargeneem is in die transmissie-eksperiment. Die absorbeerdere was dan goed aangepas.

HOOFSTUK IV

FLUORESSENSIEMETINGS MET 'N SINTILLASIETELLER AS DETEKTOR

4.1 Algemeen

In die eerste reeks eksperimente is 'n NaI-sintillasieteller gebruik om die verstrooide kwanta te meet. Met 'n NaBr-verstrooier voor die teller is die Comptonverstrooiingshoek θ gevarieer om moontlike resonansiefluoressensie-effekte in broom waar te neem by energieë wat gewissel het van 0.56 MeV tot 1.26 MeV. Fluoressensiepieke is waargeneem by 0.606, 0.665 en 1.12 MeV onderskeidelik. Selfabsorpsie-eksperimente is toe uitgevoer om die leeftye en breedtes van hierdie vlakke te bepaal.

4.2 Die 1.12-MeV vlak

In die selfabsorpsiemetings op hierdie vlak is die volgende kombinasies van verstrooiers en absorbeerdere gebruik:

NaBr	-	verstrooier,	NaBr-absorbeerder
NaBr	-	verstrooier,	Ni - absorbeerder
Ni	-	verstrooier,	Ni - absorbeerder.

4.2.1 Die aanpassing van absorbeerdere en verstrooiers

Die Ni-absorbeerder is by die NaBr-absorbeerder aangepas met 'n 0.66-MeV radioaktiewe bron van ^{137}Cs . Vanuit 'n grafiese bepaling van absorpsiekoëffisiënte by verskillende energieë, het dit geblyk dat die twee absorbeerdere dan ook by 1.1 MeV aangepas sal wees. Die attenuasie van die straling deur die twee verskillende absorbeerdere het met minder as 0.1% verskil. Die nie-resonante absorbeerder het bestaan uit 42 Ni-plaatjies, elk van dikte 0.006 duim. Die benaderde dikte van die vergelykende Ni-verstrooier is met behulp van vgl. (3.3) bereken.

4.2.2 Die eksperimentele resultate

Uit die resultate van die selfabsorpsie-eksperiment het dit geblyk dat die absorbeerdere nie goed genoeg aangepas was nie. Dit was, soos later geblyk het, te wyte aan die klein bundeloppervlaktes wat in die aanpassings-eksperiment gebruik is. Die resultate is dus verder numeries aangepas. In albei gevalle is die NaBr-Ni en NaBr-NaBr krommes by die Ni-Ni kromme aangepas. Die agtergrondopnames is eers afgetrek van die krommes, en na die aanpassing weer bygetel, om te verhoed dat dit in berekening

gebring word. By die aanpassing is die Comptonrûe van die twee fluoressensiepieke ook in berekening gebring. 'n Verhouding van 20 : 1 vir die piekhoogte tot Comptonrug is gebruik. Hierdie verhouding is verkry vanaf opnames van standaardpieke van radioaktiewe bronne (sien paragraaf 4.2.3).

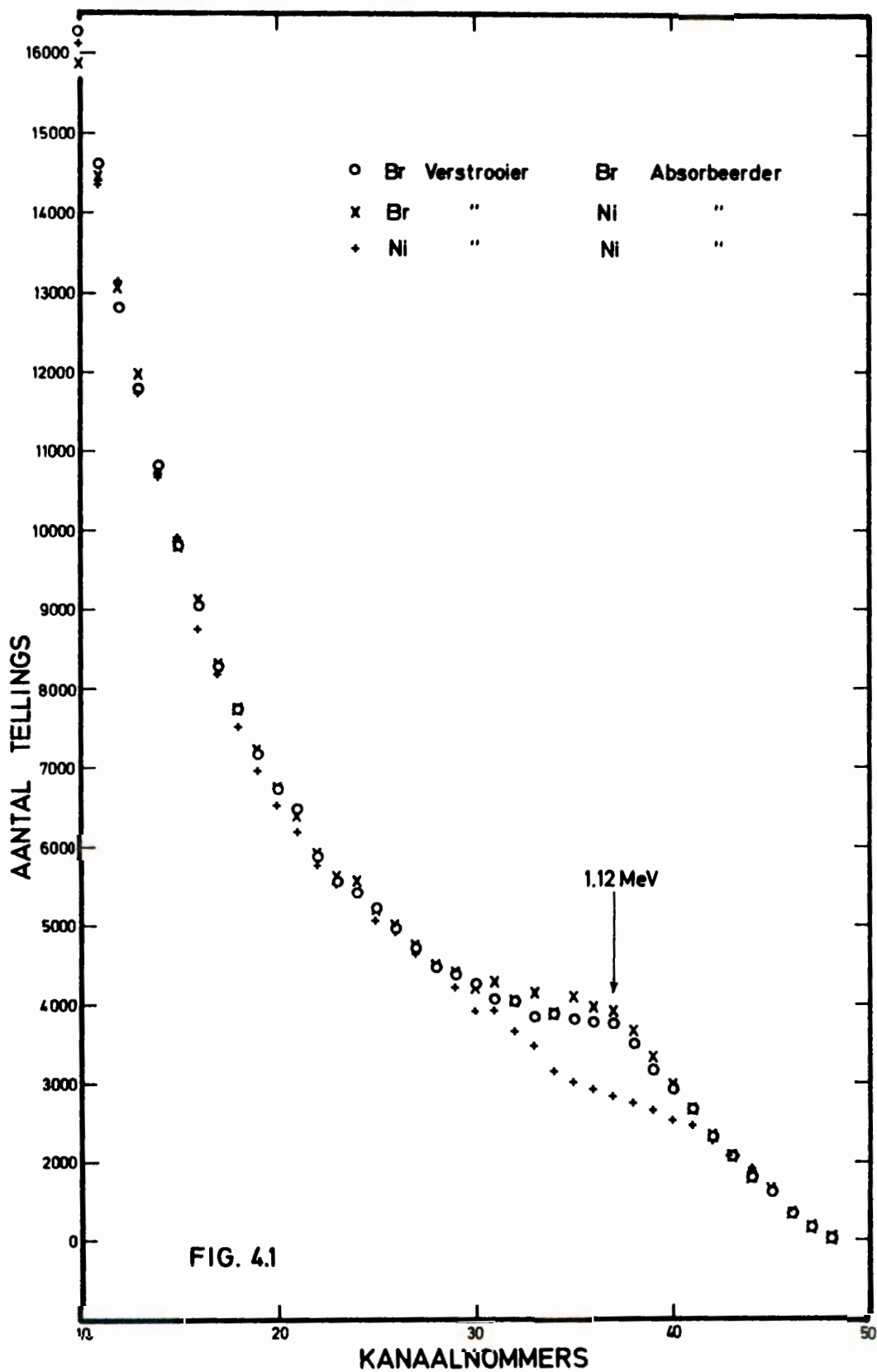
Die aangepaste resultaat van die eksperiment word in fig. 4.1 weergegee. Die opnametyd is 700 minute per kromme.

4.2.3

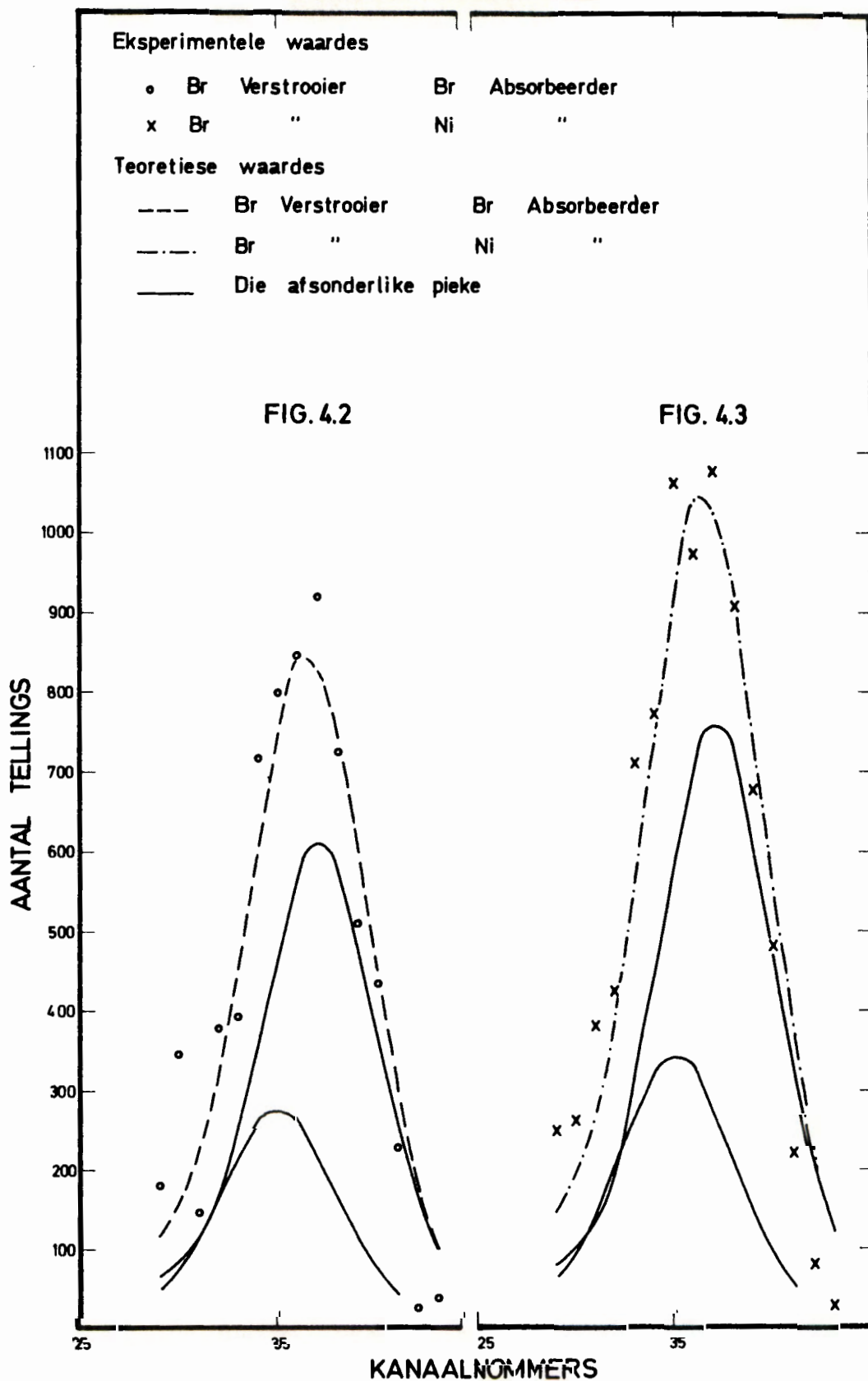
Weens die groot breedte van die piek (fig. 4.1) het die gedagte ontstaan dat meer as een gammalyn bydra tot die totale piek. Hierdie gedagte is later deur metings met 'n halfgeleierteller bevestig (sien hoofstuk V).

Die Ni-Ni kromme in fig. 4.1 is van die NaBr-NaBr en NaBr-Ni pieke onderskeidelik afgetrek en die eksperimentele punte van fig. 4.2 en 4.3 is verkry. Daar is toe gepoog om twee pieke, van gaussvorm, met behulp van 'n elektroniese rekenaar in elkeen van hierdie pieke in te pas en sodoende die bydraes van die twee vlakke deur 'n stropingsproses te bepaal. Dit het nie geslaag nie omdat die pieke, soos in hoofstuk VI sal blyk, 30 keV uitmekaar

SELFABSORPSIE IN BROOM



DIE 1.07 MeV EN 1.10 MeV IN BROOM



geleë is en twee pieke van verskillende hoogtes by dieselfde stel eksperimentele punte aangepas kon word. Pieke wat 50 keV uitmekaar is, is egter al suksesvol gepas (Vi 68).

Aangesien die passing van die pieke met behulp van die elektroniese rekenaar nie geslaag was nie, is as volg te werk gegaan om die twee pieke te stroop. 'n Spektrum van die 0.835-MeV piek van ^{54}Mn en 1.17-MeV en 1.33 MeV pieke van ^{60}Co is opgeneem. Deur liniêre interpolasie tussen die 0.835-MeV en 1.17-MeV pieke is 'n teoretiese piek by 1.10 MeV gekonstrueer.

Daar is vasgestel dat pieke met hierdie teoretiese vorm nie by 1.07 MeV en 1.10 MeV ingepas sal kan word nie. Hierdie twee waardes van die vlakke is die wat eksperimenteel met 'n halfgeleierteller verkry is. Die feit dat die pieke nie wou inpas nie, is heelwaarskynlik te wyte aan die swak statistiek van die NaBr-NaBr en NaBr-Ni krommes.

Daar is toe van die resultate wat met behulp van 'n halfgeleierteller verkry is (sien hoofstuk V), gebruik gemaak om die teoretiese piek in die krommes in te pas. Die areas onder die 1.07-MeV en 1.10-MeV NaBr-NaBr krommes onderskeidelik is eerstens bepaal. Die area onder die NaBr-NaBr kromme van die sintillasiewerk is in die verhouding

van dié twee oppervlaktes aan die twee teoretiese pieke toegeken. Aangesien, volgens halfgeleiertellerwerk, die regterkantse piek die grootste is, is die regterkantste teoretiese piek gepas sodat sy toppunt met die toppunt van die NaBr-NaBr kromme ooreenstem. Sy hoogte is verkry deur die oorspronklike teoretiese piek met 'n faktor te vermenigvuldig om die regte breuk van die totale area te verkry. Hierdie piek stem ooreen met 'n energie van 1.12 MeV, wat aansienlik van die ware waarde verskil (sien hoofstuk VI). Daar is gevind dat die kleiner piek die beste inpas as sy toppunt by 1.1 MeV lê. Die twee ingepaste pieke word in fig. 4.2 aangedui deur die vaste lyne. Die som van hierdie pieke word ook in fig. 4.2 aangedui. Dit volg 'n redelik verteenwoordigende verloop deur die eksperimentele punte.

Om die twee pieke in die NaBr-Ni kromme in te pas, is slegs vasgestel met watter faktor die area onder hierdie piek groter is as dié onder die NaBr-NaBr piek, en die twee teoretiese pieke in fig. 4.2 is met hierdie faktor vermenigvuldig om die eksperimentele kromme in te pas. Die resultaat word in fig. 4.3 weergegee. Weereens volg die som van die teoretiese pieke 'n redelik verteenwoordigende verloop deur die eksperimentele punte.

4.3 Die berekening van die vlakbreedtes

Dit is nie bekend in watter van die twee stabiele isotope van broom die bogenoemde vlakke geleë is nie. Die leeftye is dus bereken vir albei die stabiele isotope, naamlik ^{79}Br en ^{81}Br .

Die spins van die opgewekte toestande is ook nie bekend nie, en leeftye en vlakbreedtes is vir verskillende spins bereken. Die spin van die grondtoestande van die kerne van beide isotope is, volgens Nuclear Data Sheets (NDS 66), $3/2$. As daar geen pariteitsverskil tussen die grondtoestande en opgewekte toestande is nie, wat gewoonlik die geval in lae-energievlakke is (Ko 68), is die moontlike tipes straling, vir verskillende spintoekennings van die opgewekte toestand, die volgende:

Spin	Tipes straling
$1/2$	M1, E2
$3/2$	M1, E2, M3
$5/2$	M1, E2, M3, E4

Aangesien geen gegewens oor die verval van die twee vlakke bekend is nie, is aangeneem dat verval slegs na die

grondtoestand plaasvind, sodat vgl. (2.2) vir die leeftydsbepaling geld.

Die absorpsiekoëffisiënt μ_1 van die inkomende straling is vanuit Siegbahn (Da 65) verkry. Eerstens is krommes van absorpsiekoëffisiënte teenoor Z-getal vir verskillende gamma-energieë getrek. Daarvanaf is krommes van absorpsiekoëffisiënte teen gamma-energie vir Na en Br verkry. Laasgenoemde was ongeveer dieselfde, en die gemiddelde waarde is geneem as die absorpsiekoëffisiënt van NaBr. Hierdie waarde, in eenhede van cm^2/g , is met die digtheid van die verstrooier vermenigvuldig om die lineêre absorpsiekoëffisiënt te verkry. Die waarde hiervan is 0.1005 cm^{-1} . Ook is aangeneem dat die absorpsiekoëffisiënt μ_2 van die uitgaande straling dieselfde waarde het.

Die invalshoek met die normaal op die verstrooier, sowel as die invalshoek met die normaal, was 30° . 'n Debye-temperatuur van 300°K is vir NaBr gebruik. Die korrekte energieë van die twee opgewekte toestande is verkry vanaf eksperimente met 'n halfgeleierteller (sien hoofstuk VI).

4.3.1 Numeriese integrasie

Die voorafgaande resultate is met behulp van 'n rekenaar

verwerk om die gemiddelde leeftye en breedtes van die vlakke te verkry. Die program is so opgestel dat die rekenaar 'n k-waarde bereken wat, ingestel in vgl. (2.16) en (2.17), die korrekte verhouding van die opbrengste Y_a/Y lewer (V1 68). Die integrasie in hierdie vergelykings is numeries uitgevoer met behulp van Simpson se reël. Daar is in klein stappies oor die dikte van die verstrooier geïntegreer.

Met behulp van die rekenaar is die leeftyd en breedte dan uit die k-waarde bereken (sien vgl. (2.11)).

TABEL 4.1

Die moontlike vlakbreedtes en leeftye van die 1.07-MeV vlak in broom

Isotoop	Spin	Vlakbreedte (meV)			Leef tyd (ps)		
⁷⁹ Br	1/2	25	+	10	0.03	+	0.9
			-	12		-	0.02
	3/2	12	+	10	0.05	+	0.9
			-	12		-	0.02
	5/2	8	+	10	0.08	+	0.9
			-	12		-	0.02
	J ₁	12/g	+	10	0.05g	+	0.9
			-	12		-	0.02
⁸¹ Br	1/2	26	+	11	0.03	+	0.9
			-	12		-	0.02
	3/2	13	+	11	0.05	+	0.9
			-	12		-	0.02
	5/2	9	+	11	0.08	+	0.9
			-	12		-	0.02
	J ₁	13/g	+	11	0.05g	+	0.9
			-	12		-	0.02

TABEL 4.2

Die moontlike vlakbreedtes en leeftye van die
1.10-MeV vlak in broom

Isotoop	Spin	Vlakbreedte (meV)			Leeftyd (ps)		
⁷⁹ Br	1/2	27	+	5	0.02	+	0.04
			-	6		-	0.01
	3/2	13	+	5	0.05	+	0.04
			-	6		-	0.01
	5/2	9	+	5	0.07	+	0.04
			-	6		-	0.01
	J ₁	13/g	+	5	0.05g	+	0.04
			-	6		-	0.01
⁸¹ Br	1/2	28	+	6	0.02	+	0.04
			-	6		-	0.01
	3/2	14	+	6	0.05	+	0.04
			-	6		-	0.01
	5/2	9	+	6	0.07	+	0.04
			-	6		-	0.01
	J ₁	14/g	+	6	0.05g	+	0.04
			-	6		-	0.01

4.3.2 Resultate

Die resultate van die vlakbreedteberekeninge word in tabelle 4.1 en 4.2 aangegee. Die leeftye en vlakbreedtes word aangegee met die spins wat gebruik is, en ook in terme van g , waar g deur vgl. (2.9) gegee word.

4.4 Die 0.606-MeV en 0.665-MeV vlakke

'n Selfabsorpsie-eksperiment is ook op die 0.606-MeV en 0.665-MeV vlakke uitgevoer. Geen selfabsorpsie is egter waargeneem nie en die metode van die variasie van verstrooierdikte of die bepaling van die vorm van die invallende spektrum (Ru 68) sal moet toegepas word om die vlakbreedtes van hierdie vlakke met behulp van resonansie-fluoressensie te bepaal.

As aangeneem word dat 'n resonansie-absorpsie van 2% waargeneem sou kon word, sal dit beteken dat die leeftyd

$$\tau = 0.4 \text{ ps}$$

sal wees.

Aangesien geen absorpsie waargeneem is nie, sou dit daarop dui dat die leeftyd vir die twee vlakke langer as bestaande waarde moet wees.

HOOFSTUK V

METINGE MET BEHULP VAN 'N Ge(Li)-HALFGELEIERTELLER

5.1 Algemeen

Die selfabsorpsie-eksperimente van hoofstuk IV is met 'n Ge(Li)-halfgeleierteller herhaal om die resultate hiermee verkry te vergelyk met die resultate wat met die sintillasiетeller behaal is. Weens die beter oplosvermoë van dié detektor behoort die resultate meerderwaardig te wees.

5.2 Die eksperiment

In die selfabsorpsie-eksperiment is die volgende kombinasies van verstrooiers en absorbeerders gebruik:

NaBr-verstrooier, NaBr-absorbeerder

NaBr-verstrooier, Ni-absorbeerder.

Geen vergelykende verstrooier is gebruik nie. Vanweë die hoë oplosvermoë van 'n halfgeleierteller (ongeveer 4.5 keV by 1.33 MeV) is 'n piek heeltemal van sy Comptonrug, fotopiek en paarpieke geskei. Om hierdie rede en ook vanweë die feit dat die teltempo baie laag was, is dit nie nodig geag om 'n vergelykende verstrooier te gebruik om die

aard van die agtergrond waarop die fluoressensiepiek gesuperponeer is, vas te stel nie. 'n Kort opname met 'n nie-resonante verstrooier het aangetoon dat daar ook geen resonante effekte is wat met die waargenome effek vanaf die NaBr-verstrooier saamval nie. Piek-tot-agtergrond-verhoudings van 3:1 is verkry vir 'n spesifieke piek, wat beter is as dié verkry met 'n sintillasieteller vir dieselfde piek.

5.2.1 Die aanpassing van die absorbeerdere

Aangesien uit die werk van die vorige hoofstuk geblyk het dat die absorbeerdere nog nie heeltemal aangepas is nie, is gepoog om die Ni-absorbeerder beter by die NaBr-absorbeerder aan te pas. Dit is gedoen met 'n opstelling wat naastenby dieselfde as vir die vorige aanpassing was. Die 1.17-MeV piek van ^{60}Co is gebruik.

Die resultaat van hierdie aanpassing het baie van die vorige een, waar dieselfde Ni-absorbeerder gebruik is, verskil. Dit kan nie toegeskryf word aan die feit dat die aanpassing by 'n ander energie gedoen is nie, aangesien uit 'n bepaling van absorpsiekoëffisiënte vasgestel is dat die aanpassing dieselfde by alle energieë behoort te wees. Dit moet waarskynlik daaraan toegeskryf word dat dit moeilik is om 'n korreletrige stof soos NaBr in uniforme lae in 'n

houer te pak.

'n Absorbeerder bestaande uit 43 Ni-plaatjies is binne 0.3% by die NaBr-absorbeerder aangepas. Hierdie was egter ook nie 'n korrekte aanpassing nie, soos uit die resultate van 'n selfabsorpsie-eksperiment geblyk het. Die passing van gausspieke in die fluoressensiepieke van hierdie eksperiment het nuttelose resultate gelewer.

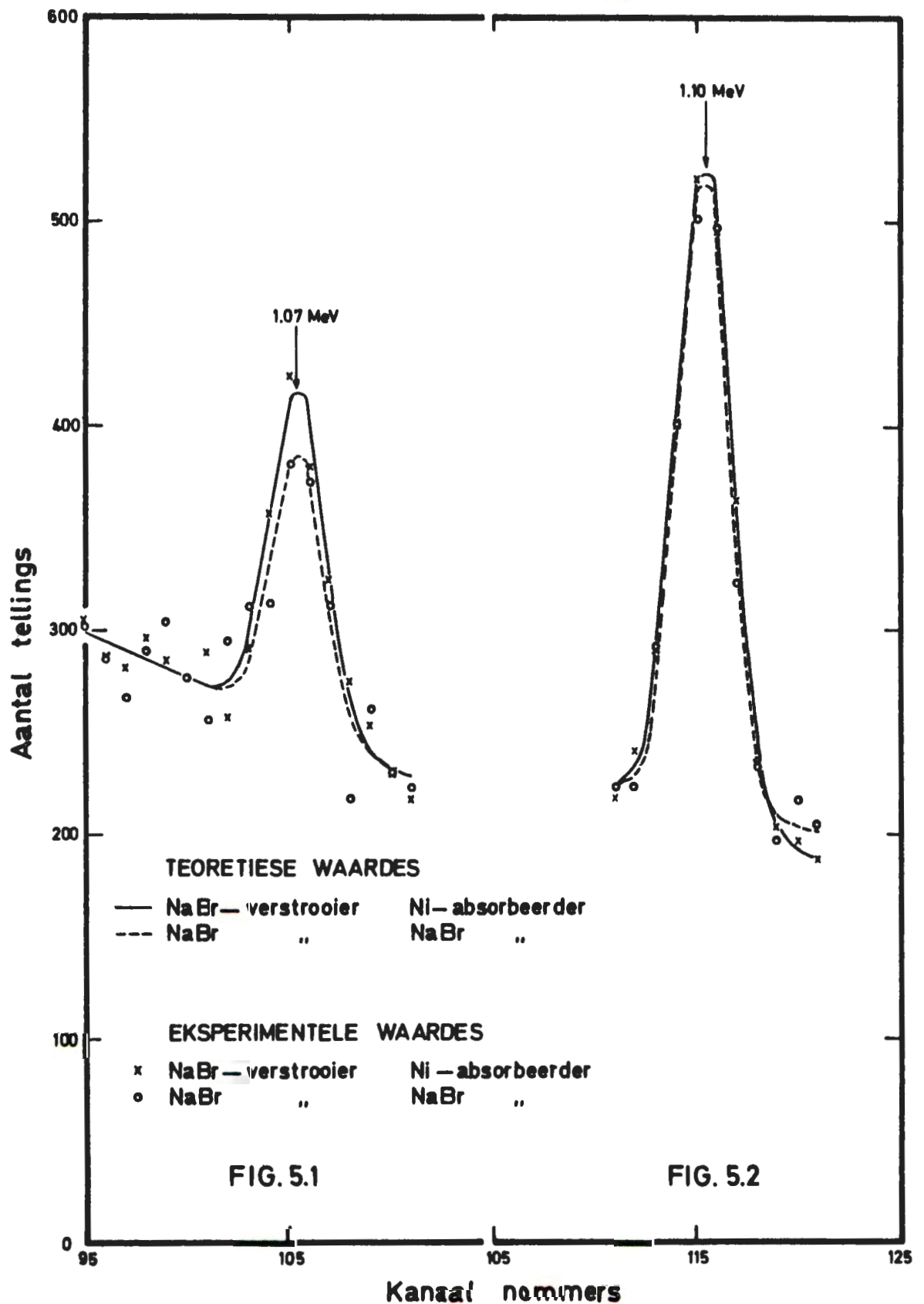
Uit voorafgaande blyk die belangrikheid van 'n akkurate aanpassing. Die aanpassingsapparaat wat in hoofstuk III beskryf is, is dus ontwerp. Hiermee is 'n Ni-absorbeerder binne 0.7% by die resonante absorbeerder aangepas. Dit het weereens bestaan uit 42 plaatjies.

5.3 Die resultate

'n Selfabsorpsie-eksperiment is met behulp van die Ge(Li)-teller uitgevoer op die 1.07-MeV en 1.10 MeV vlakke in broom om hul leeftye en vlakbreedtes te bepaal. Die resultate word in fig. 5.1 en 5.2 weergegee. Die teoretiese krommes is met behulp van 'n rekenaar verkry.

Dieselfde bykomstige gegewens as in hoofstuk IV is in die berekeninge gebruik, en dieselfde aannames is gemaak. In tabelle 5.1 en 5.2 word die verkreeë leeftye en vlakbreedtes vir verskillende spins en in terme van g aangegee.

DIE 1.07 MeV EN 1.10 MeV VLAKKE IN BROOM



TABEL 5.1

Die moontlike vlakbreedtes en leeftye van die
1.07-MeV vlak in broom

Isotoop	Spin	Vlakbreedte (meV)			Leef tyd (ps)		
⁷⁹ Br	1/2	30	+	13	0.02	+	0.6
			-	15		-	0.02
	3/2	15	+	13	0.04	+	0.6
			-	15		-	0.02
	5/2	10	+	13	0.06	+	0.6
			-	15		-	0.02
	J ₁	15/g	+	13	0.04g	+	0.6
			-	15		-	0.02
⁸¹ Br	1/2	32	+	13	0.02	+	0.6
			-	15		-	0.02
	3/2	16	+	13	0.04	+	0.6
			-	15		-	0.02
	5/2	11	+	13	0.06	+	0.6
			-	15		-	0.02
	J ₁	16/g	+	13	0.04g	+	0.6
			-	15		-	0.02

TABEL 5.2

Die moontlike vlakbreedtes en leeftye van die
1.10-MeV vlak in broom

Isotoop	Spin	Vlakbreedtes (meV)			Leef tyd (ps)		
⁷⁹ Br	1/2	11	+	5	0.06	+	1.0
			-	5		-	0.06
	3/2	5	+	5	0.1	+	1.0
			-	5		-	0.06
	5/2	4	+	5	0.2	+	1.0
			-	5		-	0.06
	J ₁	5/g	+	5	0.1g	+	1.0
			-	5		-	0.06
⁸¹ Br	1/2	11	+	6	0.06	+	1.0
			-	6		-	0.06
	3/2	6	+	6	0.1	+	1.0
			-	6		-	0.06
	5/2	4	+	6	0.2	+	1.0
			-	6		-	0.06
	J ₁	6/g	+	6	0.1g	+	1.0
			-	6		-	0.06

Soos blyk uit 'n beskouing van die resultate, verskil die leeftye en vlakbreedtes nie veel in die twee verskillende isotope nie. As die resultate van hierdie hoofstuk met dié van die vorige hoofstuk vergelyk word, blyk dit dat die waardes wat met die onderskeie detektors verkry is, nie ooreenstem nie. Die leeftye en vlakbreedtes van die 1.07-MeV vlak verskil redelik, terwyl die waardes van die 1.10-MeV vlak met meer as 'n faktor twee verskil. Hierdie verskillende waardes is die gevolg van die onsekere wyse waarop pieke in die fluoressensiekrommes ingepas is (hoofstuk IV). Groter waarde moet dus aan die resultate wat met die halfgeleierteller verkry is, geheg word. Die eksperimente wat in hierdie hoofstuk en in die voorafgaande hoofstuk beskryf is, toon dus die groter betroubaarheid van 'n halfgeleierteller in die meting van pieke wat nader as 50 keV aan mekaar lê.

5.4 Ten besluite

Verdere navorsing wat op die 1.07-MeV en 1.10-MeV vlakke gedoen kan word, sluit in die bepaling van die spins van hierdie opgewekte toestande deur hoekverdelingsmetings van gammastraling. Ook kan 'n verrykte stabiele isotoop van broom gebruik word om vas te stel in watter isotope

die vlakke aanwesig is.

5.5 Die 0.606-MeV en 0.665-MeV vlakke

Pogings om hierdie fluoressensiepieke met die Ge(Li)-teller waar te neem, was tot dusver nog onsuksesvol. Dit mag te wyte wees aan die lae teltempo wat met hierdie teller verkry word.

HOOFSTUK VI

BEPALING VAN DIE KORREKTE ENERGIEË

Aangesien geen kennis in verband met die twee vlakke waarop selfabsorpsiemetings uitgevoer is, beskikbaar was nie, is die volgende eksperiment uitgevoer om die korrekte energieë van hierdie opgewekte toestande te bepaal.

'n Opname wat 20 minute geduur het, is met behulp van 'n halfgeleierteller van die spektra van 'n aantal radio-aktiewe bronne gemaak. Die bronne wat gebruik is, sowel as hul energieë (Al 53, Br 65, Do 66, Mu 65, Pa 65, Ro 65, Ya 55), word in tabel 6.1 aangegee.

TABEL 6.1

Isotoop	Energie (keV)
^{54}Mn	835.12
^{207}Bi	1063.51
^{65}Zn	1115.6
^{60}Co	1173.23
^{60}Co	1332.48

Hierna is die spektrum van die twee vlakke in broom opgeneem. Die eksperimentele opstelling was identies aan

dié wat by die selfabsorpsiemetings gebruik is, behalwe dat daar nie 'n absorbeerder in die invallende bundel geplaas is nie. Die opnametyd was 800 minute om goeie statistiek te verseker.

Met behulp van 'n elektroniese rekenaar is teoretiese krommes by die kalibrasiepieke ingepas. Sodoende is die korrekte kanaalwaardes vir die toppunte van die kalibrasiepieke verkry. Op soortgelyke wyse is teoretiese krommes in die fluoressensiepieke ingepas. Die matematiese metode wat by die passing gebruik is, is 'n uitbreiding van die metode van kleinste kwadrate na nie-liniêre funksies (St 63).

Deur middel van 'n program wat vir 'n Olivetti-tafelrekenaar geskryf is, is 'n reguit lyn deur die kalibrasiepunte gepas. Vanaf hierdie rekenaar is waardes vir die helling en afsnit van die kalibrasielyn verkry, en dus kon 'n uitdrukking vir hierdie lyn neergeskrywe word. Die energieë van die fluoressensiepieke is verkry deur die kanaalwaardes vir die toppunte van hierdie pieke in die uitdrukking vir die kalibrasielyn in te stel.

By die berekening van die fout in die berekende energiewaardes is die fout in die helling van die kalibrasielyn in ag geneem. Hierdie fout was te wyte aan die onsekerheid in die kanaalwaardes van die toppunte van die kalibrasie-

pieke. Ook is die onsekerheid in die kanaalwaardes vir die fluoressensiepieke in berekening gebring. Die berekende energiewaardes word in tabel 6.2 aangegee.

TABEL 6.2

Energiewaardes (keV)		
1074.3	±	0.6
1102.6	±	0.3

OPSOMMING

Die verhandeling handel oor die eksperimentele bepaling van die vlakbreedtes en leeftye van die 1.07-MeV en 1.10-MeV kernenergievlakke in die stabiele isotope van broom (^{79}Br , ^{81}Br). Gebruik is gemaak van die tegniek van resonansie-fluoressensie, en in die besonder is die verstrooing van Comptonverstrooide gammastraling waargeneem. Die primêre straling was afkomstig vanaf 'n 4700 Curie bron van ^{60}Co . In die eerste reeks eksperimente is 'n NaI(Tl)-sintillasieteller as detektor gebruik, maar later is 'n 20 cm³ Ge(Li)-halfgeleierteller gebruik.

In hoofstuk I van die verhandeling word 'n definisie van resonansiefluoressensie gegee, en word die wisselwerking tussen gammastraling en materie bespreek. 'n Paar vergelykings wat betrekking het op oorgangswaarskynlikhede en stralingsbreedtes word aangegee.

In hoofstuk II word die begrippe resonansie-absorpsie en resonansieverstrooing van gammastraling in materie bespreek. Uitdrukings vir die opbrengs van resonantverstrooide gammakwanta word afgelei, en die eksperimentele tegniek bekend as selfabsorpsie word bespreek.

Hoofstuk III word gewy aan 'n bespreking van die eksperimentele opstelling wat by die leeftydsbepalings gebruik is.

In hoofstuk IV word die leeftye wat met die NaI-teller bepaal is, aangegee. Aangesien geen gegewens oor die 1.07-MeV en 1.10-MeV vlakke beskikbaar is nie, is die leeftye vir verskillende spintoekenings van die twee opgewekte toestande bereken. Die feit dat dit nie bekend is in water isotoop die bepaalde vlak voorkom nie, is ook in aanmerking geneem.

In hoofstuk V word die resultate wat met die Ge(Li)-detektor verkry is, bespreek en die resultate wat met die onderskeie detektors verkry is, word vergelyk.

In hoofstuk VI word verduidelik hoe die energieleë van die 1.07-MeV en die 1.10-MeV vlakke in broom bepaal is.

SUMMARY

Experimental determination of energy level widths in the nuclei ^{79}Br and ^{81}Br

The dissertation discusses the experimental determination of the level widths and mean lifetimes of the 1.07 MeV and 1.10 MeV nuclear energy levels in the stable isotopes of bromine (^{79}Br , ^{81}Br). The technique of resonance fluorescence has been used and in particular the resonant scattering of Compton scattered gamma rays has been observed. The primary radiation originated from a 4700 curie source of ^{60}Co . In the first sequence of experiments a NaI(Tl) scintillation counter was used as detector, but later a 20 cm³ Ge(Li) solid state detector was employed.

In chapter I of the dissertation the definition of resonance fluorescence will be found. A discussion of the interaction between gamma rays and matter is also given. Equations relevant to a discussion of transition probabilities and level widths are summarized.

In chapter II the dissertation discusses the concepts of resonance absorption and resonance scattering of gamma radiation in matter. Expressions for the yield of resonantly scattered gamma quanta are derived and the experimental technique known as self-absorption is discussed.

Chapter III is a discussion of the experimental arrangements which were used in the determinations of lifetimes.

In chapter IV the lifetimes which have been determined by measurements with the NaI detector have been recorded. Since no data on the spins of the 1.07 MeV and 1.10 MeV levels were available, lifetimes for various spin assignments of the two excited states have been calculated in this chapter. The fact that it is not known in which isotope the particular level occurs, was also taken into consideration.

In chapter V the results obtained from measurements with the Ge(Li) detector are presented and the results derived from the respective experiments with the two detectors are discussed.

An explanation of how the exact energies of the 1.07 MeV and 1.10 MeV levels in bromine have been determined, is given in chapter VI.

VERWYSINGS

- Al 53 D.E. Alburger, Phys. Rev. 92 (1953) 1257
- Br 65 F.P. Brady, N.F. Peek en R.A. Warner, Nucl. Phys. 66 (1965) 365
- Bu 65 W.E. Burcham, Nuclear Physics, an introduction. (Longmans, Londen (1965)) p. 358
- Co 54 A.M. Cormack, Phys. Rev. 96 (1954) 716
- Da 65 C.M. Davisson in Alpha - beta - and gamma-ray spectroscopy, redakteur K. Siegbahn. (North Holland, Amsterdam (1965)) p. 37 en 827
- Do 66 K.W. Dolan, D.K. McDaniels en D.O. Wells soos aangehaal in Guide to the use of Ge(Li) detectors. (Princeton gamma-tech Inc.)
- Ko 68 J.W. Koen, persoonlike mededeling
- La 39 W.E. Lamb, Phys. Rev. 55 (1939) 190
- Me 59 F.R. Metzger in Prog. in Nucl. Phys. Vol 7, redakteur O. Frisch (Pergamon Press, 1959) p.53
- Mo 57 S.A. Moszkowski in Handbuch der Physik, redakteur S. Flügge (Spring Verlag (1957)) Band 39 p. 411
- Mo 63 W.L. Mouton, J.P. Sellschop en G. Wiechers, Phys. Rev. 129 (1963) 361
- Mu 65 G. Murray, R.L. Graham en J.S. Geiger, Nucl. Phys. 63 (1965) 353
- NDS 66 Nuclear Data Sheets. (Academic Press, New York (1966))
- Of 59 S. Ofer en A. Schwartzschild, Phys. Rev. 116 (1959) 725
- Pa 65 D. Parsignault, Phys. Letts. 18 (1965) 36
- Ro 65 R.L. Robinson, P.H. Stelson, F.K. McGowan, J.L.C. Ford Jr. en W.J. Milner, Nucl. Phys. 74 (1965) 281

- Ru 68 N.J.A. Rust, M.Sc.-skripsie, Universiteit Stellenbosch (1968)
- St 63 G. Strubel IBM 1620 General Program Library 1620/6.0.134
- Vi 68 C.J. Visser, persoonlike mededeling
- We 51 V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 83 (1951) 1073
- Ya 55 A.I. Yavin en F.H. Schmidt, Phys. Rev. 100 (1955) 171

Errata

Bl. 7 reël 1: Die korrekte vergelyking is

$$B(M,1) = (5h/\pi m_p cR)^2. \quad B(E,1) \quad .$$

Bl. 7 reël 2: m_p moet wees m_p .

Bl. 13 reël 12: Die korrekte uitdrukking is

$$N(E) \exp \left(- \left(n \sigma_D (E) + \mu_1 \right) x \right) dE \quad .$$

Bl. 13 reël 17: Die korrekte vergelyking is

$$\sigma_D (E) = (g \lambda^2 r / 4 \pi^{\frac{1}{2}} \Delta). \quad \exp - \left((E-E_r)/\Delta \right)^2 \quad .$$

Bl. 14 reël 5: Die eksponent is

$$\exp - \left(n \sigma_D (E) + \mu_1 \right) x \quad .$$

Bl. 14 reël 7: Die korrekte vergelyking is

$$k = n g \lambda^2 r / 4 \pi^{\frac{1}{2}} \Delta \quad .$$

Bl. 14 reël 17: Die korrekte vergelyking is

$$S(x)dx = dx N(E_r) \exp (-\mu_1 x). \quad k \int_0^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (-kx)^m / m!$$

$$\exp - \left((m+1)(E-E_r)^2 / \Delta^2 \right) dE \quad .$$

In tabel 4.1, 4.2, 5.1 en 5.2 is die foute wat aangegee word, korrek vir 'n spin van 3/2 vir die opgewekte toestand. Die ander foute volg deur bogenoemde waardes te deel deur die toepaslike waarde van g , die statistiese spinfaktor, soos gedefinieer in vgl. (2.9).