NEUTRONVERSTROOIING VAN ^{139}La EN ^{141}Pr

deur

J.G. Malan

Promotor: Prof. I.J. van Heerden

Proefskrif ingelewer vir die graad van
Doktor in die Natuurwetenskappe
aan die Universiteit van Stellenbosch.

Oktober 1967

Aan my ouers en Anita

BEDANKINGS

Die skrywer wil graag sy hartlike dank uitspreek teenoor:

Prof. I.J. van Heerden vir sy leiding, hulp en voortdurende belangstelling in alle aspekte van die projek, en vir die vriendelike wyse waarop die fasiliteite van KISU beskikbaar gestel is;

Proff. W.L. Mouton en J.H. van der Merwe vir hul optrede onderskeidelik as mede-promotor en interne mede-eksaminator;

Drr. W.R. McMurray en P. van der Merwe vir hul belangrike aandeel in die eksperimentele metings;

Dr. J.J. Kritzinger en die hele tegniese personeel by KISU vir hul samewerking en die bekwame wyse waarop die versneller en bykomstige apparaat hanteer is;

Dr. C.A. Engelbrecht vir die doen van die Hauser-Feshbach- en Optiese modelberekeninge;

Die personeel by die berekenaar te Pelindaba vir hul samewerking met die doen van die tydrowende Monte Carlo-berekeninge;

Mnr. R. Verbruggen vir die teken van 'n aantal figure;

Mej. H. Luitingh vir die tik van die manuskrip, en

Die Raad op Atoomkrag wie se finansiële ondersteuning hierdie werk moontlik gemaak het.

OPSOMMING

Elastiese en onelastiese neutronverstrooiing in die energiegebied 200 - 2600 keV is gebruik om die niveauskemas van die isotone ^{139}La en ^{141}Pr te ondersoek.

Die gepulseerde protonbundel van die Van de Graaff-versneller by KISU is gebruik om neutrone te lewer met die Li(p,n)-reaksie. Verstrooiingsmonsters was in die vorm van hol, regte silinders van natuurlike La- en Pr-metaal. Die verstrooide neutrone is met 'n vlugtyd-spektrometer waargeneem oor vlugpaaie van tussen 1 en 4 meter.

Meer as 20 energievlakke in ^{139}La, en meer as 15 vlakke in ^{141}Pr is opgewek en hul energië akkuraat bepaal. Slegs enkele van hierdie vlakke was tevore bekend. Behalwe die laagliggende eerste opgewekte toestand in elke kern, wat sterk opgewek is, is geen vlakke onder 1.1 MeV waargeneem nie. Dit is in stryd met vorige resultate wat uit Coulomb-opwekking verkry is.

Opwekkingsfunksies vir verstrooiing van 'n aantal vlakke in albei kerne is gemeet. Vir geskikte vlakke is Hauser-Feshbach-berekeninge gedoen sodat waarskynlike spinwaardes vir 'n paar vlakke bepaal kon word. Vir sommige van die ander vlakke dui die berekeninge op doeblet-strukture, 'n moontlikheid wat verdere ondersoek regverdig.

Die transmissiekoëffisiënte vir die H.-F.-analise is bereken uit 'n Optiese model waarvan die parameters bepaal is deur 'n passing aan die data vir elastiese verstrooiing en vir verstrooiing van die eerste opgewekte toestand in elke kern. Differensiële en totale elastiese deursnitte is vir dié doel by 8 verskillende energië tussen 232 en 1571 keV gemeet. Die ooreenstemming met gepubliseerde data is oor die algemeen goed.

I N H O U D S O P G A A F

1 INLEIDING 1

1.1. Die neutron in kernfisiese ondersoek 1

1.2. Bronne van vinnige neutrone 5

1.3. Die waarneem van onelastiese verstrooiing 6

1.3.1. 'n Studie van de-eksitasie-straling 6

1.3.2. 'n Studie van verstrooide neutrone 7

1.4. Doel, motivering en beplanning van ondersoek 9

2 EKSPERIMENTELE OPSTELLING EN PROSEDURE 12

2.1. Die protonbundel 12

2.2. Produksie van neutrone 13

2.3. Monitors 16

2.4. Verstrooiingsmonsters 16

2.5. Die vlugtydspektrometer 24

2.6. Opstel van die detektor 27

2.7. Die relatiewe detektordoeltreffendheid 28

2.8. Die meet van neutronenergië 29

2.9. Die meet van verstrooiingsdeursnitte 32

3 DIE GEBRUIK VAN MAGGIE 35

3.1. Die opstel van 'n biblioteek van kerndata 36

3.1.1. Die selekteer van data 36

3.1.2. Die ordening en weergee van data 38

3.2. Die program MOULD 44

3.3. Die program MAGGIE 46

3.3.1. Berekening van die korreksies vir vloedattenuasie 48

3.3.2. Berekening van die korreksiefaktor vir veelvuldige verstrooiing 49

3.3.3. Berekening van die korreksiefaktor vir die asimmetrie van die monster 50

3.3.4. Korrigeer van die vorm van 'n hoekverdeling 51

3.3.5. Foute in die resultate van MAGGIE 53

3.4. Berekeninge met MAGGIE 54

3.4.1. Korreksies vir vloedattemuasie 55

3.4.2. Korreksiefaktore vir veelvuldige verstrooiing 55

3.4.3. Korreksies vir asimmetrie van monsters 56

3.4.4. Korrigeer van die vorm van hoekverdelings 57

4 EKSPERIMENTELE RESULTATE 59

4.1. Energievlakke 59

4.1.1. ^{139}La 59

4.1.2. ^{141}Pr 62

4.2. Deursnitte vir onelastiese verstrooiing 66

4.2.1. $^{139}La(n,n')$ 66

4.2.2. $^{141}Pr(n,n')$ 69

4.3. Deursnitte vir elastiese verstrooiing 69

4.3.1. $^{139}La(n,n)$ 72

4.3.2. $^{141}Pr(n,n)$ 74

5 TEORIE 76

5.1. Die Optiese model 76

5.2. Hauser-Feshbach-teorie 84

5.3. 'n Skilmodel met residuele interaksies 98

6 BESPREKING 101

6.1. Die Optiese model-analise 101

6.2. Die Hauser-Feshbach-analise 104

6.2.1. ^{139}La 105

6.2.2. ^{141}Pr 106

6.3. Die niveauskemas 107

6.3.1. ^{139}La 108

6.3.2. ^{141}Pr 110

6.4. Samevatting 112

AANHANGSEL A 114

AANHANGSEL B 117

AANHANGSEL C 119

AANHANGSEL D 121

AANHANGSEL E 122

BIBLIOGRAFIE 126

H O O F S T U K 1

I N L E I D I N G

1.1. DIE NEUTRON IN KERNFISIESE ONDERSOEK

Die neutron het sedert sy ontdekking deur Chadwick (Ch 32) steeds 'n prominente rol in die ontwikkeling van kernfisika gespeel. Reeds kort na 1932 het dit van 'n voorwerp van studie begin ontwikkel tot 'n kragtige instrument om die struktuur van kerne en die kragte wat tussen nukleone optree, te ondersoek. Die ongelaaide neutron ondervind geen invloed van die elektriese velde van die atoom nie, wat beteken dat waargenome verskynsels direk teruggevoer kan word na 'n sterk wisselwerking met die kern d.m.v. kernkragte. Dit maak die neutron potensieel uitnemend geskik vir kernfisiese ondersoek.

Die voordeel van die neutron as projektiel kom die heel duidelikste na vore in gevalle waar die Coulombwal reaksies met gelaaide deeltjies onderdruk. By relatief lae energië van die invallende deeltjies maak die Coulomb-effek reaksies met gelaaide deeltjies onmoontlik. Die metings van neutrondeursnitte by hierdie energië het direk gelei tot die ontstaan van die tussenkernmodel (Bo 36). By groot Z-waardes van skyfkerne moet gelaaide deeltjies met betreklik hoë energië ($\sim$12 MeV) gebruik word om die Coulombwal te oorkom, wat tot 'n gekompliseerde produkspektrum, en ernstige probleme met energie-oplosvermoë kan lei. Dikwels is die interpretasie van reaksies met gelaaide deeltjies in hierdie gebied ook moeilik, aangesien tussenkernvorming sowel as direkte interaksies kan optree. Die groot hoeveelheid metings van differensiële en totale neutrondeursnitte oor 'n wye energie- en massagebied, het gelei tot die ontstaan van die Optiese model (Fe 54) wat steeds wye toepassing vind.

Daar is wel 'n reaksiemeganisme vir gelaaide deeltjies met energië laer as die Coulombwal wat baie nuttig is om die energievlakke van veral swaar kerne te ondersoek, nl. Coulomb-opwekking

(Bi 65). In beginsel kan enige betreklik laagliggende vlak op hierdie manier ondersoek word. In die praktyk, egter, word feitlik net vlakke met 'n groot oorgangswaarskynlikheid na die grondtoestand (gewoonlik as gevolg van kollektiewe effekte) sterk opgewek. Coulomb-opwekking is dus besonder geskik vir die ondersoek van rotasie- en vibrasie-strukture veral in gedeformeerde kerne, maar in die geval van enkeldeeltjietoestande is die eksperimentalis hoofsaaklik op ander metodes aangewys. In teenstelling hiermee is die waarskynlikheid om 'n bepaalde vlak by neutronverstrooiing op te wek, onafhanklik van die karakter van die vlak, sodat enkeldeeltjie en kollektiewe toestande met dieselfde waarskynlikheid waargeneem word (sien 5.1).

Die soort reaksie wat sal optree wanneer 'n neutron op 'n kern inval, word veral bepaal deur die massagetal van die kern en die energie van die neutron.

In die gebied van lae massagetalle ($A < 25$) speel die struktuur van elke afsonderlike kern 'n belangrike rol, sodat algemene tendense moeilik aangedui kan word. Vir kerne met hoër massagetal is die volgende stellings algemeen geldig: By lae energië (<1 keV) is die oorheersende prosesse stralingsvangs en elastiese verstrooiing; by hoër energië (<5 MeV) is dit hoofsaaklik elastiese en onelastiese verstrooiing, alhoewel ander nie-elastiese prosesse ook reeds 'n rol begin speel by medium-swaar kerne ($A < 80$). Onder nie-elastiese prosesse word verstaan reaksies waar een of meer gelaaide deeltjies, γ-strale of neutrone uitgegee word. Bokant 5 MeV is die deursnit vir elastiese verstrooiing kleiner, en die deursnit vir nie-elastiese prosesse aansienlik. By energië van 'n paar honderd MeV begin onelastiese nukleon-nukleon-interaksies optree, en dit dui die oorgang van die lae-energie na die hoë-energie kernfisika aan.

Ons beskou nou meer noukeurig die reaksie-meganisme vir swaar kerne (Fig. 1.1) in dié energiegebied waar elastiese en onelastiese verstrooiing die enigste prosesse is met 'n redelike groot deursnit.

Wanneer 'n vinnige neutron op 'n kern inval, kan in die eenvoudigste voorstelling een van twee dinge gebeur:

(i) Dit kan die kern binnedring en bloot deur die kernpotensiaal (veroorsaak deur die kragveld van die nukleone) verstrooi word sodat dit met dieselfde energie maar by 'n ander hoek te voorskyn tree. Dit staan bekend as potensiaalverstrooiing of vormelastiese verstrooiing.

(ii) Dit kan die kern binnedring en deur botsings met die nukleone sy energie aan hulle oordra sodat 'n tussenkern in 'n opgewekte toestand gevorm word. Hierdie tussenkern sal in die gebied onder beskouing hoofsaaklik verval met die afgee van 'n neutron. As sy energie dieselfde is as dié van die invallende neutron, vind "tussen-elastiese" ("compound elastic") verstrooiing plaas, en die skyfkern word in sy grondtoestand gelaat. (Die vorm-elastiese en tussen-elastiese verstrooiing het verskillende hoekverdelings, maar kan eksperimenteel nie onderskei word nie.) As die energie van die inkomende neutron egter groter was as die energie van een of meer van die opgewekte toestande in die skyfkern, kan laasgenoemde in 'n opgewekte toestand agtergelaat word, terwyl die neutron met energie gelyk aan sy invalsenergie minus die energie van die opgewekte toestand uitgegee word. Hierdie proses staan bekend as onelastiese verstrooiing. Die opgewekte toestand verval deur die afgee van een of 'n kaskade γ-strale, of deur interne omsetting.

In terme van deursnitte kan die proses dus soos volg beskryf word:

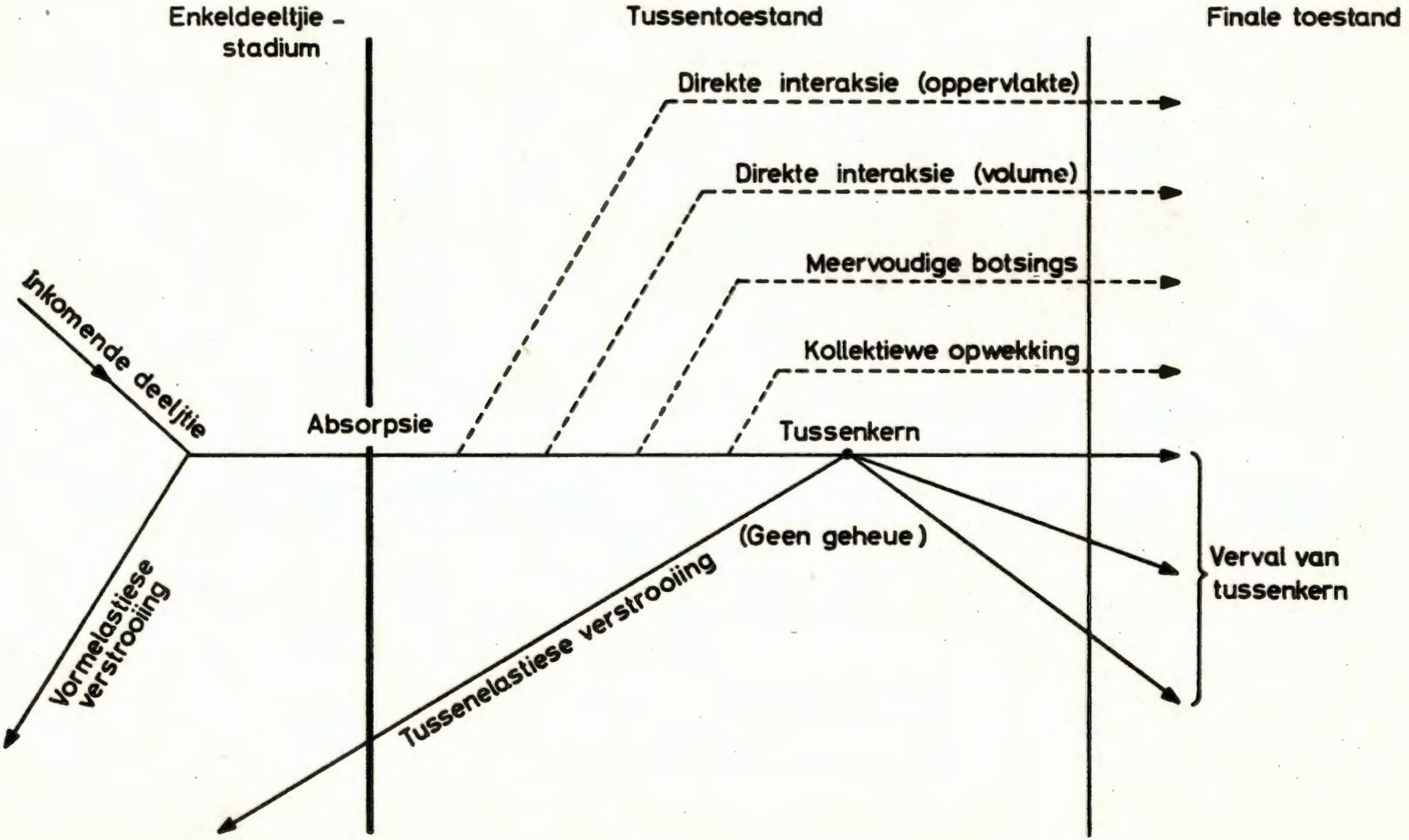

Fig. 1.1. Weisskopf se voorstelling van die reaksiemeganismes by lae-energie kernfisika (We 57).

$$\sigma_t = \sigma_{sel} + \sigma_c \ ,$$

waar

σ_t = totale deursnit,

σ_{sel} = vormelastiese deursnit

en σ_c = deursnit vir tussenkernvorming.

Die deursnit vir tussenkernvorming word onderverdeel in 'n elastiese en onelastiese gedeelte:

$$\sigma_c = \sigma_{cel} + \sigma_{inel} \ ,$$

sodat

$$\sigma_{el} = \sigma_{sel} + \sigma_{cel} \ ,$$

waar

σ_{cel} = tussenelastiese deursnit,

σ_{inel} = onelastiese deursnit

en σ_{el} = totale elastiese deursnit.

In die energiegebied onder beskouing word die interaksie tussen 'n neutron en kern as 'n eerste benadering goed beskryf deur die Optiese model (Fe 54). Hierdie model beskryf die vormelastiese verstrooiing deur die kernpotensiaal akkuraat, en behandel tussenkernvorming as absorpsie uit die ingangskanaal deur middel van 'n imaginêre potensiaal. 'n Meer spesifieke model wat kernstruktuur in aanmerking neem is egter nodig om volledig te beskryf wat met 'n deeltjie wat geabsorbeer word en 'n tussenkern vorm, gebeur. So 'n beskrywing word gegee deur die half-statistiese teorie van Hauser en Feshbach (Ha 52) wat die verstrooiing na elke afsonderlike vlak in die produkkern behandel. Belangrike parameters wat hier optree is die transmissiekoëffisiënte vir neutrone, wat onder meer betroubaar gegee word deur 'n Optiese model-analise van elastiese en totale deursnitte (sien hoofstuk 5).

Aangesien die statistiese teorie 'n bepaalde verband tussen

die spin en pariteit van 'n vlak, en die differensiële en totale deursnit vir verstrooiing na daardie vlak voorspel, kan 'n studie van onelastiese verstrooiing behalwe die energie, onder gunstige omstandighede ook die spins en pariteite van kernvlakke lewer. Aan die ander kant: Indien die spins en pariteite van die vlakke waaraan verstrooi word, bekend is, kan die metings gebruik word om die geldigheid van die statistiese teorie in grensgevalle te ondersoek. Terselfdertyd verskaf deursnitsmetings nuttige data vir 'n verskeidenheid van gebiede in die toegepaste kernfisika.

1.2. BRONNE VAN VINNIGE NEUTRONE

Die eerste neutron-eksperimente is uitsluitlik met radioaktiewe bronne (bv. Po-Be en Ra-Be) gedoen. Met die koms van versnellers het reaksies met gelaaide deeltjies spoedig die belangrikste bron van mono-energetiese, vinnige neutrone geword.

'n Neutronbron vir hoë-oplosvermoë neutron-spektroskopie moet onder meer die volgende eienskappe besit:

(i) Dit moet 'n hoë neutronopbrengs lewer.

(ii) Die energiespreiding van die neutrone moet klein wees.

(iii) Die fisiese grootte moet klein wees, met min materiaal in die omgewing van die skyf.

(iv) Dit moet 'n lang leeftyd hê.

In die energiegebied tussen 0.20 en 2.50 MeV voldoen die $^{3}H(p,n)^{3}He$- en $^{7}Li(p,n)^{7}Be$-reaksies die beste aan hierdie vereistes, alhoewel ander bronne in spesiale omstandighede ook nuttig is (Ma 63).

Die $^{3}H(p,n)^{3}He$-reaksie (drumpel 1.019 MeV) het 'n betreklike groot deursnit vir die produksie van neutrone by 0°. Die laagste energie mono-energetiese neutrone by 0° is 288 keV. Die neutronenergie verander betreklik vinnig met hoek, wat bydra tot die

energiespreiding by die verstrooiings-monster. Die belangrikste probleem by hierdie reaksie is egter die vorm van die tritium-skyf. Indien 'n gasskyf gebruik word, is die proton- en dus neutron-energiespreiding onvermydelik groot, terwyl die opbrengs van 'n dun skyf van tritium in Zr of Ti betreklik laag is. Die fisiese groottes van albei hierdie skywe kan binne perke gehou word, en onder gunstige omstandighede het hulle lang leeftye.

Die $^{7}Li(p,n)^{7}Be$-reaksie (drumpel 1.881 MeV) se deursnit by 0° is ook betreklik groot. In hierdie geval is die laagste energie mono-energetiese neutrone by 0°, 120 keV. Dun skywe van Li-metaal op Ta met 'n goeie neutronopbrengs kan maklik gemaak word (sien 2.2). Die energieverandering met hoek is ook kleiner as by die T(p,n)-reaksie, sodat die totale energiespreiding vir dieselfde neutronopbrengs gewoonlik hier kleiner is. Die fisiese grootte van die skyf en skyfhouer is klein, en met strome $\leq$ 5 μA is die leeftyd van die skywe betreklik lank.

Die belangrikste probleem van die Li(p,n)-reaksie is die tweede neutrongroep (drumpel 2.378 MeV) wat metings by hoë neutronenergië bemoeilik. Die intensiteit van hierdie groep is $\leq$ 15% van dié van die eerste neutrongroep by 0°. By 'n interpretasie van eksperimentele resultate moet die tweede neutrongroep deeglik in aanmerking geneem word.

1.3. DIE WAARNEEM VAN ONELASTIESE VERSTROOIING

Uit die reaksiemeganisme is dit duidelik dat twee metodes geskik is vir die ondersoek van onelastiese verstrooiing:

1.3.1. 'n Studie van die de-eksitasie-straling

Alhoewel enkele pogings aangewend is om in spesiale gevalle metings van interne omsettings-elektrone te doen

(Ba 67), is die algemene en suksesvolle metode 'n studie van die de-eksitasie γ-strale (Fr 63, Da 63). Tot 1964 is hoofsaaklik NaI(Tl)-kristalle as detektors gebruik. Die toepassing van Ge(Li)-dektors in hierdie studieveld hou groot moontlikhede in (Fe 65). Die eerste suksesvolle eksperimente is reeds in 1965 berig (Da 65, Da 65a), maar aansienlike probleme is nog met die sein-tot-agtergrond verhouding ondervind.

Die voordele van γ- bo neutronspektroskopie is veral beter oplosvermoë en groter akkuraatheid by die meet van vlakenergië (met Ge(Li)-detektors), asook die moontlikheid om deur middel van hoekverdelings-, hoekkorrelasie- en vertakkingsverhoudingsmetings heelwat addisionele inligting oor die betrokke vlakke te verkry. Sheldon en van Patter (Sh 66) bespreek in 'n oorsigsartikel volledig die huidige stand van die eksperiment en teorie van hoekverdelingsmetings.

Die nadele van hierdie benadering is eerstens dat slegs vlakke wat verval met die uitgee van 'n γ bestudeer kan word. Verder is dit selde moontlik om uit metings by net een neutron-energie die deursnit vir verstrooiing na 'n bepaalde vlak, of die vlakke vanwaar die γ's afkomstig is, ondubbelsinnig te bepaal. Hierdie probleem word in 'n mate oorkom deur by 'n aantal verskillende energië metings te doen, deur die drumpelenergie vir die ontstaan van elke γ waar te neem, en deur koïnsidensie-metings. Waar 'n groot aantal vlakke opgewek word, is die probleem nogtans so ernstig dat met NaI(Tl)-kristalle hoogstens 10 of 12 vlakke in een kern bestudeer kan word.

1.3.2. 'n Studie van verstrooide neutrone

'n Opgeloste groep onelasties-verstrooide neutrone is

die eerste keer suksesvol waargeneem deur Stelson en Preston (St 52) wat 1.9 MeV neutrone van 'n Fe-monster verstrooi het. Die waarnemings is met fotografiese plate gedoen, en 'n swak onelastiese groep was sigbaar. Tot 1955 was die gebruik van fotografiese plate die enigste metode wat betreklik goeie resultate gelewer het.

Die ontwikkeling van die veel doeltreffender vlugtyd-tegniek vir vinnige neutrone (Cr 56) het spoedig bestaande metodes verdring, en word vandag uitsluitlik gebruik vir hierdie metings. Hierdie ontwikkeling was moontlik deurdat vinnige elektronika waarmee tydintervalle met nanosekonde-akkuraatheid gemeet kan word, beskikbaar geword het. Die energie van verstrooide neutrone word gevind deur hul vlugtyd oor die bekende afstand van die verstrooier na die detektor akkuraat te meet.

Gedurende die afgelope paar jaar het belangrike verbeteringe in die tegniek ingetree (Fe 65) wat groot moontlikhede vir neutronspektroskopie inhou. Die verbetering van gepulseerde versnellers deur Mobley- en klystron-saampersingsisteme (Ne 60) te gebruik, het gelei tot korter pulslengtes (< 1 ns) en groter strome, sodat beide oplos-vermoë en gevoeligheid aansienlik verbeter is. Detektors is ook verbeter, onder meer wat betref hul doeltreffendheid vir die waarneem van neutrone met lae energie (~ 100 keV)(Ad 65), en die vermoë om γ-agtergronde te elimineer met behulp van pulsvorm-diskriminasie. Nog 'n nuwe ontwikkeling met groot moontlikhede is die ten volle geoutomatiseerde sisteem van Smith (Sm 67) met sy groot moontlikhede vir die versamel en verwerk van 'n massa gegewens.

Die waarneem van die verstrooide neutrone het dié

belangrike voordeel bo γ-metings dat elke neutrongroep in die spektrum ooreenstem met verstrooiing van 'n bepaalde vlak in die skyfkern. Dit beteken dat alle metings van vlak-energië en deursnitte heeltemal ondubbelsinnig is, selfs waar 'n groot aantal vlakke optree. 'n Bykomende voordeel is dat die deursnit vir elastiese verstrooiing gelyktydig met dié vir onelastiese verstrooiing gemeet word, wat, soos in hoofstuk 5 aangetoon sal word, baie nuttig is by die interpretasie van die resultate.

Hoë-oplosvermoë γ- en neutronspektroskopie is tot dusver feitlik deurgaans onafhanklik van mekaar gebruik. Deur die jongste kragtige metodes van die twee velde te kombineer, het 'n deeglike ondersoek van onelastiese neutronverstrooiing moontlik geword.

1.4. DOEL,MOTIVERING EN BEPLANNING VAN ONDERSOEK

Die primêre doel van die eksperiment was om die niveau-strukture van ^{139}La en ^{141}Pr te ondersoek deur middel van neutron-verstrooiing.

By die keuse van hierdie twee kerne het die volgende oor-wegings gegeld:

(i) Die niveauskemas van albei kerne was betreklik swak bekend. 'n Volledige oorsig van vorige werk word in hoofstuk 4 gegee. Opsommend kan gesê word dat in ^{139}La slegs die 166 keV-vlak goed bekend was. Die bestaan van struktuur in die omgewing van 1430 keV is ook sonder twyfel vasgestel, maar oor ander vlakke het onsekerheid geheers. Die spin en pariteit van slegs die grond- en 166 keV-vlak, onderskeidelik $^{7}/_{2}^{+}$ en $^{5}/_{2}^{+}$, was bekend. Wat ^{141}Pr betref, is vlakke by 145, 1130 en 1300 keV dikwels ondersoek, terwyl 'n aantal vlakke by hoër energië met swak oplosvermoë

waargeneem is. Oor 'n moontlike vlak by 880 keV het heelwat onsekerheid bestaan. Die spin en pariteit van die grond- en 145 keV-toestand is onderskeidelik $^{5}/_{2}^{+}$ en $^{7}/_{2}^{+}$, terwyl die mees waarskynlike waardes vir die spins en pariteite van die 1130 en 1300 keV-vlakke onderskeidelik as $^{1}/_{2}^{+}$, $^{3}/_{2}^{+}$ en $^{3}/_{2}^{+}$, $^{5}/_{2}^{+}$ aangegee is.

(ii) Uit die gepubliseerde data het dit gelyk asof die niveaustrukture van die twee kerne betreklik "oop" is, sodat afsonderlike vlakke eksperimenteel goed opgelos sou kon word. Die kanse op 'n suksesvolle Hauser-Feshbach (H.-F.)-analise vir spin en pariteit is beter vir vlakke wat ver van mekaar lê. Eksperimenteel kan opwekkingskrommes gerieflik oor 'n groot energiegebied gemeet word, en wat die teorie betref, is die aantal uitgangskanale met onbekende parameters, beperk.

(iii) Uit 'n teoretiese oogpunt is die twee kerne ook interessant, alhoewel baie min werk nog op hulle gedoen is. Die belangrikste rede hiervoor is waarskynlik die gebrek aan eksperimentele gegewens, want hulle is van die teoretiese kant nie onbereikbaar nie. Albei kerne het 'n geslote skil van 82 neutrone, terwyl La sewe en Pr nege protone buite die geslote 50-skil het. By enige analise kan dus slegs die 7 en 9 protone onderskeidelik beskou word. Die spin van die grond- en eerste opgewekte toestande van albei kerne is in ooreenstemming met hul skilmodel-konfigurasies. 'n Teorie wat moontlikhede vir hierdie massagebied inhou, is die skilmodel met residuele interaksies (Ki 63).

(iv) Albei kerne val in die swaar massagebied, wat beteken dat die aannames van die statistiese teorie waarskynlik goed bevredig word. Hulle behoort dus geskik te wees vir 'n betroubare H.-F.-analise van onelastiese verstrooiing.

(v) Eksperimenteel is dit gerieflik om kerne met feitlik dieselfde massa, en met soortgelyke niveaustrukture, te kies. Dit

beteken dat dieselfde lynvorms vir die spektra van beide elemente gebruik kan word, en dat metings vir die twee kerne gewoonlik by dieselfde neutronenergië gedoen kan word.

(vi) Vir neutronverstrooiing is betreklike groot monsters nodig. Indien onbekende niveauskemas dus ondersoek word, is die eksperimentalis beperk tot mono-isotopiese elemente. Natuurlike La is 99.91% ^{139}La, en Pr 100.00% ^{141}Pr.

(vii) Monsters van die twee elemente in die vorm van suiwer metale, en met die verlangde dimensies, kon verkry word. By blootstelling aan lug word albei metale bedek met 'n wit oksiedlagie, maar die proses verloop so stadig dat beskermende houers gedurende eksperimente nie nodig was nie.

Daar is op die volgende metode van ondersoek besluit: Om nuwe vlakke te vind en hul energië akkuraat te bepaal, moes spektra van verstrooide neutrone met goeie oplosvermoë by 'n groot aantal verskillende energië waargeneem word. Vir geskikte vlakke moes opwekkingsfunksies en hoekverdelings gemeet, en aan 'n H.-F.-analise met die oog op spin- en pariteitstoekennings onderwerp word. Differensiële en totale elastiese deursnitte moes oor 'n redelik wye energiegebied bepaal word ten einde betroubare transmissiekoëffisiënte vir hierdie analise uit Optiese model-berekeninge te verkry.

In hoofstuk 2 word die eksperimentele besonderhede gegee, waarop 'n beskrywing van die korreksieberekeninge, wat hier van groot belang was, volg. In hoofstuk 4 word die eksperimentele resultate gegee. 'n Bespreking van die toepaslike teorie, en 'n interpretasie van die resultate in terme daarvan, volg in die laaste twee hoofstukke.

H O O F S T U K 2

EKSPERIMENTELE OPSTELLING EN PROSEDURE

Alle metings is by die 5.5 MeV Van de Graaff-versneller van Die Kerninstituut van die Suidelike Universiteite uitgevoer met behulp van 'n vlugtydspektrometer.

Die eksperimentele uitleg word in Fig. 2.1 geïllustreer. 'n Bundelbuis van die versneller is tot in die "neutronput" verleng. Op hierdie lyn is 'n uitwendige defleksiestelsel aangebring, asook 'n kwadrupoollens om goeie bundelfokussering te verseker. Die bundelbuis is ongeveer 9 vt bo die vloer van die neutronput en die detektor en een of twee langtellers is op beweegbare platvorms op hierdie hoogte opgestel.

2.1. DIE PROTONBUNDEL

Die basiese frekwensie van die pulseringstelsel by die boonste terminaal van die versneller is 5.0 MHz. Ten einde lae-energie neutrone by lang vlugpaaie waar te neem, is hierdie frekwensie verstelbaar gemaak (Bl 64) sodat 1.66 MHz vir sommige metings gebruik is. Die oorspronklike stelsel, met geringe wysigings, is later weer gebruik, en die uitwendige defleksie-stelsel (Bl 64) wat oorspronklik ontwikkel is om agtergrond tussen pulse te verwyder, is aangepas om elke tweede puls af te sny. 'n Frekwensie van 2.5 MHz is dus vir die meeste metings gebruik.

Volgens die wydte van die γ-piek van die Li-skyf het die pulslengte gewissel van 5 ns aan die begin tot 3 ns vir die finale metings. Die stroom was tipies tussen 2.0 en 4.5 μA. Faktore wat hier 'n belangrike rol gespeel het, was onder meer die toestand van die ioonbron en fokusseringskondisies in die versnellingsbuis.

Die energie van die protonbundel word met behulp van kernmagnetiese resonansie in die veld van die analiseermagneet gemeet.

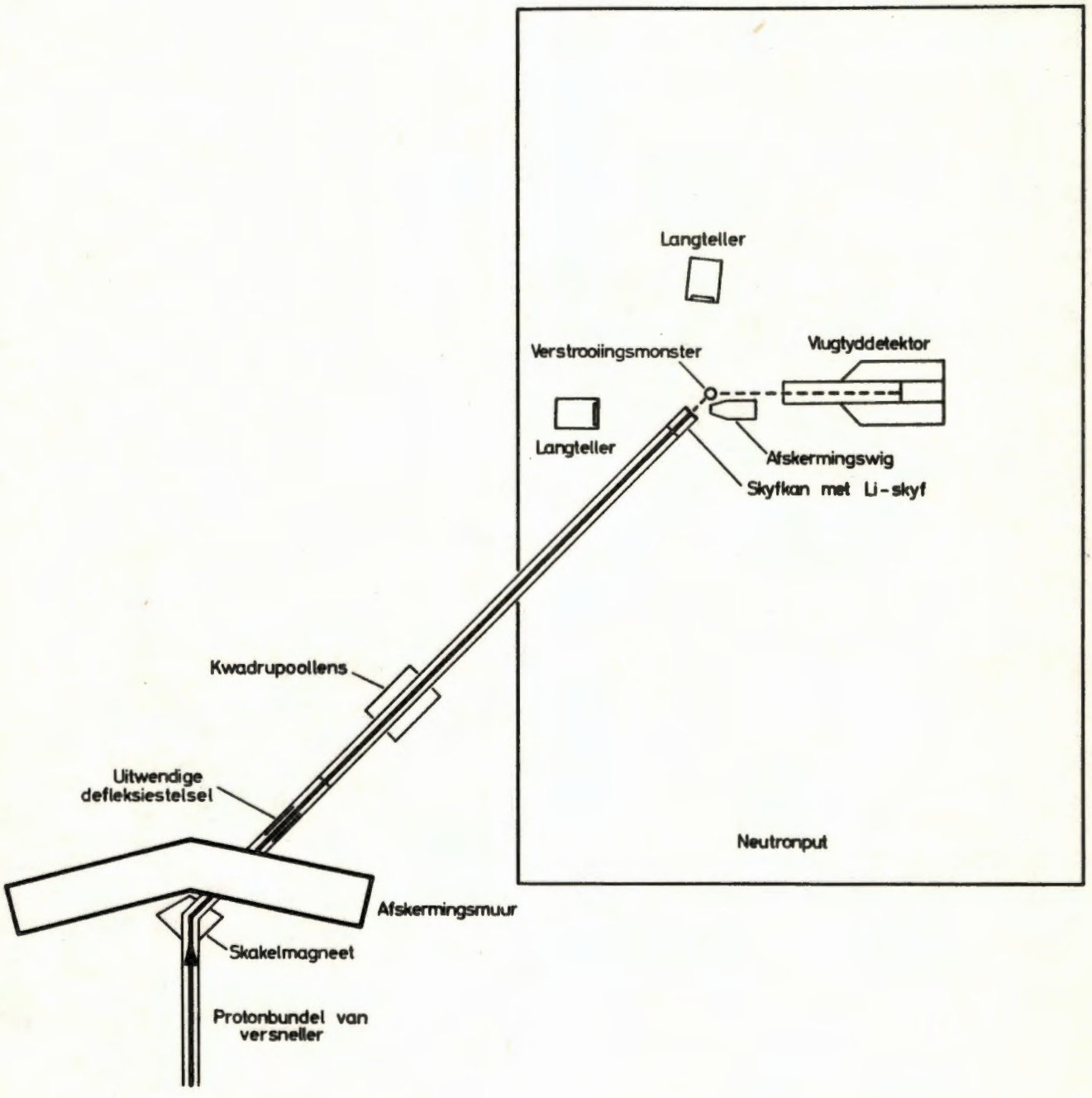

Fig. 2.1. Eksperimentele uitleg vir vlugtydeksperimente.

Die frekwensie is tot by 18.964 MHz (4.21 MeV-protone) gekalibreer deur die drumpels vir die (p,n)-reaksies op ^{7}Li, ^{13}C, ^{45}Sc, ^{63}Cu en ^{65}Cu waar te neem. Drumpelenergië van 1.8805, 3.2358, 2.908, 4.214 en 2.1646 MeV onderskeidelik is vir die kalibrasie aangeneem. By 33.250 MHz is die kalibrasie bevestig deur die waarneem van 'n bekende resonansie in die $^{30}Si(\alpha,\gamma)^{34}S$-reaksie (Wi 67). Die feit dat die $^{7}Li(p,n)^{7}Be$-drumpel by alle metings van Li-skyfdiktes noukeurig waargeneem is, het as 'n addisionele toets gedien. Die gemiddelde verskuiwing vir 'n groot aantal skywe was $\leq$ 1 keV.

Die rigting van die invallende protonbundel is akkuraat bepaal deur die neutronopbrengs van die sterk na vore gepiekte $^{7}Li(p,n)$-reaksie om die 0° posisie met 'n langteller waar te neem.

2.2. PRODUKSIE VAN NEUTRONE

Die $^{7}Li(p,n)^{7}Be$-reaksie is deurgaans as neutronbron gebruik. Die neutronenergie is gevind uit tabelle van Gibbons en Newson (Gi 60). Probleme met die tweede neutrongroep by hoë energië is in 'n mate oorkom deur geskikte beplanning van die metings.

Skywe van LiF op Ag was beskikbaar, maar kon nie by proton-energië van meer as 3 MeV gebruik word nie weens die hoë neutron-agtergrond van reaksies in die Ag. Om dié rede, en ook omdat die opbrengs 'n faktor 3 beter is vir dieselfde skyfdikte, is skywe van Li-metaal op Ta by alle verstrooiingswerk gebruik.

Bevredigende skywe is soos volg vervaardig: 'n 0.025 cm Ta-plaatjie is in alkohol en gedeioniseerde water gewas om alle onsuiwerhede van die oppervlak te verwyder. Daarna is dit in posisie geplaas in die opdampapparaat (Fig. 2.2), saam met 'n stukkie Li-metaal in 'n kroesie van vlekvrye staal. By 'n druk van ongeveer 10^{-4} mm Hg is die kroesie verhit totdat 'n lagie Li van die gewenste dikte op die plaatjie neergeslaan het.

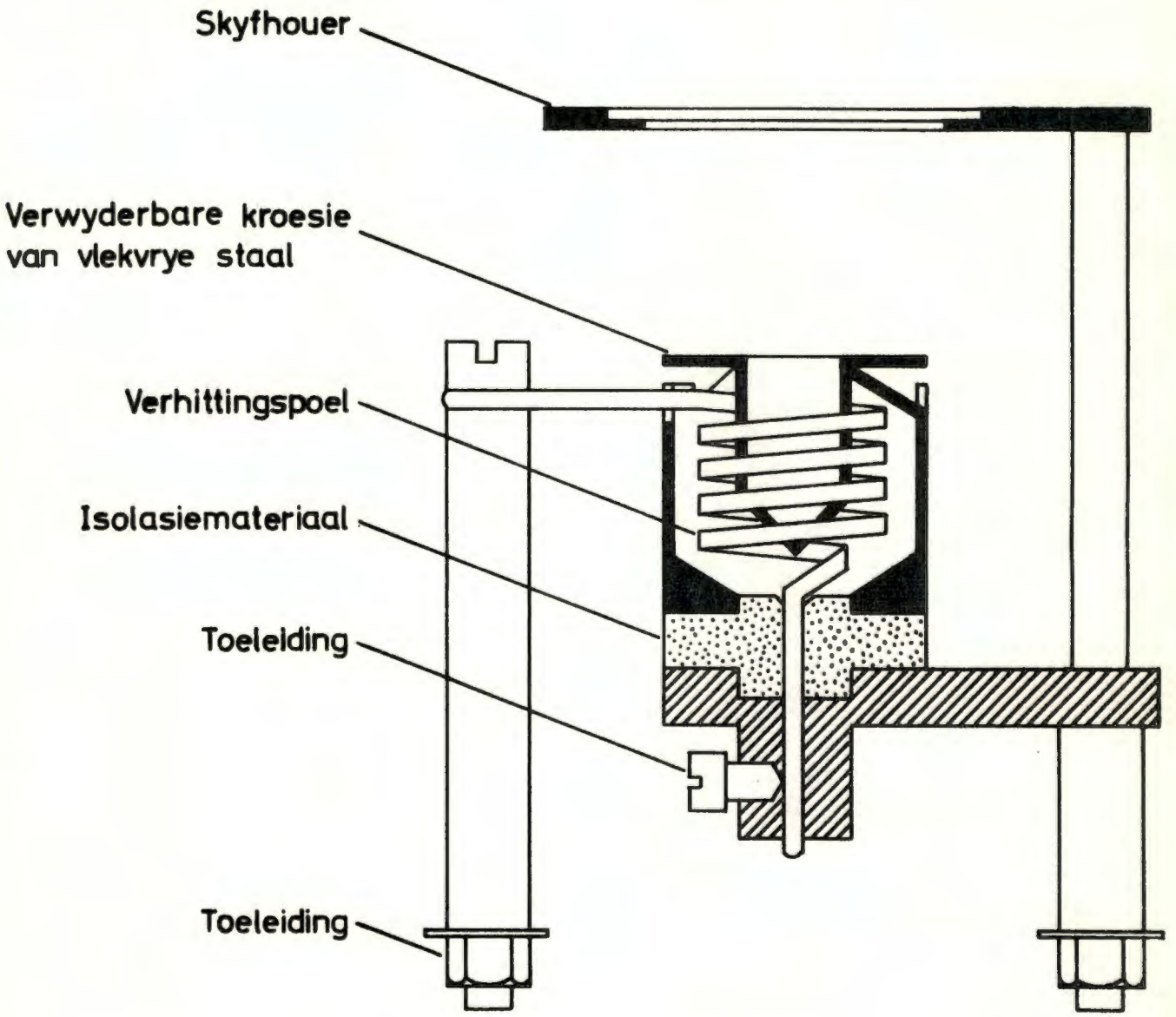

Fig. 2.2. Opdampapparaat vir die maak van Li-skywe.

Skyfdiktes kon betreklik goed gereproduseer word deur nie die plaatjie bloot te stel voordat die afdampsnelheid van die Li 'n betreklik konstante waarde bereik het nie. Verder is die stroom deur die verhittingspoel van die kroesie, en die afstand tussen die kroesie en die plaatjie so ver as moontlik konstant gehou.

By blootstelling aan lug oksideer 'n skyf van Li-metaal binne 'n paar sekondes na swart Li_3N, en daarna na wit Li_2O, LiOH en Li_2CO_3. Die skyf is dus onder 'n Argon-atmosfeer in 'n skyfkan geplaas, en na die neutronlyn wat onmiddellik evakueer is, oorgeplaas. Die skyfkan was in die vorm van 'n pyp wat aan die een kant op die end van die neutronlyn pas, terwyl die skyfplaatjie op die ander kant vasgeskroef word.

Die skyfkan is van die neutronlyn geïsoleer sodat die stroom wat daarop val gemeet kon word. Verder is dit eksentries roteer en van buite afgekoel met 'n stroom druklug. Dieselfde skyf is soms vier of vyf dae lank gebruik, sonder enige merkbare vermindering van die neutronopbrengs.

Die dikte van die skywe is bepaal deur die opbrengskromme vir die $^7Li(p,n)^7Be$-reaksie net bokant sy drumpel te meet (Gi 60). Hieruit word die skyfdikte gegee deur die energieverskil tussen die gemete drumpel en die maksimum van die opbrengskromme (Fig. 2.3). Vir die opbrengsmetings is 'n langteller gebruik. Aangesien die langteller egter 'n halfhoek van minder as 15° by die skyf onderspan het, is die totale opbrengs slegs gemeet met die protonenergie minder as 3 keV bokant die drumpel (Fig. 2.4). Dit benadeel die akkuraatheid van die bepaling aangesien die maksimum van die opbrengskromme minder skerp gedefinieer is, sodat 'n fout van tot 3 keV in die dikte van 'n 15 keV-skyf moontlik is. Aangesien die gemiddelde protonenergie geneem is as die bundelenergie min die helfte van die skyfdikte, gee dit 'n addisionele onsekerheid

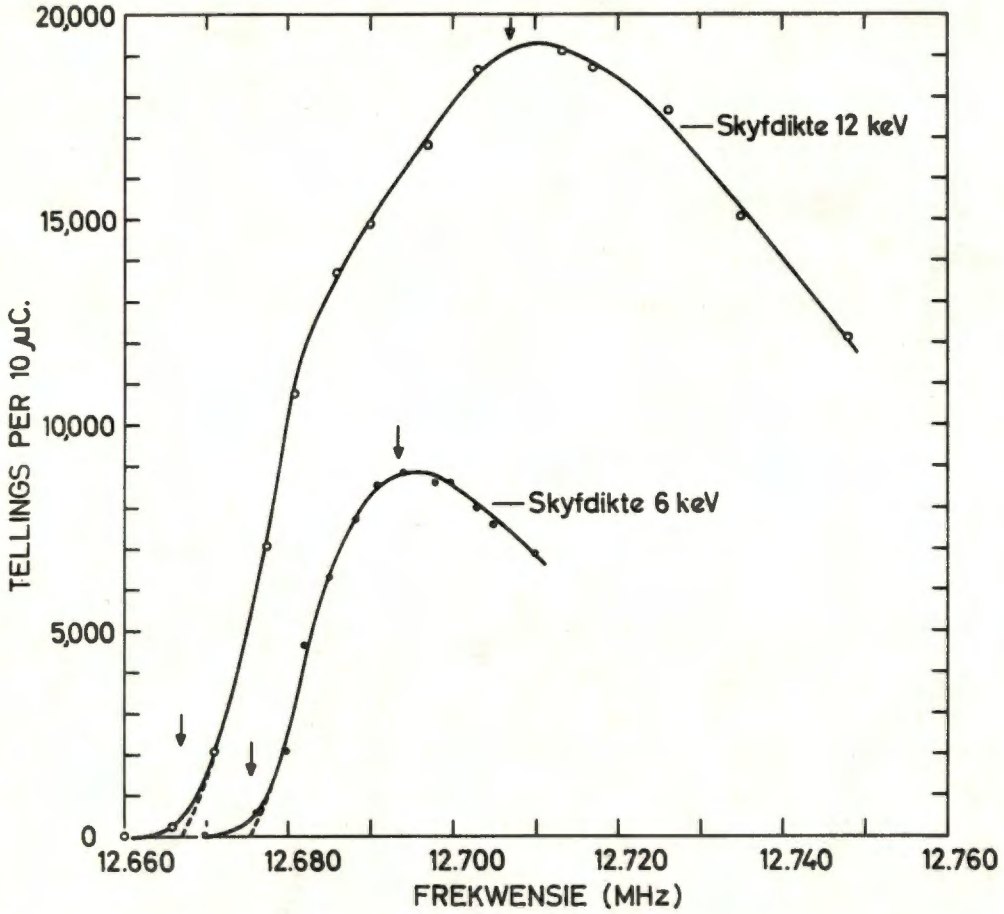

Fig. 2.3. Die bepaling van Li-skyfdiktes uit opbrengsmetings. Die drumpelfrekwensies verskil omdat verskillende energiekalibrasies in die twee gevalle gegeld het.

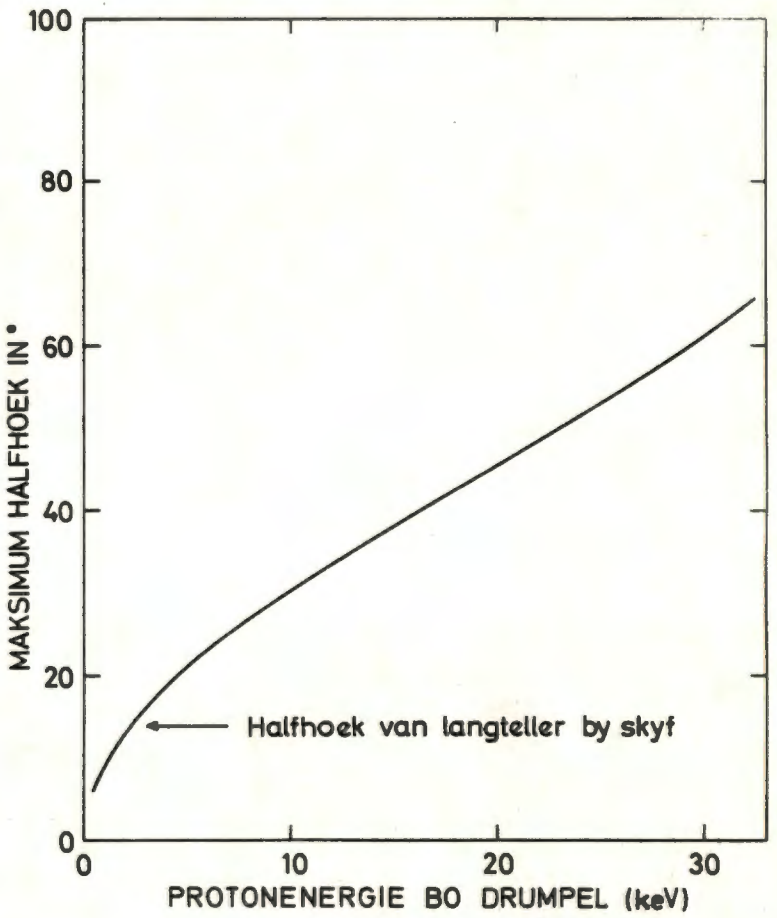

Fig. 2.4. Grafiek van die maksimum halfhoek van geproduseerde neutrone teen proton-energie bo drumpel vir die $^{7}Li(p,n)^{7}Be$-reaksie.

van ongeveer 1.5 keV in die neutronenergie.

Skyfdiktes vir protone van 1.881 MeV het gewissel tussen 8 en 15 keV. Die verhouding tussen die maksimum van die opbrengsmeting en die bekende dikskyfopbrengs by daardie energie, is as 'n benaderde maatstaf vir die gehalte van 'n skyf gebruik.

By hoër energië is 'n korreksie in die skyfdikte aangebring vir die afnemende energieverlies van protone in die skyf (Co 60). Vir 'n 15 keV-skyf was die korreksie ongeveer 3.5 keV vir protone van 4.0 MeV (neutronenergie = 2.32 MeV).

Om die korrekte gemiddelde energie van neutrone wat op die monster inval, te vind, moes die verandering van die neutronenergie met hoek ook in aanmerking geneem word. Die monster is vir die doel in 64 dele verdeel, en die energie en intensiteit van die neutrone by die massamiddelpunt van elke deel bereken. Op dié wyse is gevind dat die gemiddelde neutronenergie by 'n protonenergie van 2.0 MeV (neutronenergie = 0.23 MeV) 2 keV, en by 'n protonenergie van 4.0 MeV (neutronenergie = 2.32 MeV) 5 keV laer was as die neutronenergie by 0° in die twee gevalle.

Die onsekerheid in die gemiddelde energie van die neutrone wat die monster tref, kan soos volg saamgevat word:

Onsekerheid in protonenergie	= 1.5 keV.
Onsekerheid in energieverlies in skyf	= 1.5 keV.
Onsekerheid in korreksie vir hoekafhandlikheid van neutronenergie	= 1.5 keV.

Dit lei tot 'n gemiddelde onsekerheid in neutronenergie van $\sim$ 3 keV. Hierdie onsekerheid verander min met neutronenergie.

Die energiespreiding van die neutrone wat die monster tref, daarenteen, hang sterk van die energie af. Verreweg die belangrikste faktore wat hiertoe bydra is die skyfdikte en die verandering van die neutronenergie met hoek. Vir 'n skyf van 8 keV

is dit vir 2.0 MeV-protone ~ 10 keV, en vir 4.0 MeV-protone ~18 keV. Die ooreenkomstige spreidings vir 'n 15 keV-skyf is onderskeidelik ~ 16 keV en ~ 19 keV.

2.3. MONITORS

'n Stroomintegreerder wat by K.I.S.U. ontwikkel is vir die meet van gepulseerde bundels (Bl 65) is deurgaans as monitor vir die protonbundel gebruik. Terselfdertyd is 'n langteller (Ha 47, Al 55) as neutronmonitor by $\theta \approx 135^{\circ}$ geplaas. Van tyd tot tyd is 'n tweede langteller by $\theta = 0^{\circ}$, $\theta \approx 40^{\circ}$ of vertikaal onder die skyf gebruik. Met beide 'n proton- en neutronmonitor kon enige verswakking van die skyf dadelik opgemerk word.

By die meet van hoekverdelings was die stroomintegreerder meer betroubaar as monitor. Heelwat verstrooiing van die betreklike groot afskermingswig ná aan die skyf, en by kort vlugpaaie moontlik ook van die afskerming van die detektor, is deur die langtellers waargeneem. Die posisie van die wig is by elke hoek verander, met die gevolg dat die langtellertellings vir dieselfde aantal protone op die skyf, 'n hoekafhanklike variasie getoon het.

Vir verstrooiing by 'n vaste hoek, d.w.s. waar die wig deurgaans (ook by direkte vloedmetings) in een posisie gelaat is, en veral ook by langer vlugpaaie, was die langtellers wel voortreflike monitors.

2.4. VERSTROOIINGSMONSTERS

Die keuse van die vorm, afmetings en posisie van verstrooiingsmonsters is belangrik omdat dit in 'n groot mate die opbrengs van verstrooide neutrone en die oplosvermoë wat bereik sal kan word, bepaal.

Vir metings van hoekverdelings is 'n silindervormige monster uit simmetrie-oorwegings die natuurlike keuse. Alhoewel monsters vir vlugtydwaarnemings dus gewoonlik hierdie vorm het, is daar heelwat wisseling in die dimensies. Cranberg et al. (bv. Cr 56) gebruik gewoonlik lang dun silinders met hoogte ~ 5 cm, buitedeursnit ~ 2 cm en binnedeursnit ~ 1.5 cm. Die groep van Smith (bv. Sm 63) gebruik soliede regte silinders met hoogte en deursnit ~ 1.8 cm. By Aldermaston (bv. Gi 63) en Harwell (bv. Ba 66) is monsters met 'n verskeidenheid van dimensies gebruik: hoogtes wissel van 4.3 tot 5.2 cm, binnedeursnitte van 0 tot 1.5 cm, en buitedeursnitte van 1.4 tot 4.5 cm. Dit is dus duidelik dat selfs met inagneming van die feit dat die aard van 'n eksperiment en die eksperimentele kondisies die dimensies van monsters in 'n mate bepaal, geen eenstemmigheid oor die optimum-afmetings bestaan nie. In die eksperimente waarna verwys is wissel die afstand van die neutronbron na die monster ook tussen 9 en 15 cm.

Die probleem van optimum dimensies en monsterposisie is dus van nader beskou ten einde 'n min of meer konsistente maatstaf vir die keuse van hierdie hoeveelhede te vind. Die analise wat volg is 'n drastiese vereenvoudiging, en het hoofsaaklik betrekking op monsters van medium en swaar kerne.

Die probleem kan soos volg geformuleer word: Vir 'n bepaalde toelaatbare energiespreiding en vloedatteniasie in die monster moet die monstervorm en -posisie gevind word wat die maksimum opbrengs van verstrooide neutrone sal gee.

Die prosedure is soos volg:

(a) Besluit wat die maksimum toelaatbare energiespreiding as gevolg van die dimensies en posisie van die monster by 'n bepaalde energie van invallende neutrone is. Hierdie spreiding

word hoofsaaklik bepaal deur die hoek wat die monster by die skyf onderspan, en neem toe met neutronenergie. Vir La en Pr was die spreiding as gevolg van die hoek bv. 17 keV by $E_n(0^o)$ = 2.00 MeV, terwyl die addisionele spreiding as gevolg van verskille in verstrooiingshoek, minder as 4 keV was. Die addisionele spreiding is dus vir die doel van die berekeninge weggelaat.

(b) Volgens die energiespreiding aanvaar in (a), vind uit tabelle (Gi 60, Fo 56) of bereken die maksimumhoek, θ_m, wat die monster by die skyf mag onderspan. Dit sal verskil vir verskillende neutronproduserende reaksies, en is energie-afhanklik (Fig. 2.5).

(c) Besluit oor die maksimum toelaatbare vloedattenuasie. Waar die doel van die eksperiment uitsluitlik is om betreklike groot deursnitte akkuraat te bepaal, is 'n klein vloedattenuasie (~10%) verkieslik. Waar egter ook na nuwe vlakke gesoek, en die deursnit vir verstrooiing van baie swak vlakke gemeet moet word, is groot monsters, en gevolglik ook groot vloedattenuasie (~40%) onvermydelik.

(d) Gebruik benaderde tabelle (Cr 59) om vir die toegelate vloedattenuasie die verband tussen t en r te vind (Fig. 2.6), waar

$$t = 2n\sigma b ,$$

$$\text{en } r = \frac{a}{b} .$$

Hierin is

n = aantal kerne per cc in die monster,

σ = betrokke totale deursnit,

b = buitestraal van die silinder

en a = binnestraal van die silinder.

Uit die krommes volg dat hoe groter die buitedeursnit, of hoe

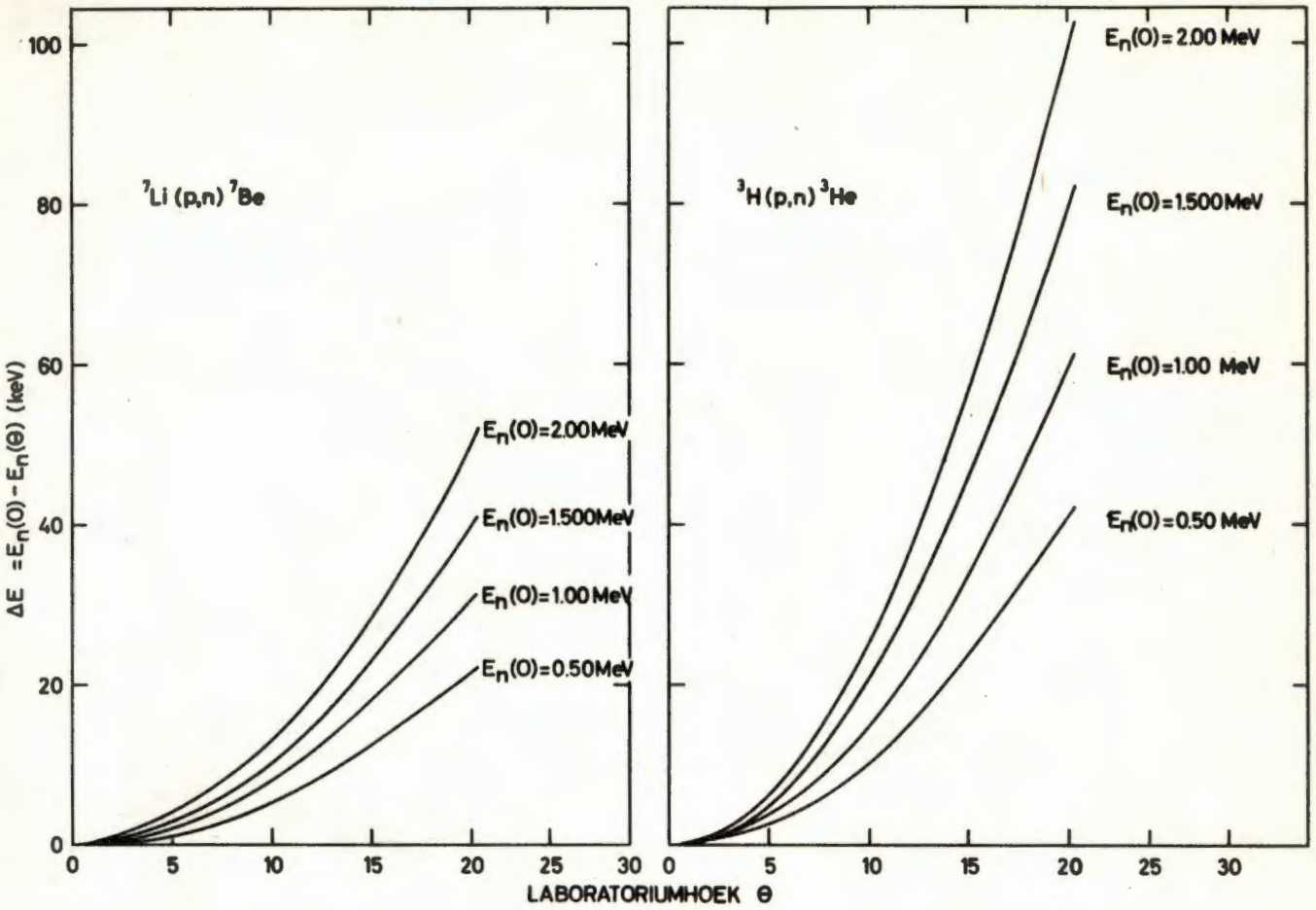

Fig. 2.5. Energieverandering van die neutrone van die Li(p,n)- en T(p,n)-reaksies met hoek.

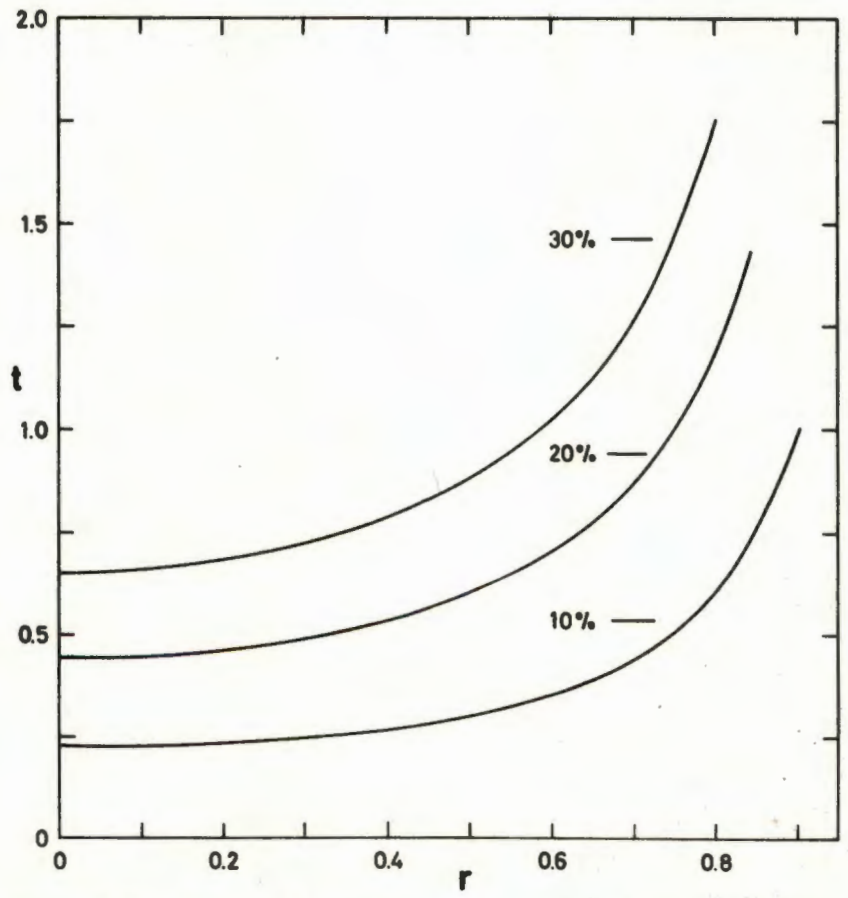

Fig. 2.6. Verband tussen t en r vir vloedattenuasie-korreksies van 10%, 20% en 30% volgens Cranberg en Levin (Cr 59).

groter nø van 'n bepaalde monster, hoe dunner sal die wand van die silinder moet wees vir dieselfde vloedattenuasie.

(e) Met verwysing na Fig. 2.7 is dit duidelik dat vier parameters verander kan word, naamlik a, b, h en s. Vir θ in Fig. 2.7 geld dat $\theta \approx \theta_m$. θ_m is reeds in (b) hierbo bepaal.

Vir die "opbrengs", Q, van verstrooide neutrone van 'n bepaalde monster geld uit geometriese oorwegings dat

$$Q \propto \frac{\pi(b^2-a^2)h}{s^2} = \frac{\pi b^2(1-r^2)h}{s^2} \quad . \tag{2-1}$$

Die parameters moet nou so gekies word dat Q 'n maksimum is.

Uit Fig. 2.7 en die feit dat $\theta \approx \theta_m$, volg benaderd dat

$$(\tfrac{h}{2})^2 + b^2 = (s.\tan\theta_m)^2 \quad , \tag{2-2}$$

of

$$h = 2\sqrt{(s.\tan\theta_m)-b^2} \quad . \tag{2-3}$$

Gestel nou dat 'n waarde vir b op een of ander wyse gevind word. Dit volg dan uit (d) hierbo dat die waarde van r vir 'n spesifieke monster ook bepaal sal wees. Stel nou die uitdrukking vir h hierbo in vergelyking (2-1), dan volg dat

$$Q \propto \frac{2\pi b^2(1-r^2)\left[(s.\tan\theta_m)^2 - b^2\right]^{1/2}}{s^2} \tag{2-4}$$

Hierdie uitdrukking sal 'n maksimum wees vir dié waarde van s waarvoor sy afgeleide met betrekking tot s, nul is, d.w.s. waarvoor

$$\frac{dQ}{ds} = 2\pi b^2(1-r^2)\frac{d}{ds}\left[(s^{-2}\tan^2\theta_m - s^{-4}b^2)^{1/2}\right] = 0 \ ,$$

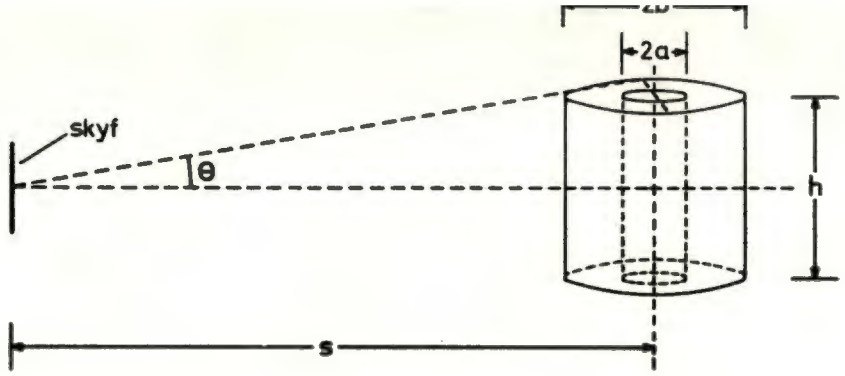

Fig. 2.7. Geometrie van die verstrooiingsmonster.

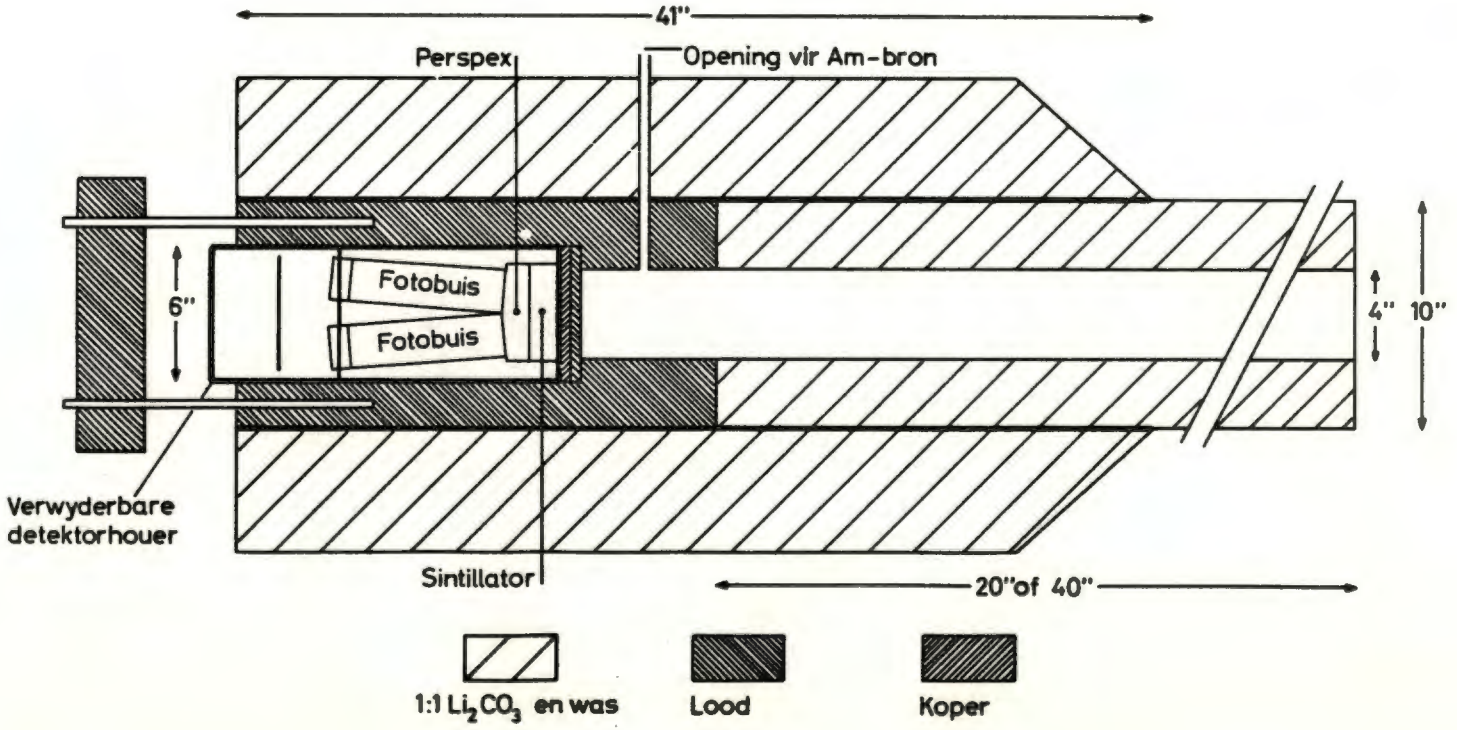

Fig. 2.8. Die vlugtyd-detektor met sy afskerming.

of

$$\frac{-2s^{-3}\tan^2\theta_m + 4s^{-5}b^2}{s^{-2}\tan^2\theta_m - s^{-4}b^2}^{1/2} = 0 ,$$

aangesien $2\pi b^2(1-r^2) \neq 0$. Dus volg dat

$$-2s^{-3}\tan^2\theta_m + 4s^{-5}b^2 = 0 ,$$

of

$$s = \frac{\sqrt{2}\, b}{\tan\theta_m} . \qquad (2-5)$$

Stel hierdie uitdrukking vir s in vergelyking (2-2), dan volg dat

$$h = 2b . \qquad (2-6)$$

Aangesien b willekeurig gekies is, geld dit vir alle b. Uit vergelykings (2-1), (2-5) en (2-6) volg nou dat

$$Q \propto \pi b(1-r^2) \tan^2\theta_m . \qquad (2-7)$$

Kies nou verskillende waardes van b, vind r (en dus ook a) uit (d), en bereken Q. Dié waarde van b wat 'n maksimum waarde van Q gee, is aangewese vir die monster. Uit vergelykings (2-5) en (2-6) is onderskeidelik s en h ook bekend.

Dit kan egter gebeur dat die minimumwaarde van s beperk word deur die eksperimentele opstelling. By KISU was dit bv. moeilik om die afskerming doeltreffend op te stel by baie klein of groot hoeke, vir $s < 10$ cm. Vir dié waardes van b waarvoor s uit vergelyking (2-5) dus kleiner as die minimum toegelate waarde is, word hierdie minimumwaarde van s geneem, en die opbrengs Q volgens (2-4) bereken vir verskillende b (en dus ook r). Die maksimum Q gee weereens die geskikte waarde van b, en uit (2-3)

kan h dan bereken word.

By kort vlugpaaie (< 1.5 m) is dit dikwels ook nodig om die maksimumwaarde van b te beperk, aangesien die spreiding in vlugpad en verstrooiingshoek in hierdie geval aansienlik word vir groter monsters. 'n Verdere oorweging is ook die koste van groot monsters van seldsame elemente. Dit lei daartoe dat in die praktyk 'n waarde van b wat effens kleiner is as dié wat 'n maksimum vir Q gee, dikwels verkieslik is.

Vir La en Pr het die metode hierbo die volgende resultate gelewer:

(a) Maksimum toegelate energiespreiding = 18 keV by $E_n(0^o) = 2.00$ MeV.

(b) Uit (a) is $\theta_m = 12^o$ vir die Li(p,n)-reaksie.

(c) Maksimum toegelate vloedattemuasie $\sim 30\%$.

(d) Vir La is $n = 0.264 \times 10^{23}$ at/cc en $\sigma \approx 7.8$ barn, sodat $2n\sigma \approx 0.412$ cm^{-1}.
Vir Pr is $n = 0.287 \times 10^{23}$ at/cc en $\sigma \approx 8.0$ barn, en dus $2n\sigma \approx 0.459$ cm^{-1}.
Die waarde van σ wat hier gebruik is, is ongeveer die maksimum totale deursnit (Hu 58) in die gebied waar die eksperiment gedoen word. Die verband tussen t en r vir 30% vloedattemuasie word in Fig. 2.6 aangegee.

(e) Die resultaat van berekeninge vir La en Pr verskyn onderskeidelik in tabelle I en II. Hieruit is die maksimum-opbrengs vir La by b = 2.2 cm, en vir Pr by b = 2.0 cm. Daar is besluit dat b nie groter as 2.0 cm moet wees nie. Aangesien $2n\sigma$ vir die twee monsters min verskil, is dus besluit dat die dimensies identies sal wees, wat ook dié voordeel het dat die lynvorms vir verstrooiing van die twee monsters

TABEL I

BEREKENINGE VIR OPTIMUM-DIMENSIES VIR La-MONSTER

b(cm)	t	r	Q	a(cm)	s(cm)	h(cm)	Volume (cc)
0.4	0.165	0	2.10×10^{-2}	0	[10]*	4.18	2.10
0.6	0.247	0	4.63×10^{-2}	0	[10]	4.09	4.63
0.8	0.330	0	7.94×10^{-2}	0	[10]	3.95	7.94
1.0	0.412	0	11.81×10^{-2}	0	[10]	3.76	11.81
1.2	0.494	0	15.92×10^{-2}	0	[10]	3.52	15.92
1.4	0.577	0	19.77×10^{-2}	0	[10]	3.21	19.77
1.6	0.659	0.095	22.62×10^{-2}	0.15	10.62	3.2	25.53
1.8	0.742	0.341	22.67×10^{-2}	0.61	11.95	3.6	32.38
2.0	0.824	0.451	22.71×10^{-2}	0.90	13.28	4.0	40.04
2.2	0.906	0.520	22.88×10^{-2}	1.14	14.60	4.4	48.81
2.4	0.989	0.578	22.78×10^{-2}	1.39	15.93	4.8	57.84

* [ ] beteken minimumwaarde van s.

TABEL II

BEREKENINGE VIR OPTIMUM-DIMENSIES VIR Pr-MONSTER

b(cm)	t	r	Q	a(cm)	s(cm)	h(cm)	Volume (cc)
0.4	0.184	0	2.10×10^{-2}	0	[10]*	4.18	2.10
0.6	0.275	0	4.63×10^{-2}	0	[10]	4.09	4.62
0.8	0.367	0	7.94×10^{-2}	0	[10]	3.95	7.94
1.0	0.459	0	11.81×10^{-2}	0	[10]	3.76	11.81
1.2	0.551	0	15.92×10^{-2}	0	[10]	3.52	15.92
1.4	0.643	0	19.77×10^{-2}	0	[10]	3.21	19.77
1.6	0.734	0.327	20.37×10^{-2}	0.52	10.62	3.20	22.98
1.8	0.826	0.452	20.41×10^{-2}	0.81	11.95	3.60	29.16
2.0	0.918	0.530	20.50×10^{-2}	1.06	13.28	4.0	36.15
2.2	1.010	0.591	20.40×10^{-2}	1.30	14.60	4.4	43.53
2.4	1.102	0.637	20.33×10^{-2}	1.53	15.93	4.8	51.61

* [ ] beteken minimumwaarde van s.

dieselfde is.

Die afmetings van die monsters wat uiteindelik gebruik is*, het min verskil van die optimum waardes; die besonderhede word in tabel III aangegee.

TABEL III

BESONDERHEDE VAN VERSTROOIINGSMONSTERS

Monster	Isotopiese Samestelling	h (cm)	a (cm)	b (cm)	Gewig (gm)	Volume (cc)
La-metaal (99.9% suiwer)	99.911% ^{139}La 0.089% ^{138}La	4.01	0.83	1.995	252.25	41.46
Pr-metaal (99.9% suiwer)	100.000% ^{141}Pr	4.00	0.84	2.000	278.09	41.40

2.5. DIE VLUGTYDSPEKTROMETER

Die prototipe van die neutrondetektor wat in die vlugtyd-opstelling gebruik is, is by die A.E.R.E. in Harwell ontwikkel (Ad 65) en met sukses in 'n aantal eksperimente gebruik (Ba 65, Ba 65a, Ba 66). Die uitstaande kenmerk van die detektor is sy doeltreffendheid vir die waarneem van neutrone oor 'n wye energiegebied, en in die besonder die lae drumpelenergie daarvan. Hierdie kenmerk, tesame met sy goeie tyd-eienskappe, maak die detektor by uitstek geskik vir gebruik in 'n vlugtydspektrometer met goeie oplosvermoë in die energiegebied bo 100 keV.

---

* Verkry van Research Chemicals, Division of Nuclear Corporation of America, Phoenix, V.S.A.

Die detektor bestaan uit 'n 2.5 cm dik plastiese sintillator* met deursnit ongeveer 11 cm, wat deur middel van 'n kort (2 cm) perspex ligpyp aan twee feitlik parallelle fotovermenigvuldigers+ gekoppel is (Fig. 2.8). Hierdie geometrie is baie gerieflik en lewer in die praktyk goeie resultate, al is dit nie ideaal uit die oogpunt van koinsidensies tussen die buise nie. Die hele sisteem is in 'n ligdigte houer monteer wat in massiewe afskerming van 'n 1 : 1 mengsel van $LiCO_3$ en paraffienwas, uitgevoer met Pb, geplaas word (Fig. 2.8). Vervangbare kollimators van $LiCO_3$ en paraffienwas pas voor in die afskerming. 'n Stafie met 'n ^{241}Am-bron kan deur middel van 'n buis deur die afskerming altyd op identiese wyse voor die sintillator geplaas word vir die reproduseerbare opstel van die detektor.

Addisionele afskerming vir direkte neutrone van die skyf is voorsien deur 'n "wig" baie na aan die skyf op te stel. Bevredigende resultate is verkry deur by die meet van hoekverdelings 'n wig van 33 cm paraffienwas en 6 cm Pb te gebruik. 'n Spesiale kollimator-wig van 50 cm paraffienwas is ontwerp vir metings by 90°. Hierdeur is lugverstrooiing tot 'n minimum beperk, sodat agtergrondspektra baie min struktuur vertoon het.

'n Blokdiagram van die vlugtydelektronika verskyn in Fig. 2.9. "Stadige" en "vinnige" uittreepulse word onderskeidelik van die 11de dinode en die anode van elke fotobuis geneem. Die stadige, lineêre uittree van die twee buise word gebalanseer en bymekaar getel, versterk, en gaan dan na 'n venster-diskriminator wat die voorspanning van die detektor bepaal. Die vinnige pulse

---

* NE 102A verskaf deur Nuclear Enterprises (G.B) Ltd., Naton 136 verskaf deur Thorn Electricity Ltd.

\+ 56AVP verskaf deur Philips.

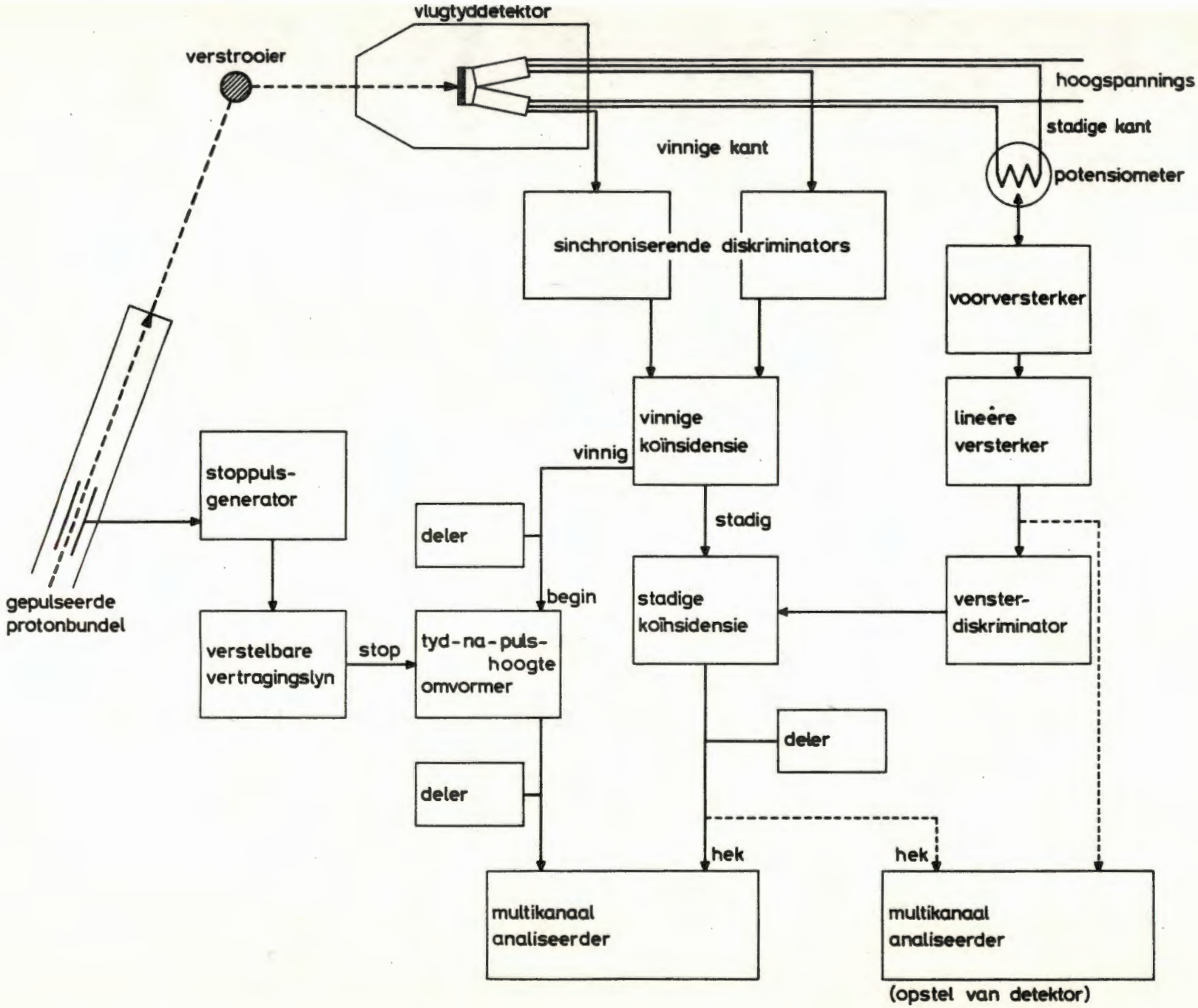

Fig. 2.9. Blokdiagram van die vlugtyd-elektronika.

van elke buis gaan na 'n sinchroniserende diskriminator (Or 63) wat op die "zero-oorgang"-beginsel werk om goeie tydoplosvermoë te verseker. Die standaard vinnige pulse van hierdie diskriminators gaan na 'n vinnige koïnsidensie-eenheid, waarvan die vinnige uittree as beginpuls in die tyd-na-pulshoogte omvormer (t.p.o.), en die stadige uittree in 'n stadige koïnsidensie met die diskriminator-uittree van die lineêre kant, gebruik word. Hierdie stadige koïnsidensie skakel geraaspulse aan die lineêre kant uit, en word by die multikanaal pulshoogte-analiseerder gebruik om 'n hek oop te maak vir die registreer van die t.p.o. se uittreepulse. Die stoppuls vir die t.p.o. kom van 'n optelelektrode in die bundelbuis, via 'n vinnige stoppulsgenerator en verstelbare vertragingslyne.

Die voorspannings aan die vinnige kant is gewoonlik $\sim {}^{1}/_{2}$ van dié aan die stadige kant, sodat die voorspanning van die sisteem hoofsaaklik aan die meer stabiele lineêre kant bepaal word. (Die venster aan die lineêre kant is soms gebruik om teen hoë-energie agtergrond te diskrimineer.) Op hierdie wyse word verseker dat die doeltreffendheidskromme stabiel bly. Die doeltreffendheid vir die waarneem van neutrone met lae energië word egter sterk beïnvloed deur die koïnsidensievereiste. Waarskynlik omdat 'n lae-energie terugskop-proton min fotone uitgee, neem die waarskynlikheid van 'n redelike groot puls in elke fotobuis, en dus koïnsidensie, sterk af met 'n vermindering in energie. Hierdie effek is duidelik sigbaar wanneer spektra aan die lineêre kant met en sonder die koïnsidensie-vereiste waargeneem word.

Die vereiste van 'n vinnige koïnsidensie is egter noodsaaklik ten einde buisgeraas effektief uit te skakel. Die kort oplostyd ($\approx$ 10 ns) tussen die uittreepulse van die vinnige diskriminators verseker dat die agtergrond van toevallige koïnsidensies minimaal is in vergelyking met die natuurlike agtergrond.

Hierdeur word dit moontlik om die voorspanning in die gebied van die buisgeraas te stel, sodat neutrone met baie lae energië waargeneem kan word. Die klein waarskynlikheid van 'n koïnsidensie vir lae-energie deeltjies, soos hierbo bespreek, beperk egter die nut van hierdie tegniek.

Die tydoplosvermoë van die oorspronklike spektrometer by Harwell was < 1 ns vir deeltjies met hoë energië. Alle metings met die detektor by K.I.S.U. dui daarop dat dieselfde vir hierdie sisteem geld. Die γ-piek afkomstig van die skyf is dikwels in spektra waargeneem met 'n halfwydte van ~ 3 ns, wat ongeveer ooreenstem met die lengte van die bundelpuls. Die bydrae van tydspreiding in die spektrometer tot die piekwydte, is dus waarskynlik ≤ $^1/_2$ ns. Vir lae-energie deeltjies sal hierdie spreiding groter wees, maar dit is stellig altyd klein in vergelyking met spreidings in die vlugtyd, en met die pulslengte van die versneller.

Geringe drywings in die vlugtydspektra oor 'n tydperk van dae, was waarskynlik te wyte aan drywings in sommige van die elektroniese komponente. Hiervoor kon maklik gekorrigeer word.

2.6. OPSTEL VAN DIE DETEKTOR

Dit is wenslik om by die opstel van 'n detektor 'n vaste prosedure te volg sodat reproduseerbare werkskondisies verkry kan word. Dit is ook nuttig om 'n metode te hê om enige verandering in die doeltreffendheid maklik op te spoor en reg te stel, sonder om die hele doeltreffendheidskromme uit te meet.

Die voorspanning van die detektor is bepaal met betrekking tot die fotopiek van die 60 keV-γ-strale van 'n standaard ^{241}Am-bron. Om die voorspanning wat ooreenstem met die ^{241}Am-piek (1.0 Am), of bv. voorspannings van $^1/_{10}$ Am of $^1/_{16}$ Am te bepaal, is die uittree van die lineêre versterker in die multikanaal

gevoer met die vereiste van 'n stadige koïnsidensie (Fig. 2.9). 'n Waarde van 1.0 Am kom ooreen met 'n drumpel van ~ 450 keV vir die waarneem van neutrone. Die voorspannings kan reproduseerbaar bepaal word, ook met behulp van die telspoed van die standaard-bron aan die stadige kant. Tussen verstrooiingsmetings kon enige verandering in voorspanning op dié wyse binne 'n paar minute vasgestel word.

Die prosedure by die opstel van die detektor was soos volg:

(i) Die vinnige kant is benaderd gebalanseer deur die telspoed in die sinchroniserende diskriminators met en sonder die bron te meet, en die hoogspannings van die buise tussen 2.3 en 2.5 kV te verstel.

(ii) Die uittree aan die stadige kant is op die ossilloskoop en multikanaal gebalanseer deur die potensiometer vir die bymekaartel van die lineêre pulse te verstel en die spektrum met die Am-bron vir elke buis afsonderlik waar te neem.

(iii) Met behulp van die multikanaal en telspoedmetings is 1.0 Am, asook $^{1}/_{10}$ Am en ~ $^{1}/_{16}$ Am aan die stadige kant bepaal. Die telspoed uit elke buis afsonderlik by $^{1}/_{16}$ Am is gemeet.

(iv) Die sinchroniserende diskriminators is daarna met behulp van telspoedmetings aan die vinnige kant op ~ $^{1}/_{16}$ Am gestel.

(v) Die voorspanning aan die stadige kant is op $^{1}/_{10}$ Am gestel, met of sonder 'n venster van ongeveer 450 keV (d.w.s. boonste grens ~ $1^{1}/_{10}$Am).

2.7. DIE RELATIEWE DETEKTORDOELTREFFENDHEID

Verstrooide neutrone met groot energieverskille is gelyktydig waargeneem, sodat dit noodsaaklik was om die relatiewe

doeltreffendheid van die detektor vir neutrone tussen 100 keV en 3 MeV goed te ken. Die doeltreffendheid is dus bepaal met betrekking tot die bekende doeltreffendheid van 'n langteller (Al 57). Die detektor en langteller is ~ 3 m van die skyf af by hoeke van $+40^{o}$ en -40° onderskeidelik opgestel. Die Li(p,n)-reaksie is deurgaans as bron van mono-energetiese neutrone gebruik. Waar die twee neutrongroepe van hierdie reaksie in die vlugtyd-detektor geskei kon word, is die langtellermetings vir die tweede groep gekorrigeer. By hoër energië is die twee groepe saamgevat. In hierdie gebied verander die doeltreffendheid van beide die langteller en vlugtyd-detektor baie min met energie, sodat die fout in die berekende doeltreffendheid kleiner as 1% is.

Gewoonlik is metings met en sonder 'n venster aan die lineêre kant geneem, sodat twee doeltreffendheidskrommes verkry is. 'n Voorbeeld hiervan word in Fig. 2.10 gegee. Dit is duidelik dat die venster die doeltreffendheid by hoë energië sterk verminder, terwyl dit dieselfde bly vir neutrone met minder as 400 keV energie. 'n Reeks verstrooiingsmetings het omtrent 'n week geduur, en 'n volledige doeltreffendheidskromme is gewoonlik aan die begin en aan die einde van so 'n reeks verkry. Die reproduseer-baarheid was oor die algemeen goed, veral ook in die energie-gebied onder 400 keV.

2.8. DIE MEET VAN NEUTRONENERGIë

Die akkuraatheid waarmee die energie van neutrone deur 'n vlugtydspektrometer bepaal word, hang af van die noukeurigheid waarmee die vlugpad en vlugtyd gemeet kan word:

$$\frac{\Delta E}{E} = \left[\left(\frac{\Delta t E^{1/2}}{36D}\right)^{2} + \left(\frac{2\Delta D}{D}\right)^{2}\right]^{1/2}, \qquad (2\text{-}8)$$

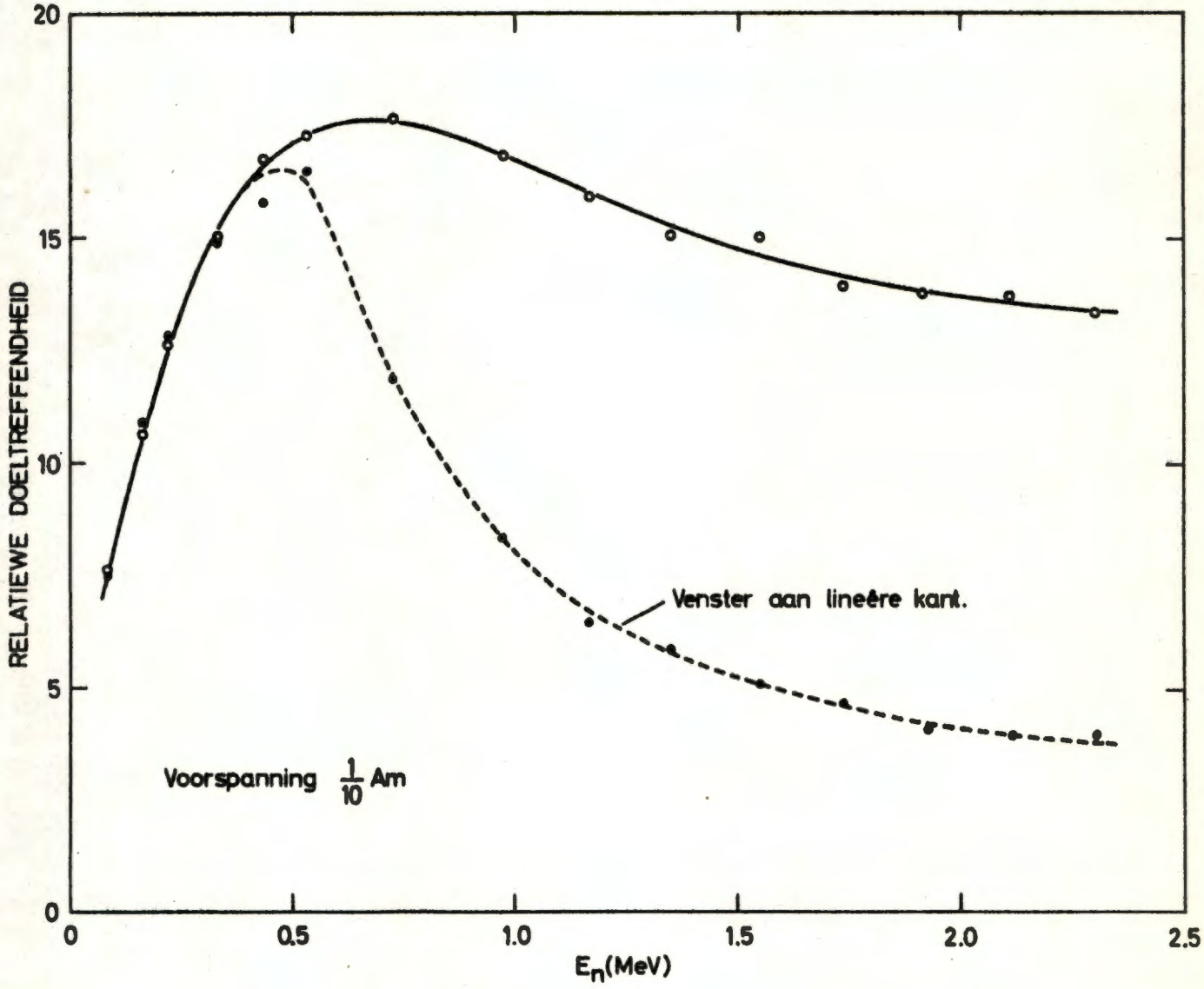

Fig. 2.10. Doeltreffendheidskrommes van die vlugtyd-detektor vir die waarneem van neutrone met en sonder 'n venster aan die lineêre kant.

waar

$E, \Delta E$ = energie, onsekerheid in energiemeting (MeV),

$D, \Delta D$ = vlugpad, onsekerheid in vlugpad (m)

en Δt = onsekerheid in vlugtydmeting (ns).

Die vlugpad is gemeet met 'n onsekerheid van ≤ 0.005 m. Vir die doel van hierdie analise word die vlugpad van die skyf na die monster (wat baie akkuraat gemeet is) buite rekening gelaat.

Δt word bepaal deur die vorm van die neutronpiek in die vlugtydspektrum en die akkuraatheid van die tydkalibrasie van die spektrum.

Die vorm van die neutronpiek word deur 'n groot aantal faktore bepaal, maar onder gegewe omstandighede sal pieke van lae-energie neutrone breër wees met swakker gedefineerde maksima as pieke van dieselfde grootte by hoër energië. Met 'n kalibrasie van $\sim$1 ns per kanaal is gevind dat vir neutrone van 200 keV die onsekerheid in die piekposisie soveel as 3 ns kan wees, terwyl dit vir 1 MeV neutrone $\leq$ 1 ns is.

Wat die skaalkalibrasie betref, is dit essensieel dat die spektrum van die tyd-na-pulshoogte omvormer vir ongekorreleerde begin- en stoppulse, "wit" moet wees. Korreksies is vir enige afwykings van 'n witspektrum aangebring en die tydskaal daarna gekalibreer deur die stoppulse met bekende tydlengtes te vertraag, en die aantal kanale wat neutron- en γ-pieke op die spektrum verskuif, akkuraat waar te neem. Verder kon die posisie van die γ-piek afkomstig van die skyf, en die posisie van die elastiese en ander bekende pieke van die eerste en tweede neutrongroepe as kalibrasiepunte gebruik word. Die onsekerheid in die kalibrasie kan op $\sim$ 1 ns gestel word.

Oor die algemeen is die bydrae van $\Delta D/D$ tot die energie-onsekerheid nalaatbaar klein in vergelyking met die ander term in

vergelyking (2-8), sodat

$$\Delta E \alpha \Delta t E^{3/2} .$$

Alhoewel Δt dus groter is vir neutrone van lae energie, is dit nogtans duidelik dat die energie meer akkuraat by lae energië bepaal kan word. Uit vergelyking (2-8) volg dat die energie-onsekerheid as gevolg van die faktore hierbo bespreek, by 'n vlugpad van 2 m vir 200 keV-neutrone 4 keV, en vir 1 MeV-neutrone 21 keV is. Ongelukkig is die deursnit vir verstrooiing van die meeste vlakke net bo hul drumpel klein — veral met heelwat kompeterende uitgangskanale — sodat slegs die sterkste vlakke binne 200 keV bo hul drumpel waargeneem kon word.

Die oplosvermoë van die spektrometer vir mono-energetiese, verstrooide neutrone word ook deur vergelyking (2-8) weergegee, maar nou het die simbole die volgende betekenis:

$E, \Delta E$ = energie, spreiding in energie (MeV)

$D, \Delta D$ = vlugpad, spreiding in vlugpad (m)

Δt = tydspreiding (ns)

Die spreiding in die vlugpad word hoofsaaklik bepaal deur die monsterdeursnit (4 cm) en die dikte van die sintillator (2.5 cm). Die tydspreiding sluit die protonpulslengte ($\sim$ 4 ns) en elektroniese spreiding ($\sim$ 1 ns) in. By 'n 2m-vlugpad is die resulterende energiespreiding vir 200 keV-neutrone dus 9 keV, en vir 1 MeV-neutrone 70 keV. Die beste oplosvermoë word dus ook vir neutrone met lae energie verkry.

Om die eksperimentele oplosvermoë te vind moet die energie-spreiding van die invallende neutrone (sien 2.2), sowel as die klein spreiding as gevolg van verskille in verstrooiingshoek ($\leq$ 2 keV), ook in aanmerking geneem word. Vir 1.5 MeV invallende neutrone van 'n 10 keV-skyf, gee dit by 'n 2m-vlugpad 'n spreiding

van 18 keV vir 200 keV verstrooide neutrone, en 72 keV vir 1 MeV verstrooide neutrone.

'n Eenvoudige rekenaarprogram is ontwikkel waarmee Q-waardes vir verstrooiing na die verskillende vlakke uit die spektrumkalibrasie, die energie van invallende neutrone, en die piekposisies van die neutrongroepe bereken is. Hierdie berekeninge is op die IBM 1620-rekenaar van die Universiteit van Stellenbosch uitgevoer.

Die fout wat by die gemete waardes van die vlakenergië aangegee word, neem die energie-onsekerhede van die invallende en verstrooide neutrone in aanmerking, asook die standaardafwyking van 'n groot aantal metings by verskillende energië en vlugpaaie.

2.9. DIE MEET VAN VERSTROOIINGSDEURSNITTE

Absolute verstrooiingsdeursnitte is deurgaans bepaal. Die paar verstrooiingsmetings op C, Fe en Al kon nie sonder volledige korreksies vir vloedattenuasie en veelvuldige verstrooiing met gepubliseerde deursnitte vergelyk word nie.

Die absolute metings is gedoen deur eers die neutronvloed by 0°, d.w.s. die vloed wat op die monster inval, te meet, en daarna die verstrooide neutrone waar te neem. Die differensiële verstrooiingsdeursnit word dan gegee deur

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{N}\left(\frac{sd_v}{s+d_d}\right)^2 \times \frac{V}{D} \times \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_v} \times 10^{27} \text{ mb/sr}$$

waar

N = aantal kerne in verstrooiingsmonster,

s = afstand van skyf na monster (cm),

d_v = afstand van monster na detektor by verstrooiing (cm),

d_d = afstand van posisie van monster na detektor by direkte metings (cm),

V = aantal verstrooide neutrone per monitortelling,

D = aantal direkte neutrone per monitortelling,

ε_d = relatiewe doeltreffendheid van detektor vir direkte neutrone,

en ε_v = relatiewe doeltreffendheid van detektor vir verstrooide neutrone.

In die praktyk is dit dikwels moeilik om die direkte neutronvloed akkuraat te meet. Met Li-skywe van ongeveer 10 keV, is die neutronvloed gewoonlik so intens dat groot dooietydverliese in die elektronika voorkom. Hierdie probleem is in 'n groot mate omseil deur die direkte metings by lang vlugpaaie (~6 m) te doen, of deur die bundel wat die skyf tref te beperk deur 'n rooster in die pad daarvan te plaas.

'n Ander probleem was dat die langtellermonitors deur die posisie van die wig, en in 'n mindere mate die detektorposisie, beïnvloed is (sien 2.3). Die lang leeftye van die Li-skywe het egter die gebruik van die stroomintegreerder as monitor moontlik gemaak. 'n Vlugtydmonitor sal waarskynlik die beste voorsien in die behoefte aan 'n meer betroubare neutronmonitor.

Alle opwekkingsfunksies vir onelastiese verstrooiing is by 90° gemeet. Die prosedure was gewoonlik soos volg: direkte meting by 0°; La(n,n'), Agtergrond en Pr(n,n') by 90°; direkte meting by 0°, waarna die energie verander is. Hoekverdelings is gewoonlik tussen 30° en 135° in stappe van 15° gemeet. Die akkuraatheid van alle hoeke word op $\pm$ 1° gestel. Voor en na die meet van 'n hoekverdeling is direkte vloedmetings gedoen. Die hoeke is gewoonlik in die volgorde 45°, 75°, 105°, 135°, 120°, 90°, 60°, 30° gedoen. By hierdie metings is die vlugpad van die monster na die detektor konstant gehou met behulp van 'n staaf wat om 'n as loodreg onder die verstrooiingsmonster kon draai.

Die aantal tellings in elke neutronpiek is gevind deur die agtergrond so noukeurig moontlik aan te pas, en die piek te integreer tot by 1% of soms 5% van die piekhoogte. Lynvorms was gewoonlik beskikbaar uit metings by ander energië, sodat pieke wat nie goed opgelos is nie, dikwels van mekaar afgetrek en apart geïntegreer kon word. Vir lae-energie neutrone is 'n aanmerklike verbetering van die sein tot agtergrond-verhouding verkry deur die venster aan die lineêre kant te gebruik (sien 2.7).

As gevolg van die afwesigheid van waarneembare vlakke in albei kerne tussen 0.2 en 1.1 MeV, het verstrooiing van die tweede neutrongroep van die Li(p,n)-reaksie eers probleme begin oplewer by protonenergië van >3.3 MeV (ooreenkomstige neutronenergië = 1.61 MeV en 1.15 MeV). By hoër energië is die eksperiment dus so beplan dat indien 'n meting by 'n bepaalde neutronenergie (E_{n_o}) gedoen moes word (ooreenkomstige energie van tweede neutrongroep = E_{n_1}), 'n meting ook onder identiese kondisies by 'n laer energie, $E'_{n_o} = E_{n_1}$ gedoen is. Op dié wyse kon die bydrae van die tweede neutrongroep maklik uit die vlugtydspektra afgetrek word.

Totale onelastiese deursnitte is gevind deur die metings by 90° met 4π te vermenigvuldig. In alle gevalle waar hoekverdelings gemeet is, is die aanname van isotropie bevestig. Geïntegreerde elastiese deursnee is bereken deur 'n program (Re 67) wat Legendre-polinoompassings van hoekverdelings doen.

Die foute wat by deursnitte aangegee word, sluit in

(a) die onsekerheid in die vloedmetings,

(b) die onsekerheid in die monitortellings,

(c) die onsekerheid in die relatiewe detektor-doeltreffendheid,

(d) statistiese onsekerhede in die integrasie van neutronpieke,

en (e) onsekerhede in die berekende korreksies vir vloed-attenuasie en veelvuldige verstrooiing.

H O O F S T U K 3

3. DIE GEBRUIK VAN MAGGIE VIR MONTE CARLO-BEREKENINGE VAN VLOEDATTENUASIE EN VEELVULDIGE VERSTROOIING

As gevolg van die fisiese grootte van die monsters wat by neutronverstrooiing gebruik word, verskil die waargenome eksperimentele differensiële en totale deursnitte van die ware kerndeursnitte. Die faktore wat hiervoor verantwoordelik is, en waarvoor gekorrigeer moet word, is die volgende:

(i) Neutrone ontstaan by 'n punt op die skyf, en 'n divergerende bundel met 'n bepaalde hoekverdeling tref dus die monster.

(ii) Kernreaksies tussen die neutrone en die kerne van die monster verwyder neutrone uit die invallende bundel. Gevolglik "sien" die gedeelte van die monster wat die verste van die bron af is, minder neutrone. Dit staan bekend as "vloedattenuasie".

(iii) Neutrone wat reeds een botsing ondergaan het, kan daarna verdere botsings ondergaan, d.w.s. hulle ondervind "veelvuldige verstrooiing". Dit kan onder meer daartoe lei dat die vorm van hoekverdelings verander (bv. in geval van elasties-elastiese botsings), dat minder elastiesverstrooide neutrone waargeneem word (as gevolg van elasties-onelastiese botsings) of dat te veel onelastiesverstrooide neutrone waargeneem word (as gevolg van elasties-onelastiese botsings).

Aangesien by Ia en Pr getrag is om vlakke met baie klein deursnitte vir neutronverstrooiing waar te neem, is betreklike groot monsters gebruik. Korreksies vir vloedattenuasie was dus van 20 tot 40%, en vir veelvuldige verstrooiing tot ongeveer 20%.

Die gebruiklike wyse waarop hierdie korreksies betreklik noukeurig gevind word, is deur middel van Monte Carlo-berekeninge vir 'n groot aantal neutrone (Ia 63). MAGGIE is 'n program wat spesiaal vir dié doel ontwikkel is deur Parker et al. (Pa 61, Pa 64).

Dit is deur die ENEA se biblioteek vir rekenaarprogramme te ISPRA beskikbaar gestel, en is daarna vertaal en aangepas vir die IBM 360-rekenaar van die R.A.K.

Die prosedure by berekeninge met MAGGIE is soos volg: Eerstens word 'n volledige biblioteek van kerndata vir die elemente onder beskouing in 'n bepaalde vorm opgestel en op ponskaarte vasgelê. Daarna word hierdie data deur 'n program, MOULD, verwerk sodat dit direk deur MAGGIE "gelees" kan word. Die finale stadium is die berekeninge self, wat deur MAGGIE en haar subprogramme gedoen word.

3.1. DIE OPSTEL VAN 'N BIBLIOTEEK VAN KERNDATA

Die stelsel wat hier beskryf word, is by AWRE, Aldermaston ontwikkel uit die behoefte om 'n groot hoeveelheid data te orden sodat dit beskikbaar is vir 'n verskeidenheid berekeninge (Pa 63). Slegs dié deel van die stelsel wat betrekking het op die voorbereiding van data vir MOULD en MAGGIE, en in die besonder soos gebruik vir La en Pr, word bespreek.

By die voorbereiding van invoerdata kan twee stadia onderskei word:

3.1.1. Die Selekteer van data

'n Oorsig oor die beskikbare gegewens vir die betrokke elemente of isotope word gemaak en die betroubaarste data versamel. Dikwels is die metings wat gekorrigeer moet word juis in 'n gebied waar geen betroubare gegewens bestaan nie. Vir La en Pr was bv. slegs die totale deursnit oor die hele energiegebied (Hu 58), en die differensiële en totale elastiese deursnit by een energie (Gi 63) goed bekend. Gevolglik is die eksperimentele elastiese en onelastiese deursnitte aanvanklik benaderd gekorrigeer vir

vloedattemuasie (Cr 59); die vorm van die eksperimentele hoek-verdelings is onveranderd gebruik. Nadat die eerste berekeninge met hierdie data gedoen is, is die resultaat gebruik om die eksperimentele data te korrigeer, en dié verbeterde data gebruik vir n nuwe biblioteek.

Hierdie finale biblioteek is opgestel vir die energie-gebied van 1 x 10^{-4} MeV tot 4.0 MeV. Interpolasie in, en ekstrapolasie na gebiede waar geen metings gedoen is nie maar wat tog in die berekeninge gedek word, was onvermydelik, en moes noodwendig die akkuraatheid van die berekeninge benadeel.

In die gebied onder 0.100 MeV is aangeneem dat

$$\sigma_t = \sigma_{el} = \sigma_t(\text{BNL})$$

waar σ_t(BNL) die totale neutrondeursnit van BNL 325 (Hu 58) is, en dat die hoekverdeling vir elastiese verstrooiing isotroop is. Korreksies in hierdie gebied was onbelangrik, aangesien die drumpel van die detektor by ongeveer 0.100 MeV was.

Tussen 0.100 MeV en 1.600 MeV is die gekorrigeerde gemete deursnitte gebruik, met die geregverdigde aanname (Gu 63), dat

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{inel} \cdot$$

In die geval van La was hierdie σ_t gemiddeld 8% hoër as σ_t(BNL), en by Pr ongeveer 5% hoër. By die grense van die gebied is die gemete σ_t geleidelik by σ_t(BNL) aangepas. Die gekorrigeerde gemete elastiese hoekverdelings is gebruik, en isotrope distribusies vir onelastiese verstrooiing.

Van 1.600 MeV tot by 2.300 MeV is die gemete onelastiese deursnitte gebruik. Om voorsiening te maak vir verstrooiing na

vlakke bokant 1.900 MeV, is 'n kunsmatige vlak met 'n Q-waarde van -1.970 MeV en 'n sterk-stygende deursnit, geskep. Vir die elastiese deursnit is aangeneem dat

$$\sigma_{el} = \sigma_t(BNL) - \sigma_{inel} .$$

Die elastiese hoekverdeling by 1.571 MeV is as geldig vir die hele gebied aanvaar.

Die data bokant 2.3 MeV het geen rol gespeel nie aangesien alle deursnitsmetings en berekeninge by laer energië gedoen is. Die onelastiese deursnitte is in hierdie gebied arbitrêr konstant gehou, terwyl aangeneem is dat

$$\sigma_{el} = \sigma_t(BNL) - \sigma_{inel} .$$

Die elastiese hoekverdeling by 1.571 MeV is ook hier aangeneem.

Behalwe gegewens oor die elemente van die monsters, vereis MAGGIE ook data vir lug ten einde die gedrag van neutrone in die hol gedeelte van die silindriese monsters korrek weer te gee. In navolging van die data in die "Aldermaston Nuclear Data File" (N.D.F.), is aan lug 'n totale deursnit van 10^{-10} barn gegee, en 'n atoomgewig van 10,000. Verder is

$$\sigma_t = \sigma_{el}$$

gestel, met die elastiese hoekverdeling baie sterk na vore gepiek. In die uiters onwaarskynlike geval van 'n botsing sal die energie en bewegingsrigting van die neutron dus feitlik onveranderd bly.

3.1.2. Die ordening en weergee van data

Nadat 'n finale seleksie van die data gemaak is, word dit

in 'n bepaalde vorm opgestel en op kaarte gepons, geskik om deur MOULD gelees te word.

A. Indeling van Data

Die ordening van data is eerstens volgens stof (isotoop, element, verbinding of mengsel), en tweedens volgens reaksie.

Om bepaalde stowwe te kenmerk word driesyfer "Nuclide Identification Numbers" (N.I.N.) gebruik. Die stowwe onder beskouing is soos volg gemerk:

Stof	N.I.N.
La	570
Pr	590
Lug	999

Om reaksies te klassifiseer word "Reaction Type Numbers" (R.T.N.) van vyf syfers gebruik. Dit bestaan uit tweesyfer "General Classification Numbers" (G.C.N.) gevolg deur driesyfer "Particular Classification Numbers" (P.C.N.). Die konvensie van die Aldermaston N.D.F. vir hierdie getalle is soos volg:

G.C.N.	Aard van data
00	Aanhefgegewens
01	Neutrondeursnitte
02	Neutronhoekverdelings
03	Neutronenergieverdelings

P.C.N.	Reaksie
001	Totaal
002	Elasties
003	Nie-elasties (Totaal min Elasties)

004	Totale onelasties ($\Sigma(n,n')$)
005	(n,n') na 1e opgewekte toestand
006	(n,n') na 2e opgewekte toestand
007	(n,n') na 3e opgewekte toestand
008	(n,n') na 4e opgewekte toestand
009	(n,n') na 5e opgewekte toestand
010	(n,n') na 6e opgewekte toestand
011	(n,n') na 7e opgewekte toestand
012	(n,n') na 8e opgewekte toestand
013	(n,n') na 9e opgewekte toestand
014	(n,n') na 10e opgewekte toestand
015	(n,n') na "kontinuum". Dié deel van $\Sigma(n,n')$ wat nie deur P.C.N. 005 - 014 gedek word nie, word hierby ingesluit.

Uit bostaande kan bv. die volgende R.T.N. saamgestel word:

R.T.N.	Reaksie-data
01001	Totale deursnit vir neutrone
01002	Elastiese deursnit vir neutrone
02002	Hoekverdeling vir elasties-verstrooide neutrone
01005	Deursnit vir neutronverstrooiing na 1e opgewekte toestand
02005	Hoekverdeling vir neutron-verstrooiing na 1e opgewekte toestand
03015	Energieverdeling vir onelastiese neutronverstrooiing na "kontinuum"

B. Weergee van Data

Die plan waarvolgens data onder verskillende G.C.N. opgestel word, is soos volg:

a. Aanhefdata: Hierdie inligting is hoofsaaklik bedoel om die volgorde van die daaropvolgende data aan te dui. Elk van die N.I.N. het sy eie stel aanhefdata.

Die R.T.N. verskyn altyd in 'n bepaalde volgorde: eerstens volgens P.C.N. en daarna volgens G.C.N.. Die konvensie is dus om alle data vir 'n bepaalde reaksie (bv. elastiese verstrooiing) saam te groepeer. Aan alle R.T.N. word seksienommers in stygende orde toegeken, beginnende by 00 vir aanhefdata. Die volgende is bv. in die finale biblioteek vir La gebruik:

Seksienommer	R.T.N.	Aard van Data
00	-	Aanhefdata
01	01001	σ_t
02	01002	σ_{el}
03	02002	Elastiese hoek-verdelings
04	01005	$\sigma(n,n')$ na le opgewekte toestand
05	02005	Hoekverdeling, le opgewekte toestand
06	01006	Data vir 2e opgewekte toestand
07	02006	
20	01013	Data vir 9e opgewekte toestand
21	02013	

b. Deursnitte: Dit word in orde van stygende energie aangegee as pare van energie (in MeV) en ooreenkomstige deursnit (in barn). Die energiepunte kan willekeurig gekies word, en is gewoonlik die eindpunte van lineêre segmente van die grafiek van deursnit teen energie op 'n log-log-skaal. Die verdere programme

wat hierdie data gebruik, interpoleer lineêr op 'n log-log-skaal, en net genoeg punte om interpolasiefoute klein te maak is dus nodig.

Die energiegebied wat vir 'n bepaalde deursnit gedek word, kan indien nodig onderverdeel word in subgebiede. Die deursnit moet by die grense van elke gebied aangegee word. Omdat interpolasie op 'n log-skaal gedoen word, is 'n deursnit van nul nêrens toelaatbaar nie.

Weens praktiese oorwegings is dit goed om in gebiede waar verskillende deursnitte (bv. parsiële en totale) aangegee word, dit by dieselfde energiepunte te doen.

c. Hoekverdelings van sekondêre neutrone: Hoekverdelings kan óf vir energiegebiede, óf by energiepunte aangegee word. Vir 'n bepaalde reaksie word slegs een van die twee representasies gebruik.

In die geval van eersgenoemde word die gebied waarin hoekverdelings aangegee word, onderverdeel in subgebiede, afhangende van hoe vinnig die vorm van die hoekverdeling met energie verander. In elke subgebied word 'n genormaliseerde hoekverdeling as funksie van $\cos\theta$ gegee, waar θ die verstrooiingshoek in die laboratorium- of swaartepuntsisteem kan wees. Saam met die energiegrense van die gebied waarin dit geld, word die verdeling in terme van pare ($\cos\theta$, waarskynlikheid) aangegee, van $\cos\theta = -1$ tot by $\cos\theta = 1$. Waar nodig word hier op lineêre skale geïnterpoleer.

As hoekverdelings by bepaalde energiepunte aangegee word, word laasgenoemde so gekies dat interpolasie op lineêre energie- en $\cos\theta$-skale 'n betroubare weergawe van die hoekverdelings oor die hele gebied daarstel.

Die totale energiegebiede gedek deur 'n bepaalde deursnit

en deur die ooreenkomstige hoekverdelings, moet altyd presies ooreenstem.

Waar die energie van die sekondêre neutrone volgens gewone kinematiese formules bereken word in programme wat die data gebruik, moet die atoomgewig van die element onder beskouing aangegee word.

d. Energieverdeling van sekondêre neutrone: Indien elastiese en onelastiese verstrooiing op die gewone manier behandel word (P.C.N. 005 tot 014), word die energie van sekondêre neutrone deur 'n subprogram van MAGGIE bereken, en word geen energieverdelings dus aangegee nie.

By ander reaksiemeganismes word die sekondêre energie volgens een of meer van 'n aantal gegewe wette bereken. In die geval van P.C.N. 015, bv., kan wet nommer 2, nl.

$$E_n = k(E_o - E_d) ,$$

waar

E_n = energie van sekondêre neutrone,

k = konstante, die sg. "reduksiefaktor",

E_o = energie van inkomende neutron

en E_d = gegewe energie ("diskrete energieverlies"),

gebruik word om verstrooiing na verskillende vlakke benaderd te beskryf.

Die volgende metode word gebruik vir die aangee van die verskillende wette: Die energiegebied onder beskouing word verdeel in soveel subgebiede as wat nodig is. In elke subgebied word die aantal wette en die waarskynlikheid van elke wet aangegee. Daarna word die konstantes van elke wet in "pare" aangegee.

Vir die wet hierbo word bv. E_d, k en die waarskynlikheid vir verstrooiing na elke "vlak", aangegee.

In die voorlopige biblioteke vir La en Pr is hierdie wet gebruik om vlakke wat by hoë energië nie opgelos is nie, te beskryf. Sodra vlakke saamvloei, is hul deursnitte kunsmatig verklein, en 'n nuwe vlak, benaderd beskryf deur wet nommer 2, geskep. Dit het egter tot probleme met MAGGIE gelei, en ook die opstel van 'n biblioteek bemoeilik.

By die finale biblioteke is alle onelastiese verstrooiing dus in terme van P.C.N. 005 tot 014 beskryf. Vir berekeninge met MAGGIE is dit die beste prosedure, selfs al moet verstrooiing na vlakke wat na aan mekaar lê, saamgevat, en die deursnitte van aparte vlakke by hoë energië afgeskat word.

Volledige aanwysings vir die representasie van die data op IBM-ponskaarte verskyn in Aanhangsel A.

Die finale biblioteke vir lug en La, en vir lug en Pr verskyn onderskeidelik in Aanhangsels B en C. 'n Program, NDF PRINT, wat die data in 'n meer oorsigtelike vorm uiteensit, sowel as 'n program, CHECK, wat 'n aantal toetse op die data uitvoer, bestaan, maar was nie beskikbaar nie.

3.2. DIE PROGRAM MOULD

MOULD is 'n gedeelte van die DICE Mk IV-sisteem wat kern-data verwerk sodat dit direk toeganklik is vir gevorderde programme. Meer spesifiek gebruik MOULD die biblioteek soos hierbo beskryf en giet dit in 'n standaardvorm. MOULD se sub-program, ETBL, genereer nl. op 'n log-skaal 128 (of 256) energie-intervalle tussen aangegewe grense (in hierdie geval 1 x 10^{-3} MeV

en 3.0 MeV). Die data in die biblioteek word dan gebruik om deur interpolasie 'n waarde van die deursnit vir elke reaksie in elke energie-interval te verkry. Die resultaat word op 'n skyf wat direk deur MAGGIE gelees kan word, geplaas, en terselfdertyd word 'n gedrukte weergawe van die resultaat gemaak.

Vir monsters van verskillende elemente is verskillende MOULD-skywe nodig, bv. een vir lug en La, en een vir lug en Pr. Op elke skyf word die elemente in gegewe volgorde behandel ("Nuclide Reference Number" 1, 2, ens.), en die reaksies wat optree in volgorde genommer. Aan elke reaksie word 'n "Action Reference Number" toegeken, bv.:

"Action Reference No."	Reaksie
1	Elastiese verstrooiing in lug
2	Elastiese verstrooiing in La
3	Verstrooiing na 0.145 MeV-vlak in La
4	Verstrooiing na 1.228 MeV-vlak in La

By elke "Action" word verwys na een of meer "Range Reference Numbers", afhangende van die aantal subgebiede waarin hoek- of energieverdelings vir daardie reaksie aangegee is. By elke "Range" word die grense van die gebied aangegee, en verder verwys na "Secondary Reference Numbers". Onder laasgenoemde word weer op hul beurt ingedeel "Law Reference Numbers", waarby die hoek-verdelings waarvolgens neutrone sal verstrooi, aangegee word. In die geval van 'n anisotrope distribusie word dit gegee in die vorm van 32 ewekansige kosinusse van die verstrooiingshoek, θ.

In die praktyk is dit belangrik om te weet na watter reaksie elke "Law Reference No." verwys, aangesien verstrooiing

na verskillende energievlakke hiervolgens aangedui moet word in MAGGIE. Indien slegs P.C.N. 005 tot 014 vir die beskryf van onelastiese verstrooiing gebruik word, lewer dit min probleme op. Vir elke reaksie word gewoonlik net een (isotrope) hoekverdeling oor die hele energiegebied aangegee. Dit beteken dat net een "Range Ref. No.", een "Secondary Ref. No." en een "Law Ref. No." optree. Sodra P.C.N. 015 ook gebruik word, is die situasie meer ingewikkeld aangesien nou gewoonlik na 'n hele aantal verskillende "Law Ref. Nos." verwys word.

'n Beskrywing van die invoerdata vir MOULD verskyn in Aanhangsel D.

3.3. DIE PROGRAM MAGGIE

MAGGIE is spesiaal ontwikkel om eksperimentele metings van neutronverstrooiingsdeursnitte te korrigeer waar silindriese monsters en die gewone vlugtydgeometrie gebruik word. Dit is 'n saamgestelde en verbeterde weergawe van twee vroeëre programme: B3 was 'n program om korreksies vir vloedattenuasie en veelvuldige verstrooiing te bereken, terwyl B4 gebruik is om die vorm van (elastiese) hoekverdelings te verbeter. MAGGIE is oorspronklik in Fortran S1 geskryf vir die IBM 7090 (Stretch)-berekenaar. Die weergawe wat vir hierdie berekeninge gebruik is, is op die Ontvanger van Inkomste se IBM 1401-berekenaar uit FORTRAN II in FORTRAN IV vertaal vir gebruik op die IBM 360, 32K-berekenaar van die R.A.K. Omdat MAGGIE te groot was vir die geheue van die rekenaar, moes dit in 'n aantal dele onderverdeel word, wat onder meer 'n toename met ongeveer 'n faktor 50 in die rekentyd meegebring het.

In MAGGIE word neutrone gevolg in 'n geometrie wat feitlik ooreenstem met die eksperimentele (Fig. 3.1). Mono-energetiese

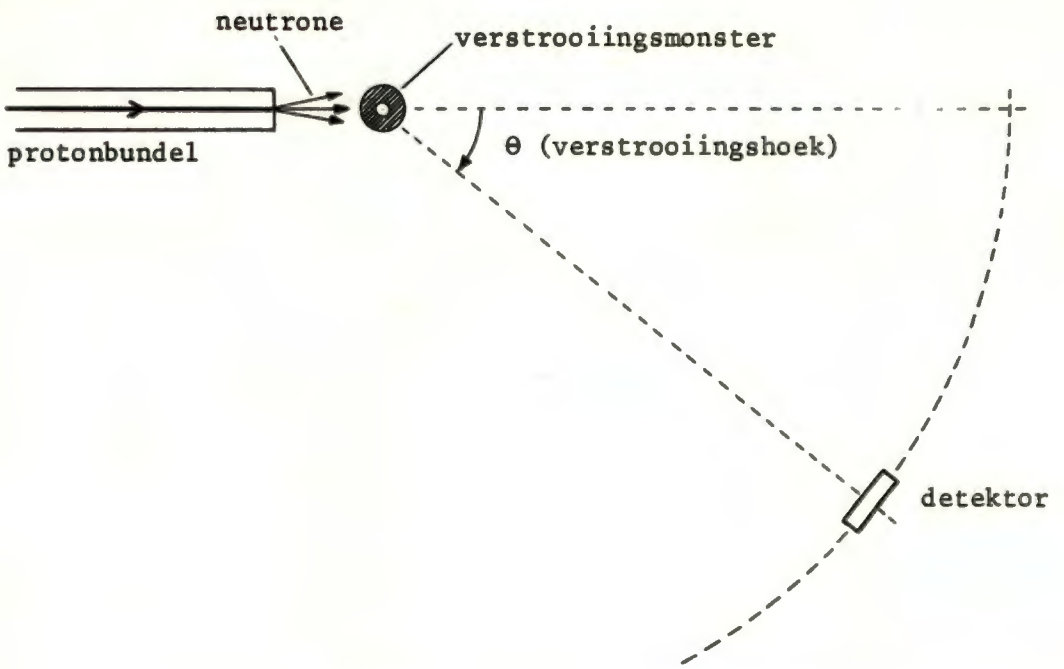

Fig. 3.1. Geometrie van die eksperimentele opstelling.

neutrone word by 'n punt (die skyf) geskep in 'n konus wat die monster net insluit. In die monster word elke neutron van botsing tot botsing gevolg, en sy "geskiedenis" noteer, totdat hy die monster verlaat. Wat by elke botsing met hom gebeur, word bepaal deur volgens Monte Carlo-metodes 'n willekeurige steekproef te neem uit die toepaslike data in die biblioteek. Wanneer gegewens oor 'n bepaalde aantal invallende neutrone versamel is, word dit gebruik om die korreksies vir vloedattenuasie en veelvuldige verstrooiing te bereken. Die uitgaande neutrone word ook volgens die hoek waarteen hulle die simmetrie-as van die monster verlaat en volgens energie geklassifiseer. Hieruit kan 'n (gewoonlik klein) korreksie vir die asimmetrie van die monster om die as van die invallende bundel, bereken word.

Hoekverdelings van verstrooide neutrone word verkry deur by elke botsing die waarskynlikheid te bereken vir verstrooiing na 'n aantal denkbeeldige "detektors" in die waarnemingsvlak. Die

neutrondigtheid by elke detektor word onderverdeel in tot 33 aangegewe energie-intervalle, en ook volgens die "geskiedenis" van elke neutron wat daartoe bydra. MAGGIE kan vir vier verskillende botsingskategorië die energiespektrum by 'n gegewe detektorhoek in histogramvorm druk. Indien die energie-intervalle reg gekies is, word 'n "vlugtydspektrum" op dié wyse verkry.

3.3.1. Berekening van die korreksie vir vloedattenuasie:

Gestel die afstand van die skyf na die middelpunt van die verstrooiingsmonster is s cm. Indien die monster verwyder word, sou die neutronvloed by hierdie punt gegee word deur

$$F_o = C \times \frac{K(0)}{\overline{K}} \times \frac{1}{\text{Area}}$$

$$= C \times \frac{K(0)}{\overline{K}} \times \frac{1}{2\pi\, s^2(1-\text{Cos}\theta_m)}$$

waar

C = aantal neutrone in konus gegenereer,

$K(0)/\overline{K}$ = verhouding van bronintensiteit by 0° tot die gemiddelde intensiteit oor die hele konus,

en θ_m = halfhoek van konus wat monster net insluit.

Hierdie F_o word indirek eksperimenteel gemeet en gebruik by die bereken van verstrooiingsdeursnitte (sien hoofstuk 2).

Uit die definisie van 'n deursnit volg egter dat die ware gemiddelde vloed in die monster gegee word deur

$$F = \frac{N}{\sum_p n_p \sigma_{t_p}}$$

waar N = aantal neutrone wat een of meer botsings ondergaan het,

n_p = aantal kerne van nuklied p in monster

en σ_{t_p} = totale neutrondeursnit van nuklied p.

Die korreksiefaktor vir vloedattenuasie, $\emptyset$, waarmee die eksperimentele deursnitte vermenigvuldig moet word, is dan $\frac{F_o}{F}$.

3.3.2. Berekening van die korreksiefaktor vir veelvuldige verstrooiing

'n Neutron wat na een botsing die monster verlaat, sal korrek waargeneem word as elasties verstrooi, of as onelasties verstrooi van 'n bepaalde vlak. As dit egter nog een of meer onelastiese botsings ondergaan, sal dit by 'n ander groep waargeneem word. Die faktor λ wat hiervoor korrigeer, word gegee deur:

$$\lambda_a = \frac{\text{aantal neutrone met eerste botsing van tipe a}}{\text{aantal neutrone waargeneem onder groep a}}$$

In MAGGIE word die faktor λ eksak volgens hierdie formule bereken.

Uit die aantal neutrone in die verskillende botsingskategorië in die resultaat van MAGGIE, kan die verskillende λ's as 'n goeie benadering soos volg bereken word:

'n Neutron met 'n eerste elastiese botsing kan daarna onelasties verstrooi, en dus uit die elastiese groep verwyder word. Die faktor λ vir elastiese verstrooiing is dus altyd > 1, en word goed benader deur:

$$\lambda_{el} = \frac{\sum_n \{el. + [el.\text{-}onel.] + [el.\text{-}onel.\text{-}onel.(\text{-}...)] + [el.\text{-}el.(\text{-}el...)]\}}{\sum_n \{el. + [el.\text{-}el.(\text{-}el...)]\}}$$

waar die sommasie oor al die neutrone in die betrokke kategorië loop.

By onelastiese verstrooiing tree twee prosesse op wat in

teenoorgestelde rigtings werk: elasties-onelastiese botsings kan neutrone in, en onelasties-onelastiese botsings neutrone uit 'n bepaalde groep verstrooi. Vir 'n sekere onelastiese vlak, i, is die faktor dus

$$\lambda_{onel}^{(i)} = \frac{\sum_n \{ onel.(i) + [onel.(i) - onel.(-...)] + [onel.(i) - el.(-el...)] \}}{\sum_n \{ onel.(i) + [onel.(i) - el.(el...)] + [el. - onel.(i)] \}}$$

3.3.3. Berekening van die korreksiefaktor vir die asimmetrie van die monster

Streng gesproke is 'n gemete differensiële deursnit slegs geldig vir die vlak waarin die detektor beweeg is. Indien die vorm van die monster heelwat afwyk van sferiese simmetrie (bv. 'n lang, dun silinder) is dit nodig om hiervoor te korrigeer. Dit word gedoen met behulp van die klassifikasie van uitgaande neutrone volgens die hoek μ wat hulle met die simmetrie-as van die monster maak. Uit hierdie klassifikasie kan die breuk, Φ, van die totale aantal verstrooide neutrone wat in 'n band begrens deur

$$-0.05 < \mathrm{Cos}\mu < 0.05$$

verstrooi is, direk gevind word.

Uit 'n gemete hoekverdeling (gekorrigeer vir vloed-attenuasie en veelvuldige verstrooiing) kan 'n geïntegreerde deursnit, σ'_{tot}, soos volg bereken word onder die aanname van simmetrie om die invalsrigting:

$$\sigma'_{tot} = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \sigma(\theta)\, \mathrm{Sin}\theta\, d\theta d\phi = 2\pi \int_{1}^{-1} \sigma(\mathrm{Cos}\theta)\, d(\mathrm{Cos}\theta)$$

Ook kan die deursnit vir verstrooiing in die ekwatoriale band wat hierbo gedefinieer is, nl. σ_B, bereken word:

$$\sigma_B = 2 \int_{\theta=o}^{\pi} \int_{\phi=\arccos(-.05)}^{\phi=\arccos(.05)} \sigma(\theta)\, d\theta\, d\phi = 0.2 \int_{o}^{\pi} \sigma(\theta)\, d\theta$$

Dit volg dus dat die ware geïntegreerde deursnit, σ_{tot}, gegee sal word deur:

$$\sigma_{tot} = \sigma_B/\Phi$$

Vir 'n bepaalde monster is die korreksie-faktor, K, wat toegepas moet word, dus

$$K = \frac{\sigma_{tot}}{\sigma'_{tot}} = \frac{\sigma_B}{\sigma'_{tot}} \times 1/\Phi \ .$$

3.3.4. Korrigeer van die vorm van 'n hoekverdeling

By die korrigeer van 'n waargenome hoekverdeling wyk MAGGIE af van die gewone Monte Carlometode. Die neutrone word wel op Monte Carlometodes, en volgens die data in die biblioteek, deur die monster gevolg, maar by elke botsing word die waarskynlikheid vir verstrooiing in 'n aantal "detektors" in die rotasievlak van die werklike detektor, bereken. Hier is dus nie sprake van 'n willekeurige monster wat geneem word nie, maar wel van die berekening van waarskynlikheidsdigthede by 'n aantal detektorposisies.

Die waarskynlikheid, S_j, is in die geval van elastiese of onelastiese verstrooiing die produk van die volgende kwantiteite:

(i) Die waarskynlikheid, $P_j(E) \propto \sigma_j(E)$, dat 'n bepaalde soort botsing, j, sal plaasvind. E is die invalsenergie van die neutron.

(ii) Die waarskynlikheid dat die verstrooide neutron in 'n bepaalde detektor waargeneem sal word, eweredig

aan $\sigma_j(\theta,E)$.

(iii) Die waarskynlikheid dat die neutron die monster sonder verdere botsings sal verlaat, gegee deur exp $-(r/m(E'))$, waar $m(E')$ die gemiddelde vrye padlengte van die neutron na verstrooiing (dus nou met energie E'), en r die oorblywende afstand wat die neutron in die monster moet aflê, is.

Waar neutrone verdere botsings ondergaan, word voortgegaan om op soortgelyke wyse waarskynlikhede te bereken.

Verstrooide neutrone word ingedeel volgens die soort en aantal botsings wat hulle ondergaan het. In elke kategorie word die neutrone verder volgens energie geklassifiseer, sodat daar by elke detektor 'n aantal spektra van verstrooide neutrone in histogram-vorm ontstaan.

Die eksperimentele hoekverdeling wat gekorrigeer moet word, word afsonderlik aan MAGGIE gegee, gewoonlik in meer detail as dié wat in die biblioteek voorkom. Die program wat Legendre-polinoom-passings van eksperimentele hoekverdelings maak, is gewysig om $\sigma(\theta)$ by die 33 hoeke wat gebruik word, te bereken.

Die eerste uittree van MAGGIE is 'n hoekverdeling met effens kleiner anisotropie as die intree, omdat die invallende bundel neutrone nie parallel is nie, en omdat veelvuldige verstrooiing voorkom. MAGGIE doen nou 'n Chi-kwadraat-toets om vas te stel hoe goed die uittree met die eksperimentele hoekverdeling ooreenstem, en voer 'n iterasie uit om die ware vorm van $\sigma(\theta)$ te vind. Die uittreekurwe word nl. by elke detektorposisie om die intreekurwe gereflekteer, om 'n nuwe intreekurwe te vind.

Die hele proses word nou vir 'n gegewe aantal neutrone en 'n gegewe aantal iterasies herhaal. Na 2 of 3 iterasies sal die uittreekurwe feitlik ooreenstem met die eksperimentele metings,

en kan aangeneem word dat die betrokke intreekurwe die ware gekorrigeerde hoekverdeling is.

3.3.5. Foute in die resultate van MAGGIE

Die betroubaarheid van berekeninge is volkome afhanklik van die data in die biblioteek. Veral in die data van elemente waarop min metings gedoen is, kom dikwels groot onsekerhede voor. Dit moet onvermydelik tot foute in die korreksies lei. As die totale deursnit bv. met 20% foutief is, en die vloedattemuasie word as 30% bereken, dan sal daar 'n fout van 6% in die korreksie-faktor ontstaan.

Sommige van die benaderings in MAGGIE wyk ook af van die fisiese werklikheid. Die invallende neutrone is bv. nie mono-energeties nie, maar het 'n energiespreiding wat soveel as 20 keV kan wees. Waar kerndata stadig met energie verander, sal dit in die gewone korreksieberekeninge nie tot foute lei nie. Dit sal egter wel tot onakkuraatheid lei as MAGGIE gebruik word om die energiespreiding van verstrooide neutrone te bepaal.

Nog 'n benadering is die volgende: By die bereken van verstrooiingswaarskynlikhede in elke detektor word die hoek tussen die bewegingsrigting van die neutron voor 'n botsing, en die detektorposisie, bereken asof die neutron by die middelpunt van die monster is. As die dimensies van die monster baie klein is in vergelyking met die vlugpad (wat gewoonlik die geval is), is dit 'n betreklik goeie benadering.

Statistiese onsekerhede word belangrik waar dit nie prakties moontlik is om gegewens oor 'n baie groot aantal ver-strooide neutrone te versamel nie. Dit kom veral na vore by die vloedattemuasie-korreksie, en by die korreksie vir veelvuldige verstrooiing in gevalle waar die betrokke deursnitte klein is.

Die program vir die korrigeer van hoekverdelings is baie doeltreffend sodat relatiewe foute na 'n paar iterasies reeds baie klein word.

'n Beskrywing van die invoerdata vir MAGGIE verskyn in Aanhangsel E.

3.4. BEREKENINGE MET MAGGIE

Die biblioteke vir La, Pr en lug is opgestel soos beskryf in 3.1. Ten einde die berekeninge met MAGGIE te vergemaklik is sommige van die naasliggende vlakke saamgevat, sodat vir La slegs 9 "vlakke", en vir Pr 10 "vlakke" behandel is. (Sien Aanhangsels B en C). Daarna is twee MOULD-skywe gemaak: een vir lug en La, en 'n ander vir lug en Pr.

Die program van die korreksieberekeninge vir La word in tabel IV gegee.

TABEL IV

KORREKSIEBEREKENINGE VIR La

E_n (MeV)	Berekeninge	Totale Aantal Neutrone	Aantal Iterasies
0.232	$B_3 + B_4$	3 x 4000	3
0.364	$B_3 + B_4$	3 x 4000	3
0.456	$B_3 + B_4$	3 x 4000	3
0.609	$B_3 + B_4$	3 x 4000	3
0.749	$B_3 + B_4$	3 x 4000	3
0.874	$B_3 + B_4$	3 x 4000	3
1.105	$B_3 + B_4$	3 x 4000	3
1.350	B_3	3 x 4000	
1.571	$B_3 + B_4$	3 x 4000	3
1.750	B_3	3 x 4000	
1.950	B_3	3 x 4000	
2.150	B_3	3 x 4000	

Vir Pr is dieselfde program gevolg, maar die berekeninge by 1.750, 1.950 en 2.150 MeV is vervang met berekeninge by 1.780, 1.990 en 2.210 MeV.

As gevolg van die feit dat MAGGIE onderverdeel moes word, was die rekentyd by elke energie tussen 3 en 4 uur per element. Dit het verhoed dat data vir 'n groter aantal neutrone - wat beslis wenslik sou wees - verkry kon word.

3.4.1. Korreksies vir vloedattenuasie

Die resultaat van die berekeninge word in Fige. 3.2 en 3.3 aangegee en vergelyk met die korreksies volgens benaderde tabelle van Cranberg en Levin (Cr 59). Dit is duidelik dat die ooreenstemming oor die algemeen goed is (binne 3%), sodat die tabelle baie nuttig vir voorlopige korreksies gebruik kan word. Die korreksies wissel van 20% tot net meer as 40%. Die onsekerheid in hierdie korreksies ontstaan hoofsaaklik uit onsekerhede in die totale deursnit en onvoldoende data uit MAGGIE, en word op $\pm$ 2% gestel.

3.4.2. Korreksiefaktore vir veelvuldige verstrooiing

In die geval van elastiese verstrooiing was die korreksie oor die algemeen klein ($<$ 10%), met 'n onsekerheid van $\pm$ 1%. Die kleiner deursnit vir verstrooiing na opgewekte toestande het egter die λ-faktor vir onelastiese verstrooiing minder betroubaar gemaak. Ten einde die statistiese onsekerheid te verminder moes die resultate vir alle vlakke bo 1 MeV in La bymekaar getel word, en net so vir die vlakke bo 1.4 MeV in Pr. Vir onelastiese verstrooiing het die korreksie tussen 10% en 25% beloop, met 'n onsekerheid van $\sim$ 4%. Die resultaat vir elastiese verstrooiing en vir verstrooiing na die eerste opgewekte toestande in La en

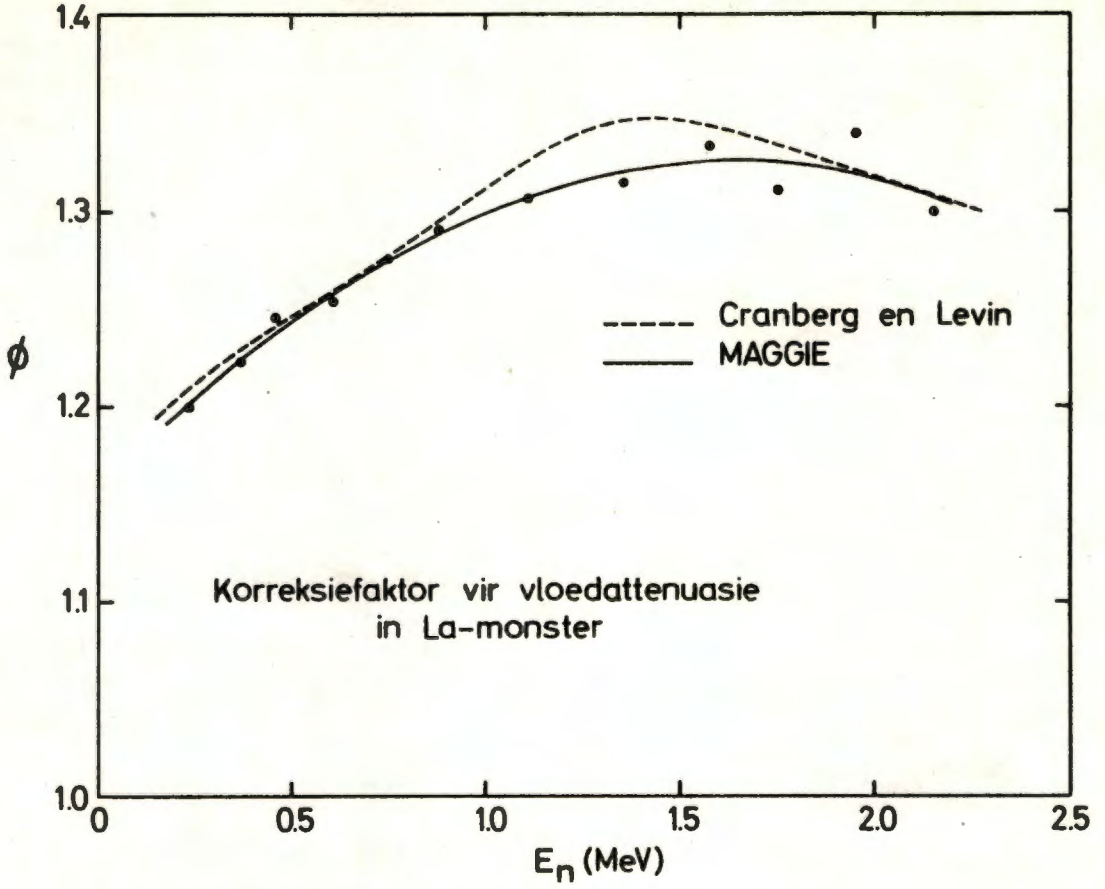

Fig. 3.2. Vloedattenuasie-korreksies vir die La-monster.

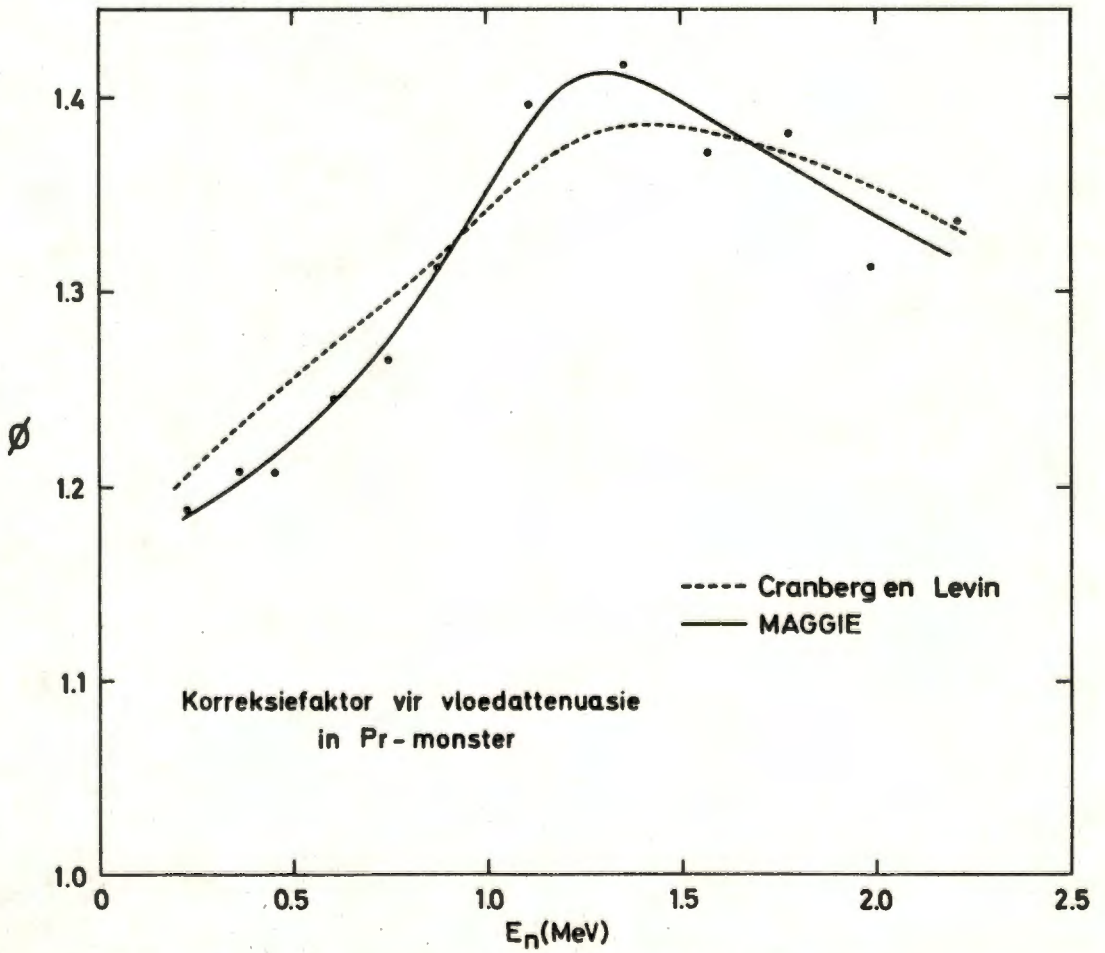

Fig. 3.3. Vloedattenuasie-korreksies vir die Pr-monster.

Pr word in Fige. 3.4 en 3.5 getoon. Die verloop van λ vir die hoër vlakke was soortgelyk aan dié vir die eerste opgewekte toestande; die verskil was gewoonlik ≤ 5%.

3.4.3. Korreksies vir asimmetrie van monsters

Die verhouding, Φ, van verstrooiing in die ekwatoriale band tot totale verstrooiing is by elke energie vir elastiese en vir onelastiese verstrooiing bepaal uit die resultate van MAGGIE. Hierdie faktor is sterk afhanklik van die hoekverdeling. Vir onelastiese verstrooiing (isotroop) was dit ongeveer 0.05, terwyl dit vir elastiese verstrooiing gewissel het van 0.054 by 232 keV (klein anisotropie) tot 0.075 by 1571 keV (groot anisotropie).

In die geval van elastiese verstrooiing is σ_B by elke energie grafies gevind uit die Legendre-polinoompassings van die eksperimentele hoekverdelings. Die program wat die polinoompassings doen, bereken terselfdertyd σ'_{tot}. Die gemiddelde resultaat vir La was

$$K = \frac{\sigma_{tot}}{\sigma'_{tot}} = \frac{\sigma_B}{\sigma'_{tot}} \times {}^{1}/_{\Phi} = 1.016 \pm 0.079 ,$$

en vir Pr,

$$K = 1.021 \pm 0.028 .$$

Vir die isotrope onelastiese verstrooiing geld dat

$$\sigma_B = 0.2 \int_0^{\pi} \sigma(\theta)d\theta = 0.2 \times \pi\sigma(\theta) ,$$

en

$$\sigma'_{tot} = 4\pi\sigma(\theta) ,$$

sodat

$$\frac{\sigma_B}{\sigma'_{tot}} = 0.05 .$$

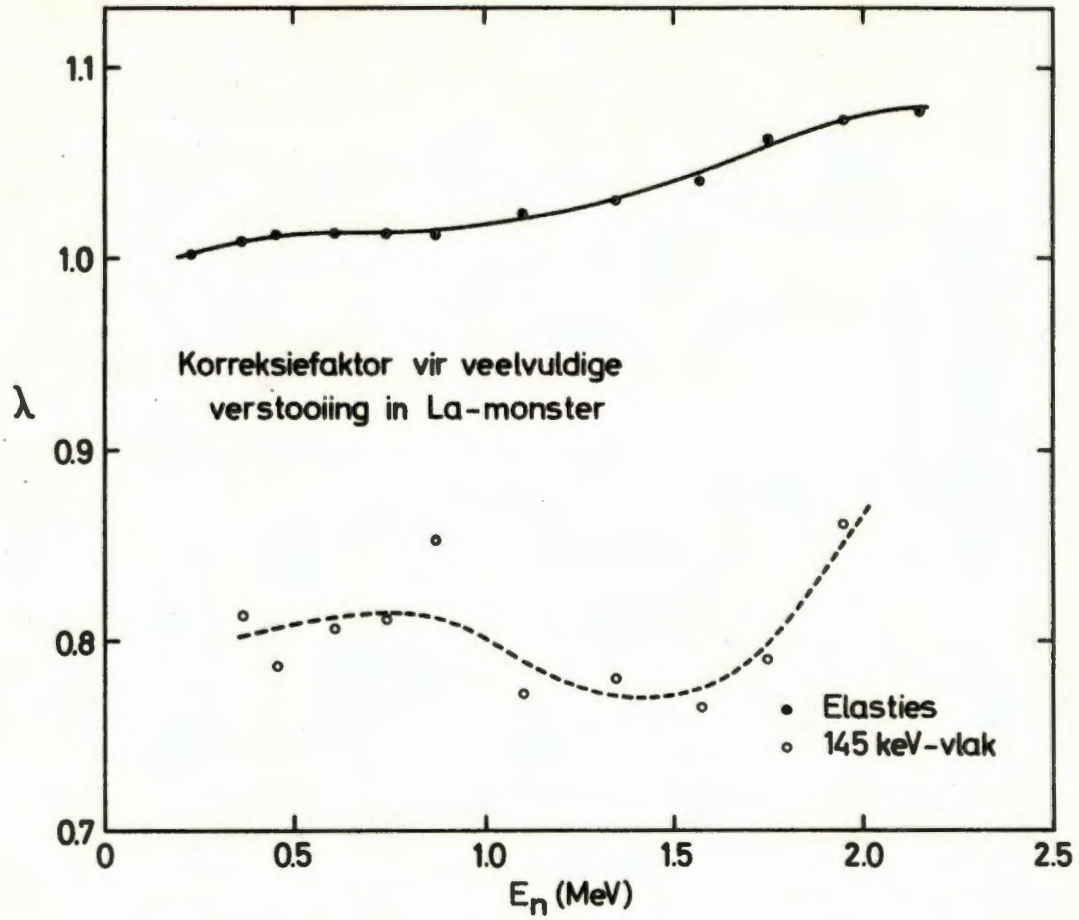

Fig. 3.4. Korreksies vir veelvuldige verstrooiing in die La-monster volgens MAGGIE.

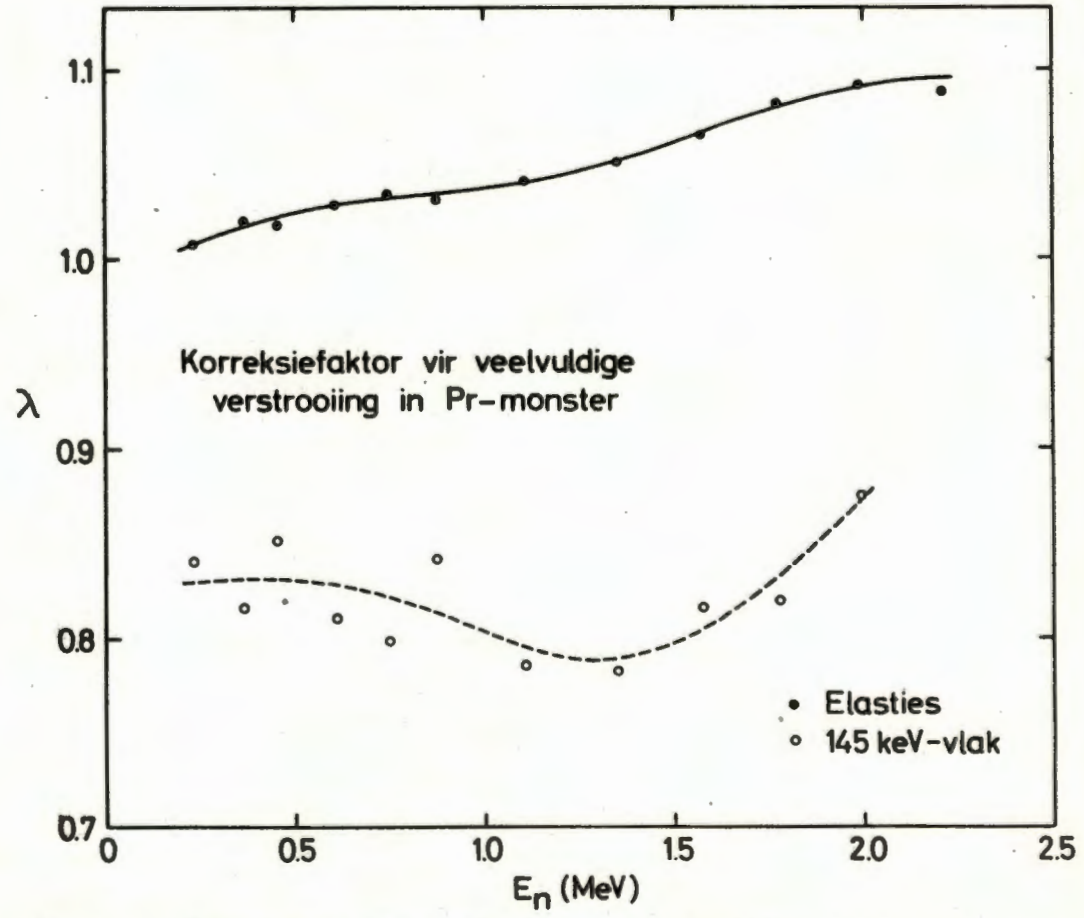

Fig. 3.5. Korreksies vir veelvuldige verstrooiing in die Pr-monster volgens MAGGIE.

Die resultaat vir Ia was

$$K = \frac{0.05}{\Phi} = 0.969 \pm 0.050 ,$$

en vir Pr

$$K = 1.084 \pm 0.050 .$$

Uit bostaande is dit duidelik dat die gemiddelde korreksie vir die asimmetrie van die monstervorms waarskynlik $\leq$ 2% is. Dit is soos verwag, aangesien 'n monster met dieselfde hoogte en deursnit en met betreklike dik wande, min van sferiese simmetrie afwyk. Dit was verder duidelik dat as gevolg van die groot statistiese onsekerhede, die presiese waarde van die korreksie nie bepaal kon word nie. Gevolglik is besluit om geen korreksie vir asimmetrie aan te bring nie, maar wel 'n onsekerheid van $\pm$ 2% afkomstig hiervan by die berekening van die fout op deursnitte in aanmerking te neem.

3.4.4. Korrigeer van die vorm van hoekverdelings

Die vorm van alle elastiese hoekverdelings is met behulp van die B4-program gekorrigeer. Drie outomatiese iterasies is elke keer gebruik. Die invoerdata wat na die derde iterasie bereken is, is deurgaans as die gekorrigeerde hoekverdeling aanvaar. 'n Berekenaarprogram (Re 67) is gebruik om 'n Legendre-polinoompassing hiervan te maak, sodat die hoekverdelings in terme van polinoomkoëffisiënte aangegee kon word.

'n Voorbeeld van 'n iterasie verskyn in Fig. 3.6 en van gekorrigeerde hoekverdelings in Fig. 3.7. In laasgenoemde geval is die korreksies vir vloedattemuasie (Fig. 3.2) en vir veelvuldige verstrooiing (Fig. 3.4) nog nie aangebring nie.

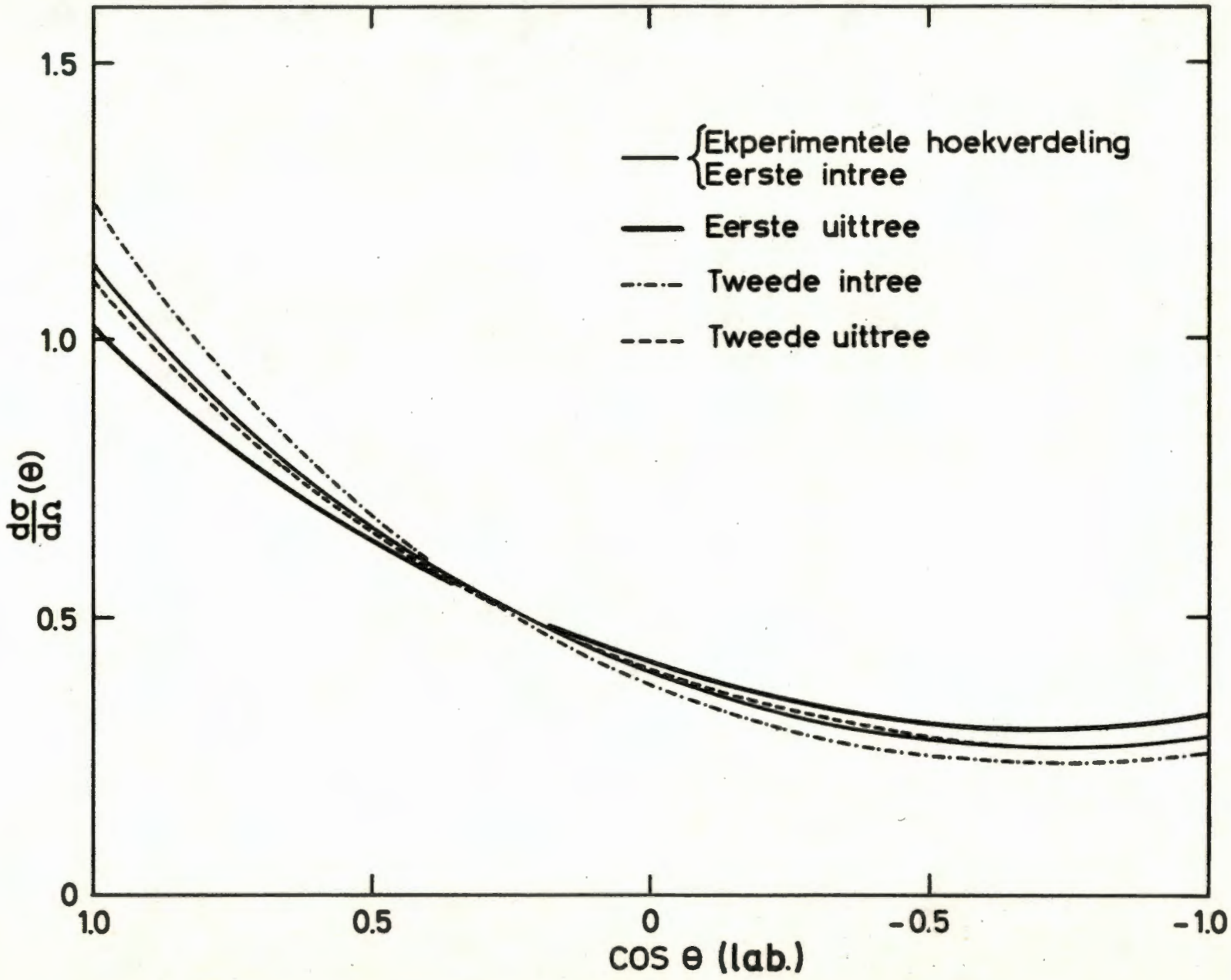

Fig. 3.6. Die iterasieprosedure vir die genormaliseerde hoekverdeling vir elastiese verstrooiing van ^{141}Pr by 'n neutronenergie van 232 keV.

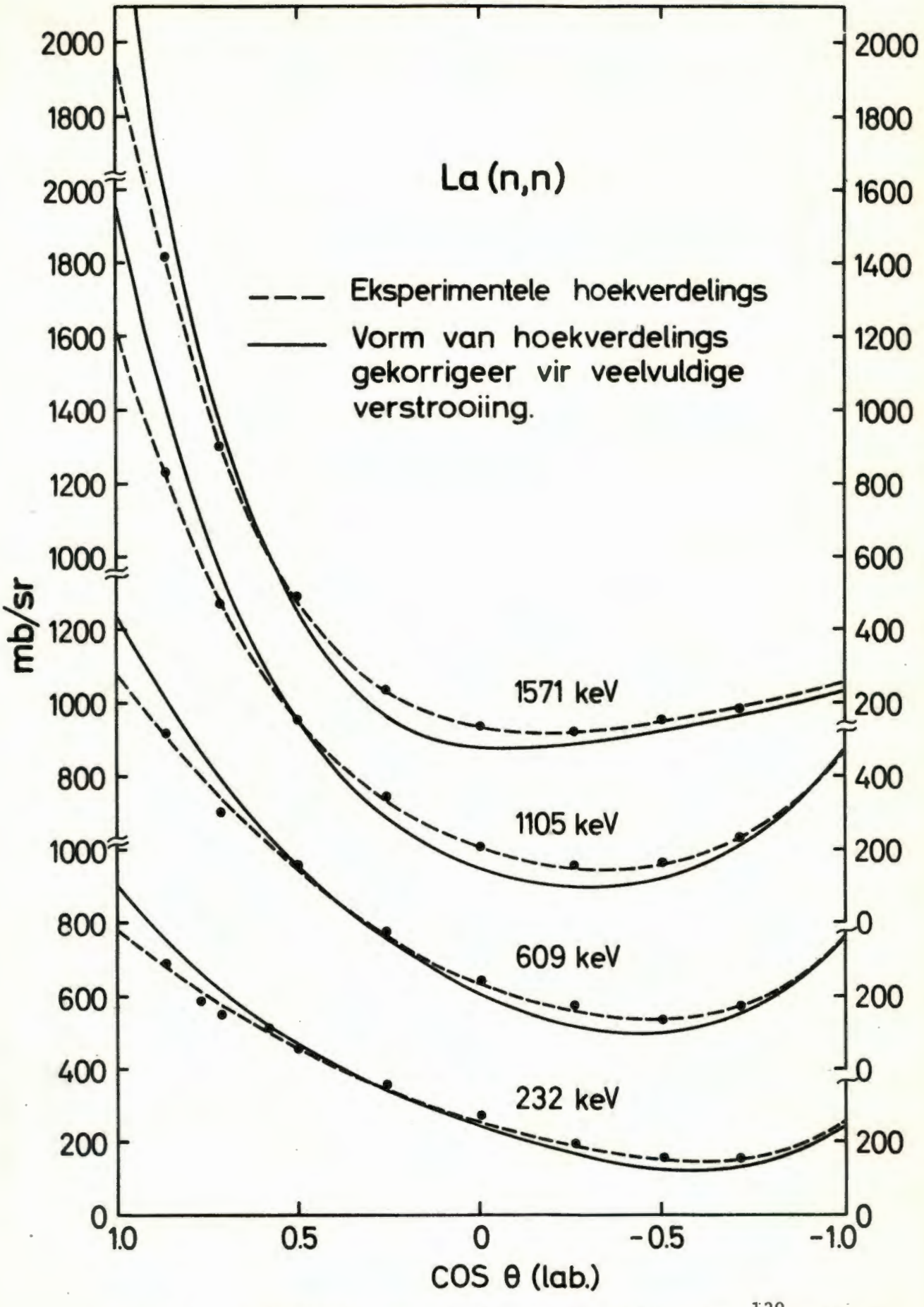

Fig. 3.7. 'n Voorbeeld van elastiese hoekverdelings van ^{139}La die vorms waarvan vir veelvuldige verstrooiing gekorrigeer is.

Geen korreksies is aan die vorm van eksperimentele onelastiese hoekverdelings aangebring nie. Binne die eksperimentele foute het alle metings op isotrope hoekverdelings gedui sodat slegs geringe korreksies verwag kon word. Die akkuraatheid van die deursnitsmetings vir onelastiese verstrooiing was nie sodanig dat die groot rekentyd wat nodig sou wees om betroubare korreksies te vind, geregverdig kon word nie.

H O O F S T U K 4

EKSPERIMENTELE RESULTATE

4.1. ENERGIEVLAKKE

'n Groot aantal spektra van verstrooide neutrone is in die energiegebied 0.23 tot 2.58 MeV waargeneem. Met enkele uitsonderings is metings vir La en Pr onder dieselfde eksperimentele kondisies wat betref neutronenergie, vlugpad en spektrum-kalibrasie gedoen. Vlugpaaie van tussen 1.7 en 2.4 m het oor die algemeen die beste kompromis tussen oplosvermoë en gevoeligheid gegee. Die spektrum-kalibrasie was gewoonlik ~1 ns per kanaal. Met uitsondering van die spektrum by 1.700 MeV (Fig. 4.2) is alle spektra wat aangegee word waargeneem met 'n venster aan die lineêre kant wat die doeltreffendheid van die detektor vir neutrone bo 600 keV sterk verminder het.

4.1.1. ^{139}La

Energievlakke van ^{139}La is tevore in 'n verskeidenheid van eksperimente waargeneem.

Die eerste opgewekte toestand by 166 keV is dikwels bestudeer uit die β-verval van ^{139}Ba en die β^+-verval van ^{139}Ce (Nu 61). Eersgenoemde verval bevolk ook hoër vlakke in ^{139}La soos bewys is deur Mitchell en Hebb (Mi 54) wat β-strale van 822, 2227 en 2380 keV, en γ-strale van 163 en 1430 keV waargeneem het waaruit die bestaan van 'n vlak by 1430 keV voorgestel is. Hierdie resultaat is bevestig in soortgelyke metings deur Kelly et al. (Ke 60), en deur Bunker en Starner (Bu 59) wat β-strale van 2380, 2220 en 950 keV, en γ-oorgange met energie 165, 1260, 1340 en 1425 keV waargeneem het. Jastrzebski (Ja 60) het β- en γ-straling afsonderlik en in koïnsidensie waargeneem. Uit β-strale van ~ 900, 1400, 2140 en 2300 keV en γ-strale van 166, 280, 500, 780, 950 en

1430 keV het hy nuwe vlakke by 660 en 950 keV gepostuleer. In 'n noukeurige eksperiment kon Wasson en Coryell (Wa 61) egter geen teken van die γ-strale van 280, 500, 780 en 950 keV vind nie, maar wel oorgange van 165, 1092, 1272 en 1433 keV. Die niveauskema van "Nuclear Data Sheets" (Nu 61) wat uit 'n seleksie van hierdie data opgestel is, verskyn in Fig. 4.1.

Coulomb-opwekking met $^{14}N^{+++++}$-ione van 52 MeV is onderneem deur Alkhazov et al. (Al 63a, Al 65). γ-γ- en γ-^{14}N-koïnsidensiemetings het daartoe gelei dat 'n niveauskema met vlakke by 166, 570, 800, (850), (1020), 1070 en 1430 keV voorgestel is (Fig. 4.1).

Androsenko et al. (An 61) het onelastiese verstrooiing van 3.0 MeV-neutrone gebruik om de-eksitasie γ-strale van 870 ± 30, 1210 ± 40, 1780 ± 40 en 2170 ± 40 keV waar te neem. Geen afleidings is oor die energievlakke gemaak nie. Dieselfde geld vir 'n soortgelyke eksperiment by 2.95 MeV deur Graudynya et al. (Gr 61) waarin γ-strale van 640, (790), 1240, 1430, 1750 en 2080 keV waargeneem is. Bukarev en Popov (Bu 65) het neutrone met verskillende energië tussen 1.180 en 1.970 MeV gebruik en γ-strale van 800, 1050, 1220, 1430 en 1570 keV gemeet met 'n onsekerheid van 20 keV. 'n Niveauskema met vlakke by 800, 1220, 1430 en 1570 keV is hieruit saamgestel (Fig. 4.1). In die jongste (n,n'γ)-eksperiment met neutrone van 2.3 tot 2.9 MeV (Fe 67) is 'n Ge(Li)-detektor gebruik en getuienis gevind vir vlakke by 1685 ± 1 en 1715 ± 1 keV.

In die huidige werk is die 166 keV-vlak sterk opgewek (Fig. 4.2). Reeds ~90 keV bo sy drumpel was daar tekens van 'n onelastiese groep. Die energie van hierdie vlak is met betrekking tot die elastiese piek gemeet, en daarna is dit soms as kalibrasiepunt vir spektra by hoër energië gebruik, met 'n aanvaarde

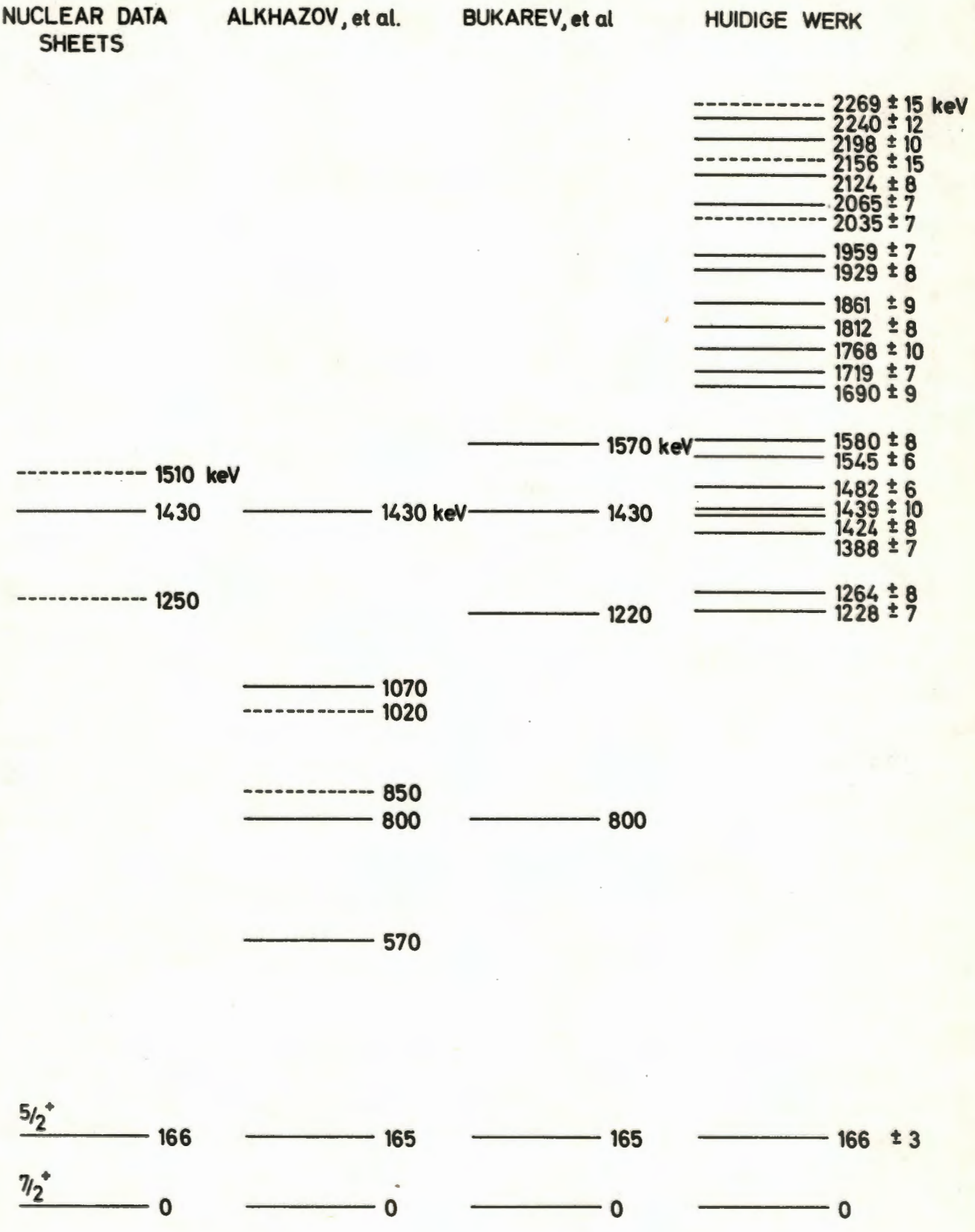

Fig. 4.1. ENERGIEVLAKKE VAN ^{139}La

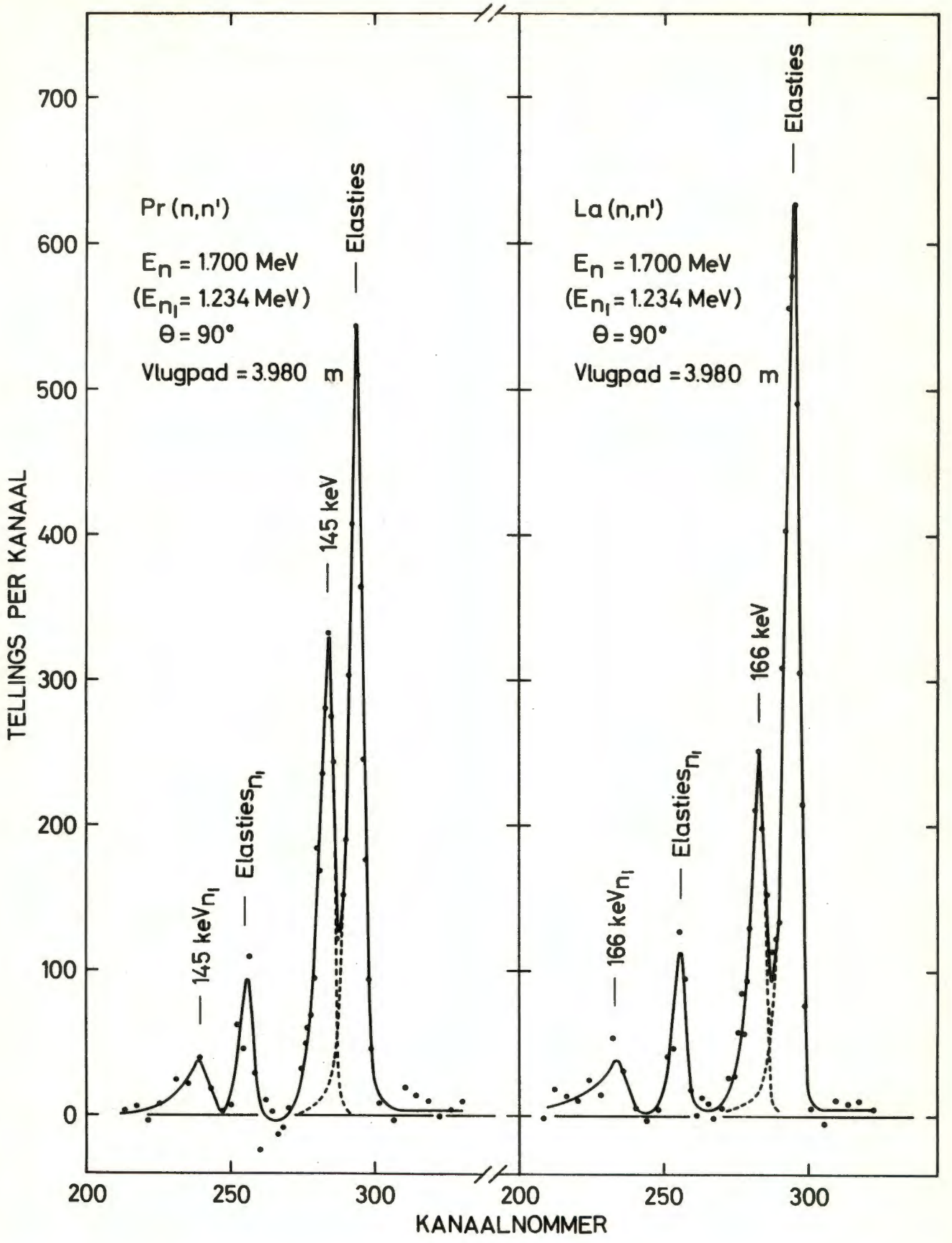

Fig. 4.2. Spektra van verstrooide neutrone by 'n lang vlugpad waargeneem ten einde die deursnit vir die eerste opgewekte toestande te bepaal by 'n neutronenergie van 1.700 MeV. Die tydskaal by alle spektra is ~1 ns/kanaal.

opwekking van 166 keV.

Die volgende vlakke is by 1228 en 1264 keV waargeneem (Fig. 4.3). In die groot aantal spektra wat die gebied van 200 tot 1200 keV goed dek is geen definitiewe aanduiding van vlakke wat merkbaar opgewek word, gevind nie. Ook die gebied van 470 tot 700 keV waar die tweede neutrongroep se elastiese piek en verstrooiing van die 166 keV-vlak voorkom, is noukeurig nagegaan, sonder enige positiewe resultate. Die vlak by 1264 keV is heelwat swakker opgewek as dié by 1228 keV, sodat eersgenoemde slegs onder gunstige omstandighede goed waargeneem is. Die lynvorms van die vlakke by 1131 en 1302 keV in ^{141}Pr was baie nuttig vir die ontrafel van spektra van hierdie twee vlakke.

Die vlak by 1388 keV is betreklik sterk opgewek en sonder moeite waargeneem, maar die "doeblet" by 1424 en 1439 keV het heelwat probleme opgelewer (Fig. 4.3). Uit die wydte en sterkte van hierdie struktuur het dit gelyk asof meer as een vlak betrokke is. Onder die gunstigste kondisies van oplosvermoë en intensiteit is aanduidings gevind vir die twee vlakke hierbo, maar die moontlikheid van 'n meer komplekse struktuur kan nie uitgesluit word nie.

Die vlak by 1482 keV is goed opgelos, asook vlakke by 1545 en 1580 keV (Fig. 4.4). Tekens van struktuur wat moontlik afkomstig kan wees van 'n swak vlak by ~ 1560 keV, is tussen laasgenoemde twee vlakke opgemerk.

Hierna volg 'n betreklike groot gaping voor die twee duidelike vlakke by 1690 en 1719 keV (Fig. 4.5). Hierdie vlakke val feitlik presies op die pieke van die tweede neutrongroep se verstrooiing van die 1228 en 1264 keV-vlakke, en hiervoor is noukeurig voorsiening gemaak. By feitlik alle vlakke wat hierop volg het die probleem van die tweede neutrongroep in 'n mate voorgekom.

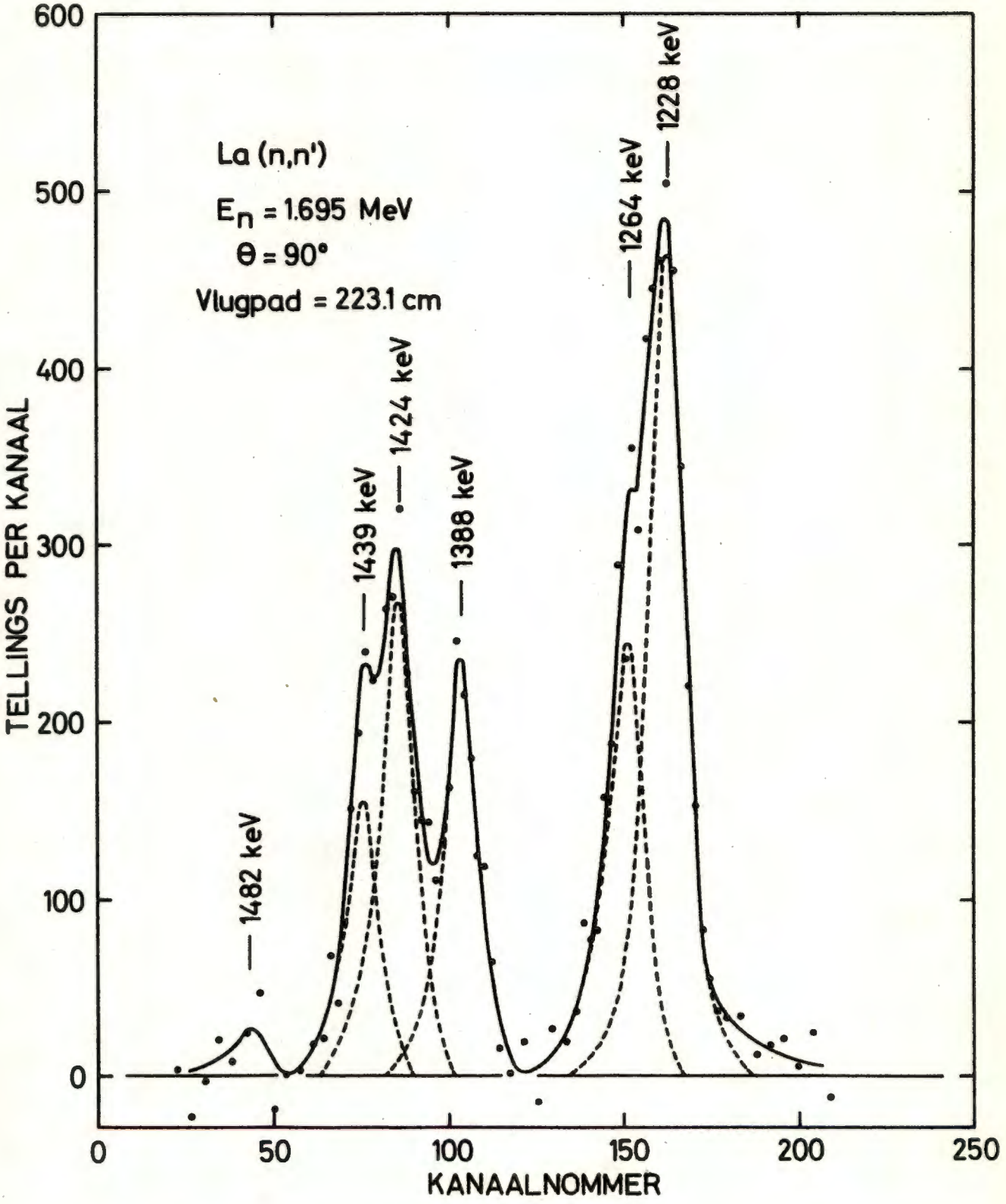

Fig. 4.3 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van La by 'n neutronenergie van 1.695 MeV.

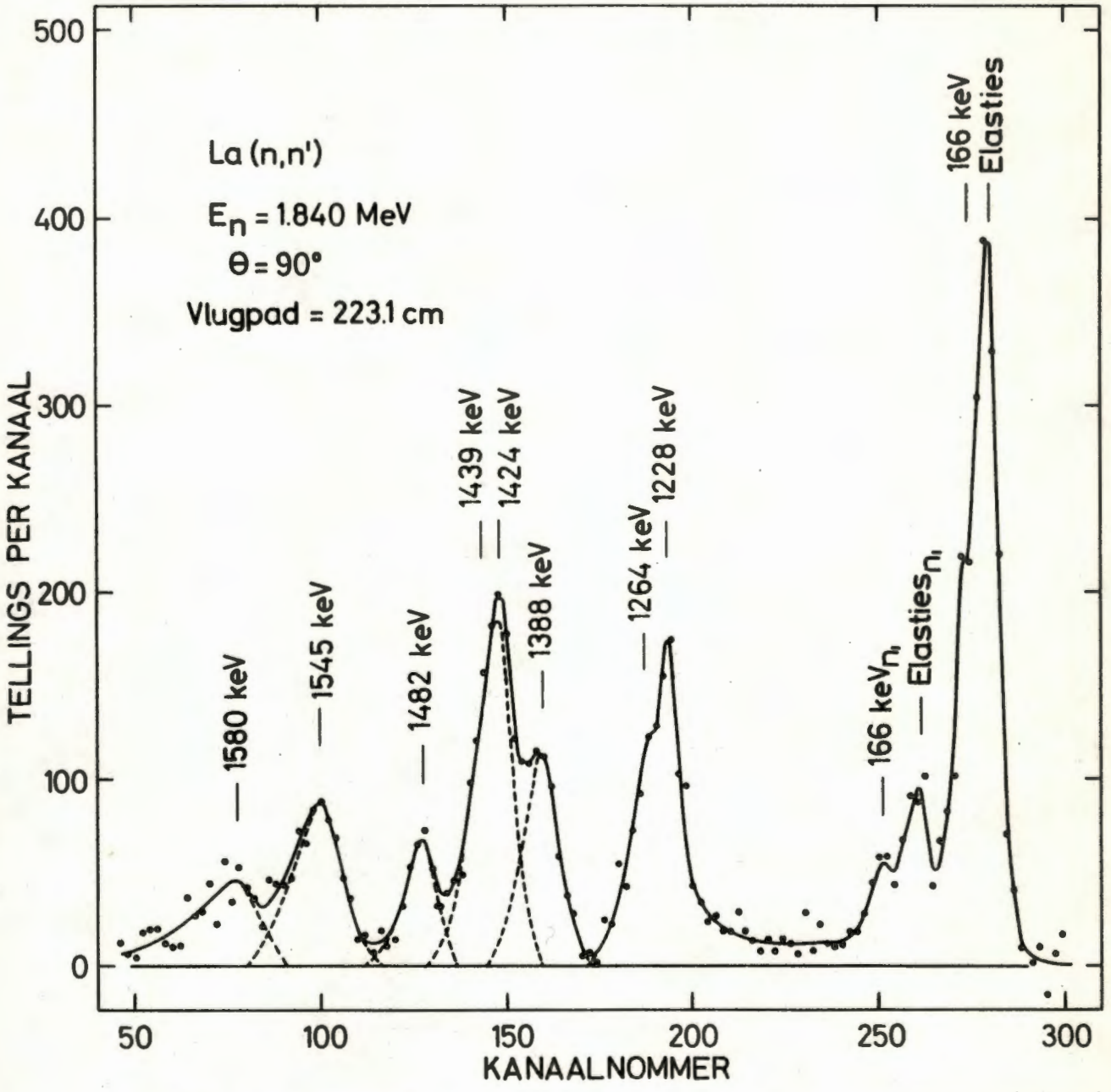

Fig. 4.4. 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van La by 'n neutronenergie van 1.840 MeV.

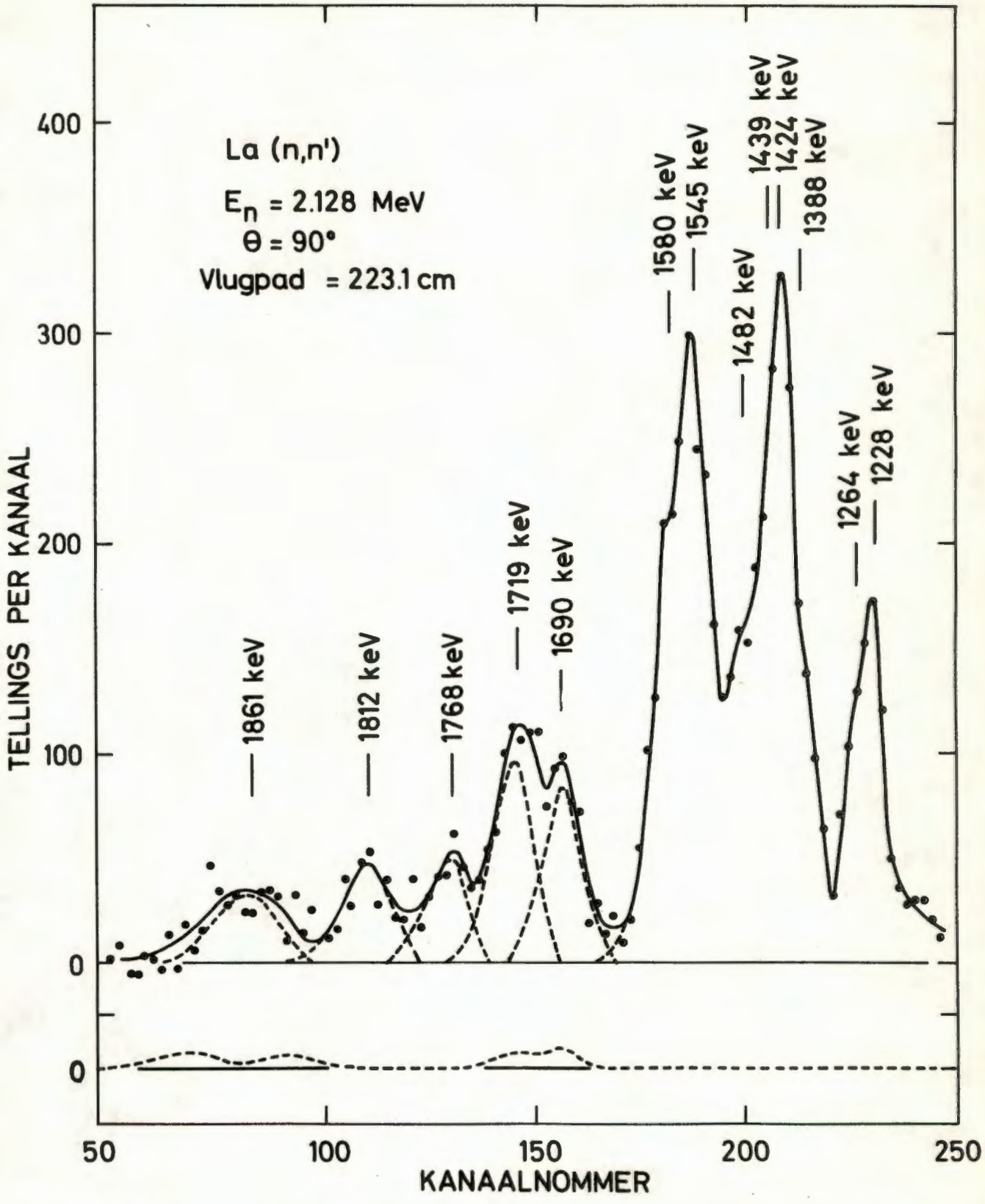

Fig. 4.5. 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van La by 'n neutronenergie van 2.128 MeV. Die bydrae van die tweede neutrongroep (energie = 1.670 MeV) word onder aangegee as 'n gestippelde kromme. Dit is van die spektrum afgetrek voordat die passing van die lynvorms gemaak is.

Die vlakke by 1768 en 1812 keV was redelik duidelik (Fig. 4.5). Die vlak by 1861 keV val presies in die vallei tussen die tweede neutrongroep se verstrooiing van die 1388 en 1424, 1439 keV-vlakke; by hoër energië is dit sterk opgewek (Fig.4.6).

As gevolg van die groot aantal uitgangskanale wat by hierdie hoë energië oop is, styg die deursnit van nuwe vlakke stadig, sodat hulle eers betreklik hoog bo hul drumpels en dus met swakker oplosvermoë, waargeneem kon word. Terselfdertyd neem die agtergrond by hoë energië ook toe, sodat die sein tot agtergrond-verhouding verswak. Betreklike lang opnametye was dus nodig.

Daar is nogtans aanduidings van redelike sterk vlakke by 1929, 1959, 2065, 2124, 2198 en 2240 keV (Fig. 4.6, 4.7). Die bewyse vir vlakke by 2035, 2156 en 2269 keV was minder seker, sodat hierdie vlakke in die niveauskema van Fig. 4.1 met stippellyne aangedui word. Die hoogste vlakke is waargeneem by 'n neutronenergie van 2.581 MeV (Fig. 4.7).

4.1.2. ^{141}Pr

Die niveauskema van hierdie kern was reeds die onderwerp van 'n aantal eksperimentele ondersoeke.

Uit die β-verval van ^{141}Ce en die β^+-verval van ^{141}Nd is die 145 keV-vlak goed bekend (Nu 61). In die verval van ^{141}Nd kom egter positrons en γ-strale van 'n aantal verskillende energië voor. Polak et al. (Po 58) het onder meer γ-strale van 1140 en 1300 keV waargeneem en die bestaan van 'n vlak by 1300 keV voorgestel. Cybulska en Marquez (Cy 59) berig egter ook γ-strale van 420 en 880 keV in koïnsidensie met mekaar, asook γ-strale van 1150 keV (in koïnsidensie met die 145 keV γ-strale) en 1300 keV. Dit het gelei tot die postuleer van 'n nuwe 880 keV-vlak.

Die eerste definitiewe getuienis van 'n vlak by 1140 $\pm$ 20

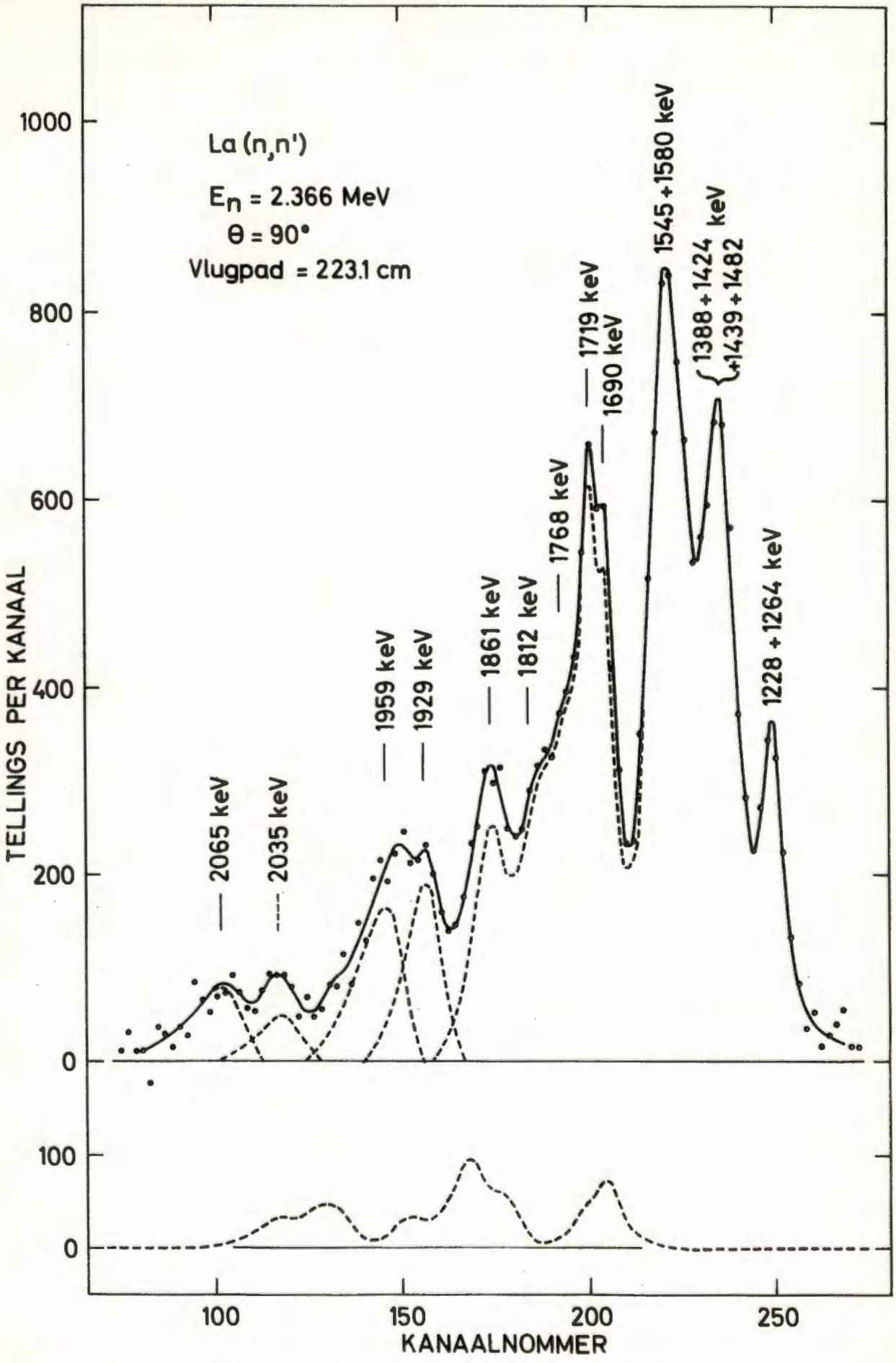

Fig. 4.6. 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van La by 'n neutronenergie van 2.366 MeV. Die bydrae van die tweede neutrongroep (energie = 1.911 MeV) is behandel soos in Fig. 4.5.

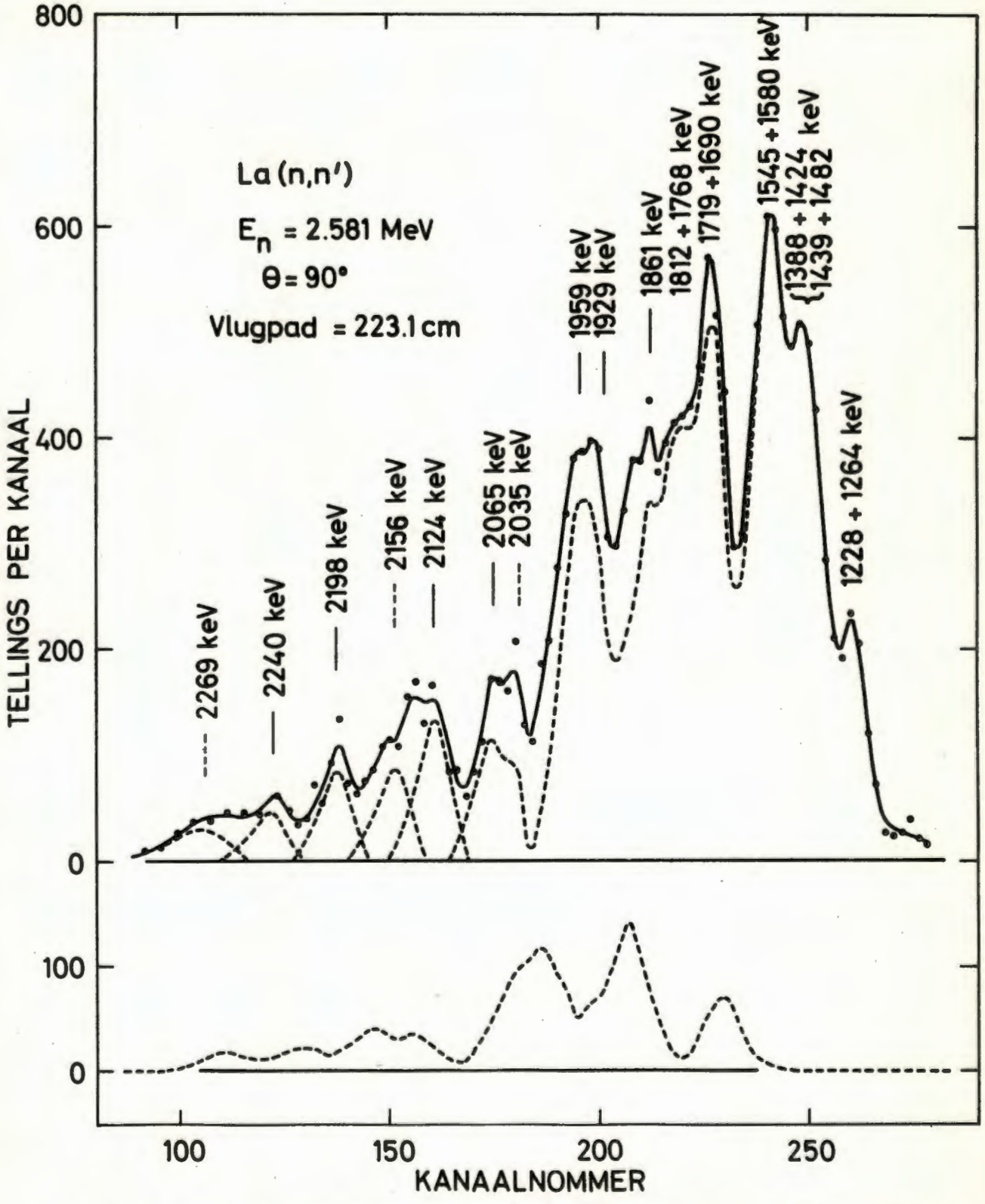

Fig. 4.7. 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van La by 'n neutronenergie van 2.581 MeV. Die bydrae van die 2de neutrongroep (energie = 2.128 MeV) is behandel soos in Fig. 4.5.

keV het gekom uit die onelastiese verstrooiing van 15 MeV-deuterone deur Cohen en Price (Co 61). Die niveauskema van hul oorspronklike artikel is later gekorrigeer (Jo 62); die verbeterde skema word in Fig. 4.8 aangegee. Die oplosvermoë by hierdie eksperiment was 50 keV.

Die bestaan van 'n vlak by ~ 1140 keV is bevestig in verdere noukeurige studies van die verval van ^{141}Nd deur Koehler et al. (Al 63, Ko 66). In die jongste metings met 'n Ge(Li)-detektor is die energie van die vlakke bepaal as 1126 ± 1 keV en 1293 ± 1 keV (Fig. 4.8). Die kaskade-γ-straal van die 1293 keV-vlak deur die 145 keV-vlak met energie 1146 keV, en die grond-oorgang van die 1126 keV-vlak is goed opgelos, en hul intensiteite bepaal. Nóg in hierdie eksperimente, nóg in soortgelyke werk deur Biryukov et al. (Bi 63) is enige tekens van γ-strale van 880 of 420 keV gevind.

Getuienis hiervan is egter wel gevind deur Alkhazov et al. (Al 63a, Al 65) in Coulomb-opwekking met 52 MeV-$^{14}N^{+++++}$. Na aanleiding van γ-γ- en γ-N-koïnsidensies is die bestaan van vlakke by 880, 1140, 1300, 1500, 1630 en 1800 keV berig (Fig. 4.8). Die vlak by 880 keV is nie direk opgewek nie, maar het verskyn in die verval van die 1140, 1300 en 1500 keV-vlakke. Hierdie waarneming, asook dié van 'n oorgang tussen die 1140 en 145 keV-vlakke, is skynbaar in stryd met die jongste resultate uit die verval van ^{141}Nd (Ko 66).

Die eerste eksperiment waarin onelastiese neutronverstrooiing gebruik is om die niveauskema van ^{141}Pr te ondersoek, was die werk van Bukarev en Popov (Bu 65). Die vlakke by 1130 en 1300 keV is sterk opgewek, en tekens van struktuur is by 1500 en 1630 keV gevind. 'n Interessante aspek is dat 'n sterk γ-piek van 970 keV,

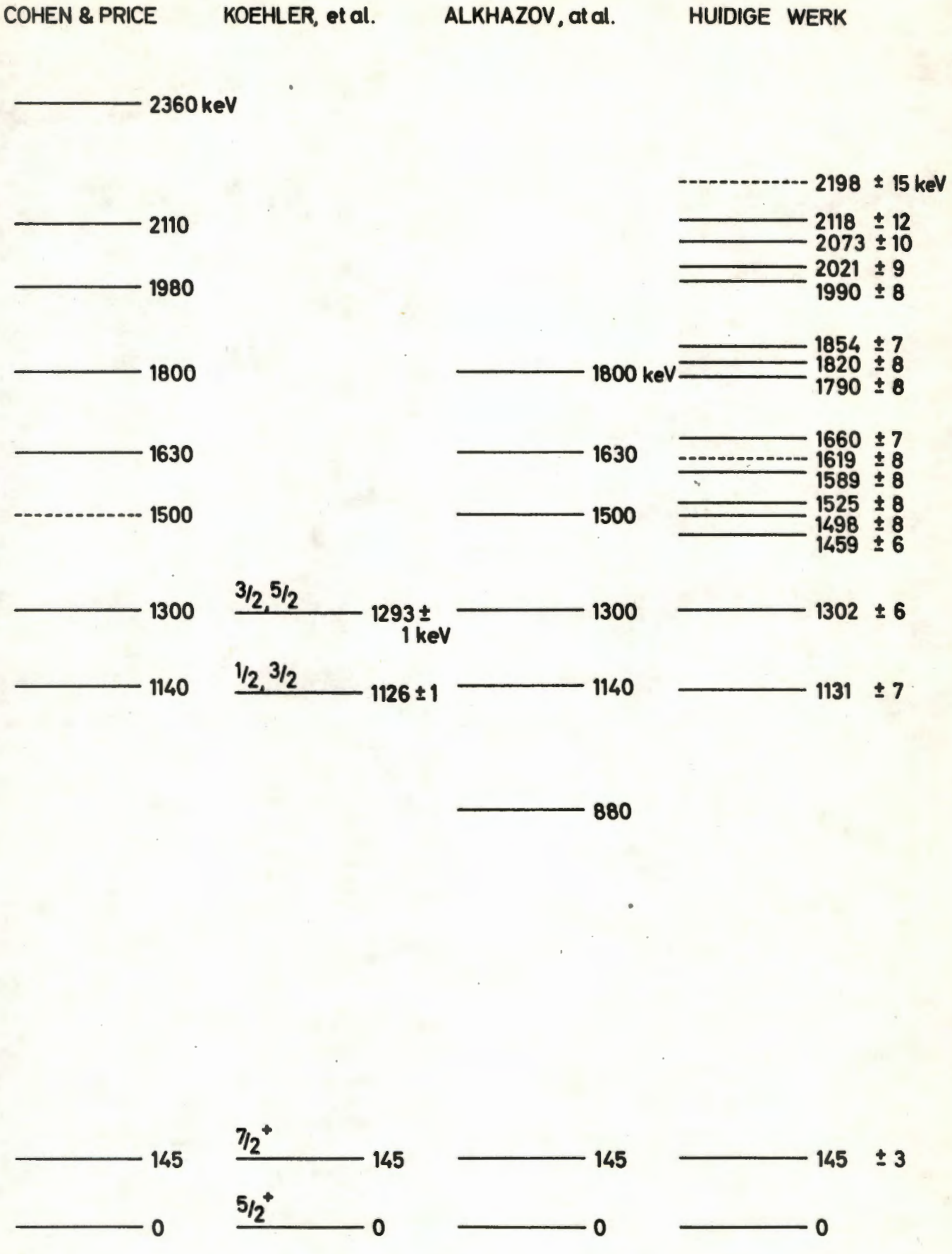

Fig.4.8. ENERGIEVLAKKE VAN ^{141}Pr

wat interpreteer word as 'n oorgang tussen die 1130 en 145 keV-vlakke, gevind is. Weereens was daar geen teken van 880 keV-γ-strale nie. Felsteiner en Daniels (Fe 67) het neutrone van 2.3 tot 2.9 MeV gebruik en die γ-strale met 'n Ge(Li)-detektor ondersoek. Vlakke is by 1127 ± 1 en 1292 ± 1 keV waargeneem, en die kaskade-γ-straal van 1147 keV is goed opgelos.

Die 145 keV-vlak is in die huidige werk baie sterk opgewek. Reeds ~ 110 keV bokant sy drumpel kon 'n betroubare deursnitsmeting gedoen word. Die groot deursnit het ook metings by hoë energië (≤ 1.7 MeV) moontlik gemaak waar 'n lang vlugpad gebruik moes word om verstrooiing van dié vlak van die elastiese piek te skei (Fig. 4.2).

Die uitstaande kenmerk van die Pr-spektrum was egter die twee sterk, geïsoleerde pieke, onderskeidelik by 1131 en 1302 keV (Fig. 4.9). Hierdie pieke is oor 'n wye energiegebied goed opgelos. Nadat hul energië akkuraat bepaal is, kon hulle dikwels nuttig gebruik word as addisionele kalibrasiepunte, met die energië hierbo as korrek aanvaar. Soos by La is die gebied tussen 150 en 1100 keV ook hier in 'n groot aantal spektra noukeurig nagegaan vir swak pieke, maar sonder sukses.

Na die 1302 keV-vlak kom die eerste struktuur voor by 1459 keV (Fig. 4.9). Uit die intensiteit, maar veral ook uit die wydte daarvan het dit gelyk asof hier meer as een vlak betrokke is. Ernstige pogings is dus aangewend om die struktuur op te los, maar sonder sukses. Al wat gesê kan word, is dat die piek by 1459 keV waarskynlik veroorsaak word deur twee of meer vlakke binne ~ 30 keV van mekaar en met 'n sentroïd by 1459 keV.

Die volgende vlak, by 1498 keV, vorm 'n betreklike klein piek aan die voet van die 1459 keV-struktuur, en was soms moeilik sigbaar. Die vlak by 1525 keV was heelwat duideliker (Fig. 4.9).

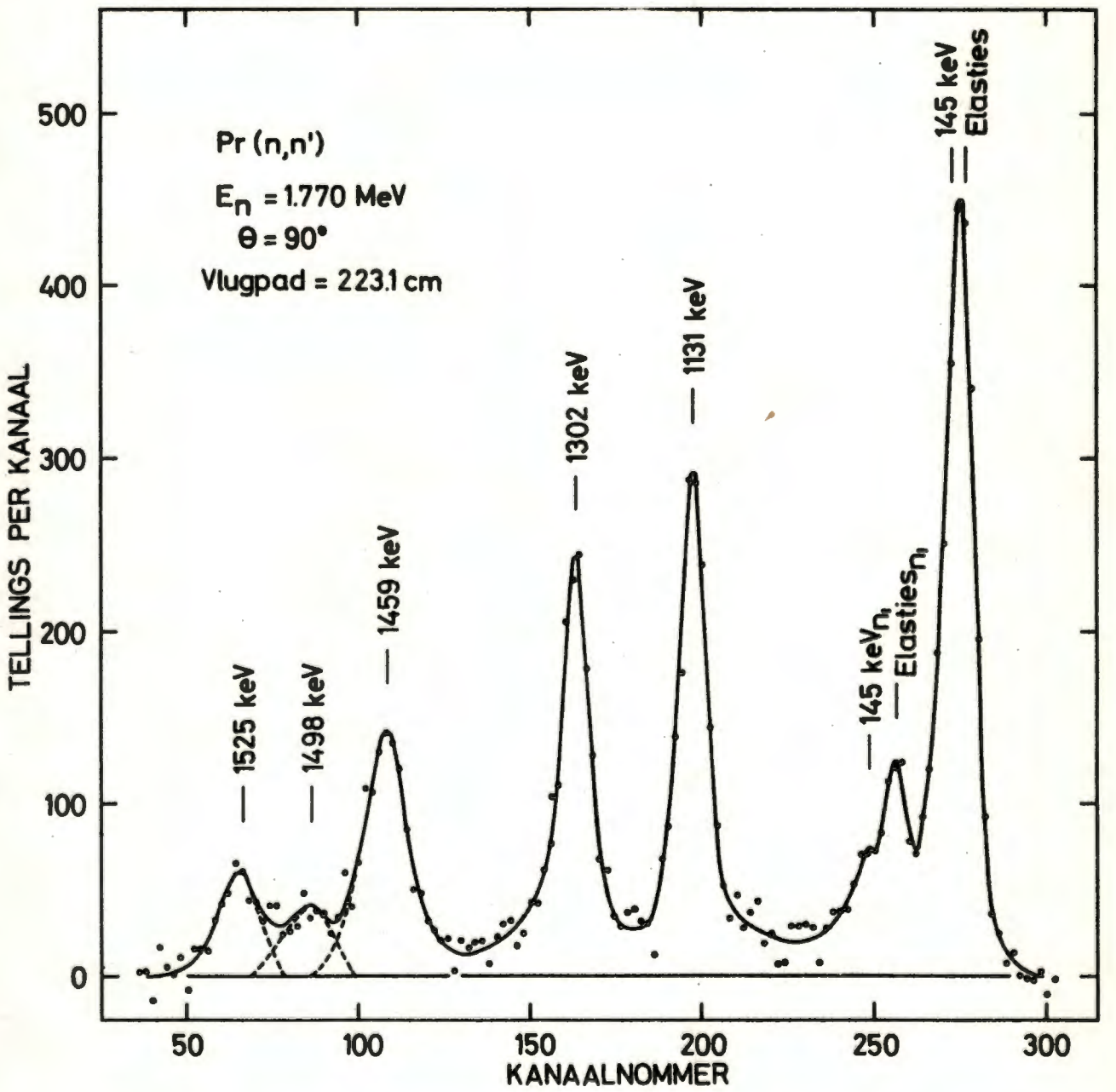

Fig. 4.9. 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van Pr by 'n neutronenergie van 1.770 MeV.

Nog 'n kenmerkende struktuur in die Pr-spektrum word gevorm deur die twee sterk vlakke by 1589 en 1660 keV (Fig. 4.10). Tussen hulle is aanduidings van swak verstrooiing van 'n vlak by 1619 keV. Die feit dat die tweede neutrongroep se verstrooiing van die 1131 keV-vlak onder die piek by 1589 keV val, maak dat die swak piek langsaan met moeite gesien kan word.

Die struktuur in die gebied van 1760 tot 1860 keV het heelwat probleme opgelewer - trouens, finale uitsluitsel is nog nie oor die presiese aard daarvan gegee nie. Daar was aanduidings vir die bestaan van vlakke by 1790, 1820 en 1854 keV (Fig. 4.11), maar die moontlikheid van 'n meer komplekse struktuur is geensins uitgesluit nie. Sake word verder bemoeilik deurdat die tweede neutrongroep se verstrooiing van die 1302 keV-vlak by $\sim$1760 keV val.

By die meeste vlakke wat hierop volg, het die tweede neutrongroep aansienlike komplikasies meegebring. Selfs indien hiervoor toegelaat word is die Pr-spektrum by hoë energië nog besonder kompleks (Fig. 4.12). Na 'n betreklike groot gaping volg die "doeblet" 1990, 2021 keV wat sterk opgewek is, maar nie goed opgelos kon word nie. By 'n neutronenergie van 2.503 MeV was 'n vlak by 2073 keV betreklik goed waarneembaar. Die sterk struktuur by 2118 keV word aangegee as een vlak, maar 'n meer komplekse struktuur sal moontlik deur beter oplosvermoë getoon kan word. Dieselfde geld vir die "vlak" by 2198 keV.

Die hoogste neutronenergie wat in hierdie metings gebruik is, was 2.503 MeV (Fig. 4.12). Die opmerkings wat by La gemaak is oor die sein tot agtergrond-verhouding en akkuraatheid van die metings by hoë energië, geld ook hier. Die waargenome niveauskema word in Fig. 4.8 aangegee.

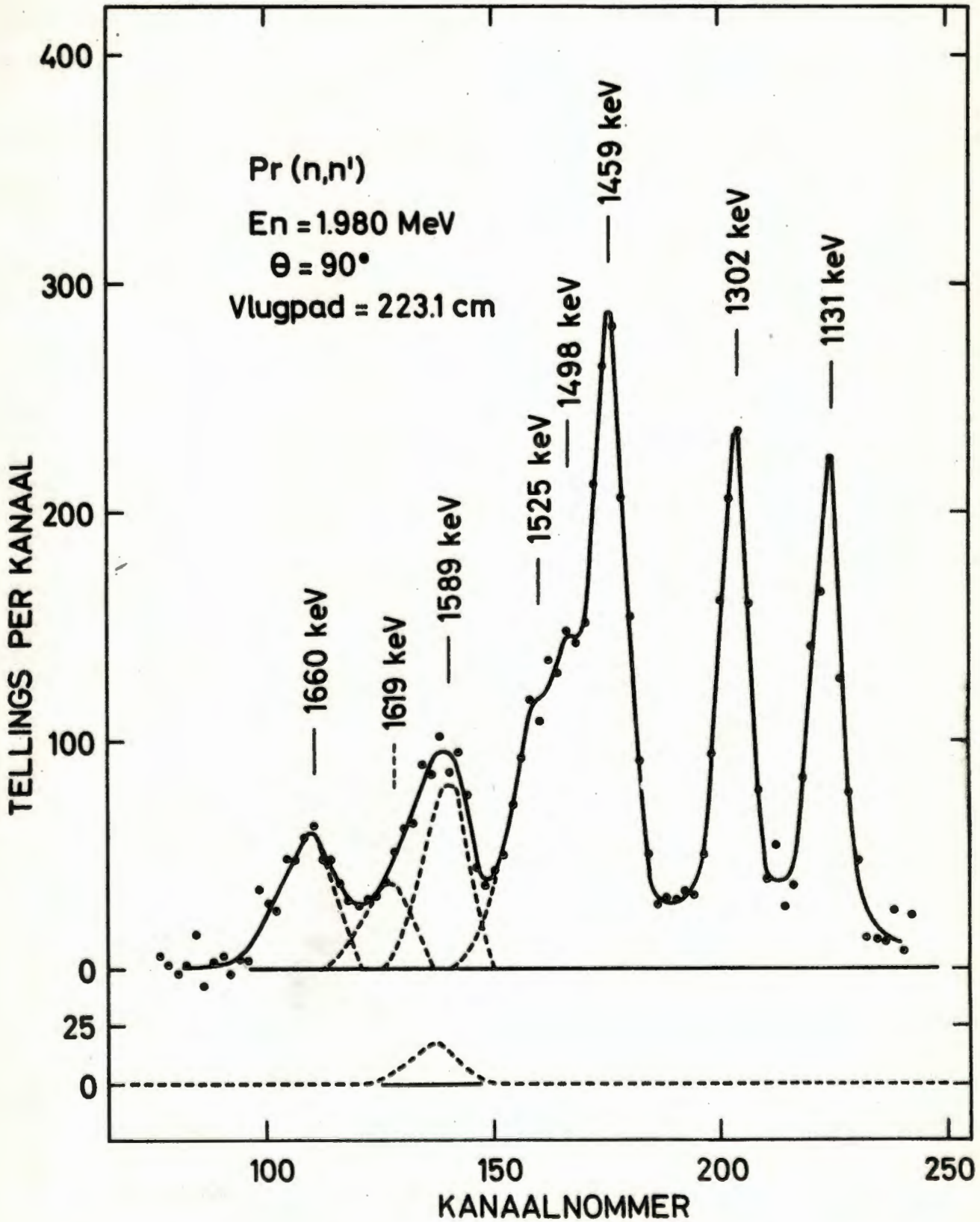

Fig. 4.10. 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van Pr by 'n neutronenergie van 1.980 MeV. Die bydrae van die tweede neutrongroep (energie = 1.520 MeV) is behandel soos in Fig. 4.5.

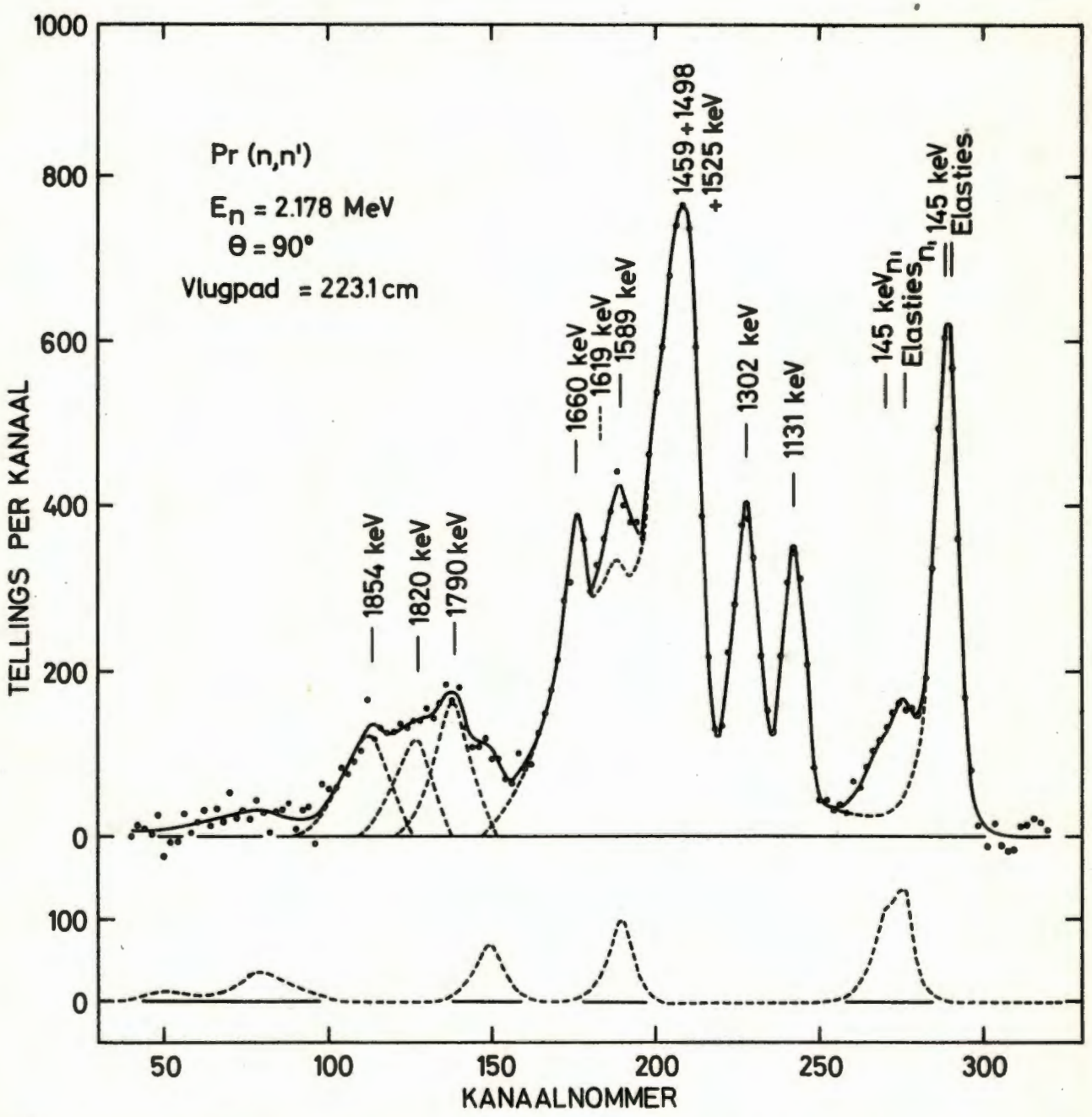

Fig. 4.11. 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van Pr by 'n neutronenergie van 2.178 MeV. Die bydrae van die tweede neutrongroep (energie = 1.720 MeV) is behandel soos in Fig. 4.5.

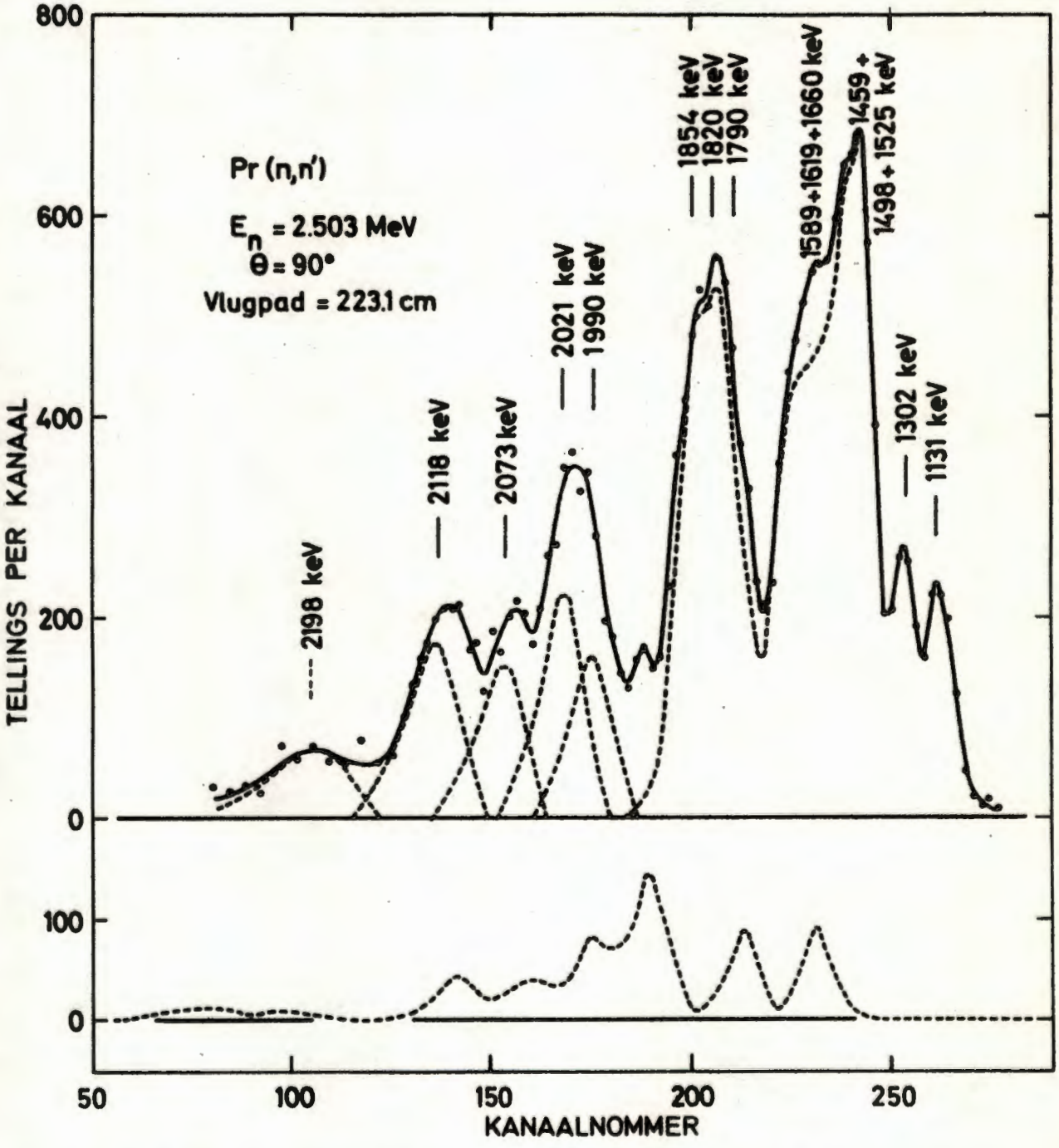

Fig. 4.12. 'n Vlugtydspektrum vir verstrooiing van Pr by 'n neutron-energie van 2.503 MeV. Die bydrae van die tweede neutrongroep (energie = 2.050 MeV) is behandel soos in Fig. 4.5.

4.2. DEURSNITTE VIR ONELASTIESE VERSTROOIING

Uit die niveauskemas hierbo was dit duidelik dat slegs die 166, 1228, 1264 en 1388 keV-vlakke van ^{139}La, en die 145, 1131 en 1302 keV-vlakke van ^{141}Pr geskik is vir 'n H.-F.-analise. Gevolglik is opwekkingsfunksies en hoekverdelings vir hierdie vlakke noukeurig gemeet. Uit die spektra wat in die eerste plek bedoel was om die niveauskemas te ondersoek, is egter ook deursnitte vir alle vlakke in ^{139}La tot die 1861 keV-vlak, en in ^{141}Pr tot by die 1854 keV-vlak bepaal vir neutronenergië tot $\sim$2.2 MeV.

Alle resultate is gekorrigeer vir vloedattenuasie en veelvuldige verstrooiing soos beskryf in hoofstuk 3. Die foute wat aangegee word, is deurgaans die totale eksperimentele onsekerhede. (Sien hoofstukke 2 en 3)

4.2.1. ^{139}La(n,n')

Die werk van Bukarev en Popov (Bu 65) verteenwoordig die enigste vroeëre metings van onelastiese deursnitte van ^{139}La. Hierdie metings is deur middel van die de-eksitasie γ-strale gedoen, en die feit dat die volledige niveauskema nie bekend was nie en dat die metings met swak oplosvermoë gedoen is, moet by die beoordeling van die resultate in ag geneem word.

Tabel V bevat 'n opsomming van die huidige metings van differensiële onelastiese deursnitte by 90°. Die deursnitte vir verstrooiing na verskillende vlakke is sover moontlik apart bepaal, maar by hoër energië is naasliggende vlakke saamgevat waar hulle nie meer betroubaar van mekaar afgetrek kon word nie. In tabel VI word die resultaat van hoekverdelingsmetings vir verstrooiing van die 166, 1228, 1264 en 1388 keV-vlakke gegee.

TABEL V DIFFERENSIëLE DEURSNITTE (mb/sr) VIR ONELASTIESE VERSTROOIING VAN ^{139}La BY 90^{o}(lab)

Energie-vlakke (keV)	166	1228	1264	1388	1424	1439	1482	1545	1580	1690	1719	1768	1812	1861
Neutron-energie (keV)														
355	22.7±7.0													
452	24.0±3.0													
605	25.1±3.0													
749	28.9±4.0													
786	27.3±3.0													
870	35.6±5.0													
944	36.2±3.0													
1100	41.2±5.0													
1250	47.4±6.0													
1400	48.1±6.0													
1450		7.0±2.5	3.6±2.0											
1468		9.1±2.5	3.6±2.0											
1570	43.3±5.0	10.4±2.5	4.4±2.0	6.1±3.0										
1680		9.7±2.5	6.2±2.5	6.7±2.5	15.2±2.5		3.3±2.0							
1698	40.6±6.0	9.9±2.5	5.1±2.5	6.1±2.5	7.5±2.5	4.3±2.5								
1723		16.4 ± 2.5		9.1±2.5	16.2 ± 2.5		6.0±2.5	10.1±3.0						
1770		20.2 ± 3.0		10.3±3.0	18.3 ± 2.5		8.4±2.5	16.5±3.0						
1840		21.3 ± 3.0		10.6±3.0	21.2 ± 3.0		7.6±2.5	16.7±3.0	10.9±3.0					
1911		23.4 ± 3.0		29.5 ± 4.0			7.8±3.0	14.7±4.0	11.8±3.0					
1977		22.6 ± 2.5		39.5 ± 4.0				26.9 ± 4.0		4.8±2.0	9.6±2.5			
2050		21.2 ± 2.5		37.9 ± 4.0				36.9 ± 3.0		5.1±2.0	7.7±3.0			
2128		24.7 ± 4.0		46.6 ± 4.5				32.4 ± 4.5		17.4 ± 3.0		6.2±2.5	6.6±2.5	7.2±2.5

TABEL VI

HOEKVERDELINGS IN mb/sr VIR ONELASTIESE VERSTROOIING VAN ^{139}La

Cosθ(lab)								
Vlak (keV)	Neutron-energie (keV)	0.707	0.500	0.259	0	-0.259	-0.500	-0.707
166	609	30.7±6.0	25.3±4.0	22.6±3.5	24.0±3.0	26.1±3.0	26.0±3.0	28.4±5.0
	749	33.6±8.0	35.9±7.0	31.4±6.0	28.9±5.0	35.4±5.0	31.5±5.0	25.5±7.0
1228	1571	8.2±2.0	10.3±2.5		10.0±2.0		9.6±2.5	7.5±2.5
1264	1571	5.2±2.0	5.1±2.5		3.9±2.0		4.0±2.5	4.0±2.5
1388	1571	6.3±2.5			5.8±2.0		5.8±2.5	6.8±2.5

Die opwekkingsfunksie vir verstrooiing van die 166 keV-vlak kon oor 'n wye energiegebied gemeet word (Fig. 4.13). Die deursnit styg betreklik vinnig bo sy drumpel, en bly nog redelik groot selfs wanneer 'n aantal nuwe uitgangskanale by hoër energië bykom. Hierdie groot deursnit het 'n meting by 1700 keV, waar 'n vlugpad van 3.98 m gebruik moes word, moontlik gemaak (Fig. 4.2). Hoekverdelingsis by 609 en 749 keV by 'n kort vlugpad (1.15 m) gemeet (Fig. 4.14).

Die vlakke by 1228 en 1264 keV kon tot ~ 450 keV bo hul drumpels goed genoeg geskei word om hul deursnitte afsonderlik te bepaal (Fig. 4.15). By hoër energië moes hulle egter saamgevat word. Weens hul betreklike klein deursnitte en die feit dat hulle naby mekaar lê, was dit moeilik om betroubare hoekverdelings vir hulle te bepaal. Hierdie metings is by 1571 keV gedoen (Fig.4.16).

Die vlak by 1388 keV is tot ~ 500 keV bo sy drumpel opgelos. Daarna het dit saamgevloei met die sterk piek by 1424, 1439 keV. Die opwekkingsfunksie vir hierdie vlak word in

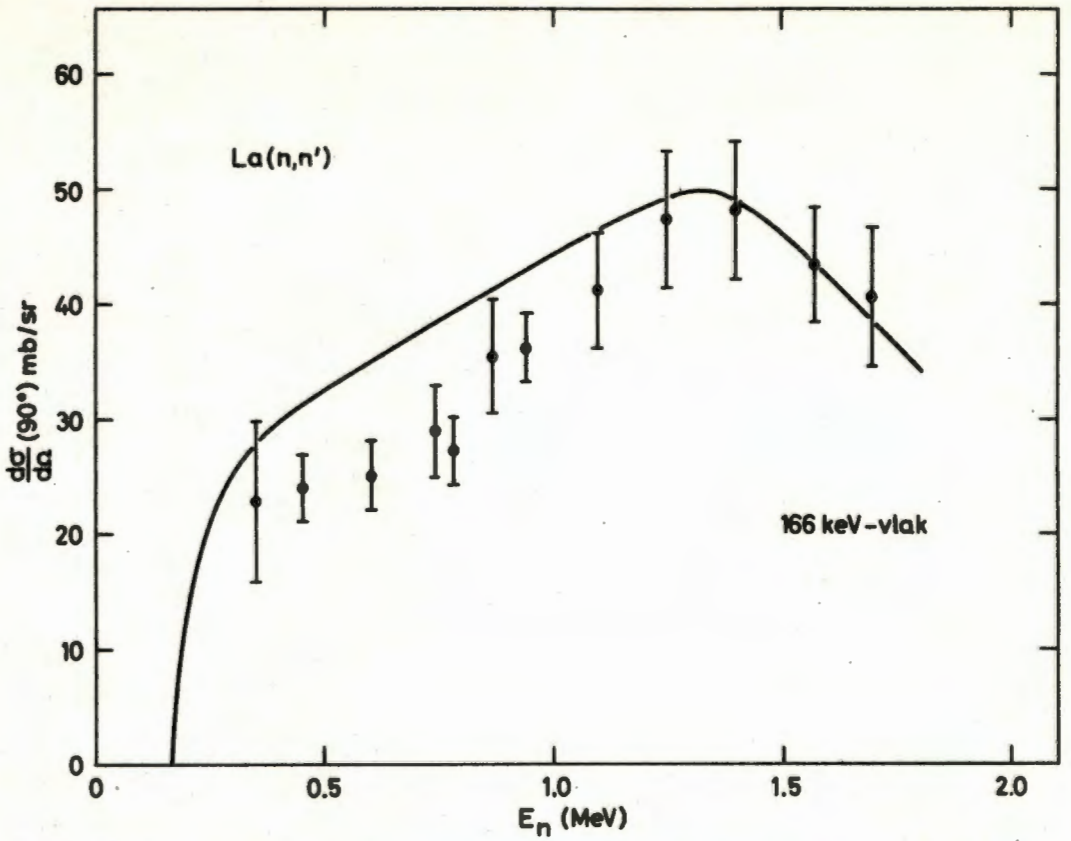

Fig. 4.13. Die eksperimentele opwekkingsfunksie vir die 166 keV-vlak in La. Die kromme is die resultaat van 'n H.-F.-berekening vir die bekende spin en pariteit van $^5/_{2^+}$ vir die vlak.

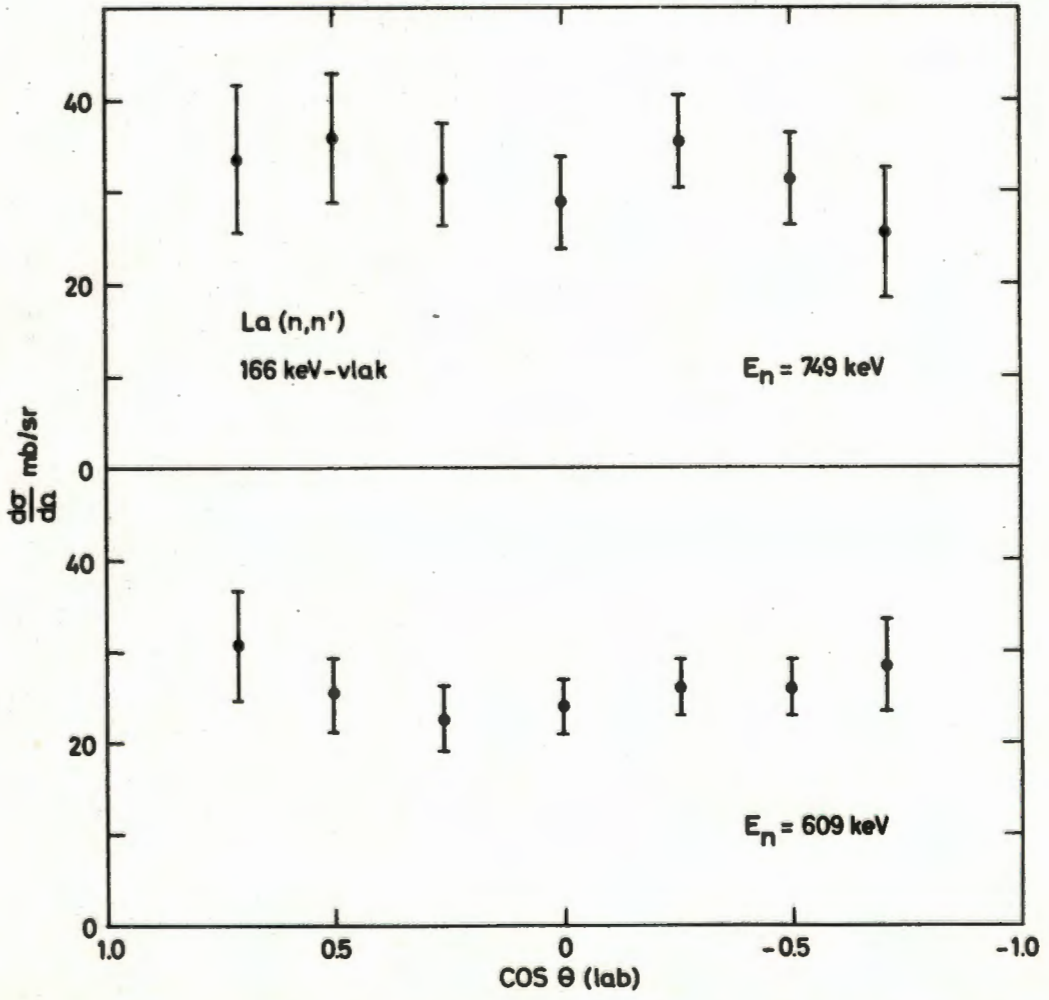

Fig. 4.14. Eksperimentele hoekverdelings vir verstrooiing van die 166 keV-vlak vir La by neutronenergië van 609 en 749 keV.

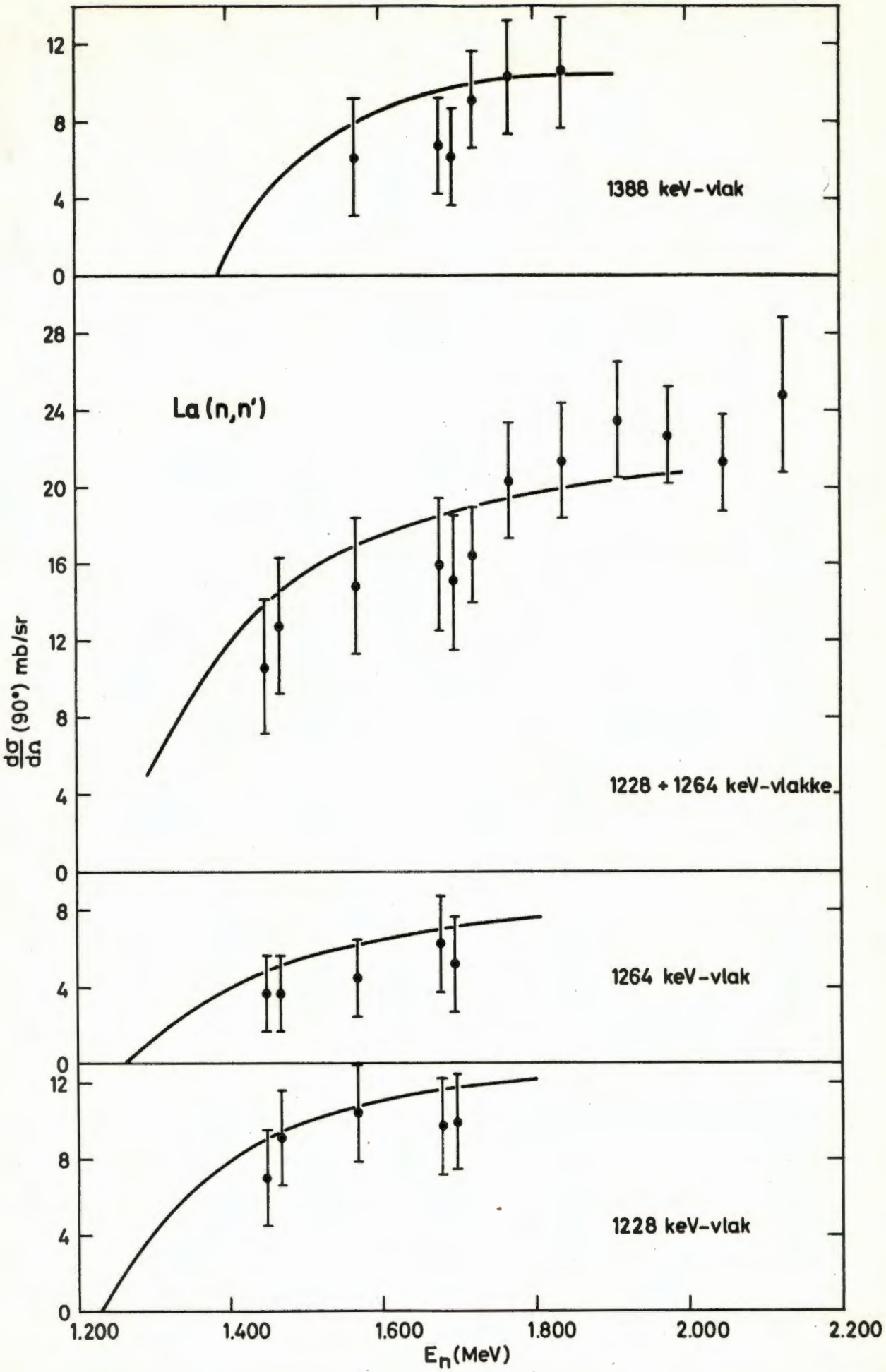

Fig. 4.15. Eksperimentele opwekkingsfunksies vir die 1228, 1264, (1228 + 1264) en 1388 keV-vlakke in La. Die krommes is die resultaat van H.-F.-berekeninge met spins van $7/2^+$, $5/2^+$, $(7/2^+, 5/2^+)$ en $9/2^+$ onderskeidelik vir die verskillende vlakke.

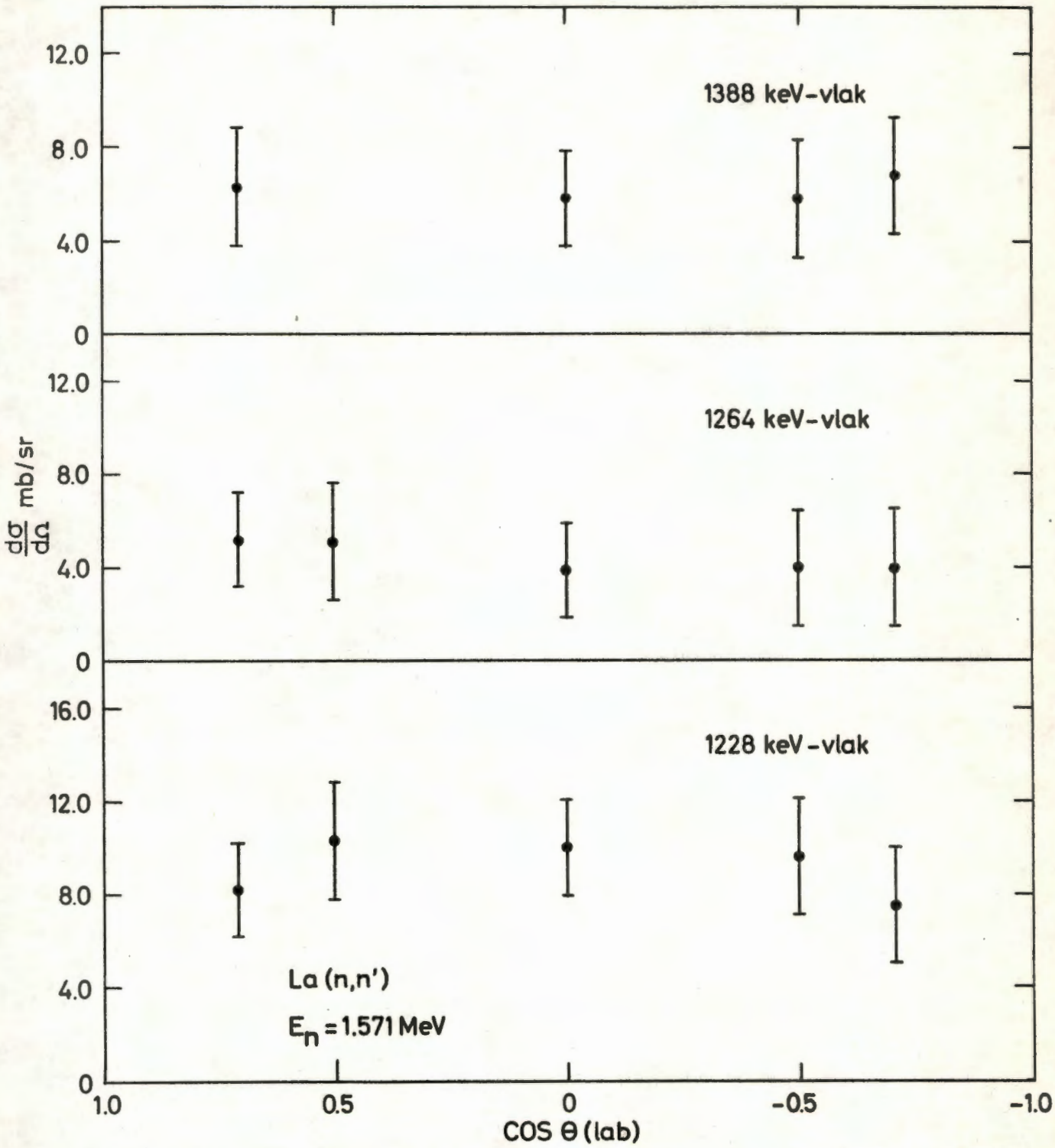

Fig. 4.16. Eksperimentele hoekverdelings vir verstrooiing van die 1228, 1264 en 1388 keV-vlakke in La by 'n neutronenergie van 1.571 MeV.

Fig. 4.15 getoon, en 'n hoekverdeling by 1571 keV in Fig. 4.16.

Uit die hoekverdelingsmetings is dit duidelik dat die onelastiese verstrooiing binne die eksperimentele onserkerhede isotroop is, sodat geïntegreerde deursnitte goed benader word deur $4\pi \times \sigma(90^{o})$.

4.2.2. $^{141}Pr(n,n')$

Soos by La is die enigste gepubliseerde metings hier ook die werk van Bukarev en Popov (Bu 65), en dieselfde voorbehoude geld ook by die beoordeling van die resultate.

Die resultate van die huidige metings by 90° word in tabel VII opgesom. Soos by La is die deursnitte vir groepe vlakke wat na aan mekaar lê by hoër energië gesamentlik bepaal. Die resultaat van hoekverdelingsmetings vir verstrooiing van die 145, 1131 en 1302 keV-vlakke verskyn in tabel VIII.

Die opwekkingsfunksie vir die baie sterk 145 keV-vlak is van 260 keV tot 1700 keV gemeet (Fig. 4.17). Hoekverdelings is by twee energië, nl. 609 en 749 keV gemeet (Fig. 4.18).

Die sterk vlakke by 1131 en 1302 keV kon ook oor 'n wye energiegebied waargeneem word: hul opwekkingsfunksies is van $\sim$ 200 keV tot $\sim$1 MeV bo hul drumpels gemeet (Fig. 4.19). Hoekverdelings is by dieselfde energië as vir die hoër vlakke in La, nl. by 1.571 MeV gemeet. Die punte wat aangegee word is in sommige gevalle die gemiddeldes van 'n hele paar metings.

Weereens dui alle hoekverdelingsmetings op isotropie, sodat die geïntegreerde onelastiese deursnitte benaderd gegee word deur $4\pi \times \sigma(90^{o})$.

4.3. DEURSNITTE VIR ELASTIESE VERSTROOIING

Die enigste vorige metings van elastiese verstrooiing van

TABEL VII

DIFFERENSIËLE DEURSNITTE (mb/sr) VIR ONELASTIESE VERSTROOIING VAN ^{141}Pr BY 90^{o}(lab)

Energie-vlakke (keV)	145	1131	1302	1459	1498	1525	1589	1619	1660	1790	1820	1854
Neutron-energie (keV)												
260	20.7 ± 6.5											
355	31.6 ± 4.0											
452	46.5 ± 5.0											
605	46.5 ± 4.0											
749	57.3 ± 5.0											
786	57.0 ± 4.0											
870	57.2 ± 5.0											
944	71.2 ± 5.0											
1100	71.3 ± 6.0											
1250	72.1 ± 7.0											
1359		20.0 ± 4.0										
1400	78.2 ± 7.0											
1450		17.0 ± 2.5	6.6 ± 3.0									
1468		16.6 ± 2.5										
1570	64.2 ± 6.0	21.7 ± 2.5	15.3 ± 2.5									
1680		22.7 ± 2.5	16.1 ± 2.5	19.5 ± 3.0								
1698	56.7 ± 7.0	23.4 ± 3.0	18.0 ± 3.0	13.5 ± 3.0								
1723		25.5 ± 2.5	19.3 ± 2.5	21.1 ± 3.0	6.4 ± 2.0	5.9 ± 2.5						
1770		29.8 ± 2.5	24.2 ± 2.5	25.5 ± 3.0	4.9 ± 2.0	10.9 ± 3.0						
1840		32.7 ± 2.5	19.3 ± 2.5	22.8 ± 3.5	5.7 ± 3.5	12.3 ± 3.5	7.7 ± 3.0					
1911		31.8 ± 3.0	20.8 ± 3.0	24.1 ± 4.0	14.5 ± 4.0		9.1 ± 4.0	4.1 ± 3.0	9.9 ± 3.0			
1977		29.2 ± 2.5	23.1 ± 2.5	24.6 ± 4.0	18.4 ± 4.0		10.5 ± 3.0	4.6 ± 2.5	11.9 ± 2.5			
2050		31.0 ± 3.0	23.3 ± 3.0	47.6 ± 7.0			11.4 ± 3.0		11.2 ± 2.5	4.8 ± 2.5	7.3 ± 2.5	
2131		30.8 ± 2.5	28.0 ± 2.5	52.9 ± 4.0			15.1 ± 3.5		11.5 ± 3.5	6.7 ± 2.5	4.5 ± 2.5	7.0 ± 2.5
2178		26.5 ± 2.5	23.3 ± 2.5	47.4 ± 4.5			26.4 ± 3.0			8.4 ± 3.0	6.2 ± 3.0	9.3 ± 3.0
2226		26.9 ± 4.0	24.0 ± 4.0	48.8 ± 5.0			28.7 ± 4.0			6.3 ± 3.0	4.6 ± 3.0	7.6 ± 3.0

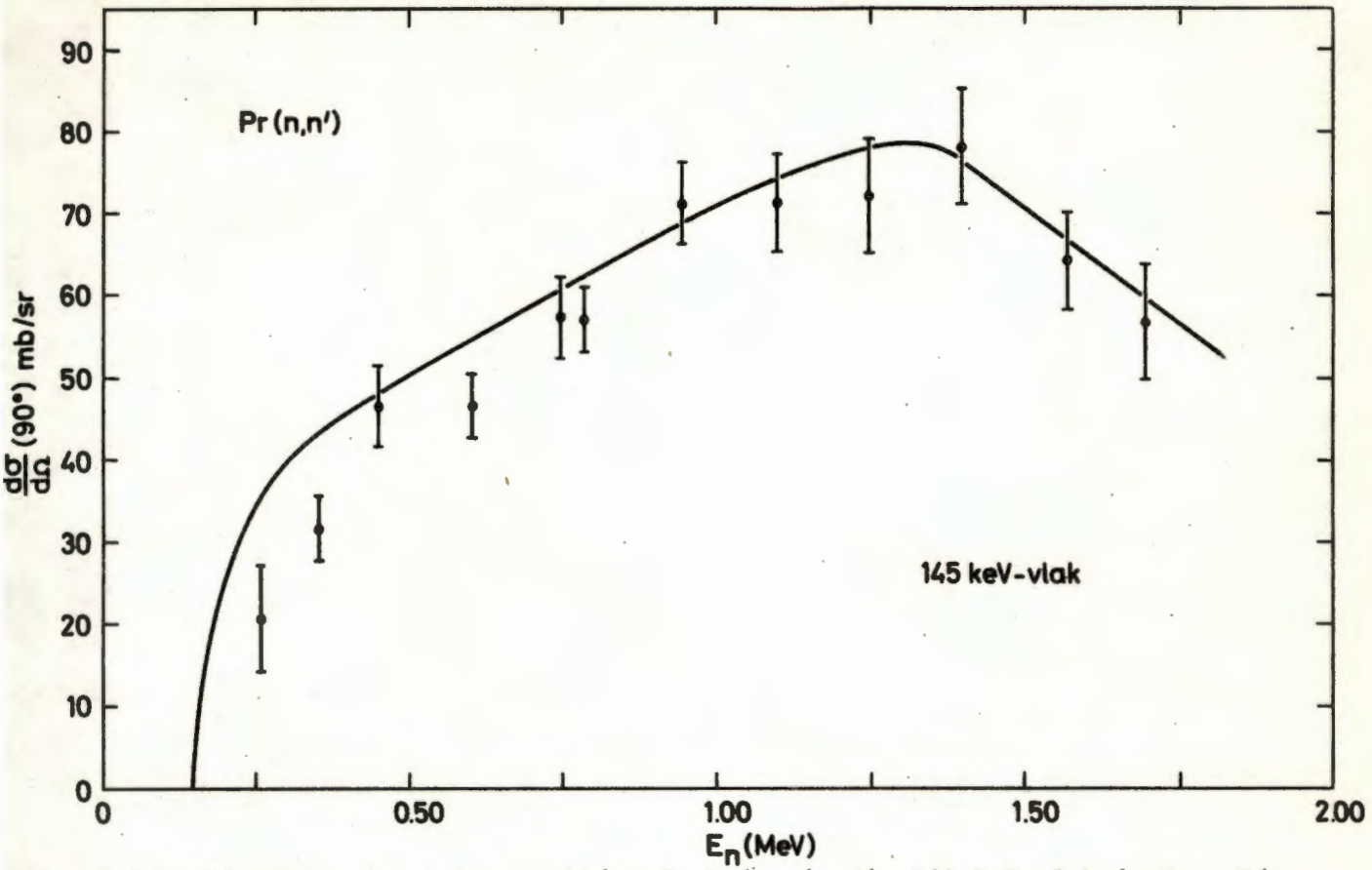

Fig. 4.17. Die eksperimentele opwekkingsfunksie vir die 145 keV-vlak in Pr. Die kromme is die resultaat van 'n H.-F.-berekening vir die bekende spin en pariteit van $7/2^+$ vir die vlak.

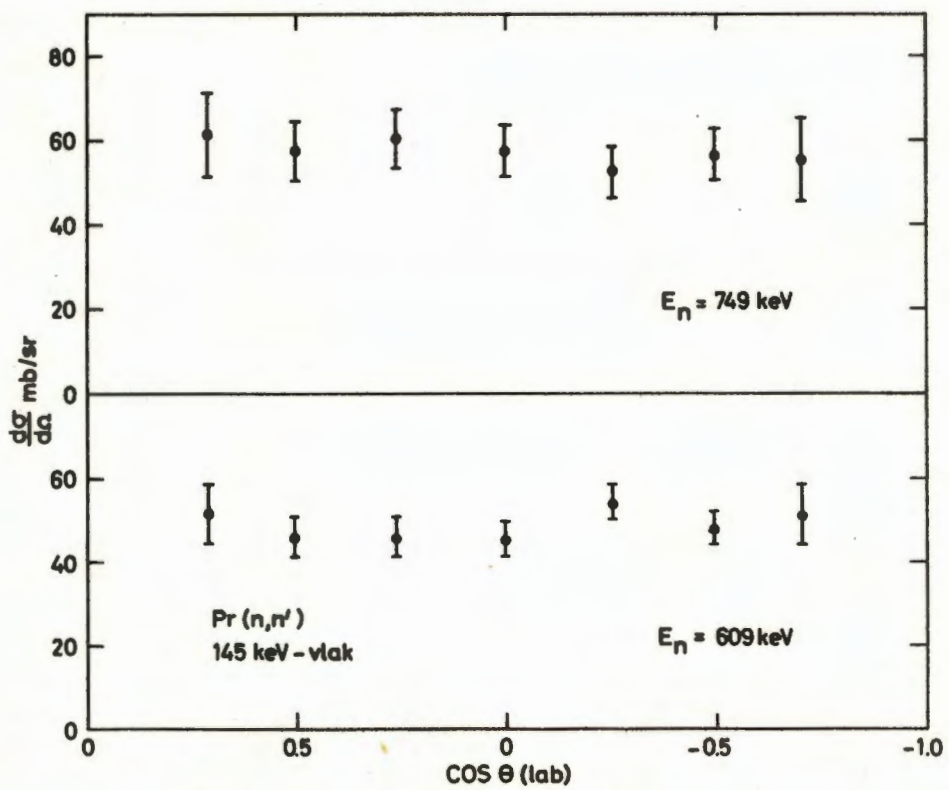

Fig. 4.18. Eksperimentele hoekverdelings vir verstrooiing van die 145 keV-vlak in Pr by neutronenergieë van 609 en 749 keV.

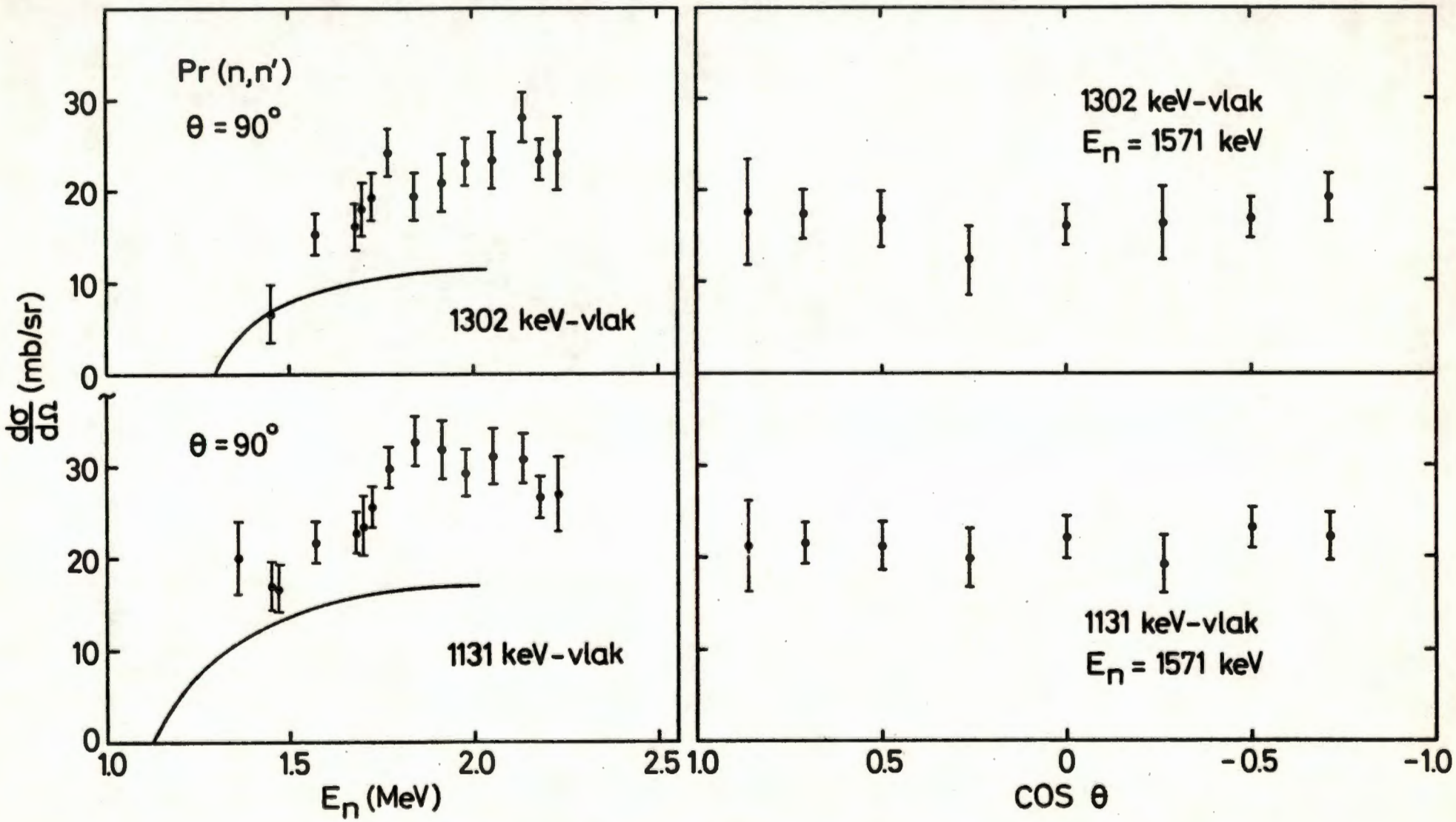

Fig. 4.19. Eksperimentele opwekkingsfunksies en hoekverdelings vir verstrooiing van die 1131 en 1302 keV-vlakke in Pr. Die krommes is die resultaat van H.-F.-berekeninge met spins en pariteite van onderskeidelik $7/2^+$ en $5/2^+$ vir die twee vlakke.

TABEL VIII

HOEKVERDELINGS IN mb/sr VIR ONELASTIESE VERSTROOIING VAN ^{141}Pr

Cosθ(lab)									
Vlak (keV)	Neutron-energie (keV)	0.866	0.707	0.500	0.259	0	-0.259	-0.500	-0.707
145	609		51.5±7.0	45.9±5.0	45.8±4.0	45.3±4.0	54.0±4.0	48.0±4.0	51.0±7.0
	749		61.2±10.0	57.2±7.0	60.2±7.0	57.3±6.0	52.3±6.0	56.4±6.0	55.2±10.0
1131	1571	21.2±5.0	21.6±2.5	21.2±2.5	19.9±3.0	22.2±2.5	19.2±3.0	23.2±2.5	22.2±2.5
1302	1571	17.6±6.0	17.4±2.5	16.8±3.0	12.4±4.0	16.1±2.5	16.3±4.0	16.9±2.5	19.2±2.5

La en Pr is berig deur Gilboy en Towle (Gi 63). Volledige differensiële en totale deursnitte is deur hulle by 0.98 MeV gemeet. Alle vlakke onder 250 keV (dus die 166 keV-vlak in La en die 145 keV-vlak in Pr) is by die elastiese verstrooiing ingesluit. Die resultate verskyn volledig in BNL 400 (Go 62).

In hierdie werk is differensiële elastiese deursnitte vir elke kern by 8 verskillende energië tussen 232 en 1571 keV gemeet. Kort vlugpaaie (1.1 tot 1.4 m) is gebruik sodat verstrooiing van die eerste opgewekte toestande in die metings by 874, 1105 en 1571 keV nie van die elastiese pieke geskei is nie. By hierdie energië is die deursnit vir verstrooiing na die eerste opgewekte toestande by langer vlugpaaie akkuraat bepaal, en die elastiese hoekverdelings dan hiervoor gekorrigeer met die aanname van isotropie vir onelastiese verstrooiing. Die addisionele onsekerheid wat hiermee ingevoer is, word by die gegewe foute ingesluit.

Die volledig-gekorrigeerde hoekverdelings word in terme van die koëffisiënte van Legendre-polinome aangegee. Die volgende ontwikkeling word gebruik:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\sigma}{4\pi}\left[1 + \sum_{i=1}^{4} B_i P_i(\cos\theta)\right],$$

waar σ hier die geïntegreerde elastiese deursnit is. Hierdie deursnit is gevind deur die ongekorrigeerde eksperimentele hoekverdelings te integreer en daarna te vermenigvuldig met die betrokke korreksiefaktore vir vloedattenuasie en veelvuldige verstrooiing (sien hoofstuk 3). Die polinoomkoëffisiënte is verkry deur die gekorrigeerde en genormaliseerde hoekverdelings uit MAGGIE aan 'n kleinste kwadraat Legendre-polinoomanalise te onderwerp. Die koëffisiënte is betreklik betroubaar aangesien moontlike sistematiese foute in die deursnitsmetings nie daarin sal voorkom nie. Die relatiewe onsekerhede van metings in 'n bepaalde hoekverdeling was heelwat kleiner as die absolute onsekerheid van elke meting.

By elke koëffisiënt word 'n onsekerheid aangegee wat beskou kan word as 'n maatstaf van hoe goed die polinoompassing is. Dit is gevind deur elke eksperimentele deursnitsmeting afsonderlik ten volle te korrigeer volgens die resultate van MAGGIE, en daarna Legendre-polinoompassings van die hoekverdelings te maak. Die program wat hierdie passings maak (Re 67) gee terselfdertyd 'n onsekerheid vir elke koëffisiënt aan. (Die koëffisiënte wat hier bereken is, het baie min verskil van dié wat direk uit die resultate van MAGGIE verkry is soos hierbo beskryf.)

4.3.1. $^{139}La(n,n)$

In tabel IX en in Fig. 4.20 word die data van die elastiese hoekverdelings aangegee, terwyl die differensiële deursnitte in tabel X verskyn.

Alle hoekverdelings is na vore gepiek, en die anisotropie neem sterk toe met energie. Dit word ook weerspieël in die styging van die polinoomkoëffisiënte van hoër orde met energie.

TABEL IX

ELASTIESE DEURSNITTE VIR La ONTWIKKEL IN TERME VAN LEGENDRE-POLINOME

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi}(1 + B_1P_1 + B_2P_2 + B_3P_3 + B_4P_4)$$

Neutron-energie (keV)	B_1	B_2	B_3	B_4	σ_{el} (Barn)
232	1.002±0.024	0.608±0.045	-0.026±0.039	0.122±0.053	5.12±0.36
364	1.176±0.020	0.708±0.034	-0.055±0.028	0.003±0.040	5.66±0.40
456	1.199±0.010	0.854±0.017	-0.035±0.014	0.028±0.019	5.84±0.41
609	1.156±0.041	0.985±0.070	-0.020±0.055	0.082±0.077	6.21±0.47
749	1.199±0.045	1.155±0.076	0.091±0.058	0.069±0.078	6.24±0.47
874	1.197±0.012	1.306±0.021	0.171±0.016	0.107±0.021	6.94±0.56
1105	1.271±0.005	1.499±0.008	0.360±0.006	0.194±0.007	7.56±0.60
1571	1.588±0.031	1.838±0.054	0.931±0.034	0.250±0.045	7.35±0.59

TABEL X

DIFFERENSIëLE DEURSNITTE (mb/sr) VIR ELASTIESE VERSTROOIING VAN ^{139}La

Cosθ(lab) / Neutron-energie (keV)	0.866	0.766	0.707	0.574	0.500	0.259	0	-0.259	-0.500	-0.707
232	934±60	778±55	722±50	651±50	570±45	426±40	303±30	202±20	154±15	159±15
364	1110±70		894±60		702±50	461±40	292±30	177±20	135±15	150±15
456	1189±80		959±65		704±50	450±40	272±30	158±20	126±15	161±15
609	1316±90		974±65		736±50	452±40	257±30	164±20	129±15	193±15
749	1390±95		1026±70		723±55	391±40	220±25	143±20	133±15	216±20
874	1619±100		1152±75		744±55	406±40	212±25	135±20	155±20	256±25
1105	1916±120		1282±90		739±55	382±40	193±25	134±20	166±20	276±30
1571	2285±140		1366±95		633±50	222±30	106±15	116±15	185±20	234±25

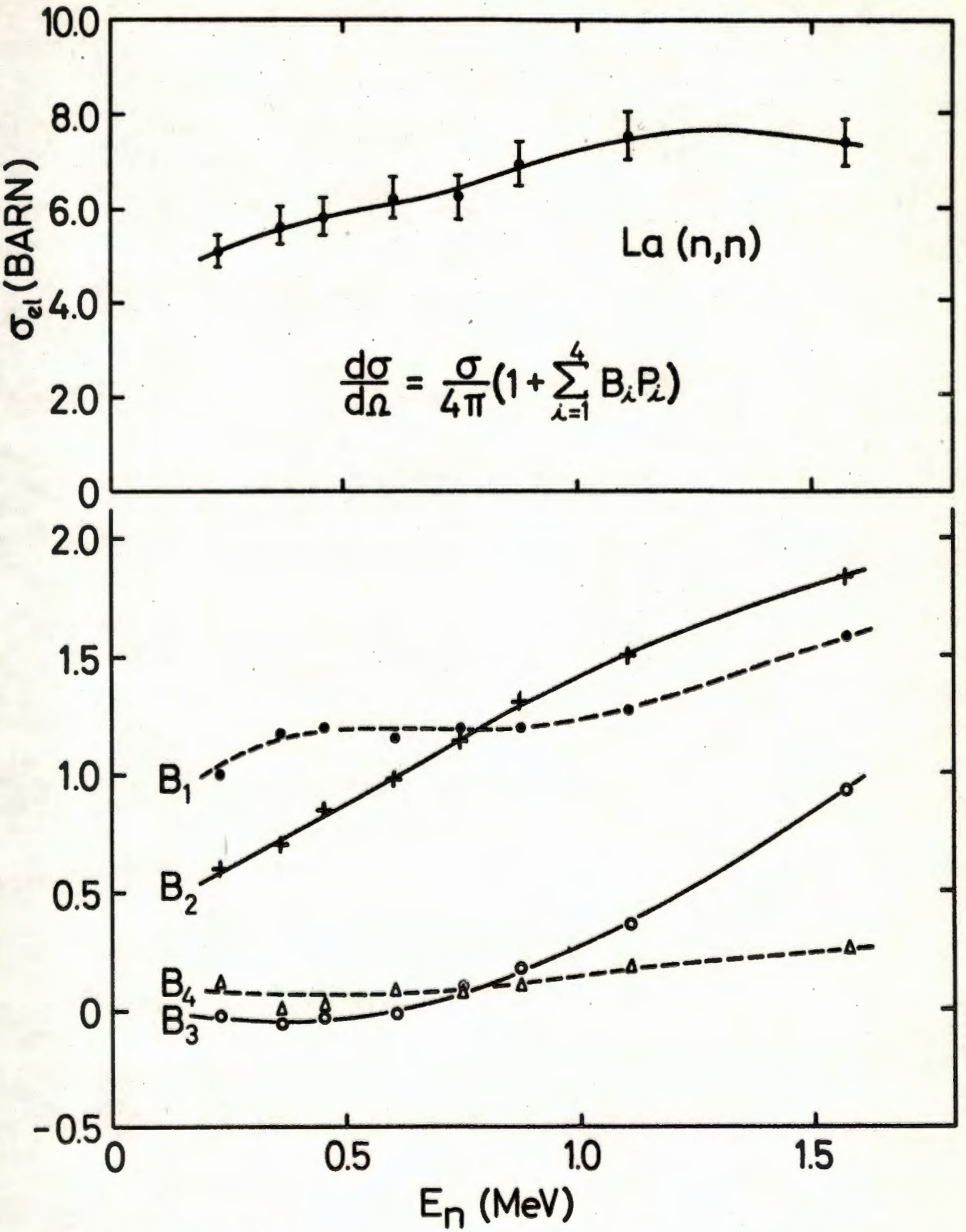

Fig. 4.20. Eksperimentele data vir elastiese verstrooiing van La aangegee in terme van die koëffisiënte van Legendre-polinome. Die krommes is slegs bedoel as leidraad vir die oog.

'n Klein terugwaartse piek word geleidelik groter met toenemende energie, terwyl die minimum van die hoekverdelingsgeleidelik na kleiner hoeke verskuif.

4.3.2. $^{141}Pr(n,n)$

Die data vir die elastiese hoekverdelings word in Tabel XI en in Fig. 4.21 aangegee. Die differensiële deursnitte verskyn in tabel XII.

Tussen die hoekverdelings vir La en Pr is slegs geringe verskille; die opmerkings wat vir La gemaak is geld dus ook hier.

TABEL XI

ELASTIESE DEURSNITTE VIR Pr ONTWIKKEL IN TERME VAN LEGENDRE-POLINOME

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi}\,(1 + B_1P_1 + B_2P_2 + B_3P_3 + B_4P_4)$$

Neutron-energie (keV)	B_1	B_2	B_3	B_4	σ_{el} (Barn)
232	0.938±0.026	0.526±0.045	0.075±0.038	0.007±0.051	4.56±0.32
364	1.082±0.021	0.742±0.036	0.035±0.028	-0.028±0.040	5.04±0.35
456	1.093±0.024	0.898±0.041	-0.019±0.031	0.059±0.045	5.30±0.37
609	1.037±0.030	1.060±0.051	0.016±0.037	0.111±0.053	5.77±0.43
749	1.045±0.024	1.272±0.041	0.062±0.029	0.110±0.039	5.87±0.44
874	1.163±0.021	1.382±0.035	0.244±0.026	0.173±0.034	6.68±0.53
1105	1.203±0.022	1.576±0.037	0.430±0.027	0.190±0.036	7.57±0.61
1571	1.605-0.020	2.002-0.033	1.054-0.021	0.404-0.029	7.36-0.59

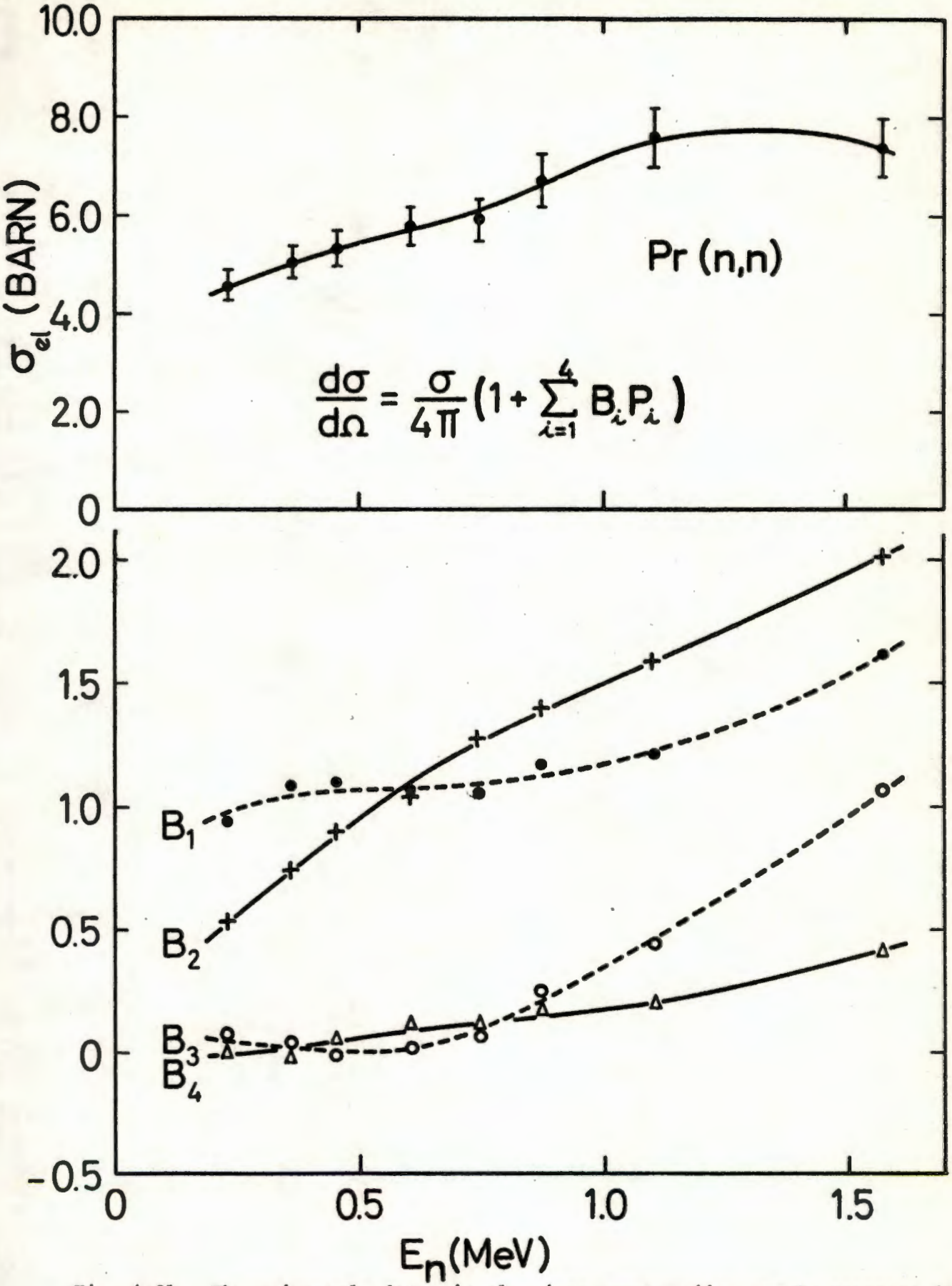

Fig. 4.21. Eksperimentele data vir elastiese verstrooiing van Pr aangegee in terme van die koëffisiënte van Legendre-polinome. Die krommes is slegs bedoel as leidraad vir die oog.

TABEL XII

DIFFERENSIËLE DEURSNITTE (mb/sr) VIR ELASTIESE VERSTROOIING VAN ^{141}Pr

Cosθ(lab) / Neutron-energie (keV)	0.866	0.707	0.574	0.500	0.259	0	-0.259	-0.500	-0.707
232	802±60	625±50	560±45	492±40	371±30	267±25	204±20	182±15	173±15
364	973±70	786±55		577±40	392±30	238±25	176±15	155±15	175±15
456	1079±75	814±55		609±40	397±30	241±25	151±15	134±15	173±15
609	1181±80	889±60		627±45	389±30	225±25	156±15	143±15	225±20
749	1265±90	949±65		616±45	344±30	194±20	120±15	146±15	256±25
874	1585±100	1083±75		675±50	364±35	194±20	139±20	156±20	265±25
1105	1914±110	1287±85		687±55	340±40	166±25	143±25	197±25	328±35
1571	2373±135	1344±90		565±50	173±25	91±15	115±15	169±20	229±25

H O O F S T U K 5

TEORIE

Die reaksiemeganisme vir neutronverstrooiing in die energiegebied waarin die eksperimente uitgevoer is, is in die eerste hoofstuk bespreek. Daaruit is dit duidelik dat twee reaksiemodelle voldoende is om die eksperimentele elastiese en onelastiese deursnitte volledig te beskryf, nl. die Optiese model (Fe 54) en die half-statistiese model van Hauser en Feshbach (Ha 52). Eersgenoemde model is in die huidige analise hoofsaaklik gebruik om transmissiekoëffisiënte te bepaal, en word dus nie in detail bespreek nie. Die basiese Hauser-Feshbach-teorie, en die werk van veral Moldauer (Mo 64) om dit uit te brei en op 'n vaste teoretiese grondslag te plaas, word in meer besonderhede behandel.

'n Kernmodel wat moontlikhede inhou vir 'n teoretiese ondersoek van die energievlakke van onder meer swaar, sferiese kerne, is die skilmodel met residuele interaksies van Belyaev (Be 59). Aangesien geen kwantitatiewe berekeninge met hierdie teorie gedoen is nie, word slegs die onderliggende beginsels daarvan kortliks bespreek.

5.1. DIE OPTIESE MODEL

Wanneer 'n deeltjie op 'n kern inval, ondervind dit 'n kragveld van elk van die A nukleone van die kern. Dat die som van hierdie interaksies beskryf kan word in terme van 'n effektiewe, reële enkeldeeltjie-potensiaal, V_o, word bewys deur die sukses van die skilmodel. Die potensiaal vir die invallende deeltjie verskil waarskynlik in detail heelwat van dié wat deeltjies in gebonde toestande in die kern ondervind, en hang moontlik ook van die invalsenergie af.

Die invallende deeltjie kan daarby ook 'n reaksie aan die

gang sit en sodoende uit die ingangskanaal verwyder word. Om vir die absorpsie voorsiening te maak word 'n komplekse gedeelte, iW_o, by die skilmodel-tipe potensiaal gevoeg. Die totale kernpotensiaal, V, vir 'n invallende deeltjie is dus

$$V = V_o + iW_o \ .$$

Hiermee is die analogie tussen die behandeling van lig wat op 'n "cloudy crystal ball" inval, en deeltjies wat op 'n kern inval, voltooi. Die "brekingsindeks", n, van die kern word gegee deur

$$n = \frac{K}{k} = (1 - \frac{V}{E})^{1/2}$$

waar V die kernpotensiaal, E die energie van die invallende deeltjies, en K en k onderskeidelik die golfgetal van die deeltjies binne en buite die kern is. Soos absorpsie in 'n optiese medium voorgestel word deur die komplekse gedeelte van die brekingsindeks, en dus van die golfgetal, lei die invoer van 'n komplekse potensiaal vir die kern ook tot absorpsie. Hier is

$$K = K_1 + i\,K_2$$

waar K_1 en K_2 onderskeidelik die reële en imaginêre gedeelte van die interne golfgetal is. Vir 'n vlakgolf wat die kern binnedring volg dus dat

$$e^{i(Kr-\omega t)} = e^{-K_2 r}\, e^{i(K_1 r-\omega t)} \ .$$

Die komplekse gedeelte van die potensiaal lei dus tot 'n eksponensieel afnemende amplitude in die kern, terwyl die reële gedeelte slegs 'n faseverskuiwing veroorsaak.

Die Optiese model vir neutrone met lae energie is die eerste keer volledig uiteengesit deur Feshbach, Porter en Weisskopf (Fe 54). Hulle doel was om die reëlmatige verandering van die totale neutrondeursnitte met energie en massagetal, soos waargeneem deur Barschall (Ba 52), te verklaar. Dat die Optiese model daartoe in staat behoort te wees om die posisies van die sogenaamde "reuseresonansies" te verklaar, kan verduidelik word aan die hand van die eenvoudige voorstelling dat die kern 'n groot deursnit het indien staande golwe daarin kan ontstaan. Die geometriese voorwaarde hiervoor is

$$m \frac{\lambda}{2} = R ,$$

waar m 'n heelgetal, λ die de Broglie-golflengte van die neutron in die kern, en R die kernstraal is. Hieruit volg dat resonansies optree indien

$$\pi\, m\lambda\!\!\!^{-} = R ,$$

of

$$K_1 R = \pi m .$$

Aangesien $K_1 \propto (E + V_o)^{1/2}$, en $R = r_o A^{1/3}$ waar $r_o \approx 1.4 \times 10^{-13}$ en A die massagetal is, sal die posisies van die resonansies geleidelik met energie en massagetal verander. Die wydte van 'n resonansie sal afhang van die vorm van die potensiaal en die hoeveelheid absorpsie; 'n diffuse potensiaalrand en groot absorpsie sal albei neig om die resonansie te demp.

Eksperimenteel meetbare groottes word in beginsel soos volg uit die aanname van 'n bepaalde Optiese potensiaal gevind: In die eerste plek moet die Schrödinger-vergelyking vir die

invallende neutron, nl.

$$\left[\left(-\frac{\hbar^2}{2M}\right)\nabla^2 + V(r)\right]\psi = E\psi$$

waar M die gereduseerde massa van die neutron, E die invalsenergie en ψ die golffunksie is, binne en buite die kern opgelos word. Die randvoorwaardes is onder meer dat die interne en eksterne golffunksies kontinu en differensieerbaar by mekaar moet aansluit in die randgebied van die kern. Met behulp hiervan kan die interne oplossing uitgedruk word in terme van die eksterne oplossing, in terme waarvan die reaksie- en verstrooiingsdeursnitte gedefinieer is. Op hierdie wyse lewer 'n bepaalde Optiese model bepaalde totale-, reaksie-, verstrooiings-, en differensiële verstrooiingsdeursnitte wat met die eksperiment vergelyk kan word. By baie lae neutronenergië volg verder van die teorie dat

$$\sigma_{s,o} \longrightarrow 4\pi R'^2 ,$$

en dat

$$\sigma_{r,o} \longrightarrow \frac{2\pi^2}{k^2}\left(\frac{\overline{\Gamma_n^o}}{D}\right)\left(\frac{E}{E_o}\right)^{1/2}$$

waar $\sigma_{s,o}$ = deursnit vir s-golf vormelastiese verstrooiing,

R' = verstrooiingslengte,

$\sigma_{r,o}$ = s-golf reaksiedeursnit,

$\left(\overline{\Gamma_n^o}/D\right)$ = gereduseerde s-golf neutronsterktefunksie,

E = neutronenergie in eV,

en E_o = 1 eV.

Meer algemeen geld by hoër energië dat

$$\sigma_{r,\ell} = \frac{2\pi^2}{k^2}(2\ell + 1)\, v_\ell \left(\frac{\overline{T_n^\ell}}{D}\right)\left(\frac{E}{E_o}\right)^{1/2}$$

waar $\sigma_{r,\ell}$ = reaksiedeursnit vir parsiële golf met hoekmomentum ℓ,

v_ℓ = penetrasiefaktor vir parsiële golf met hoekmomentum ℓ,

en $\frac{\overline{T_n^\ell}}{D}$ = gereduseerde neutronsterktefunksie vir parsiële golf met hoekmomentum ℓ.

Die Optiese model maak voorspellings vir die verstrooiingslengte en sterktefunksies sodat metings hiervan ook gebruik kan word om die parameters van die model te bepaal.

In die oorspronklike artikel van Feshbach, Porter en Weisskopf (Fe 54) is 'n baie eenvoudige potensiaalvorm, nl. 'n "kaspotensiaal", aangeneem met

$$V = -V_o(1 + i\int), \quad r < R,$$
$$V = 0, \quad r > R,$$

waar $\int$ 'n konstante is. Waardes van 0.03 of 0.05 is daarvoor aangeneem. Met hierdie eenvoudige aannames kon analitiese uitdrukkings vir die verskillende deursnitte, die verstrooiingslengte en s-golf sterktefunksie verkry word. Van die deursnitte kan slegs die totale deursnit in die algemeen direk met die eksperiment vergelyk word. Die eksperimentele elastiese deursnitte bestaan uit die vormelastiese deursnit wat deur die model gegee word, sowel as 'n bydrae van die tussenkern. Hierdie bydrae is in die oorspronklike artikel met behulp van Hauser-Feshbach-teorie bereken – 'n praktyk wat steeds gevolg word.

Terwyl H.-F.-teorie dus help by die vergelyking van die voorspellings van die Optiese model met eksperimentele metings, lewer laasgenoemde ook 'n belangrike bydrae tot H.-F.-analise. Betroubare transmissiekoëffisiënte word nl. deur die Optiese model voorsien. Hierdie transmissiekoëffisiënte word in die H.-F.-teorie gedefinieer in terme van die deursnit vir tussenkernvorming (sien 5.2). By die Optiese model word die komplekse faseverskuiwings, en met behulp daarvan die reaksiedeursnit wat ooreenkom met die deursnit vir tussenkernvorming, bereken, sodat die transmissiekoëffisiënte, T, dus bekend is. In die oorspronklike model was T slegs 'n funksie van die hoekmomentum, ℓ, en van die soort deeltjie, α; indien 'n spin-baankoppeling bygevoeg word is

$$T = T(\alpha, \ell, j),$$

waar $\vec{j}$ die vektorsom van die spin en hoekmomentum van die invallende deeltjie is.

Verskeie tekortkominge van die oorspronklike Optiese model (Fe 54) is met verloop van tyd uitgeskakel (Fe 58). Die deursnit vir tussenkernvorming wat met die kaspotensiaal te klein was, is in ooreenstemming met die eksperiment gebring deur 'n oppervlaktediffusiteit in te voer (Wo 54). Die verandering van V_o met energie is verklaar deur aan te neem dat die werklike potensiaal nie-lokaal is (Pe 62). 'n Energie-onafhanklike nie-lokale potensiaal stem ooreen met 'n effektiewe energie-afhanklike lokale potensiaal. Die opsplitsing van die piek in die s-golf sterktefunksie by A = 160 is verklaar (Ma 57, Ch 59) deur 'n gedeformeerde kernpotensiaal te beskou, terwyl die minima beter gereproduseer is deur aan te neem dat die imaginêre gedeelte van die potensiaal, en dus die absorpsie, gekonsentreer is aan die oppervlakte van

die kern (Bj 56). Nog 'n verbetering het gevolg toe die opsplitsing van die piek in die p-golf sterktefunksie by A = 100 deur Weston et al. (We 60) verklaar is in terme van 'n spin-baankoppeling soortgelyk aan dié wat by die skilmodel gebruik word. So 'n koppeling is reeds vroeër ingevoer om polarisasie te verklaar, en word vandag algemeen gebruik.

Die parameters van 'n Optiese model vir kerne met $40 < A < 150$ en vir neutronenergië < 1 MeV is deeglik ondersoek deur Moldauer (Mo 63). Die volgende potensiaal is deur hom gebruik:

$$V = -V_o q(r) - iW_o\, p(r) + V_{so}\left(\frac{\hbar}{\mu_\pi c}\right)^2 \vec{\sigma}.\vec{L}\ \frac{1}{r}\frac{d}{dr}(q(r)), \qquad (5\text{-}1)$$

waar

$$q(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1},$$

en

$$p(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R-c}{b}\right)^2\right].$$

Die terme en simbole in vergelyking (5-1) het die volgende betekenis:

In die eerste term is die afronding, q(r), van die reële potensiaal van die Woods-Saxon-tipe. R is die afstand waarby die potensiaal die waarde $-V_o/2$ bereik, en word gegee deur

$$R = r_o A^{1/3} + r_1 ,$$

waar A die massagetal en r_o en r_1 veranderbare parameters is. Die diffusiteitsparameter, a, bepaal die wydte van die afronding, en daarmee ook in 'n mate die verhouding tussen die reaksie- en vormelastiese deursnit.

Die faktor p(r) van die tweede term verteenwoordig 'n konsentrasie van die imaginêre potensiaal in die vorm van 'n Gauss-verdeling aan die kernoppervlakte. Volume-absorpsie is slegs by hoër energië van belang. Die "kernstraal", R, het dieselfde betekenis as hierbo. Die parameter c bepaal waar die maksimum van die imaginêre potensiaal geleë sal wees, terwyl b die wydte van die distribusie bepaal.

In die derde term is V_{so} die potensiaal wat die grootte van die spin-baankoppeling bepaal; $(\frac{\hbar}{\mu_\pi c})$ die Compton-golflengte van die π-meson, wat ingevoer is as 'n gerieflike faktor om die dimensies van hierdie term in ooreenstemming met dié van die ander terme te bring; $\vec{\sigma}$ die Pauli-spinoperator wat gelyk is aan $2\vec{s}$, waar $\vec{s}$ die spin van die inkomente neutron is, en $\vec{l}$ die baanhoekmomentum van die sisteem in die ingangskanaal. Die spin-baaninteraksie het 'n vorm van die sogenaamde Thomas-tipe, en is dus ook aan die oppervlakte gekonsentreer.

As primêre data om die parameterwaardes te bepaal is s-golf sterktefunksies, totale deursnitte, en differensiële en totale elastiese deursnitte onder die drumpel vir onelastiese verstrooiing gebruik. Voorsiening vir tussenelastiese verstrooiing is met behulp van die H.-F.-model gemaak. Die verstrooiingslengte is ook bereken en met eksperimentele data vergelyk.

Die invloed van veranderings in die parameterwaardes is deeglik ondersoek. Dit het gelei tot 'n stel waardes wat 'n goeie passing gee oor die hele massa- en energiegebied wat beskou is. Hierdie waardes is

$V_o = 46$ MeV, $W_o = 14$ MeV, $V_{so} = 7$ MeV,

$r_o = 1.16$ fm, $r_1 = 0.6$ fm,

$a = 0.62$ fm, $b = 0.5$ fm en $c = 0.5$ fm.

In die betreklike klein energiegebied wat beskou is, was dit onnodig om enige energie-afhanklikheid van die parameterwaardes te ondersoek. Daar kan verwag word dat kernstruktuur bv. in die geval van geslote skille 'n rol sal speel, sodat vir enkele kerne geringe veranderings in die parameterwaardes tot beter ooreenstemming tussen eksperiment en teorie sal lei. Die parameterwaardes hierbo kan egter as 'n algemene basis vir die lae-energie gebied dien, vanwaar wisselinge in afsonderlike gevalle ondersoek kan word.

Die rekenaarprogram ABACUS-2 (Au 62) word dikwels vir Optiese model-berekeninge gebruik, veral ook in gevalle waar 'n H.-F.-analise met die Optiese model-transmissiekoëffisiënte beoog word.

5.2. Hauser-Feshbach-teorie

Onder H.-F.-teorie word gewoonlik verstaan die gedetailleerde teorie van onelastiese verstrooiing wat via 'n tussenkern plaasvind. Dit kan beskou word as 'n spesiale geval van die algemene statistiese teorie waarby aangeneem word dat sowel in die tussenkern as in die produkkern 'n statistiese verspreiding van kernvlakke opgewek word. Omdat die H.-F.-teorie voorspellings maak vir die verval van 'n statistiese tussenkern na diskrete vlakke van die produkkern, word soms hierna verwys as die "half-statistiese teorie" (Go 63).

Die teorie is die eerste keer oorsigtelik aangebied deur Hauser en Feschbach (Ha 52) as 'n uitvloeisel van soortgelyke werk deur Wolfenstein (Wo 51). Afleidings is hierna onder andere deur Feshbach (Fe 60) en Preston (Pr 62) gegee. Die teorie is ook deur Satchler (Sa 56) uitgebrei om hoekdistribusies vir die

vervalsgammas te voorspel. Die teorie van hoekverdelings en hoekkorrelasies by onelastiese verstrooiing is volledig bespreek deur Sheldon en van Patter (Sh 63, Sh 66).

By die ontwikkeling van H.-F.-teorie word 'n paar vereenvoudigende aannames gemaak:

(i) Die vorming van 'n tussenkern.

Dit is bekend dat onder sekere omstandighede die waarskynlikheid vir direkte prosesse selfs baie groter kan wees as vir tussenkernvorming. Hier word egter aangeneem dat behalwe vormelastiese verstrooiing, tussenkernvorming die enigste reaksiemeganisme is wat optree. Hierdie aanname word goed bevredig vir neutronverstrooiing van medium en swaar kerne in die energiegebied onder 3 MeV.

(ii) 'n Kontinuum van vlakke in die tussenkern.

Daar word aangeneem dat 'n kontinuum van sterk-oorvleuelende vlakke in die tussenkern opgewek word. Hierdie oorvleueling moet inderdaad so groot wees dat genoeg toestande van bepaalde spin en pariteit opgewek word om 'n statistiese gemiddelde van hul fases te kan neem. 'n Implikasie hiervan is dat, aangesien die relatiewe fases willekeurig is, alle interferensieterme uitkanselleer (Wo 51). Gevolglik kan die bydraes van verskillende spin- en hoekmomentumwaardes as deursnitte, en nie as amplitudes nie, gesommeer word. Aan die kontinuum-vereiste word gewoonlik voldoen indien die skyfkern in die medium tot swaar massagebied val en die invallende bundel 'n energiespreiding van 'n hele paar keV het.

(iii) Onafhanklikheid van die vorming en verval van die tussenkern.

Daar word aangeneem dat die vervalswyse van die tussenkern slegs afhang van die spin, pariteit en energie van die vlakke wat

in hom opgewek is, en van dieselfde eienskappe van die vlakke in die produkkern. By implikasie word hier dus aangeneem dat die manier waarop die vlakke in die tussenkern opgewek is, geen rol speel by die verval nie, en dus dat die ontstaan en verval van die tussenkern heeltemal onafhanklik is.

By hierdie aanname word die z-komponent van die spin egter uitgesonder. Aangesien die z-komponent deurgaans behoue bly, volg dit dat die tussenkern die invalsrigting "onthou", wat dus tot anisotrope hoekverdelings aanleiding kan gee. Indien dit nie so was nie, sou alle tussenkern-hoekverdelings isotroop wees.

Indien die eerste twee aannames geld, kan met redelike sekerheid aangeneem word dat die derde ook sal geld. Die geldigheid al dan nie, en die implikasies van hierdie aannames is breedvoerig deur Friedman en Weisskopf (Fr 55) bespreek.

Die reaksiemeganisme by onelastiese verstrooiing kan soos volg voorgestel word:

$$\underbrace{n + X}_{\alpha} \longrightarrow C^{*} \longrightarrow \underbrace{X^{*} + n'}_{\alpha'}$$

Hier is n die invallende neutron, X die skyfkern, C^{*} die tussenkern in 'n hoogopgewekte toestand, X^{*} die produkkern wat in die algemeen in 'n opgewekte toestand gelaat word, en n' die in die algemeen onelasties-verstrooide neutron. Die indeks α is 'n kanaalaanwysing vir die ingangskanaal, en bevat die energie (in die swaartepuntsisteem) en aard van die invallende deeltjie. Soortgelyk is α' 'n kanaalaanwysing vir die uitgangskanaal. Die volgende notasie word verder gebruik:

i, i_z = spin, z-komponent van spin van die invallende neutron;

I, I_z = spin, z-komponent van spin van die skyfkern;

$j = I \pm 1/2$ = kanaalspin van begintoestand;

$j_z = m$ = z-komponent van kanaalspin van begintoestand;

ℓ = hoekmomentum van die sisteem van invallende neutron en skyfkern;

J, J_z = spin, z-komponent van spin van die opgewekte toestand in die tussenkern;

I', I'_z = spin, z-komponent van spin van die produkkern;

i', i'_z = spin, z-komponent van spin van die uitgaande neutron;

j', j'_z = kanaalspin, z-komponent van kanaalspin van eindtoestand;

ℓ' = hoekmomentum van die sisteem van uitgaande neutron en produkkern;

$\ell'_z = m'$ = z-komponent van hoekmomentum van die sisteem van uitgaande neutron en produkkern.

Kies soos gebruiklik die rigting van die invallende neutron as die positiewe z-rigting. Dan volg dat die z-komponent van ℓ nul sal wees, sodat

$$J_z = j_z = m .$$

Uit die aannames (ii) en (iii) hierbo volg dat die deursnit vir 'n proses (α,α') in die algemeen as 'n produk geskryf kan word:

$$\sigma(\alpha\ \alpha') = \sigma_c(\alpha)\ P(\alpha\ \alpha') , \qquad (5\text{-}2)$$

waar

$\sigma_c(\alpha)$ = deursnit vir die vorming van 'n tussenkern in die kanaal α,

en $P(\alpha\ \alpha')$ = waarskynlikheid vir die verval van die tussenkern in kanaal α'.

In algemene reaksieteorie word die deursnit vir die vorming vån n tussenkern deur n parsiële golf met hoekmomentum ℓ in kanaal α gegee deur

$$\sigma_c(\alpha\,\ell) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha}(2\ell+1)\ T_{\alpha\ell}, \qquad (5\text{-}3)$$

waar

$\lambda\!\!\!^{-}_{\alpha}$ = gereduseerde golflengte van die invallende deeltjie,

en $T_{\alpha\ell} = \sum_{jJ} T^{J}_{\alpha\ell j}$,

waar $T^{J}_{\alpha\ell j}$ = transmissiekoëffisiënt in kanaal α waar die betrokke hoekmomentum, kanaalspin en tussenkernspin onderskeidelik met ℓ , j en J aangedui word.

Om nou die deursnit vir die opwekking van n spesifieke vlak, (J,m), in die tussenkern te vind, moet die deursnit van vergelyking (5-3) vermenigvuldig word met die waarskynlikheid om (J,m) te vorm uit (ℓ,o) en (j,m), d.w.s. met die absoluut-kwadraat van die betrokke Clebsch-Gordon vektoraddisie-koëffisiënt, $(\ell jom|Jm)$. Dus volg dat

$$\sigma_c(\alpha\ell jmJ) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha}\ (2\ell+1)\ |(\ell jom|Jm)|^2\ T^{J}_{\alpha\ell j}\ . \qquad (5\text{-}4)$$

Volgens vergelyking (5-2) word die deursnit vir n bepaalde proses wat deur n tussenkern verloop, gegee deur die produk van die deursnit in vergelyking (5-4) en die waarskynlikheid dat die tussenkern in die bepaalde uitgangskanaal sal verval. Vir die emissie van n deeltjie in die rigting (θ,ϕ) met hoekmomentum (ℓ',m') en vir kanaalspin (j',m-m') word hierdie waarskynlikheid vir die kanaal α' gegee deur

$$\frac{T^{J}_{\alpha'\ell'j'}}{\sum_{\alpha''\ell''j''} T^{J}_{\alpha''\ell''j''}} \left|(\ell' j' m' \; m-m' | Jm)\right|^2 \left|Y_{\ell' m'}(\theta,\phi)\right|^2 .$$

Die sommasie oor α'', ℓ'' en j'' loop oor alle uitgangskanale wat in ooreenstemming is met die behoud van energie, hoekmomentum en pariteit. Aangesien $\left|Y_{\ell' m'}(\theta,\phi)\right|^2$ onafhanklik is van ϕ, volg dat

$$\sigma(\alpha\alpha'\ell j m J \ell' j' m' \theta) = \pi \lambda_\alpha^2 (2\ell+1) \left|(\ell j o m | Jm)\right|^2 \left|(\ell' j' m' m-m' | Jm)\right|^2$$

$$\times \left|Y_{\ell' m'}(\theta)\right|^2 \frac{T^{J}_{\alpha\ell j} \; T^{J}_{\alpha'\ell'j'}}{\sum_{\alpha''\ell''j''} T^{J}_{\alpha''\ell''j''}} \qquad (5\text{-}5)$$

Die differensiële deursnit vir die proses $(\alpha\alpha')$ kan nou gevind word deur oor alle moontlike ℓ, j, m, J, ℓ', j' en m' te sommeer:

$$\sigma(\alpha\alpha'\theta) = \frac{1}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{\ell j m J \ell' j' m'} \sigma(\alpha\alpha'\ell j m J \ell' j' m' \theta) \qquad (5\text{-}6)$$

By die sommasie moet onthou word dat

$$|I - i| \leq j \leq I + i ,$$

$$|\ell - j| \leq J \leq \ell + j ,$$

$$|I' - i'| \leq j' \leq I' + i' ,$$

$$|J - j'| \leq \ell' \leq J + j' ,$$

en dat slegs dié ℓ- en ℓ'-waardes kan optree waarvoor

$$(-1)^{\ell} \pi_I = \pi_J = (-1)^{\ell'} \pi_I ,$$

waar π_I, π_J en π_I, onderskeidelik die pariteit van die skyfkern,

tussenkern en produkkern is. Die faktor $\frac{1}{(2i+1)(2I+1)}$ ontstaan omdat oor alle moontlike oriëntasies van $\vec{j}$, en dus ook van $\vec{i} + \vec{I}$ gesommeer word.

Nou is (Ha 52)

$$\sum_{m\,m'} |(\ell j o m | J m)|^2 \, |(\ell' j' m' \; m-m' | J m)|^2 \, |Y_{\ell' m'}(\theta)|^2$$

$$= \frac{1}{4\pi(2\ell+1)} \left| \sum_{L} Z(\ell J \ell J;\; jL) Z(\ell' J \ell' J;\; j' L) P_L(\cos\theta) \right| ,$$

waar Z 'n koëffisiënt is wat deur Blatt en Biedenharn ingevoer is (Bl 52) en deur Messiah gedefinieer word in terme van die meer bekende 6j-simbole (Me 61). P_L is 'n Legendre-polinoom van orde L. Die sommasie strek slegs oor alle ewe L waarvoor

$$L \leq \min (2\ell,\; 2\ell',\; 2J) .$$

Hieruit volg dat indien $\ell, \ell' = 0$, of $J = 0,\ ^1/_2$, die hoekverdeling van verstrooide neutrone isotroop sal wees, en in alle ander gevalle simmetries om 90°.

Die finale differensiële deursnit is dus

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha\alpha'\theta) = \frac{\lambda_\alpha^2}{4(2i+1)(2I+1)} \sum_{\ell j J \ell' j'} \frac{T^J_{\alpha \ell j} \; T^J_{\alpha' \ell' j'}}{\sum_{\alpha'' \ell'' j''} T^J_{\alpha'' \ell'' j''}}$$

$$\left| \sum_{L} Z(\ell J \ell J;\; jL) Z(\ell' J \ell' J;\; j' L) P_L(\cos\theta) \right| \qquad (5\text{-}7)$$

Die geïntegreerde deursnit word gegee deur

$$\sigma(\alpha\alpha') = \pi \lambda_\alpha^2 \sum_{\ell j J \ell' j'} \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} \frac{T^J_{\alpha \ell j} \; T^J_{\alpha' \ell' j'}}{\sum_{\alpha'' \ell'' j''} T^J_{\alpha'' \ell'' j''}} . \qquad (5\text{-}8)$$

Uit die vorm van die deursnitte (vergelykings 5-7, 5-8) is dit duidelik dat die resultaat van berekeninge krities afhanklik sal wees van die transmissiekoëffisiënte wat gebruik word (Li 61). Onbetroubare koëffisiënte sal hoogstens die regte verhouding vir verval in verskillende kanale gee, maar die absolute waardes van die deursnitte sal foutief wees. Die transmissiekoëffisiënte word dus meer volledig bespreek.

As in vergelyking (5-8) oor α', ℓ' en j' gesommeer word, word die deursnit vir tussenkernvorming in kanaal α verkry, d.w.s.

$$\sigma_c(\alpha) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha} \sum_{\ell j J} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} T^{J}_{\alpha\ell j} \quad . \qquad (5\text{-}9)$$

Dit kan geskryf word as

$$\sigma_c(\alpha) = \sum_{\ell j J} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \sigma_c(\alpha\ell jJ) \ ,$$

waar

$$\sigma_c(\alpha\ell jJ) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha} T^{J}_{\alpha\ell j} \qquad (5\text{-}10)$$

die deursnit vir tussenkernvorming in kanaal α is, met die betrokke hoekmomentum, kanaalspin en tussenkernspin onderskeidelik deur ℓ, j en J gegee. Vergelyking (5-10) kan beskou word as die definisie-vergelyking van die transmissiekoëffisiënt, $T^{J}_{\alpha\ell j}$. Indien die deursnit vir tussenkernvorming gelykgestel word aan die ooreenkomstige Optiese model absorpsiedeursnit, word die transmissiekoëffisiënt gegee deur

$$T^{J}_{\alpha\ell j} = 1 - \exp\,(-4\ \mathrm{Im}\ \delta^{J}_{\alpha\ell j}) , \qquad (5\text{-}11)$$

waar $\delta^{J}_{\alpha\ell j}$ die komplekse faseverskuiwing is wat in die Optiese model bereken word (Fe 60a).

Die koëffisiënte is altyd afhanklik van α (d.w.s. van die aard en energie van die deeltjie) en van ℓ, maar sal slegs in die geval van 'n spin-spin-interaksie van j, en in die geval van 'n spin-baankoppeling van J afhanklik wees (Fe 60). Die spin-spin-interaksie is waarskynlik klein sodat dit gewoonlik verontagsaam word. 'n Spin-baankoppeling word egter wel in die Optiese potensiaal ingesluit, sodat T van α, ℓ en J afhanklik sal wees.

In gevalle waar transmissiekoëffisiënte uit 'n Optiese model met spin-baankoppeling bereken word, is dit soms gerieflik om die kanaalspinnotasie te laat vaar en eerder j te gebruik om die koppeling van die spin en hoekmomentum van die invallende neutron te beskryf, d.w.s.

$$\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{i} .$$

Vergelykings (5-7) en (5-8) moet effens gewysig word om by dié notasie aan te pas (Au 64). Die transmissiekoëffisiënte hang nou van α, ℓ en j af.

Tabellerings van transmissiekoëffisiënte is onder meer gedoen deur Auerbach en Perey (Au 62a). Hulle het berekeninge gedoen met 'n Optiese model wat goeie passings aan elastiese data oor 'n wye massagebied gee.

By die afleiding van die vergelykings vir die deursnitte is stilswyend nog 'n aanname gemaak wat nadere ondersoek verdien. Dié gedeeltes van die uitdrukkings (5-7) en (5-8) wat die transmissiekoëffisiënte bevat, is in werklikheid verhoudings van produkte en somme van parsiële oorgangswydtes. Soos $T^{J}_{\alpha \ell j}$ hier gebruik is, het dit nl. die waarde

$$T^{J}_{\alpha \ell j} = \frac{2\pi}{D_{J\pi}} \overline{\overline{\Gamma}}^{J\pi}_{\alpha \ell j} \qquad (5\text{-}12)$$

waar $D_{J\pi}$ die gemiddelde spasiëring van vlakke met spin J en pariteit π in die tussenkern is, en $\overline{\Gamma}^{J\pi}_{\alpha\ell j}$ die gemiddelde parsiële oorgangswydte vir die verval van vlakke met spin J en pariteit π in die tussenkern, in kanaal α met hoekmomentum ℓ om kanaalspin j te vorm. Die is bekend dat elke $\Gamma^{J\pi}_{\alpha\ell j}$ 'n statistiese distribusie het. Waar daar dus produkte en kwosiënte van oorgangswydtes optree, kan die "gemiddelde $T^{J}_{\alpha\ell j}$ " van vergelyking (5-12) nie sonder meer gebruik word nie, maar moet die gemiddeldes van die produkte en kwosiënte geneem word om die werklike waarde van die deursnit te vind. Hierdie probleem is noukeurig ondersoek in 'n reeks publikasies deur Moldauer (Mo 61, Mo 63a, Mo 64a, Mo 64).

Die situasie word goed geïllustreer wanneer 'n alternatiewe benadering gevolg word om die deursnit vir onelastiese verstrooiing te vind (Fe 65), in die geval waar $\frac{\Gamma}{D} \ll 1$. Neem aan dat die deursnit vir 'n bepaalde reaksie, (n,n'), oor 'n tussenkernvlak,(J,π), gegee word deur 'n som oor 'n aantal Breit-Wigner-terme:

$$\sigma(n\,n') = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha}\; g^{J}_{\alpha} \sum_{\mu} \frac{\Gamma_{\mu n}\,\Gamma_{\mu n'}}{(E_{\mu}-E)^2 + {}^{1}/_{4}\,\Gamma_{\mu}^{2}} \qquad (5\text{-}13)$$

Hier is

$$g^{J}_{\alpha} = \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)}$$

μ = resonansieparameter,

n = $\alpha, \ell, j, J,$

en n' = $\alpha', \ell', j', J.$

Om nou die gemiddelde deursnit, wat na die finale sommasies met die eksperiment vergelyk kan word, te vind, moet die gemiddeld, $\langle\sigma(n,n')\rangle$ oor 'n energie interval ΔE, wat 'n hele aantal resonansies insluit, bepaal word:

$$\langle \sigma(n\,n') \rangle_{\Delta E} = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sigma(n\,n')\,dE$$

$$= \pi \lambda_\alpha^2 \, g_\alpha^J \, \frac{1}{\Delta E} \sum_\mu \int_{E_\mu - \Delta E/2}^{E_\mu + \Delta E/2} \frac{\Gamma_{\mu n}\, \Gamma_{\mu n'}}{(E_\mu - E)^2 + \Gamma_\mu^2/4}\, dE. \qquad (5\text{-}14)$$

Hierin is

$$\int_{E_\mu - \Delta E/2}^{E_\mu + \Delta E/2} \frac{\Gamma_{\mu n}\, \Gamma_{\mu n'}}{(E_\mu - E)^2 + \Gamma_\mu^2/4}\, dE = \Gamma_{\mu n}\, \Gamma_{\mu n'} \times \frac{4}{\Gamma_\mu^2} \int_{E_\mu - \Delta E/2}^{E_\mu + \Delta E/2} \frac{1}{\left[\frac{2}{\Gamma_\mu}(E_\mu - E)\right]^2 + 1} dE$$

$$= \frac{4\,\Gamma_{\mu n}\Gamma_{\mu n'}}{\Gamma_\mu^2} \times \frac{\Gamma_\mu \times \pi}{2}, \qquad (5\text{-}15)$$

aangesien $\Delta E \gg \Gamma_\mu$. Uit (5-14) en (5-15) volg dus nou dat

$$\langle \sigma(nn') \rangle_{\Delta E} = 2\pi^2 \lambda_\alpha^2 g_\alpha^J \frac{1}{\Delta E} \sum_\mu \frac{\Gamma_{\mu n}\Gamma_{\mu n'}}{\Gamma_\mu} .$$

Aangesien $\Delta E \approx \overline{D}_{J\pi} \times$ aantal resonansies μ met parameters (J, π), volg dat

$$\langle \sigma(nn') \rangle_{\Delta E} = 2\pi^2 \lambda_\alpha^2 g_\alpha^J \frac{1}{\overline{D}_{J\pi}} \left\langle \frac{\Gamma_{\mu n}\Gamma_{\mu n'}}{\Gamma_\mu} \right\rangle_{\mu(J,\pi)}, \qquad (5\text{-}16)$$

waar $\langle\,\rangle_{\mu(J,\pi)}$ 'n gemiddelde oor resonansies met spin J en pariteit π aandui.

Die probleem is dus om

$$\left\langle \frac{\Gamma_{\mu n}\Gamma_{\mu n'}}{\Gamma_\mu} \right\rangle_{\mu(J,\pi)}$$

te vind. Die resultaat sal afhang van die aannames wat aangaande

die distribusies van die vlakwydtes gemaak word.

As volkome korrelasie aangeneem word, d.w.s. dat daar 'n vaste verband tussen die wydtes vir 'n bepaalde resonansie en die ooreenkomstige gemiddelde wydtes bestaan, d.w.s. dat

$$\frac{\Gamma_{\mu n}}{\overline{\Gamma}_n} = \frac{\Gamma_{\mu n'}}{\overline{\Gamma}_{n'}} = \frac{\Gamma_\mu}{\overline{\overline{\Gamma}}} = \text{konstant},$$

waar $\overline{\Gamma}_n = \left\langle \Gamma_{\mu n} \right\rangle_{\mu(J,\pi)}$, en soortgelyk vir $\overline{\Gamma}_{n'}$ en $\overline{\overline{\Gamma}}$, en

waar $\Gamma_\mu = \sum_{n''} \Gamma_{\mu n''}$,

dan volg dat

$$\left\langle \frac{\Gamma_{\mu n}\Gamma_{\mu n'}}{\Gamma_\mu} \right\rangle_{\mu(J,\pi)} = \frac{\overline{\Gamma}_n \overline{\Gamma}_{n'}}{\overline{\overline{\Gamma}}} \quad . \tag{5-17}$$

Met die nuwe notasie gee vergelyking (5-12) dat

$$T_n = 2\pi \frac{\overline{\Gamma}_n}{D_{J\pi}} \quad ,$$

sodat uit vergelykings (5-16) en (5-17) volg dat

$$\left\langle \sigma(nn') \right\rangle_{\Delta E} = \pi \lambda_\alpha^2 g_\alpha^J \frac{T_n T_{n'}}{\sum_{n''} T_{n''}}$$

$$= \sigma(nn')(\text{H.-F.}) \quad , \tag{5-18}$$

wat die gewone H.-F.-uitdrukking vir die deursnit is.

As aan die ander kant aangeneem word dat daar nie volkome korrelasie bestaan nie, kan die gemiddelde in vergelyking (5-16) nie maklik gevind word nie. Die deursnit kan nou nie meer gefaktoriseer word in onafhanklike terme vir die vorming en verval van die tussenkern nie. 'n Deeglike ondersoek deur Moldauer, wat

'n Porter-Thomas-distribusie (Po 56) vir die vlakwydtes aangeneem het, het aangetoon dat die uitdrukkings vir die deursnit oor die algemeen 'n korreksieterm tot die H.-F.-deursnit bevat:

$$\langle \sigma(nn') \rangle_{\Delta E} = \sigma(nn')(\text{H.-F.}) \times W \ , \qquad (5\text{-}19)$$

waar W 'n korreksiefaktor vir die fluktuasies in die lynwydtes is. W wissel van 1 tot $^1/2$ vir $n \neq n'$ (onelastiese verstrooiing), en van 1 tot 3 vir $n = n'$ (elastiese verstrooiing). Die grootte van die korreksie verminder met 'n toename in die korrelasie van parsiële wydtes, en met 'n toename in die aantal kompeterende uitgangskanale.

Meer eksplisiet kan die resultate van Moldauer soos volg opgesom word:

Die Optiese model-transmissiekoëffisiënte in vergelyking (5-8) word vervang met die gemiddeldes van resonansieparameters, $\theta_{\mu n}$. Die verband tussen $\langle \theta_{\mu n} \rangle_\mu$ en T_n word gegee deur

$$\langle \theta_{\mu n} \rangle_\mu = \frac{2}{Q_n} \left[1 - (1 - Q_n T_n)^{1/2} \right]. \qquad (5\text{-}20)$$

Die parameter Q_n hang af van die statistiese eienskappe van E_μ, Γ_μ, en die komplekse resonansie-amplitudes, $g_{\mu n}$. Wanneer Q_n of T_n klein is, sal

$$\langle \theta_{\mu n} \rangle_\mu \longrightarrow T_n \ .$$

Eersgenoemde gebeur vir groot Γ/D, en laasgenoemde naby die drumpel van 'n uitgangskanaal, n. Vergelyking (5-8) word dus in die Moldauer-formalisme vervang met

$$\sigma(\alpha\alpha') = \pi\lambda_\alpha^2 \sum_{\ell j J \ell' j'} g_\alpha^J \left[\left\langle \frac{\theta^J_{\mu\alpha\ell j}\,\theta^J_{\mu\alpha'\ell'j'}}{\theta_\mu} \right\rangle_\mu \right.$$

$$\left. + \delta_{\alpha\alpha'} \times \text{hoër orde terme} \right]. \qquad (5\text{-}21)$$

Die hoër orde terme kom dus net voor by elastiese verstrooiing. As dit vir die oomblik weggelaat word, dan volg dat

$$\sigma(\alpha\alpha') = \pi\lambda_\alpha^2 \sum_{\ell j J \ell' j'} g_\alpha^J \frac{\langle \theta^J_{\mu\alpha\ell j}\rangle \langle \theta^J_{\mu\alpha'\ell'j'}\rangle}{\langle \theta_\mu \rangle_\mu} \times S_{\ell j J \ell' j'}\,, \qquad (5\text{-}22)$$

waar

$$S_{\ell j J \ell' j'} = S_{nn'} = \text{korreksie vir lynwydte fluktuasies}$$

$$= \frac{\langle \theta_{\mu n}\, \theta_{\mu n'}/\theta_\mu \rangle_\mu}{\langle \theta_{\mu n}\rangle_\mu \langle \theta_{\mu n'}\rangle_\mu / \langle \theta_\mu \rangle_\mu}$$

$$= \int_0^\infty \frac{dt}{f_n f_{n'} \prod_{\text{alle } n''} (f_{n''})^{\nu_{n''}/2}} \qquad (5\text{-}23)$$

waar

$$f_n = 1 - \frac{2t}{\nu_n} \frac{\langle \theta_{\mu n}\rangle_\mu}{\langle \theta_\mu \rangle_\mu} \qquad (5\text{-}24)$$

en ν_n = aantal vryheidsgrade van χ^2-distribusie van $\theta_{\mu n}$.

As die aantal kompeterende uitgangskanale groot word, gaan die integraal hierbo, en dus die korreksiefaktor na 1.

Om die integraal te bereken is dit nodig om die distribusie van $\theta_{\mu n}$ om $\langle \theta_{\mu n}\rangle_\mu$ te ken. Dit word hoofsaaklik bepaal deur die distribusie van $\Gamma_{\mu n}$, wat gewoonlik as van die Porter-Thomas-tipe, d.w.s. n χ^2-distribusie met een vryheidsgraad, aangeneem word. Daar bestaan tabelle en rekenaarprogramme vir die evaluering van die integraal (Mo 61).

Die wysigings van Moldauer kom dus in hoofsaak neer op

(i) Die gebruik van gewysigde transmissiekoëffisiënte;

(ii) Addisionele terme in die uitdrukking vir die deursnit; en

(iii) 'n Korreksiefaktor vir lynwydte-fluktuasies.

By die berekening van onelastiese deursnitte tree slegs korreksies (i) en (iii) op. As $\frac{\Gamma}{D} \gg 1$, of as die energie net bo die drumpel van 'n bepaalde uitgangskanaal is, verval (i), sodat slegs die korreksie vir lynwydte-fluktuasies oorbly. Indien 'n groot aantal kanale in die tussenkern oop is, verval (iii).

By elastiese verstrooiing geld (i) en (iii) soos in die onelastiese geval, terwyl die korreksie (ii) selfs by groot Γ/D nog belangrik kan wees.

Daar bestaan heelwat bewyse vir die noodsaaklikheid van hierdie korreksies, veral naby die drumpel van vlakke waar daar min kompeterende kanale is (Fe 65, Mo 64, Ma 67). Die uitwerking daarvan is deurgaans om die onelastiese deursnit kleiner te maak, terwyl die hoekdistribusies onveranderd gelaat word (Ma 67).

'n Aantal rekenaarprogramme is ontwikkel om berekeninge vir gewone, sowel as vir gekorrigeerde H.-F.-teorie te doen. Die program ABACUS-2 (Au 62) word gebruik om Optiese model-transmissiekoëffisiënte uit 'n analise van elastiese verstrooiing te vind, en dan deursnitte vir onelastiese neutronverstrooiing te bereken. NEARREX (Mo 64b) is ontwikkel om die korreksies vir lynwydte-fluktuasies in berekening te bring. Vir die berekening van γ-hoekverdelings by onelastiese neutronverstrooiing is daar onder meer MANDY (Sh 66), en met inagneming van korreksies vir lynwydte-fluktuasies, TRNRX (Ma 67).

5.3. 'N SKILMODEL MET RESIDUELE INTERAKSIES

In die lae-energie spektra van kerne kom dikwels vlakke

voor wat ooreenkom met die beweging van vrye deeltjies in 'n effektiewe kernpotensiaal. Die eienskappe van ander vlakke, weer, dui soms op kollektiewe vibrasies of rotasies van die kern. Om hierdie verskynsels te verklaar is verskillende kernmodelle ontwikkel wat vir bepaalde kerne of massagebiede geld.

Met die toename in gegewens oor die eienskappe van kernvlakke oor die hele massagebied, het die behoefte aan 'n enkele, algemeen konsistente teorie ontstaan (De 64). Een van die pogings om hierin te voorsien is die skilmodel met residuele interaksies wat deur Belyaev (Be 59) behandel is. In hierdie model word aangeneem dat die grootste gedeelte van die nukleon-nukleon-interaksie "saamsmelt" om 'n selfkonsistente skilmodel-tipe potensiaal te vorm waarin die deeltjies beweeg, en dat die residuele interaksies bestaan uit 'n kort-reikafstand parings-interaksie en 'n langer-reikafstand kwadrupoolinteraksie.

Die bestaan van eersgenoemde interaksie is bekend uit die feit dat pare nukleone koppel tot 'n spin van 0, soos blyk uit die grondtoestandspin van ewe-ewe kerne. 'n Verdere aanduiding hiervoor is die sogenaamde "energie-gaping" tussen die grondtoestand en die eerste opgewekte intrinsieke toestande van ewe-ewe kerne. Hierdie gaping is analoog aan dié wat in die energiespektrum van die elektronsisteem by suprageleiding voorkom. Die matematiese tegnieke waarmee die paringsinteraksie behandel word, is dan ook ontleen aan dié wat vir die teorie van suprageleiding ontwikkel is. Dit lei onder meer tot die invoer van kwasi-deeltjies wat die werklike skilmodel-deeltjies vervang. 'n Bewys vir die bestaan van 'n langer-reikafstand kwadrupoolinteraksie is geleë in die kollektiewe bewegings van kerne. Die behandeling van hierdie interaksie lei tot die invoer van vibrasie-fonone. Die lae-energie spektra van kerne bestaan dus uit kwasi-deeltjie- en

fonon-eksitasies, en koppelings tussen hulle.

Die parameters wat in hierdie model voorkom, is die enkeldeeltjie energievlak-parameters, en die sterkte van die parings- en kwadrupoolinteraksies. Kisslinger en Sorensen (Ki 60, Ki 63) het die enkeldeeltjie-energië empiries bepaal, hoofsaaklik by kerne in die omgewing van geslote skille. Die sterkte van die paringsinteraksie is bepaal uit die grootte van die bogenoemde energiegaping by ewe-ewe kerne in elke massagebied, terwyl die kwadrupoolinteraksie gekies is om die posisie van die laagste vibrasietoestande in ewe-A kerne goed weer te gee.

Alhoewel die aannames van hierdie model waarskynlik 'n oorvereenvoudiging van die werklikheid is, was dit nogtans moontlik om uit 'n enkele oogpunt 'n groot verskeidenheid van kerneienskappe kwalitatief, en in sommige opsigte ook kwantitatief weer te gee. Onder meer is energievlakke, ewe-onewe massaverskille, magnetiese dipoolmomente, elektriese kwadrupoolmomente, oorgangswaarskynlikhede, β-verval, en die oorgang van sferiese na gedeformeerde kerne betreklik goed weergegee.

Hierdie meer algemene en logies konsistente benadering hou groot moontlikhede in, veral indien meer kennis oor die kragte wat tussen nukleone optree, beskikbaar sou word.

H O O F S T U K 6

BESPREKING

Uit die niveauskemas wat vir ^{139}La en ^{141}Pr gemeet is, was dit duidelik dat die 166, 1228, 1264 en 1388 keV-vlakke in La, en die 145, 1131 en 1302 keV-vlakke in Pr hulle leen tot 'n H.-F.-analise. In hoofstuk 5 is aangetoon dat die sukses van so 'n analise krities afhanklik is van die betroubaarheid van die transmissie-koëffisiënte wat gebruik word. Dit beteken dat die parameters van die Optiese model waaruit die koëffisiënte bereken word, noukeurig bepaal moet word. Die prosedure wat hiermee gevolg is, word dus bespreek, waarna die H.-F.-berekeninge behandel word. Daarna word die volledige resultate oor die niveauskemas van La en Pr bespreek en vergelyk met vorige data. Die hoofstuk word afgesluit met 'n opsomming van die bydrae van die huidige werk tot die kennis oor La en Pr, en met 'n bespreking van die vooruitsigte op verdere eksperimentele en teoretiese werk.

Alle Optiese model- en Hauser-Feshbach-berekeninge is met die ABACUS-2 rekenaarprogram gedoen op die IBM 360-rekenaar van die R.A.K.

6.1. DIE OPTIESE MODEL-ANALISE

Die Optiese modelparameters vir 'n bepaalde kern word gewoonlik gevind deur elastiese en totale deursnitte met verskillende stelle parameters te bereken en die resultaat met die eksperimentele data te vergelyk. Daar word dan aangeneem dat die transmissiekoëffisiënte wat bereken word met dié stel parameters wat die beste passing gee, geskik is om in berekeninge van onelastiese verstrooiing te gebruik.

Vir La en Pr is hierdie prosedure effens gewysig. Omdat die spin en pariteit van die 166 keV-vlak in La ($^5/_{2^+}$) en van die 145 keV-

vlak in Pr ($^{7}/_{2}^{+}$) goed bekend is, is behalwe 'n passing aan die elastiese data die addisionele vereiste gestel dat die opwekkingsfunksies vir hierdie twee vlakke goed gereproduseer moet word.

Die "standaard" Optiese model van vergelyking (5-1) is in die huidige analise gebruik, met die parameterwaardes van Moldauer as basis (sien bladsy 83). Die resultaat van berekeninge met hierdie stel parameters het egter in belangrike opsigte verskil van die eksperimentele resultate. Die elastiese deursnit was oor die algemeen te klein, en, meer belangrik, die opwekkingsfunksies van die 166 en 145 keV-vlakke is nie korrek weergegee nie. (Gewone H.-F.-berekeninge is hier gedoen, maar die effek van die wysigings van die Moldauer-teorie is in gedagte gehou.) Vir albei vlakke het 'n spin van $^{3}/_{2}^{+}$ in werklikheid die beste passing gegee. Die resultaat vir La word in Fig. 6.1 getoon. Dit is duidelik dat vir die korrekte spin van $^{5}/_{2}^{+}$ die berekende deursnit heelwat groter as die eksperimentele is.

Die Optiese modelparameters moes dus gewysig word om beter aanpassing te gee. Aangesien die Optiese model-analise egter hier slegs van sekondêre belang was, kon 'n uitgebreide parametersoektog om die heel beste passing aan al die data te vind, nie geregverdig word nie. Daar is dus besluit om slegs die dieptes van die reële en imaginêre potensiale, onderskeidelik V_o en W_o, te wysig om veral 'n bevredigende H.-F.-passing aan die onelastiese data te verkry.

Potensiale wat bevredigende passings gegee het, en wat gebruik is om transmissiekoëffisiënte vir die finale H.-F.-analise te bereken, was soos volg:

La	Pr
V_o = 44.5 MeV	V_o = 45.0 MeV
W_o = 8.0 MeV	W_o = 8.0 MeV

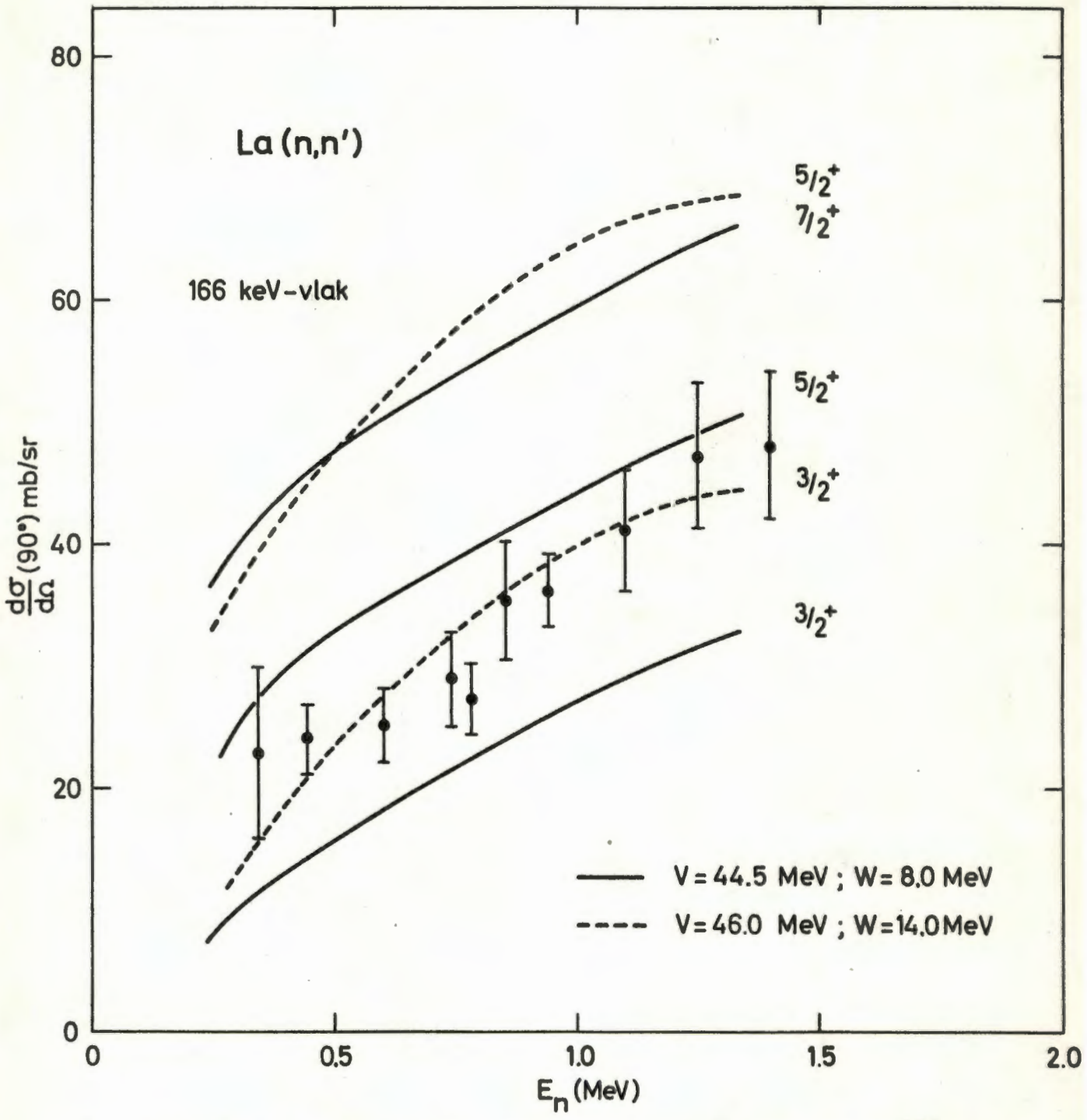

Fig. 6.1. H.-F.-berekeninge vir die eerste opgewekte toestand in ^{139}La om die gevoeligheid van die resultate vir veranderings van Optiese model-parameters (en dus ook transmissiekoëffisiënte) en van spin aan te toon. Die bekende spin van die vlak is $^{5}/_{2}^{+}$. Die eksperimentele metings tot by 1.5 MeV word aangegee.

Hierdie waardes van die potensiale stem goed ooreen met die resultate van Smith en Hayes (Sm 67a) vir kerne met protongetal 50, 51 en 52 (A = 116 tot 130). Hulle het dieselfde potensiaalvorm gebruik, en gevind dat waardes van V_o tussen 44.5 en 45.5 MeV, en W_o = 8.0 MeV die beste passings gee. Vir alle ander parameters is die waardes van Moldauer aanvaar. Die kleiner waarde van die imaginêre potensiaal by kerne in die omgewing van geslote neutron- of protonskille is nie onverwags nie. Lane et al. (La 59) het die bestaan van so 'n effek uit teoretiese oorwegings voorgestel, en getuienis daarvoor is onder meer ook deur Lind en Day (Li 61) gevind vir ^{206}Pb, en vir 'n aantal kerne insluitend La en Pr deur Gilboy en Towle (Gi 63).

'n Paar eksperimentele en berekende hoekverdelings vir elastiese verstrooiing van La en Pr verskyn in Fige. 6.2 en 6.3. Die vorms van die hoekverdelings word oor die algemeen goed gereproduseer; die eksperimentele anisotropie is effens groter as die berekende. Die passing aan die totale elastiese deursnit is egter minder goed. Vir La is die berekende deursnit by 232 keV slegs 3% kleiner as die eksperimentele meting, maar die sterk styging in die eksperimentele deursnit met energie word nie goed weergegee nie. Die verskil styg tot 9% by 609 keV en 18% by 1105 keV. By Pr is die berekende deursnit ook deurgaans kleiner as die eksperimentele: by 232 keV is die verskil 4%, by 609 keV 11%, en by 1105 keV 22%. Wisselinge van die ander parameters sal nodig wees om 'n beter passing te verkry. Indien die gekorrigeerde H.-F.-teorie gebruik word om die tussenelastiese verstrooiing te bereken, sal dit ook die passings verbeter. Vir albei kerne is die tussen-elastiese bydrae tot by 1.1 MeV van die orde 1.0 barn. Die gekorrigeerde teorie behoort hierdie waarde met tot 20% te vergroot (En 67).

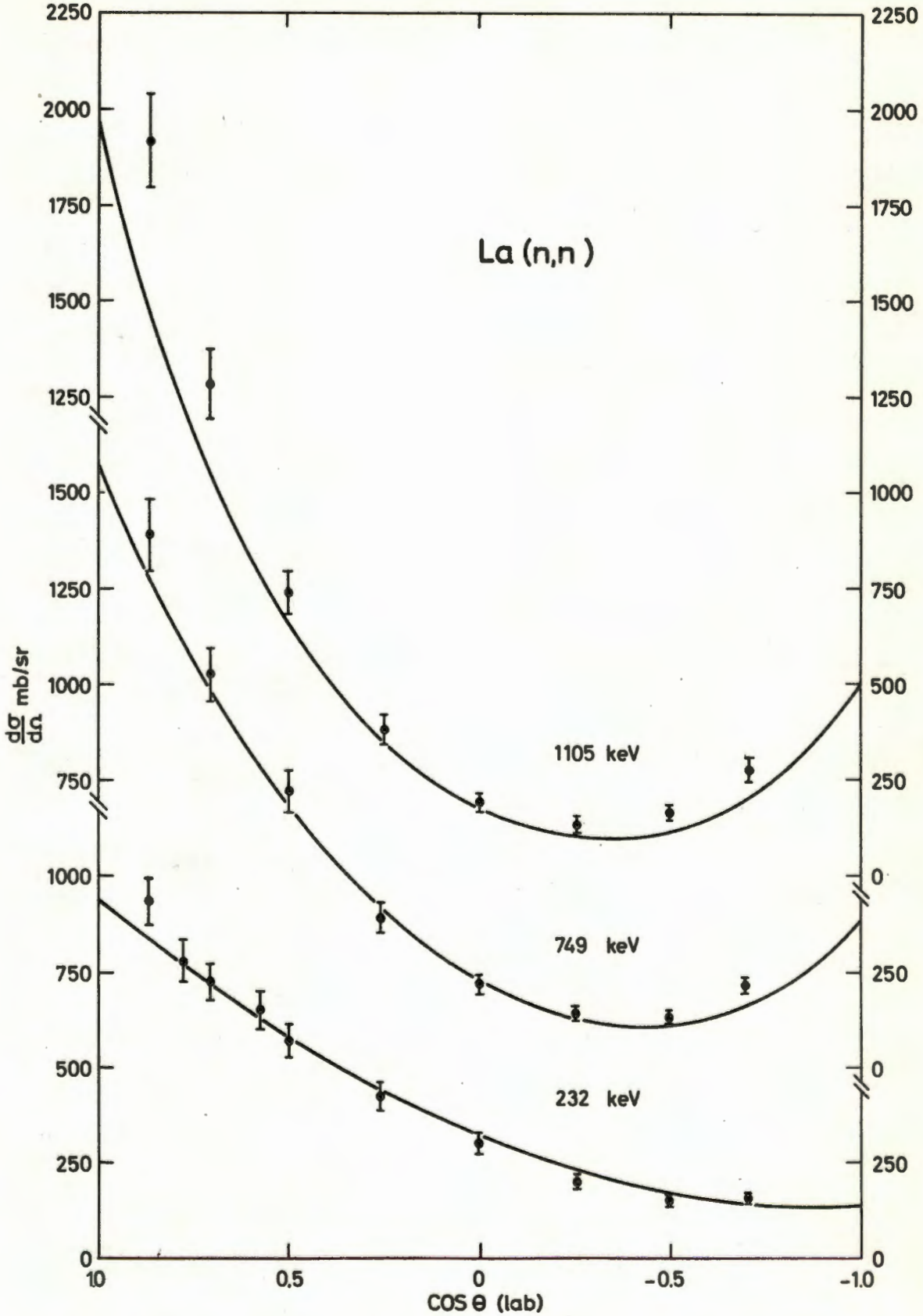

Fig. 6.2. Optiese modelpassings met V = 44.5 MeV, W = 8.0 MeV aan eksperimentele elastiese hoekverdelings vir ^{139}La.

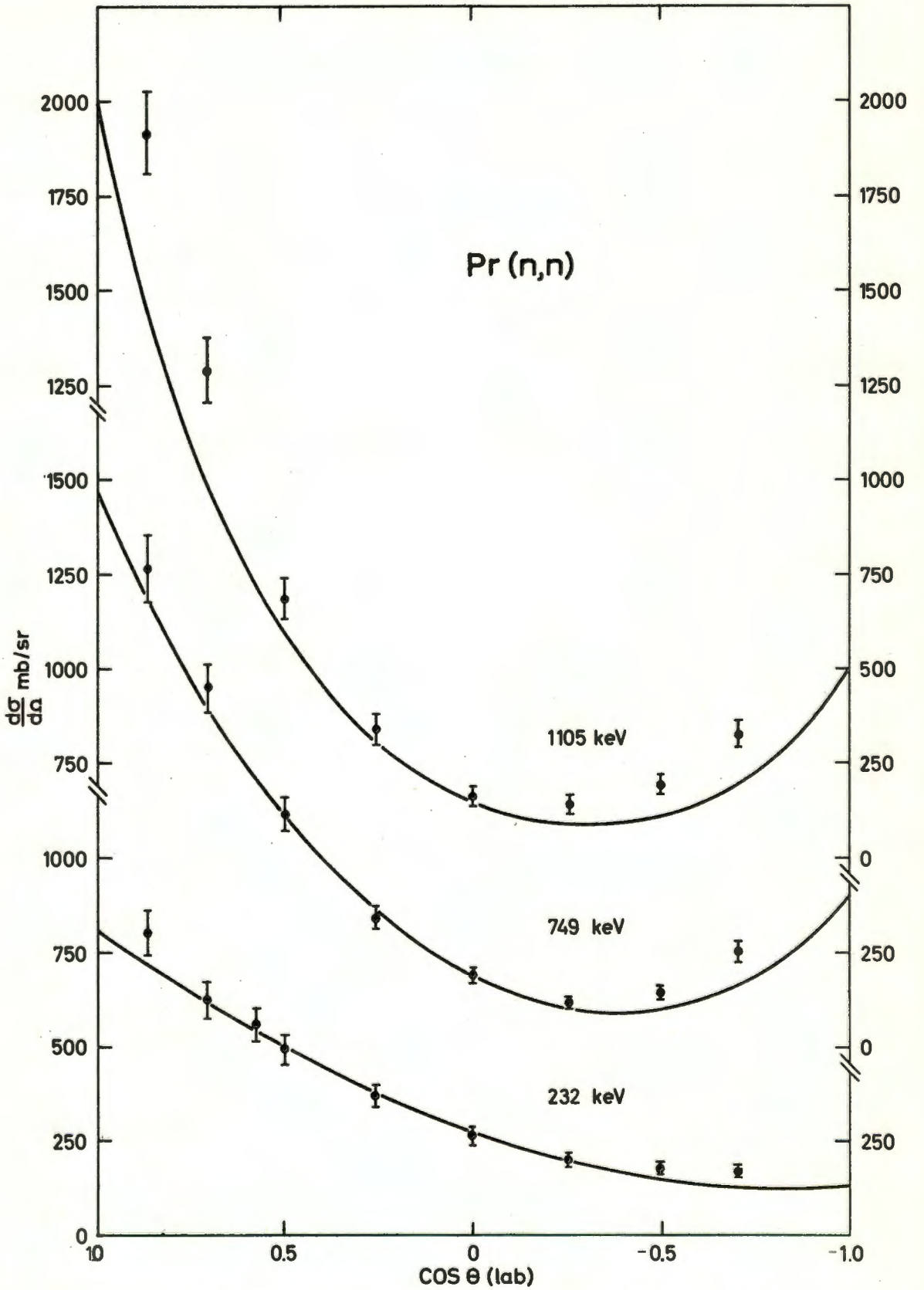

Fig. 6.3. Optiese modelpassings met V = 45.0 MeV en W = 8.0 MeV aan eksperimentele elastiese hoekverdelings vir ^{141}Pr.

Die belangrikste toets vir die parameters is egter die H.-F.-passings aan die 166 en 145 keV-vlakke. Dit word onderskeidelik in Fige. 4.13 en 4.17 getoon, en is heeltemal bevredigend. Die berekende waardes is in albei gevalle effens hoër as die eksperimentele punte om toe te laat vir die effek van die gekorrigeerde H.-F.-teorie wat die berekende deursnit met tot 15% kleiner sou maak, veral naby die drumpels van die vlakke. Die gevoeligheid van die berekende krommes vir veranderinge in Optiese modelparameters en dus transmissiekoëffisiënte, word in Fig. 6.1 aangetoon.

Opsommend kan dus gesê word dat 'n Optiese model met die parameterwaardes wat hier gebruik is, bevredigende passingsaan die eksperimentele data gee. Aangesien die opwekkingsfunksies van die 166 en 145 keV-vlakke goed gereproduseer word, kan die transmissiekoëffisiënte uit hierdie model met heelwat vertroue vir 'n H.-F.-analise van vlakke met onbekende spin en pariteit gebruik word.

6.2. DIE HAUSER-FESHBACH-ANALISE

Berekeninge is deurgaans slegs met die gewone H.-F.-teorie gedoen. Regverdiging vir die gebruik van dié heelwat eenvoudiger teorie bestaan daarin dat vir kerne met betreklike groot grondtoestandspin die Moldauer-korreksies aan die berekende onelastiese deursnitte gewoonlik redelik klein is ($\leq$ 15%) (En 67). Wanneer 'n hele paar uitgangskanale oop is, en hoog bo die drumpels van vlakke, is die verskille nog veel kleiner. As die betreklike groot onsekerhede op die eksperimentele metings in ag geneem word, beteken dit dat vir La en Pr die gebruik van die verbeterde teorie weinig verskil sou maak. Die effek wat dit sou hê is nogtans by alle berekeninge en passings in gedagte gehou.

6.2.1. ^{139}La

Die eksperimentele en berekende opwekkingsfunksies by 90° vir die 1228, 1264 en 1388 keV-vlakke verskyn in Fig. 4.15. Vir die 1228 en 1264 keV-vlakke gee spinwaardes van $^{7}/_{2}^{+}$ en $^{5}/_{2}^{+}$ onderskeidelik die beste passings, terwyl 'n spin van $^{9}/_{2}^{+}$ 'n goeie passing vir die vlak by 1388 keV gee. Die gesamentlike eksperimentele data vir die "doeblet" by 1424, 1439 keV word redelik goed weergegee deur 'n spinkombinasie van $^{5}/_{2}^{+}$, $^{11}/_{2}^{+}$. 'n Spin van $^{7}/_{2}^{+}$ gee 'n goeie passing aan die data vir die 1482 keV-vlak, maar omdat 'n groot aantal uitgangskanale met onbekende spins by hierdie berekeninge opgetree het, kan hierdie bepaling nie as heeltemal ondubbelsinnig beskou word nie. Bloot vir die doeleindes van die berekeninge is spins van $^{11}/_{2}^{+}$, $^{9}/_{2}^{+}$, $^{7}/_{2}^{+}$ en $^{11}/_{2}^{+}$ onderskeidelik vir die vlakke by 1545, 1580, 1690 en 1719 keV gebruik om verstrooiing na dié vlakke benaderd te beskryf.

Slegs vir die 166 keV-vlak is 'n hoekverdeling bereken, en wel by 'n neutronenergie van 1.105 MeV. Aangesien die hoekverdeling binne 3% isotroop was, soos verwag is, is geen verdere berekeninge gedoen nie. Die akkuraatheid van die eksperimentele hoekverdelings was nie sodanig dat enige addisionele inligting oor die betrokke vlakke uit 'n vergelyking met die teorie verwag kon word nie.

Vir alle vlakke waarvoor berekeninge gedoen is, is positiewe pariteit aangeneem. Die passings aan die eksperimentele data was nie fyn genoeg om tussen verskillende pariteite te kon onderskei nie, en uit teoretiese oorwegings kan in elk geval verwag word dat, op 'n enkele uitsondering na, alle vlakke in hierdie gebied van die niveauskema positiewe pariteit sal hê (sien 6.3.1).

'n Paar berekeninge is ook gedoen om die teoretiese

deursnit vir neutronverstrooiing van moontlike vlakke by 570, 800 en 1070 keV wat tevore berig is, (sien 4.1.1) te vind. Op grond daarvan dat hulle in Coulomb-opwekking waargeneem is, en dat hulle ook na die $^{5}/_{2}^{+}$-vlak by 166 keV verval, is voorgestel dat die spin van al drie vlakke tussen $^{3}/_{2}^{+}$ en $^{9}/_{2}^{+}$ lê. Indien aangeneem word dat die deursnit vir neutronverstrooiing na 'n bepaalde vlak slegs van die spin en pariteit, en nie van die aard van die vlak nie, afhang, moet die deursnit vir 'n vlak by 570 keV by 'n neutronenergie van 1.1 MeV tussen 9.6 en 31.6 mb/sr lê; vir 'n 800 keV-vlak by 'n neutronenergie van 1.25 MeV tussen 7.2 en 25.2 mb/sr; en vir 'n 1070 keV-vlak by 'n neutronenergie van 1.45 MeV tussen 5.3 en 19.4 mb/sr. Metings is by hierdie neutronenergië gedoen, en aangesien die waarnemingsgrens van die spektrometer op 3 tot 4 mb/sr gestel word en geen pieke van die betrokke energië waargeneem is nie, is die bestaan van hierdie "vlakke" baie twyfelagtig.

6.2.2. ^{141}Pr

Die berekende opwekkingsfunksies by 90° vir die 1131 en 1302 keV-vlakke met spins van onderskeidelik $^{7}/_{2}^{+}$ en $^{5}/_{2}^{+}$ verskyn saam met die eksperimentele data in Fig. 4.19. Dit is duidelik dat die eksperimentele metings ongeveer 'n faktor 2 groter is as die berekende waardes vir albei vlakke. Die enigste manier waarop die teorie hierdie groot deursnitte kan verklaar, is deur aan te neem dat elkeen van die "vlakke" in werklikheid uit twee vlakke naby mekaar bestaan. Indien spins van $^{7}/_{2}^{+}$, $^{5}/_{2}^{+}$ vir elk van die "doeblette" aangeneem word, gee dit berekende deursnitte van 24.1 mb/sr en 20.5 mb/sr onderskeidelik vir die 1131 en 1302 keV-"vlakke" by 'n neutronenergie van 1.9 MeV, 'n heelwat beter ooreenstemming met die eksperimentele resultate.

Om verstrooiing van die 1459 keV-"vlak" te beskryf, is dit ook nodig om 'n groep vlakke by hierdie energie aan te neem. Selfs indien 'n doeblet met spin $^{9}/_{2}^{+}$, $^{11}/_{2}^{+}$ aangeneem word, is die teoretiese deursnit by 1.9 MeV nog maar ongeveer die helfte van die eksperimentele. Spins van $^{5}/_{2}^{+}$, $^{7}/_{2}^{+}$ of $^{9}/_{2}^{+}$ vir die vlak by 1498 keV het almal die verstrooiing van hierdie vlak redelik goed weergegee. Bloot om benaderd voorsiening te maak vir verstrooiing van die hoër vlakke is spins van $^{9}/_{2}^{+}$, $^{7}/_{2}^{+}$, $^{3}/_{2}^{+}$ en $^{5}/_{2}^{+}$ onderskeidelik vir die vlakke by 1525, 1589, 1619 en 1660 keV aangeneem.

Die enkele hoekverdeling wat vir die 145 keV-vlak bereken is (by 'n neutronenergie van 1.105 MeV) was binne 4% isotroop. Die opmerkings wat oor die onelastiese hoekverdelings van La gemaak is, geld ook hier.

Om dieselfde redes as by La is die pariteit van alle vlakke in Pr ook as positief geneem.

Berekeninge is gedoen vir die moontlike vlak by 880 keV wat tevore berig is (sien 4.1.2). Volgens berekeninge by 'n neutronenergie van 1.4 MeV (waar eksperimentele metings gedoen is) sal die spin van so 'n vlak $> {}^{13}/_{2}^{+}$ moet wees om nie onder die huidige eksperimentele kondisies waargeneem te word nie. Hierdie spin sou egter weer die moontlikheid van 'n kaskade deur dié vlak na die grondtoestand feitlik uitskakel. Indien die spin daarvan $^{1}/_{2}^{+}$ is, sal dit 'n deursnit van 8.6 mb/sr by 'n neutronenergie van 1.4 MeV hê; vir $^{3}/_{2}^{+}$ sou die deursnit 15.6 mb/sr wees.

6.3. DIE NIVEAUSKEMAS

In die lig van die nuwe gegewens wat oor die niveauskemas van La en Pr beskikbaar geword het, kan heelwat van die onsekerhede wat tevore bestaan het, verklaar word, terwyl 'n paar nuwe probleme

opduik.

6.3.1. ^{139}La

Met verwysing na Fig. 4.1 is dit duidelik dat die niveauskema van die N.D.S. (Nu 61) wat hoofsaaklik saamgestel is uit data oor die verval van ^{139}Ba en ^{139}Ce (sien 4.1.1), nie volledig is nie. As in aanmerking geneem word dat die γ-verval slegs met NaI(Tl)-kristalle bestudeer is, kan hierdie skema verklaar word deur aan te neem dat die γ-strale van die 1228 en 1264 keV-vlakke, en dié van die 1388, 1424 en 1439 keV-vlakke (indien hulle in die verval bevolk is) nie opgelos is nie. Die tentatiewe 1510 keV-vlak pas egter nie goed by die nuwe data in nie. Die betroubaarheid van die vertakkings-verhoudingmetings vir die verval van die 1430 keV-"vlak" moet ook in die lig van die nuwe niveauskema betwyfel word.

Die resultate van Coulomb-opwekking (Al 63a, Al 65) pas nie goed in by die huidige metings nie. Soos in 6.2.1 hierbo aangetoon is, is dit nie moontlik om te verklaar waarom die vlakke by 570, 800 en 1070 keV met die spintoekennings van Alkhazov et al. nie merkbaar opgewek word in onelastiese neutronverstrooiing nie.

Die resultate van die (n,n'γ)-eksperimente behoort direk met die huidige werk vergelyk te kan word. Oor die metings met neutrone van 2.95 en 3.0 MeV (Gr 61, An 61) kan geen uitspraak gegee word nie omdat dit nie bekend is tussen watter vlakke die waargenome oorgange plaasgevind het nie. Indien die deursnit vir die opwekking van die 800 keV-vlak ($\sim$3 mb/sr by 'n neutronenergie van 1.3 MeV) wat deur Bukarev en Popov (Bu 65) gemeet is, as korrek aanvaar word, is dit heelwaarskynlik dat hierdie vlak nie

in die huidige werk waargeneem sou word nie. Om hierdie klein deursnit teoreties te verklaar moet 'n spin van $>^{13}/_{2}$ vir dié vlak aangeneem word, wat in stryd is met die resultate van Coulomb-opwekking. Die hoër vlakke is met swak oplosvermoë waargeneem, en omdat foutiewe vertakkingsverhoudings waarskynlik ook gebruik is, kan nie veel waarde aan die deursnitte wat vir die "vlakke" by 1220, 1430 en 1750 keV gemeet is, geheg word nie. Die vlakke by 1685 en 1715 keV waarvoor Felsteiner en Daniels (Fe 67) getuienis gevind het, pas uitstekend in by die huidige waarnemings van vlakke by 1690 en 1719 keV.

Oor die spins en pariteite van alle vlakke bo die 166 keV-vlak is baie min berig. Alkhazov et al. het slegs grense gestel vir die spins van die 570, 800, 1070 en 1430 keV-vlakke, soos reeds bespreek. Uit die verval van ^{139}Ba het Wasson en Coryell (Wa 61) die spin van die 1430 keV vlak ook op $\geq {}^{3}/_{2}$ en $\leq {}^{9}/_{2}$ gestel. In bostaande gevalle is die pariteit as positief gegee. Die huidige spinbepalings deur middel van 'n H.-F.-analise is dus die eerste ernstige poging om betroubare waardes te vind.

Aan die teoretiese kant is baie min werk op die niveau-skema van La gedoen. Die grondtoestandspin en -pariteit is in ooreenstemming met die verwagte skilmodel-konfigurasie van die nukleone. Die 82 neutrone en 50 van die protone vul geslote skille, terwyl die orige 7 protone in die $1g^{7}/2$-skil is. Die grondtoestandspin word bepaal deur die ongepaarde nukleon, en is dus $^{7}/_{2}^{+}$. Die enkeldeeltjie-skille wat hierna gevul kan word is in volgorde $2d^{5}/2$, $1h^{11}/2$, $2d^{3}/2$ en $3s^{1}/2$. Die spin van $^{5}/_{2}^{+}$ vir die eerste opgewekte toestand kan dus verklaar word deur aan te neem dat die ongepaarde proton uit die $1g^{7}/2$-skil na die $2d^{5}/2$-skil gaan. Die energie van hierdie vlak word redelik goed deur die skilmodel met residuele interaksies (Ki 63) weergegee.

Volgens dieselfde model kan die enkeldeeltjie $^{11}/_{2}^{-}$-, $^{3}/_{2}^{+}$- en $^{1}/_{2}^{+}$-vlakke tussen ~1.0 en 2.5 MeV verwag word. Bokant ~1.0 MeV sal egter ook 'n groot aantal vlakke wat bestaan uit 'n 2^{+}-fonon gekoppel aan die $^{7}/_{2}^{+}$- of $^{5}/_{2}^{+}$-toestand voorkom (So 66). Hierdie vlakke sal dus positiewe pariteit en spins van tussen $^{1}/_{2}$ en $^{11}/_{2}$ hê. Geen vergelyking tussen teoretiese en eksperimentele vlakke sal egter moontlik wees voordat volledige eksperimentele data beskikbaar is nie.

6.3.2 ^{141}Pr

Die werk van Koehler et al. (Ko 66) verteenwoordig waarskynlik die mees betroubare metings van die γ-strale in die verval van ^{141}Nd. Geen teken is gevind van die 880 keV-vlak wat tevore berig is nie, sodat die bestaan van dié vlak sterk betwyfel moet word. Die energië van 1126 en 1293 keV vir die tweede en derde opgewekte toestande is in redelike ooreenstemming met die huidige bepalings van 1131 en 1302 keV. Indien hierdie vlakke albei "doeblette" is soos deur die H.-F.-analise aangedui word, dan word slegs een van elke paar vlakke in die verval van ^{141}Nd bevolk, aangesien geen teken van doeblette hier gevind is nie. Die 1293 keV-vlak verval na die grondtoestand, en ook na die 145 keV-vlak met 'n γ-straal van 1146 keV. Vir die 1126 keV-vlak is slegs 'n sterk grondoorgang waargeneem; geen aanduidings van verval na die 145 keV-vlak is gevind nie.

Die (d,d')-werk van Cohen en Price (Co 61) is met betreklike swak oplosvermoë gedoen. Slegs die 1140 en 1300 keV-vlakke wat deur hulle berig is stem ooreen met vlakke wat in die huidige werk as enkele pieke waargeneem is – die hoër vlakke kom benaderd ooreen met groepe vlakke in die huidige metings.

Dieselfde opmerkings geld vir die Coulomb-opwekking van

Alkhazov et al. (Al 63a, Al 65). Volgens die berekeninge wat in 6.2.2 beskryf is bestaan daar twyfel oor die 880 keV-vlak wat deur hulle berig, maar nie in die huidige werk merkbaar opgewek is nie.

In die (n,n'γ)-eksperiment van Bukarev en Popov (Bu 65) is geen nuwe inligting oor die niveauskema ingewin nie. Die waarneming van 'n sterk 970 keV-γ-straal wat interpreteer word as 'n oorgang tussen die 1130 en 145 keV-vlakke, is egter baie interessant. Dit dui op 'n belangrike verskil met die werk van Koehler et al., en kan in verband staan met die moontlike "doeblet" wat volgens die H.-F.-teorie verwag kan word. Die afwesigheid van 'n 880 keV-γ-straal weerspreek nogeens die getuienis van die Coulomb-opwekking. Die deursnitte wat hulle vir die opwekking van die 1131 en 1302 keV-vlakke bepaal het, is onbetroubaar weens die swak oplosvermoë en die feit dat foutiewe vertakkingsverhoudings waarskynlik aangeneem is. In die kort nota oor die werk van Felsteiner en Daniels (Fe 67) word slegs genoem dat vlakke by 1127 en 1292 keV waargeneem is, in ooreenstemming met die energie-bepalings van Koehler et al.

Oor die moontlike spins en pariteite van die vlakke by 1131 en 1302 keV is reeds heelwat bespiegel. Dit word deur Koehler et al. as onderskeidelik $^{1}/_{2}^{+}$ of $^{3}/_{2}^{+}$ en $^{3}/_{2}^{+}$ of $^{5}/_{2}^{+}$ aangegee, terwyl Alkhazov et al. spins van tussen $^{3}/_{2}^{+}$ en $^{9}/_{2}^{+}$ vir albei vlakke voorstel. Die spinkombinasies van $^{5}/_{2}^{+}$, $^{7}/_{2}^{+}$ wat deur die H.-F.-berekeninge vir elk van die twee "doeblette" aangedui word, is dus binne die grense van Alkhazov et al., maar stem nie goed ooreen met die spins wat uit vervalswerk bepaal is nie.

Wat die teorie betref, is die situasie soortgelyk aan dié vir La. Die grondtoestandspin van $^{5}/_{2}^{+}$ is in ooreenstemming met

die skilmodelvoorspelling van 'n ongepaarde proton in die $2d^5/2$-skil. Die spin van die eerste opgewekte toestand ($^7/_{2^+}$) word dan verklaar deur 'n proton uit die $1g^7/2$-skil te verwyder en in die $2d^5/2$-skil te sit. Na 'n effens kleiner energiegaping as by La volg weereens 'n groot aantal moontlike vlakke volgens die model van Kisslinger en Sorensen. Die enkeldeeltjie $^{11}/_{2^-}$-, $^3/_{2^+}$- en $^1/_{2^+}$-vlakke kan by effens laer energië as in La verwag word, terwyl bokant ~1.0 MeV weer 'n groot aantal vlakke met spins van tussen $^1/_{2^+}$ en $^{11}/_{2^+}$ kan voorkom. Ook hier geld dat 'n vergelyking tussen die eksperiment en teorie slegs moontlik sal wees indien gedetailleerde eksperimentele data beskikbaar word.

6.4. SAMEVATTING

Die huidige metings van elastiese en onelastiese neutronverstrooiing van ^{139}La en ^{141}Pr het die kennis oor dié twee kerne aansienlik uitgebrei.

Die primêre doel van die deursnitsmetings was om gegewens vir 'n Optiese model- en Hauser-Feshbach-analise te gee, maar terselfdertyd verskaf dit nuttige data. Die verskille tussen hierdie metings en die jongste gepubliseerde data is feitlik deurgaans binne die aangegewe onsekerhede.

Meer as 20 energievlakke tot by 2269 keV is in ^{139}La waargeneem. Die gebied bokant 1600 keV is vir die eerste keer ondersoek. Die onsekerhede wat oor die niveauskema tussen 1200 en 1600 keV bestaan het, is in 'n groot mate opgeklaar, terwyl 'n mate van twyfel oor die bestaan van vlakke tussen 200 en 1100 keV wat tevore berig is, ontstaan het. Op grond van 'n Hauser-Feshbach analise kon spin- en pariteitstoekennings van $^7/_{2^+}$ en $^5/_{2^+}$ onderskeidelik vir die vlakke by 1228 en 1264 keV gemaak word. Die spin en pariteit van die 1388 en 1482 keV-vlakke is waarskynlik

$^{9}/_{2}^{+}$ en $^{7}/_{2}^{+}$ onderskeidelik.

In ^{141}Pr is meer as 15 vlakke waargeneem tot by 2198 keV. Van hulle was slegs 'n paar tevore bekend. Die gebied bo 1400 keV is vir die eerste keer in detail ondersoek. 'n Hauser-Feshbach-analise wat vir die 1131, 1302 en 1459 keV-vlakke gedoen is, dui daarop dat al hierdie "vlakke" moontlik opgebou is uit 'n paar vlakke na aan mekaar. Die spin van die 1498 keV-vlak is waarskynlik $^{5}/_{2}^{+}$, $^{7}/_{2}^{+}$ of $^{9}/_{2}^{+}$.

Die logiese stap om die onsekerhede wat nog in die niveauskemas bestaan, te probeer opklaar, is om oor te gaan tot 'n sistematiese (n,n'γ)-ondersoek met behulp van 'n Ge(Li)-detektor. Omdat die posisies van, en die deursnitte vir verstrooiing na die verskillende vlakke nou betreklik goed bekend is, kan so 'n ondersoek onderneem word sonder om tydrowende koïnsidensie-metings te moet doen. Behalwe dat so 'n ondersoek meer lig sal werp op die pare of groepe van vlakke na aan mekaar, sal dit ook die energië van die meeste ander vlakke tot binne 1 of 2 keV akkuraat kan bepaal. Indien bevredigende uitsluitsel oor die onsekerhede wat nog bestaan gegee kan word, en indien meer detail oor die niveauskema beskikbaar word, sal 'n teoretiese ondersoek in terme van 'n geskikte kernmodel beslis lonend wees.

AANHANGSEL A

REPRESENTASIE VAN DATA OP PONSKAARTE

Data word volgens 'n vaste patroon op IBM-ponskaarte weergegee. Vir dié doel word elke datakaart verdeel in ses "datavelde" van 11 kolomme elk, geskei deur oop kolomme, en 3 "etiketvelde" (Fig. A.1).

Die eerste etiketveld (kolom 73 - 75) bevat die N.I.N. van die stof onder beskouing, en die tweede (76, 77) die seksienommer. In elke seksie word die kaarte in volgorde genommer (beginnende by 1) in die derde etiketveld (78 - 80).

Die gebruiklike konvensie dat geen oop kolomme aan die regterkant van enige veld mag voorkom nie, geld vir sowel die data- as etiketvelde.

Die ordening van data in die datavelde vind volgens 'n vaste patroon plaas. Verskillende datakaarte kan vir elk van die G.C.N. onderskei word:

a. Kaarte vir Aanhefdata: Die eerste seksie (00) van elke nuklied bestaan uit aanhefkaarte. Op die eerste kaart (Fig. A.2) word onder meer die N.I.N., Atoomgetal, Atoom- of Molekulêregewig, en die aantal verskillende reaksietipes vir daardie nuklied aangedui. In die geval van mengsels (bv. lug) word die Atoomgetal weggelaat en is die Atoom- of Molekulêregewig 'n gemiddelde waarde. Laasgenoemde word op die fisiese skaal (^{12}C = 12.00000) aangegee.

Die tweede en daaropvolgende kaarte (Fig. A.3) bevat groepe (seksienommer, R.T.N., aantal kaarte in die seksie) totdat alle R.T.N. aangegee is.

1---11	12	13---23	24	25---35	36	37---47	48	49---59	60	61---71	72	73 74 75	76 77	78 79 80
Data-veld												Etiketvelde		
1		Veld 2		Veld 3		Veld 4		Veld 5		Veld 6		(I)	(II)	(III)

Fig. A.1
Verdeling van I.B.M.-ponskaart vir die weergee van data.

1	2	3	4	5	6	(I)	(II)	(III)
N.I.N. (3 syfers)	Totale aantal kaarte vir N.I.N.	Aantal kaarte in seksie 00	Atoom-getal	Atoom- of Mole-kulere-gewig. (6 syfers na desi-male punt)	Aantal reaksie-tipes	N.I.N.	00	1

Fig. A.2
Eerste kaart vir aanhefdata. Alle data in vastepunt-vorm.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
Seksieno. (Begin by 1)	R.T.N.	Aantal kaarte in seksie	Seksieno.	R.T.N.	Aantal kaarte in seksie	N.I.N.	00	(2)

Fig. A.3
Tweede en daaropvolgende kaarte vir aanhefdata. Alle data in vastepunt-vorm.

b. Kaarte vir Neutrondeursnitte: Die eerste kaart (Fig. A.4) bevat die R.T.N., die aantal energiegebiede, en die Q-waarde (in MeV) vir daardie bepaalde reaksie.

Op die tweede kaart (Fig. A.5) word die grense van die energiegebied aangegee, sowel as inligting in verband met die aantal kaarte en energiepunte.

In die daaropvolgende kaarte (Fig. A.6) word energiepunte in die 1e, 3e en 5e velde, en die ooreenkomstige deursnitte in die 2e, 4e en 6e velde aangegee. Die eerste energie moet ooreenstem met die laagste, en die laaste energie met die hoogste grens van die gebied. Vir elke verdere gebied word die kaarte vanaf die tweede datakaart herhaal.

c. Kaarte vir Hoekverdelings van Sekondêre Neutrone: Die eerste kaart (Fig. A.7) bevat die R.T.N., aantal energiegebiede (of energiepunte, as die hoekverdeling by vaste energië aangegee word), Atoomgewig, en n aanduiding of die data in die swaartepunt- of laboratoriumsisteem is.

Soos by die deursnit, gee die tweede kaart (Fig.A.8) weer die grense van die (1e sub-) gebied, en die aantal kaarte en hoekverdelings vir dié gebied aan. Verder bevat dit die waarskynlikheid van die (1e) hoekverdeling in dié gebied, en die aantal kosinusse waarby deursnitte vir dié hoekverdeling aangegee word.

Hierna volg kaarte (Fig. A.9) met drie pare (Cosθ, ooreenkomstige waarskynlikheid) in die ses datavelde totdat die hoekverdeling volledig aangegee is.

Uit die data wat vir die tweede kaart vereis word, is dit duidelik dat voorsiening gemaak is vir gevalle waar meer as een sekondêre neutron per reaksie ontstaan, en ook vir meer as een hoekverdeling in elke subgebied. By elastiese en onelastiese

1	2	3	4	5	6	I	II	III
R.T.N.	Aantal gebiede vir R.T.N.	Q-waarde (MeV)	Enige verdere data			N.I.N.	(01)	1

Fig. A.4
Eerste datakaart vir neutrondeursnitte. Q-waarde in drywendepunt-, die ander data in vastepunt-vorm.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
Laagste grens van (1e) gebied	Hoogste grens van (1e) gebied	Temperatuur van materiaal (laat weg)	Aantal kaarte vir dié gebied (hierdie een ingesluit)	Aantal punte waarby deursnit aangegee word in dié gebied	Aantal temperature in hierdie gebied (1)	N.I.N.	(01)	2

Fig. A.5
Tweede datakaart vir neutrondeursnitte. Data in velde 1, 2 en 3 in vastepunt-, die res in drywendepunt-vorm.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
Energie (MeV)	Deursnit (barn)	Energie	Deursnit	Energie	Deursnit	N.I.N.	(01)	(3)

Fig. A.6
Derde en daaropvolgende datakaarte vir neutrondeursnitte. Alle data in drywende-punt-vorm.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
R.T.N.	Aantal gebiede (of punte)	Atoomgewig (ses plekke na desimale punt)	Sisteem (sw.: 1 lab.: 2)			N.I.N.	(03)	1

Fig. A.7
Eerste datakaart vir hoekverdeling van sekondêre neutrone. Alle data in vastepunt-vorm.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
Laagste grens (1e gebied) (MeV)	Hoogste grens (1e gebied) (MeV)	Aantal kaarte in dié gebied (hierdie ingesluit)	Aantal verskillende hoekverdelings vir (1e) neutron in dié gebied	Waarskynlikheid van (1e) hoekverdeling vir (1e) neutron in dié gebied	Aantal kosinusse gegee vir dié hoekverdeling	N.I.N.	(03)	(2)

Fig. A.8
Tweede datakaart vir hoekverdeling van sekondêre neutrone. Velde 3, 4 en 6 in vastepunt-, en 1, 2 en 5 in drywendepunt-vorm.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
Cosθ	waarskynlikheid	Cosθ	waarskynlikheid	Cosθ	waarskynlikheid	N.I.N.	(03)	(3)

Fig. A.9
Derde en daaropvolgende datakaarte vir hoekverdeling van sekondêre neutrone. Alle data in drywendepunt-vorm.

verstrooiing word gewoonlik net een hoekverdeling vir die enkele sekondêre neutron aangegee. Vir elke subgebied word vanaf die tweede kaart herhaal, totdat die hele energiegebied gedek is.

Indien die distribusie puntsgewys aangegee word, word die energiepunt in die eerste veld van die tweede kaart aangegee en die tweede veld oopgelaat.

d. Kaarte vir Energieverdeling van Sekondêre Neutrone: Op die eerste kaart (Fig. A.10) word die R.T.N. en aantal energiegebiede aangegee.

Die tweede kaart (Fig. A.11) bevat weer die aantal kaarte en grense vir die (le) gebied, asook gegewens oor die wette wat optree.

Die wyse waarop die data op die derde kaart (Fig. A.12) verskyn, hang af van die betrokke wet. Vir wetnommer 2, bv., word in die eerste veld die aantal groepe (diskrete energieverlies, reduksiefaktor, ooreenkomstige waarskynlikheid) aangedui, en daarna volg hierdie groepe, totdat die wet volledig beskryf is.

Die herhalings van die tweede kaart af vir verdere wette vir die eerste neutron, daarna vir die wette vir die volgende neutrone, en eindelik vir die volgende energiegebiede, is soos by die hoekverdelings.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
R.T.N.	Aantal gebiede					N.I.N.	(04)	1

Fig. A.10
Eerste datakaart vir energieverdeling van sekondêre neutrone. Data in vastepunt-vorm.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
Laagste grens (1e gebied) (MeV)	Hoogste grens (1e gebied) (MeV)	Aantal kaarte in dié gebied (hierdie ingesluit)	Aantal wette vir (1e) neutron in dié gebied	Waarskynlikheid van (1e) wet vir (1e) neutron in dié gebied	Wetnommer	N.I.N.	(04)	(2)

Fig. A.11
Tweede datakaart vir energieverdeling van sekondêre neutrone. Velde 1, 2 en 5 in drywendepunt-, en 3, 4 en 6 in vastepunt-vorm.

1	2	3	4	5	6	I	II	III
Aantal groepe	Diskrete energieverlies, E_d (MeV)	Reduksiefaktor, k	Waarskynlikheid	E_d	k	N.I.N.	(04)	(3)

Fig. A.12
Derde datakaart vir energieverdeling van sekondêre neutrone. Veld 1 in vastepunt-, die ander in drywendepunt-vorm.

AANHANGSEL B

BIBLIOTEEK VIR LUG EN La

```
9991/AIR
      999          14           3                  10000.0          3 99900  1
       01        1001           3          02          1002          3 99900  2
       03        2002           5                                      99900  3
     1001           1         0.0                                     99901  1
 1.0E-04     4.0E 00                       2               2          1 99901  2
 1.0E-04     1.0E-10     4.0E 00     1.0E-10                          99901  3
     1002           1         0.0                                     99902  1
 1.0E-04     4.0E 00                       2               2          1 99902  2
 1.0E-04     1.0E-10     4.0E 00     1.0E-10                          99902  3
     2002           1     10000.0           1                         99903  1
 1.0E-04     4.0E 00           4           1       1.0E 00           9 99903  2
-1.0E 00  0.002E 00  -0.750E 00  0.036E 00  -0.500E 00  0.073E 00 99903  3
-0.250E 00  0.114E 00  0.000E 00  0.187E 00  0.250E 00  0.355E 00 99903  4
 0.500E 00  0.712E 00  0.750E 00  1.380E 00  1.000E 00  2.517E 00 99903  5
```

```
5702/LA
      570          216          12          57     138.9060         21 57000  1
       01        1001          16          02         1002         16 57000  2
       03        2002          59          04         1005         12 57000  3
       05        2005           3          06         1006          8 57000  4
       07        2006           3          08         1007          7 57000  5
       09        2007           3          10         1008          7 57000  6
       11        2008           3          12         1009          7 57000  7
       13        2009           3          14         1010          7 57000  8
       15        2010           3          16         1011          6 57000  9
       17        2011           3          18         1012          6 57000 10
       19        2012           3          20         1013          5 57000 11
       21        2013           3                                    57000 12
     1001           1         0.0                                     57001  1
 1.0E-04     4.0E 00                      15              42          1 57001  2
 1.00E-04    7.80E 00    1.00E-03    5.50E 00    1.00E-02    7.00E 00 57001  3
 2.00E-02    4.50E 00    5.00E-02    4.50E 00    0.10E 00    4.70E 00 57001  4
 0.15E 00    4.90E 00    0.20E 00    5.21E 00    0.25E 00    5.44E 00 57001  5
 0.30E 00    5.63E 00    0.35E 00    5.82E 00    0.40E 00    5.97E 00 57001  6
 0.45E 00    6.10E 00    0.50E 00    6.25E 00    0.55E 00    6.39E 00 57001  7
 0.60E 00    6.54E 00    0.65E 00    6.67E 00    0.70E 00    6.79E 00 57001  8
 0.75E 00    6.95E 00    0.80E 00    7.12E 00    0.85E 00    7.29E 00 57001  9
 0.90E 00    7.48E 00    0.95E 00    7.66E 00    1.00E 00    7.82E 00 57001 10
 1.10E 00    8.14E 00    1.20E 00    8.38E 00    1.30E 00    8.56E 00 57001 11
 1.40E 00    8.63E 00    1.50E 00    8.61E 00    1.60E 00    8.54E 00 57001 12
 1.70E 00    8.40E 00    1.80E 00    8.25E 00    1.90E 00    8.10E 00 57001 13
 2.00E 00    7.95E 00    2.10E 00    7.80E 00    2.20E 00    7.65E 00 57001 14
 2.30E 00    7.50E 00    2.40E 00    7.30E 00    2.50E 00    7.10E 00 57001 15
 3.00E 00    6.05E 00    3.50E 00    5.55E 00    4.00E 00    5.20E 00 57001 16
     1002           1         0.0                                     57002  1
 1.00E-04    4.000E 00                      15              42          1 57002  2
 1.00E-04    7.80E 00    1.00E-03    5.50E 00    1.00E-02    7.00E 00 57002  3
 2.00E-02    4.50E 00    5.00E-02    4.50E 00    0.10E 00    4.70E 00 57002  4
 0.15E 00    4.90E 00    0.20E 00    5.12E 00    0.25E 00    5.28E 00 57002  5
 0.30E 00    5.43E 00    0.35E 00    5.58E 00    0.40E 00    5.71E 00 57002  6
 0.45E 00    5.82E 00    0.50E 00    5.95E 00    0.55E 00    6.07E 00 57002  7
 0.60E 00    6.20E 00    0.65E 00    6.31E 00    0.70E 00    6.41E 00 57002  8
 0.75E 00    6.55E 00    0.80E 00    6.70E 00    0.85E 00    6.85E 00 57002  9
 0.90E 00    7.02E 00    0.95E 00    7.18E 00    1.00E 00    7.32E 00 57002 10
 1.10E 00    7.60E 00    1.20E 00    7.80E 00    1.30E 00    7 90E 00 57002 11
 1.40E 00    7.90E 00    1.50E 00    7.75E 00    1.60E 00    7.45E 00 57002 12
 1.70E 00    7.09E 00    1.80E 00    6.73E 00    1.90E 00    6.36E 00 57002 13
 2.00E 00    5.98E 00    2.10E 00    5.66E 00    2.20E 00    5.31E 00 57002 14
 2.30E 00    4.88E 00    2.40E 00    4.68E 00    2.50E 00    4.48E 00 57002 15
 3.00E 00    3.43E 00    3.50E 00    2.93E 00    4.00E 00    2.58E 00 57002 16
     2002           9     138.9060           2                         57003  1
 1.00E-04    0.10E 00           2           1       1.00E 00          2 57003  2
-1.0E 00     0.50E 00     1.0E 00     0.50E 00                         57003  3
 0.10E 00    0.30E 00           7           1       1.00E 00         17 57003  4
-1.000E 00  0.365E 00  -0.875E 00  0.261E 00  -0.750E 00  0.204E 00 57003  5
-0.625E 00  0.178E 00  -0.500E 00  0.188E 00  -0.375E 00  0.219E 00 57003  6
-0.250E 00  0.255E 00  -0.125E 00  0.311E 00   0.000E 00  0.372E 00 57003  7
 0.125E 00  0.442E 00   0.250E 00  0.518E 00   0.375E 00  0.609E 00 57003  8
 0.500E 00  0.703E 00   0.625E 00  0.807E 00   0.750E 00  0.948E 00 57003  9
 0.875E 00  1.112E 00   1.0000E 00  1.312E 00   .  E 00   .  E 00 57003 10
 0.300E 00  0.400E 00           7           1       1.000E 00        17 57003 11
-1.000E 00  0.290E 00  -0.875E 00  0.221E 00  -0.750E 00  0.175E 00 57003 12
-0.625E 00  0.152E 00  -0.500E 00  0.152E 00  -0.375E 00  0.172E 00 57003 13
-0.250E 00  0.209E 00  -0.125E 00  0.363E 00   0.000E 00  0.333E 00 57003 14
 0.125E 00  0.421E 00   0.250E 00  0.524E 00   0.375E 00  0.641E 00 57003 15
 0.500E 00  0.774E 00   0.625E 00  0.906E 00   0.750E 00  1.049E 00 57003 16
 0.875E 00  1.198E 00   1.000E 00  1.361E 00   .  E 00   .  E 00 57003 17
 0.400E 00  0.530E 00           7           1       1.000E 00        17 57003 18
-1.000E 00  0.356E 00  -0.875E 00  0.257E 00  -0.750E 00  0.187E 00 57003 19
-0.625E 00  0.147E 00  -0.500E 00  0.133E 00  -0.375E 00  0.143E 00 57003 20
-0.250E 00  0.173E 00  -0.125E 00  0.222E 00   0.000E 00  0.288E 00 57003 21
 0.125E 00  0.375E 00   0.250E 00  0.483E 00   0.375E 00  0.609E 00 57003 22
 0.500E 00  0.757E 00   0.625E 00  0.917E 00   0.750E 00  1.096E 00 57003 23
 0.875E 00  1.298E 00   1.000E 00  1.513E 00   .  E 00   .  E 00 57003 24
0 0.530E 00  0.680E 00           7           1       1.000E 00        17 57003 25
-1.000E 00  0.444E 00  -0.875E 00  0.304E 00  -0.750E 00  0.206E 00 57003 26
-0.625E 00  0.146E 00  -0.500E 00  0.121E 00  -0.375E 00  0.122E 00 57003 27
-0.250E 00  0.147E 00  -0.125E 00  0.192E 00  00.000E 00  0.258E 00 57003 28
 0.125E 00  0.344E 00   0.250E 00  0.452E 00   0.375E 00  0.581E 00 57003 29
 0.500E 00  0.735E 00   0.625E 00  0.907E 00   0.750E 00  1.114E 00 57003 30
 0.875E 00  1.358E 00   1.000E 00  1.625E 00   .  E 00   .  E 00 57003 31
 0.680E 00  0.810E 00           7           1       1.000E 00        17 57003 32
-1.000E 00  0.459E 00  -0.875E 00  0.330E 00  -0.750E 00  0.234E 00 57003 33
-0.625E 00  0.173E 00  -0.500E 00  0.139E 00  -0.375E 00  0.130E 00 57003 34
-0.250E 00  0.142E 00  -0.125E 00  0.176E 00   0.000E 00  0.231E 00 57003 35
 0.125E 00  0.310E 00   0.250E 00  0.414E 00   0.375E 00  0.542E 00 57003 36
 0.500E 00  0.704E 00   0.625E 00  0.892E 00   0.750E 00  1.127E 00 57003 37
 0.875E 00  1.401E 00   1.000E 00  1.700E 00   .  E 00   .  E 00 57003 38
 0.810E 00  0.990E 00           7           1       1.000E 00        17 57003 39
```

```
-1.000E 00   0.562E 00  -0.875E 00   0.399E 00  -0.750E 00   0.276E 00 57003 40
-0.625E 00   0.192E 00  -0.500E 00   0.139E 00  -0.375E 00   0.114E 00 57003 41
-0.250E 00   0.117E 00  -0.125E 00   0.140E 00  00.000E 00   0.186E 00 57003 42
 0.125E 00   0.257E 00   0.250E 00   0.361E 00   0.375E 00   0.496E 00 57003 43
 0.500E 00   0.668E 00   0.625E 00   0.878E 00   0.750E 00   1.147E 00 57003 44
 0.875E 00   1.466E 00   1.000E 00   1.820E 00    .  E 00    .  E 00 57003 45
 0.990E 00   1.340E 00           7           1   1.000E 00          17 57003 46
-1.000E 00   0.554E 00  -0.875E 00   0.380E 00  -0.750E 00   0.245E 00 57003 47
-0.625E 00   0.171E 00  -0.500E 00   0.145E 00  -0.375E 00   0.121E 00 57003 48
-0.250E 00   0.114E 00  -0.125E 00   0.127E 00   0.000E 00   0.160E 00 57003 49
 0.125E 00   0.216E 00   0.250E 00   0.303E 00   0.375E 00   0.434E 00 57003 50
 0.500E 00   0.613E 00   0.625E 00   0.854E 00   0.750E 00   1.177E 00 57003 51
 0.875E 00   1.578E 00   1.000E 00   2.054E 00    .  E 00    .  E 00 57003 52
 1.340E 00   4.000E 00           7           1   1.000E 00          17 57003 53
-1.000E 00   0.248E 00  -0.875E 00   0.218E 00  -0.750E 00   0.188E 00 57003 54
-0.625E 00   0.160E 00  -0.500E 00   0.131E 00  -0.375E 00   0.105E 00 57003 55
-0.250E 00   0.083E 00  -0.125E 00   0.072E 00   0.000E 00   0.078E 00 57003 56
 0.125E 00   0.109E 00   0.250E 00   0.182E 00   0.375E 00   0.323E 00 57003 57
 0.500E 00   0.552E 00   0.625E 00   0.900E 00   0.750E 00   1.389E 00 57003 58
 0.875E 00   2.032E 00   1.000E 00   2.809E 00    .  E 00    .  E 00 57003 59
      1005           1      -0.166                                     57004  1
 0.200E 00   2.200E 00                       11          29          1 57004  2
 0.200E 00   0.09E 00    0.25E 00    0.16E 00    0.30E 00    0.20E 00 57004  3
 0.35E 00    0.24E 00    0.40E 00    0.26E 00    0.45E 00    0.28E 00 57004  4
 0.50E 00    0.30E 00    0.55E 00    0.32E 00    0.60E 00    0.34E 00 57004  5
 0.65E 00    0.36E 00    0.70E 00    0.38E 00    0.75E 00    0.40E 00 57004  6
 0.80E 00    0.42E 00    0.85E 00    0.44E 00    0.90E 00    0.46E 00 57004  7
 0.95E 00    0.48E 00    1.00E 00    0.50E 00    1.10E 00    0.54E 00 57004  8
 1.20E 00    0.58E 00    1.30E 00    0.61E 00    1.40E 00    0.61E 00 57004  9
 1.50E 00    0.60E 00    1.60E 00    0.59E 00    1.70E 00    0.56E 00 57004 10
 1.80E 00    0.50E 00    1.90E 00    0.43E 00    2.00E 00    0.33E 00 57004 11
 2.10E 00    0.19E 00    2.20E 00    0.02E 00                         57004 12
      2005           1   138.9060           2                         57005  1
 0.20E 00    2.20E 00           2           1   1.00E 00          2 57005  2
-1.00E 00    0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00    .  E 00    .  E 00 57005  3
      1006           1      -1.240                                     57006  1
 1.30E 00    4.00E 00                        7          16          1 57006  2
 1.30E 00    0.05E 00    1.40E 00    0.12E 00    1.50E 00    0.15E 00 57006  3
 1.60E 00    0.18E 00    1.70E 00    0.21E 00    1.80E 00    0.24E 00 57006  4
 1.90E 00    0.27E 00    2.00E 00    0.29E 00    2.10E 00    0.30E 00 57006  5
 2.20E 00    0.31E 00    2.30E 00    0.31E 00    2.40E 00    0.31E 00 57006  6
 2.50E 00    0.31E 00    3.00E 00    0.31E 00    3.50E 00    0.31E 00 57006  7
 4.00E 00    0.31E 00    .  E 00    .  E 00    .  E 00    .  E 00 57006  8
      2006           1   138.9060           2                         57007  1
 1.30E 00    4.00E 00           2           1   1.00E 00          2 57007  2
-1.0E 00     0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00                         57007  3
      1007           1   -1.41600                                     57008  1
 1.50E 00    4.00E 00                        6          14          1 57008  2
 1.50E 00    0.10E 00    1.60E 00    0.19E 00    1.70E 00    0.27E 00 57008  3
 1.80E 00    0.34E 00    1.90E 00    0.38E 00    2.00E 00    0.42E 00 57008  4
 2.10E 00    0.44E 00    2.20E 00    0.46E 00    2.30E 00    0.47E 00 57008  5
 2.40E 00    0.47E 00    2.50E 00    0.47E 00    3.00E 00    0.47E 00 57008  6
 3.50E 00    0.47E 00    4.00E 00    0.47E 00    .  E 00    .  E 00 57008  7
      2007           1   138.9060           2                         57009  1
 1.50E 00    4.00E 00           2           1   1.00E 00          2 57009  2
-1.0E 00     0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00                         57009  3
      1008           1   -1.4820                                      57010  1
 1.50E 00    4.00E 00                        6          14          1 57010  2
 1.50E 00    0.01E 00    1.60E 00    0.04E 00    1.70E 00    0.06E 00 57010  3
 1.80E 00    0.08E 00    1.90E 00    0.10E 00    2.00E 00    0.11E 00 57010  4
 2.10E 00    0.12E 00    2.20E 00    0.12E 00    2.30E 00    0.12E 00 57010  5
 2.40E 00    0.12E 00    2.50E 00    0.12E 00    3.00E 00    0.12E 00 57010  6
 3.50E 00    0.12E 00    4.00E 00    0.12E 00    .  E 00    .  E 00 57010  7
      2008           1   138.9060           2                         57011  1
 1.50E 00    4.00E 00           2           1   1.00E 00          2 57011  2
-1.0E 00     0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00                         57011  3
      1009           1   -1.5450                                      57012  1
 1.60E 00    4.00E 00                        6          13          1 57012  2
 1.60E 00    0.07E 00    1.70E 00    0.14E 00    1.80E 00    0.18E 00 57012  3
 1.90E 00    0.21E 00    2.00E 00    0.23E 00    2.10E 00    0.25E 00 57012  4
 2.20E 00    0.27E 00    2.30E 00    0.28E 00    2.40E 00    0.28E 00 57012  5
 2.50E 00    0.28E 00    3.00E 00    0.28E 00    3.50E 00    0.28E 00 57012  6
 4.00E 00    0.28E 00    .  E 00    .  E 00    .  E 00    .  E 00 57012  7
      2009           1   138.9060           2                         57013  1
 1.60E 00    4.00E 00           2           1   1.00E 00          2 57013  2
-1.0E 00     0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00                         57013  3
      1010           1   -1.5800                                      57014  1
 1.60E 00    4.00E 00                        6          13          1 57014  2
 1.60E 00    0.02E 00    1.70E 00    0.07E 00    1.80E 00    0.11E 00 57014  3
 1.90E 00    0.14E 00    2.00E 00    0.17E 00    2.10E 00    0.19E 00 57014  4
 2.20E 00    0.21E 00    2.30E 00    0.22E 00    2.40E 00    0.22E 00 57014  5
 2.50E 00    0.22E 00    3.00E 00    0.22E 00    3.50E 00    0.22E 00 57014  6
 4.00E 00    0.22E 00    .  E 00    .  E 00    .  E 00    .  E 00 57014  7
      2010           1   138.9060           2                         57015  1
 1.60E 00    4.00E 00           2           1   1.00E 00          2 57015  2
-1.0E 00     0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00                         57015  3
      1011           1   -1.7060                                      57016  1
 1.80E 00    4.00E 00                        5          11          1 57016  2
 1.80E 00    0.07E 00    1.90E 00    0.12E 00    2.00E 00    0.17E 00 57016  3
 2.10E 00    0.20E 00    2.20E 00    0.23E 00    2.30E 00    0.25E 00 57016  4
 2.40E 00    0.25E 00    2.50E 00    0.25E 00    3.00E 00    0.25E 00 57016  5
 3.50E 00    0.25E 00    4.00E 00    0.25E 00    .  E 00    .  E 00 57016  6
      2011           1   138.9060           2                         57017  1
 1.80E 00    4.00E 00           2           1   1.00E 00          2 57017  2
-1.0E 00     0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00                         57017  3
      1012           1   -1.8120                                      57018  1
 1.90E 00    4.00E 00                        5          10          1 57018  2
 1.90E 00    0.09E 00    2.00E 00    0.18E 00    2.10E 00    0.24E 00 57018  3
 2.20E 00    0.29E 00    2.30E 00    0.32E 00    2.40E 00    0.32E 00 57018  4
 2.50E 00    0.32E 00    3.00E 00    0.32E 00    3.50E 00    0.32E 00 57018  5
 4.00E 00    0.32E 00    .  E 00    .  E 00    .  E 00    .  E 00 57018  6
      2012           1   138.9060           2                         57019  1
 1.90E 00    4.00E 00           2           1   1.00E 00          2 57019  2
-1.0E 00     0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00                         57019  3
      1013           1   -1.97000                                     57020  1
 2.00E 00    4.00E 00                        4           8          1 57020  2
 2.00E 00    0.07E 00    2.10E 00    0.21E 00    2.20E 00    0.43E 00 57020  3
 2.30E 00    0.65E 00    2.40E 00    0.65E 00    2.50E 00    0.65E 00 57020  4
 3.00E 00    0.65E 00    3.50E 00    0.65E 00    4.00E 00    0.65E 00 57020  5
      2013           1   138.9060           2                         57021  1
 2.00E 00    4.00E 00           2           1   1.00E 00          2 57021  2
-1.0E 00     0.50E 00    1.00E 00    0.50E 00                         57021  3
```

```
9991/AIR
  999          14          3                    10000.0          3 99900  1
   01        1001          3          02           1002          3 99900  2
   03        2002          5                                      99900  3
                                                                  99901  1
 1001           1        0.0
1.0E-04    4.0E 00                     2              2          1 99901  2
1.0E-04    1.0E-10    4.0E 00    1.0E-10                         99901  3
                                                                  99902  1
 1002           1        0.0
1.0E-04    4.0E 00                     2              2          1 99902  2
1.0E-04    1.0E-10    4.0E 00    1.0E-10                         99902  3
                                                                  99903  1
 2002           1      10000.0          1
1.0E-04    4.0E 00           4          1      1.0E 00          9 99903  2
-1.0E 00   0.002E 00  -0.750E 00  0.036E 00  -0.500E 00  0.073E 00 99903  3
-0.250E 00 0.114E 00   0.000E 00  0.187E 00   0.250E 00  0.355E 00 99903  4
0.500E 00  0.712E 00   0.750E 00  1.380E 00   1.000E 00  2.517E 00 99903  5
```

```
5902/PR
  590          204         13          59    140.9070         23 59000  1
   01         1001         16          02        1002         16 59000  2
   03         2002         59          04        1005         12 59000  3
   05         2005          3          06        1006          8 59000  4
   07         2006          3          08        1007          7 59000  5
   09         2007          3          10        1008          7 59000  6
   11         2008          3          12        1009          7 59000  7
   13         2009          3          14        1010          6 59000  8
   15         2010          3          16        1011          6 59000  9
   17         2011          3          18        1012          6 59000 10
   19         2012          3          20        1013          6 59000 11
   21         2013          3          22        1014          5 59000 12
   23         2014          3                                    59000 13
 1001           1        0.0                                    59001  1
1.0E-04    4.0E 00                    15          42          1 59001  2
1.0E-04    6.0E 00    1.00E-03  15.0E 00  1.00E-02  8.00E 00 59001  3
2.00E-02   7.00E 00   5.00E-02  6.00E 00   0.10E 00  5.00E 00 59001  4
0.15E 00   4.50E 00   0.20E 00  4.77E 00   0.25E 00  5.01E 00 59001  5
0.30E 00   5.24E 00   0.35E 00  5.45E 00   0.40E 00  5.66E 00 59001  6
0.45E 00   5.87E 00   0.50E 00  6.04E 00   0.55E 00  6.23E 00 59001  7
0.60E 00   6.41E 00   0.65E 00  6.57E 00   0.70E 00  6.75E 00 59001  8
0.75E 00   6.92E 00   0.80E 00  7.11E 00   0.85E 00  7.30E 00 59001  9
0.90E 00   7.50E 00   0.95E 00  7.70E 00   1.00E 00  7.89E 00 59001 10
1.10E 00   8.26E 00   1.20E 00  8.61E 00   1.30E 00  8.78E 00 59001 11
1.40E 00   8.85E 00   1.50E 00  8.78E 00   1.60E 00  8.72E 00 59001 12
1.70E 00   8.65E 00   1.80E 00  8.50E 00   1.90E 00  8.35E 00 59001 13
2.00E 00   8.15E 00   2.10E 00  7.95E 00   2.20E 00  7.70E 00 59001 14
2.30E 00   7.45E 00   2.40E 00  7.15E 00   2.50E 00  6.85E 00 59001 15
3.00E 00   6.25E 00   3.50E 00  5.90E 00   4.00E 00  5.70E 00 59001 16
 1002           1        0.0                                    59002  1
1.00E-04   4.00E 00                    15          42          1 59002  2
1.00E-04   6.00E 00   1.00E-03  15.0E 00  1.00E-02  8.00E 00 59002  3
2.00E-02   7.00E 00   5.00E-02  6.00E 00   0.10E 00  5.00E 00 59002  4
0.15E 00   4.50E 00   0.20E 00  4.64E 00   0.25E 00  4.77E 00 59002  5
0.30E 00   4.92E 00   0.35E 00  5.05E 00   0.40E 00  5.20E 00 59002  6
0.45E 00   5.35E 00   0.50E 00  5.48E 00   0.55E 00  5.63E 00 59002  7
0.60E 00   5.77E 00   0.65E 00  5.90E 00   0.70E 00  6.04E 00 59002  8
0.75E 00   6.18E 00   0.80E 00  6.34E 00   0.85E 00  6.50E 00 59002  9
0.90E 00   6.67E 00   0.95E 00  6.84E 00   1.00E 00  7.00E 00 59002 10
1.10E 00   7.32E 00   1.20E 00  7.58E 00   1.30E 00  7.68E 00 59002 11
1.40E 00   7.63E 00   1.50E 00  7.43E 00   1.60E 00  7.14E 00 59002 12
1.70E 00   6.83E 00   1.80E 00  6.57E 00   1.90E 00  6.31E 00 59002 13
2.00E 00   5.99E 00   2.10E 00  5.75E 00   2.20E 00  5.40E 00 59002 14
2.30E 00   5.05E 00   2.40E 00  4.75E 00   2.50E 00  4.45E 00 59002 15
3.00E 00   3.85E 00   3.50E 00  3.50E 00   4.00E 00  3.30E 00 59002 16
 2002           9    140.9070          2                        59003  1
1.00E-04   0.10E 00           2          1      1.00E 00          2 59003  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00  0.50E 00                         59003  3
0.100E 00  0.300E 00          7          1      1.00E 00         17 59003  4
-1.00E 00  0.250E 00  -0.875E 00  0.237E 00  -0.750E 00  0.231E 00 59003  5
-0.625E 00 0.233E 00  -0.500E 00  0.244E 00  -0.375E 00  0.264E 00 59003  6
-0.250E 00 0.290E 00  -0.125E 00  0.326E 00   0.000E 00  0.373E 00 59003  7
0.125E 00  0.429E 00   0.250E 00  0.504E 00   0.375E 00  0.588E 00 59003  8
0.500E 00  0.692E 00   0.625E 00  0.807E 00   0.750E 00  0.941E 00 59003  9
0.875E 00  1.098E 00   1.000E 00  1.260E 00                         59003 10
0.300E 00  0.400E 00          7          1      1.00E 00         17 59003 11
-1.000E 00 0.286E 00  -0.875E 00  0.249E 00  -0.750E 00  0.216E 00 59003 12
-0.625E 00 0.199E 00  -0.500E 00  0.193E 00  -0.375E 00  0.201E 00 59003 13
-0.250E 00 0.220E 00  -0.125E 00  0.261E 00   0.000E 00  0.314E 00 59003 14
0.125E 00  0.388E 00   0.250E 00  0.485E 00   0.375E 00  0.592E 00 59003 15
0.500E 00  0.727E 00   0.625E 00  0.874E 00   0.750E 00  1.039E 00 59003 16
0.875E 00  1.218E 00   1.000E 00  1.397E 00                         59003 17
0.400E 00  0.530E 00          7          1      1.00E 00         17 59003 18
-1.000E 00 0.436E 00  -0.875E 00  0.312E 00  -0.75E 00   0.228E 00 59003 19
-0.625E 00 0.177E 00  -0.500E 00  0.153E 00  -0.375E 00  0.157E 00 59003 20
-0.250E 00 0.183E 00  -0.125E 00  0.225E 00   0.000E 00  0.285E 00 59003 21
0.125E 00  0.360E 00   0.250E 00  0.460E 00   0.375E 00  0.574E 00 59003 22
0.500E 00  0.713E 00   0.625E 00  0.880E 00   0.750E 00  1.067E 00 59003 23
0.875E 00  1.279E 00   1.000E 00  1.499E 00                         59003 24
0.530E 00  0.680E 00          7          1      1.00E 00         17 59003 25
-1.000E 00 0.549E 00  -0.875E 00  0.383E 00  -0.750E 00  0.267E 00 59003 26
-0.625E 00 0.195E 00  -0.500E 00  0.158E 00  -0.375E 00  0.150E 00 59003 27
-0.250E 00 0.163E 00  -0.125E 00  0.199E 00   0.00E 00   0.253E 00 59003 28
0.125E 00  0.326E 00   0.250E 00  0.422E 00   0.375E 00  0.534E 00 59003 29
0.500E 00  0.677E 00   0.625E 00  0.855E 00   0.750E 00  1.061E 00 59003 30
0.875E 00  1.307E 00   1.000E 00  1.585E 00                         59003 31
0.680E 00  0.810E 00          7          1      1.00E 00         17 59003 32
-1.000E 00 0.629E 00  -0.875E 00  0.447E 00  -0.75E 00   0.301E 00 59003 33
-0.625E 00 0.202E 00  -0.500E 00  0.143E 00  -0.375E 00  0.117E 00 59003 34
-0.250E 00 0.115E 00  -0.125E 00  0.141E 00   0.00E 00   0.188E 00 59003 35
0.125E 00  0.247E 00   0.250E 00  0.380E 00   0.375E 00  0.510E 00 59003 36
0.500E 00  0.665E 00   0.625E 00  0.879E 00   0.750E 00  1.121E 00 59003 37
0.875E 00  1.423E 00   1.000E 00  1.766E 00                         59003 38
```

```
 0.810E 00   0.990E 00          7          1   1.00E 00         17 59003 39
-1.000E 00   0.578E 00 -0.875E 00   0.415E 00 -0.750E 00   0.287E 00 59003 40
-0.625E 00   0.199E 00 -0.500E 00   0.141E 00 -0.375E 00   0.116E 00 59003 41
-0.250E 00   0.112E 00 -0.125E 00   0.129E 00   0.000E 00   0.163E 00 59003 42
 0.125E 00   0.223E 00   0.250E 00   0.317E 00   0.375E 00   0.438E 00 59003 43
 0.500E 00   0.615E 00   0.625E 00   0.850E 00   0.750E 00   1.161E 00 59003 44
 0.875E 00   1.559E 00   1.000E 00   2.029E 00                         59003 45
 0.990E 00   1.340E 00          7          1   1.00E 00         17 59003 46
-1.000E 00   0.556E 00 -0.875E 00   0.416E 00 -0.750E 00   0.300E 00 59003 47
-0.625E 00   0.216E 00 -0.500E 00   0.158E 00 -0.375E 00   0.124E 00 59003 48
-0.250E 00   0.111E 00 -0.125E 00   0.114E 00   0.000E 00   0.137E 00 59003 49
 0.125E 00   0.189E 00   0.250E 00   0.272E 00   0.375E 00   0.401E 00 59003 50
 0.500E 00   0.586E 00   0.625E 00   0.847E 00   0.750E 00   1.182E 00 59003 51
 0.875E 00   1.625E 00   1.000E 00   2.168E 00                         59003 52
 1.340E 00   4.000E 00          7          1   1.00E 00         17 59003 53
-1.000E 00   0.364E 00 -0.875E 00   0.273E 00 -0.750E 00   0.209E 00 59003 54
-0.625E 00   0.166E 00 -0.500E 00   0.133E 00 -0.375E 00   0.107E 00 59003 55
-0.250E 00   0.085E 00 -0.125E 00   0.070E 00   0.000E 00   0.068E 00 59003 56
 0.125E 00   0.086E 00   0.250E 00   0.139E 00   0.375E 00   0.256E 00 59003 57
 0.500E 00   0.471E 00   0.625E 00   0.829E 00   0.750E 00   1.362E 00 59003 58
 0.875E 00   2.106E 00   1.000E 00   3.045E 00                         59003 59
      1005          1     -0.145                                       59004  1
 0.200E 00   2.100E 00                    11         28          1 59004  2
 0.200E 00   0.13E 00   0.25E 00   0.24E 00   0.30E 00   0.32E 00 59004  3
 0.35E 00   0.40E 00   0.40E 00   0.46E 00   0.45E 00   0.52E 00 59004  4
 0.50E 00   0.56E 00   0.55E 00   0.60E 00   0.60E 00   0.64E 00 59004  5
 0.65E 00   0.67E 00   0.70E 00   0.71E 00   0.75E 00   0.74E 00 59004  6
 0.80E 00   0.77E 00   0.85E 00   0.80E 00   0.90E 00   0.83E 00 59004  7
 0.95E 00   0.86E 00   1.00E 00   0.89E 00   1.10E 00   0.94E 00 59004  8
 1.20E 00   0.96E 00   1.30E 00   0.95E 00   1.40E 00   0.94E 00 59004  9
 1.50E 00   0.90E 00   1.60E 00   0.83E 00   1.70E 00   0.72E 00 59004 10
 1.80E 00   0.59E 00   1.90E 00   0.44E 00   2.00E 00   0.29E 00 59004 11
 2.10E 00   0.11E 00                                               59004 12
      2005          1   140.9070          2                         59005  1
 0.20E 00   2.10E 00          2          1   1.00E 00          2 59005  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59005  3
      1006          1     -1.131                                       59006  1
 1.20E 00   4.00E 00                     7         17          1 59006  2
 1.20E 00   0.07E 00   1.30E 00   0.15E 00   1.40E 00   0.210E 00 59006  3
 1.50E 00   0.26E 00   1.60E 00   0.30E 00   1.70E 00   0.34E 00 59003  4
 1.80E 00   0.37E 00   1.90E 00   0.39E 00   2.00E 00   0.39E 00 59006  5
 2.10E 00   0.37E 00   2.20E 00   0.33E 00   2.30E 00   0.26E 00 59006  6
 2.40E 00   0.16E 00   2.50E 00   0.16E 00   3.00E 00   0.16E 00 59006  7
 3.50E 00   0.16E 00   4.00E 00   0.16E 00                         59006  8
      2006          1   140.9070                                     59007  1
 1.20E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59007  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59007  3
      1007          1     -1.30200                                     59008  1
 1.40E 00   4.00E 00                     6         15          1 59008  2
 1.40E 00   0.07E 00   1.50E 00   0.14E 00   1.60E 00   0.20E 00 59008  3
 1.70E 00   0.24E 00   1.80E 00   0.28E 00   1.90E 00   0.30E 00 59008  4
 2.00E 00   0.32E 00   2.10E 00   0.32E 00   2.20E 00   0.31E 00 59008  5
 2.30E 00   0.26E 00   2.40E 00   0.18E 00   2.50E 00   0.18E 00 59008  6
 3.00E 00   0.18E 00   3.50E 00   0.18E 00   4.00E 00   0.18E 00 59008  7
      2007          1   140.9070                                     59009  1
 1.40E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59009  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59009  3
      1008          1     -1.459                                       59010  1
 1.50E 00   4.00E 00                     6         14          1 59010  2
 1.50E 00   0.05E 00   1.60E 00   0.16E 00   1.70E 00   0.24E 00 59010  3
 1.80E 00   0.29E 00   1.90E 00   0.32E 00   2.00E 00   0.34E 00 59010  4
 2.10E 00   0.35E 00   2.20E 00   0.35E 00   2.30E 00   0.35E 00 59010  5
 2.40E 00   0.34E 00   2.50E 00   0.34E 00   3.00E 00   0.34E 00 59010  6
 3.50E 00   0.34E 00   4.00E 00   0.34E 00                         59010  7
      2008          1   140.9070                                     59011  1
 1.50E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59011  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59011  3
      1009          1     -1.515                                       59012  1
 1.60E 00   4.00E 00                     6         13          1 59012  2
 1.60E 00   0.09E 00   1.70E 00   0.16E 00   1.80E 00   0.20E 00 59012  3
 1.90E 00   0.22E 00   2.00E 00   0.25E 00   2.10E 00   0.2 E 00 59012  4
 2.20E 00   0.27E 00   2.30E 00   0.27E 00   2.40E 00   0.26E 00 59012  5
 2.50E 00   0.26E 00   3.00E 00   0.26E 00   3.50E 00   0.26E 00 59012  6
 4.00E 00   0.26E 00                                               59012  7
      2009          1   140.9070                                     59013  1
 1.60E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59013  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59013  3
      1010          1     -1.6000                                      59014  1
 1.70E 00   4.00E 00                     5         12          1 59014  2
 1.70E 00   0.06E 00   1.80E 00   0.11E 00   1.90E 00   0.15E 00 59014  3
 2.00E 00   0.17E 00   2.10E 00   0.19E 00   2.20E 00   0.19E 00 59014  4
 2.30E 00   0.20E 00   2.400E 00  0.20E 00   2.50E 00   0.20E 00 59014  5
 3.00E 00   0.20E 00   3.500E 00  0.20E 00   4.00E 00   0.20E 00 59014  6
      2010          1   140.90700                                    59015  1
 1.70E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59015  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.000E 00  0.50E 00                         59015  3
      1011          1     -1.4600                                      59016  1
 1.70E 00   4.00E 00                     5         12          1 59016  2
 1.70E 00   0.06E 00   1.800E 00  0.09E 00   1.90E 00   0.13E 00 59016  3
 2.00E 00   0.14E 00   2.10E 00   0.15E 00   2.20E 00   0.15E 00 59016  4
 2.30E 00   0.15E 00   2.40E 00   0.14E 00   2.50E 00   0.14E 00 59016  5
 3.00E 00   0.14E 00   3.50E 00   0.14E 00   4.00E 00   0.14E 00 59016  6
      2011          1   140.9070                                     59017  1
 1.70E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59017  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59017  3
      1012          1     -1.805                                       59018  1
 1.90E 00   4.00E 00                     5         10          1 59018  2
 1.90E 00   0.07E 00   2.00E 00   0.12E 00   2.10E 00   0.15E 00 59018  3
 2.20E 00   0.16E 00   2.30E 00   0.16E 00   2.40E 00   0.16E 00 59018  4
 2.50E 00   0.16E 00   3.00E 00   0.16E 00   3.50E 00   0.16E 00 59018  5
 4.00E 00   0.16E 00                                               59018  6
      2012          1   140.9070                                     59019  1
 1.90E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59019  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59019  3
      1013          1     -1.854                                       59020  1
 1.90E 00   4.00E 00                     5         10          1 59020  2
 1.90E 00   0.02E 00   2.00E 00   0.07E 00   2.10E 00   0.09E 00 59020  3
 2.20E 00   0.11E 00   2.30E 00   0.11E 00   2.40E 00   0.11E 00 59020  4
 2.50E 00   0.11E 00   3.00E 00   0.11E 00   3.50E 00   0.11E 00 59020  5
 4.00E 00   0.11E 00                                               59020  6
      2013          1   140.9070                                     59021  1
 1.90E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59021  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59021  3
      1014          1     -1.9700                                      59022  1
 2.00E 00   4.00E 00                     4         9          1 59022  2
 2.00E 00   0.07E 00   2.10E 00   0.21E 00   2.20E 00   0.43E 00 59022  3
 2.30E 00   0.64E 00   2.40E 00   0.85E 00   2.50E 00   0.85E 00 59022  4
 3.00E 00   0.85E 00   3.50E 00   0.85E 00   4.00E 00   0.85E 00 59022  5
      2014          1   140.9070                                     59023  1
 2.00E 00   4.00E 00          2          1   1.00E 00          2 59023  2
-1.0E 00   0.50E 00   1.00E 00   0.50E 00                         59023  3
```

AANHANGSEL D

INVOERDATA VIR MOULD

Formaat	Inhoud
I 10	Altyd syfer 2. Voorheen gebruik om aantal band-opsommings aan te dui.
I 10; A 8	N.I.N. en naam van nuklied. Bv. 570; Ia-139. Hierdie kaart word vir elke nuklied wat op die MOULD-skyf moet kom, herhaal. Na die laaste nuklied volg 'n kaart met geen identifikasienommer, en nukliednaam UNKNOWN.

Twee blanko-kaarte.

3 I 5	Aantal nukliede vir MOULD-skyf; beheer-parameter, gewoonlik 1 (Indien 0, word dit gebruik om slegs MOULD-resultate van een gebied na 'n ander op die magnetiese skyfpak oor te skryf.); nie meer van toepassing — laat oop.

Vier blanko-kaarte, gevolg deur die kerndata soos uiteengesit in 3.1.2.

AANHANGSEL E

INVOERDATA VIR MAGGIE

Formaat	Inhoud
12 A 6	Alpha-numeriese inligting vir kolomme 1-72. Kolom 1 moet 'n syfer 1 bevat.
I 10	Aantal materiale in silinder — altyd 2.
I 10; E 10.4	Aantal nukliede per materiaal; digtheid van materiaal.
I 10; E 10.4	Verwysingsnommer van nuklied volgens sy posisie op die MOULD-skyf; verhouding van nuklied in materiaal. Kaart word herhaal vir elke nuklied in materiaal. Verhoudings moet saamtel tot 1.00.
I 10; E 10.4	Herhaal vorige kaartgroep vir tweede materiaal. As materiale 1 en 2 dieselfde is, slegs -1, en die digtheid soos tevore.
4 I 10	Aantal silinders (altyd 2); materiaalnommer van lug (altyd 1); 'n merker waarmee B3 of B4 aangedui word (0 vir B3, en 1 vir B3 + B4); merker om resultaat vir elke neutron uit te druk by toets van program (laat oop, vir toets sit 1 in).
4 F 10.4	Halfhoogte van silinder; 0.0; binnestraal; buitestraal (alles in cm).
2 I 10	Aantal neutronmonsters; merker (1 vir outomatiese iterasie, anders 0).
F 10.4	Grootte van neutronmonsters.
F 10.4	Beginenergie in MeV
F 10.4	Afstand van neutronbron na middel van silinder (in cm, altyd negatief).

I 10	Aantal distribusiepunte vir neutrone van bron (≤ 25).
6 F 10.4	Drie pare per kaart van (hoek in grade; distribusie). Word herhaal totdat aantal distribusiepunte hierbo aangegee is.
I 10	Aantal "Law Reference Numbers" op die MOULD-skyf wat na verskillende vorms van onelastiese verstrooiing verwys. (Slegs P.C.N. 4-15)
2 I 10	Een paar per kaart van ("Law Ref. No." in die MOULD-resultate; "Monte Carlo Law No.") Twee "Law Ref. Nos." kan aan een "M.C. Law No." gekoppel word. Laasgenoemde word in stygende orde vanaf 1 genommer.
6 F 10.4	41 waardes van Cosμ vanaf -1.0 tot by 1.0 waarvolgens uitgaande neutrone geklassifiseer moet word.
6 F 10.4	14 energiepunte waarvolgens uitgaande neutrone geklassifiseer moet word.

Die laaste twee stelle data het betrekking op die asimmetrie-korreksie vir die monstervorm.

Die kaarte hierbo voltooi die data vir B3. As B4 ook gedoen word, word die volgende kaarte bygevoeg:

4 I 10	Vier merkers. As elkeen positief is, word die volgende tabelle gegee:

1. Volledige analise van veelvuldige verstrooiing.
2. Slegs elastiese gebeurtenisse.
3. Slegs onelastiese gebeurtenisse.
4. Slegs veelvuldige elastiese gebeurtenisse.

Indien enige van die merkers negatief gemaak word, word die betrokke tabel nie aangegee nie. 'n Syfer na elke teken dui die nommer aan van die detektor waarvan die neutronspektrum in histogramvorm in die uittree aangegee sal word.

I 10 Aantal B4-analises van verskillende hoek-verdelings.

2 I 10 Een paar per kaart van (Nukliednommer; P.C.N. van reaksie). Die nukliednommer is soos in B3 aangegee vir die element onder beskouing.

6 F 10.4 33 waardes van Cosθ van -1.0 tot 1.0 waarby die hoekverdelings onder beskouing aangegee word.

6 F 10.4 33 waardes van die deursnit (lab.-sisteem) wat ooreenkom met die 33 hoeke hierbo, vir elke B4-analise.

I 10 Aantal supplementêre gebiede. Slegs nodig indien hoekverdeling vinnig met energie verander sodat neutrone na 1 of meer elastiese botsing volgens 'n ander hoekverdeling verstrooi sal word.

F 10.4 Boonste grens van nuwe energiegebied in MeV.

6 F 10.4 33 waardes van die deursnit (lab.-sisteem) by die 33 hoeke hierbo aangegee.

Hierdie drie kaartgroepe word herhaal vir elke analise. As daar vir 'n bepaalde analise geen supplementêre gebiede is nie, word die laaste twee kaartgroepe weggelaat.

I 10 Aantal detektors gelykgespasieer in Cosθ. Vir outomatiese iterasie moet aantal = 33 wees; anders ≤ 33.

6 F 10.4	Kosinusse van die hoeke van die detektors.
I 10	Aantal energiespektrumpunte (≤ 33)
6 F 10.4	Waardes van energiespektrumpunte (MeV)
	Indien outomatiese iterasie verlang word, word die volgende twee kaarte bygevoeg:
I 20	Aantal iterasies. (Die eerste ingesluit.)
6 F 10.4	Aantal neutrone vir elke iterasie na die eerste.

BIBLIOGRAFIE

Ad 65 J.M. Adams, E. Barnard, A.T.G. Ferguson, W.R. McMurray en I.J. van Heerden, Nucl. Instr. and Meth. 34 (1965) 21

Al 55 W.D. Allen, A.E.R.E. Report NP/R 1667 (1955)

Al 63 W.L. Alford, D.R. Koehler en R.G. Polk, Nucl. Phys. 44 (1963) 439

Al 63a D.G. Alkhazov, K.I. Erokhina en I.Kh. Lemberg, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 27 (1963) 1363

Al 65 D.G. Alkhazov, K.I. Erokhina en I. Kh. Lemberg, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 29 (1965) 139

An 61 A.L. Androsenko, D.G. Broder en A.I. Lashuk, Sov. J. At. En. 9 (1961) 945

Au 62 E.H. Auerbach, Brookhaven National Laboratory Report BNL-6562 (revised version) (1962)

Au 62a E.H. Auerbach en F.G.J. Perey, Brookhaven National Laboratory Report BNL-765 (1962)

Au 64 E.H. Auerbach en S.O. Moore, Phys. Rev. 135 (1964) B895

Ba 52 H.H. Barschall, Phys. Rev. 86 (1962) 431

Ba 65 E. Barnard, A.T.G. Ferguson, W.R. McMurray en I.J. van Heerden, Nucl. Instr. and Meth. 34 (1965) 29

Ba 65a E. Barnard, A.T.G. Ferguson, W.R. McMurray en I.J. van Heerden, Nucl. Phys. 71 (1965) 228

Ba 66 E. Barnard, A.T.G. Ferguson, W.R. McMurray en I.J. van Heerden, Nucl. Phys. 80 (1966) 46

Ba 67 C.A.R. Bain, M.Sc.-tesis, Universiteit van Kaapstad (1967)

Be 59 S.T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31 No. 11 (1959)

Bi 63 E.I. Biryukov en N.S. Shimanskaya, Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz. 27 (1963) 1402

Bi 65 L.C. Biedenharn en P.J. Brussaard, "Coulomb Excitation", (Clarendon Press, Oxford, 1965)

Bj 56 F.E. Bjorklund, S. Fernbach en N. Sherman, Phys. Rev. 101 (1956) 1832

Bl 52 J. Blatt en L.C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 249

Bl 64 E.P. Blignaut en J.J. Kritzinger in "SUNI Annual Report" (1964)

Bl 65 E.P. Blignaut en J.J. Kritzinger, Nucl. Instr. and Meth. 36 (1965) 176

Bo 36 N. Bohr, Nature 137 (1936) 344

Bu 59 M.E. Bunker en J.W. Starner, Bull. Am. Phys. Soc. 4 (1959) 279

Bu 65 V.A. Bukarev en V.I. Popov, Sov. J. Nucl. Phys. 1 (1965) 316

Ch 32 J. Chadwick, Nature 129 (1932) 321

Ch 59 D.M. Chase, L. Wilets en A.R. Edmonds, Phys. Rev. 110 (1959) 1080

Co 60 J.H. Coon in "Fast Neutron Physics" Part I, red. J.B. Marion en J.L. Fowler, (Interscience Publishers, New York, 1960) Hoofstuk IVD

Co 61 B.L. Cohen en R.E. Price, Phys. Rev. 123 (1961) 283

Cr 56 L. Cranberg en J.S. Levin, Phys. Rev. 103 (1956) 132

Cr 59 L. Cranberg en J.S. Levin, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-2177 (1959)

Cy 59 E.W. Cybulska en L. Marquez, Nucl. Phys. 14 (1959) 117

Da 63 R.B. Day in "Progress in Fast Neutron Physics", red. G.C. Phillips, J.B. Marion en J.R. Risser (University of Chicago Press, Chicago, 1963) p 111

Da 65 R.B. Day en J.M. Palms in "Nuclear Structure Study with Neutrons", red. M. Nève de Mévergnies, P. van Assche en J. Vervier (North-Holland Pub. Co., Amsterdam, 1965) p 91

Da 65a J.M. Daniels en J. Felsteiner, Bull. Am. Phys. Soc. 10 (1965) 1116

De 64 S. de Benedetti, "Nuclear Interactions" (John Wiley, New York, 1964) Hoofstuk 2.

En 67 C.A. Engelbrecht, private mededeling

Fe 54 H. Feshbach, C.E. Porter en V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 96 (1954) 448

Fe 58 H. Feshbach, Ann. Rev. Nucl. Sc. 8 (1958) 49

Fe 60 H. Feshbach in "Nuclear Spectroscopy", Part B, red. F. Ajzenberg-Selove (Academic Press, New York, 1960) p625

Fe 60a H. Feshbach in "Nuclear Spectroscopy", Part B, red. F. Ajzenberg-Selove (Academic Press, New York, 1960) p 1033

Fe 65 A.T.G. Ferguson in "Nuclear Structure Study with Neutrons", red. M. Nève de Mévergnies, P. van Assche en J. Vervier (North-Holland Pub. Co., Amsterdam, 1965) p 63

Fe 67 J. Felsteiner en J.M. Daniels, Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 683

Fo 56 J.L. Fowler en J.E. Brolley, Jr., Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 103

Fr 55 F.L. Friedman en V.F. Weisskopf in "Niels Bohr and the development of Physics" (Pergamon Press, Londen, 1955) p 134

Fr 63 J.M. Freeman in "Fast Neutron Physics", Part II, red. J.B. Marion en J.L. Fowler (Interscience Publishers, New York, 1963) Hoofstuk V K

Gi 60 J.H. Gibbons en H.W. Newson in "Fast Neutron Physics", Part I, red. J.B. Marion en J.L. Fowler (Interscience Publishers, New York, 1960) Hoofstuk I E

Gi 63 W.B. Gilboy en J.H. Towle, Nucl. Phys. 42 (1963) 86

Go 62 M.D. Goldberg, V.M. May en J.R. Stehn, Brookhaven National Laboratory Report BNL-400 (tweede uitgawe) Vol II (1962)

Go 63 H. Goldstein in "Fast Neutron Physics", Part II, red. J.B. Marion en J.L. Fowler (Interscience Publishers, New York, 1963) Hoofstuk V J

Gr 61 Graudynya, Petrzhak en Sorokhina, Izv. AN. SSSR Ser. Fiz. 25 (1961) 1280

Gu 63 J.B. Guernsey en D.A. Lind in "Fast Neutron Physics", Part II, red. J.B. Marion en J.L. Fowler (Interscience Publishers, New York, 1963) Hoofstuk V I

Ha 47 A.O. Hansen en J.L. McKibben, Phys. Rev. 72 (1947) 673

Ha 52 W. Hauser en H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366

Hu 58 D.J. Hughes en R.B. Schwartz, Brookhaven National Laboratory Report BNL-325 (tweede uitgawe) (1958)

Ja 60 J. Jastrzebski, J. Phys. Rad. 21 (1960) 12

Jo 62 R.K. Jolly, E.K. Lin en B.L. Cohen, Phys. Rev. 128 (1962) 2292

Ke 60 W.H. Kelly, G.B. Beard, W.B. Chaffee en J.M. Gonser, Nucl. Phys. 19 (1960) 79

Ki 60 L.S. Kisslinger en R.A. Sorensen, Mat. Fys. Medd. Dan. Videns. Selsk. 32 No. 9 (1960)

Ki 63 L.S. Kisslinger en R.A. Sorensen, Rev.Mod.Phys. 35 (1963)853

Ko 66 D.R. Koehler en J.T. Grissom, Nucl. Phys. 84 (1966) 235

La 59 A.M. Lane, J.E. Lynn, E. Melkonian en R.E. Rae, Phys. Rev. Letters 2 (1959) 424

La 63 A. Langsdorf, Jr. in "Progress in Fast Neutron Physics", red. G.C. Phillips, J.B. Marion en J.R. Risser (University of Chicago Press, 1963) p 257

Li 61 D.A. Lind en R.B. Day, Annals of Phys. 12 (1961) 485

Ma 57 B. Margolis en E.S. Troubetskoy, Phys. Rev. 106 (1957) 105

Ma 63 J.B. Marion en J.L. Fowler, (red.) "Fast Neutron Physics", Part I (Interscience Publishers, New York, 1960) Hoofstukke I C, I D en I E

Ma 67 S.C. Mathur, P.S. Buchanan en I.L. Morgan, sal in Phys. Rev. gepubliseer word.

Me 61 A. Messiah, "Quantum Mechanics" (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1961) p 1062

Mi 54 A.C.G. Mitchell en E. Hebb, Phys. Rev. 95 (1954) 727

Mo 61 P.A. Moldauer, Phys. Rev. 123 (1961) 968

Mo 63 P.A. Moldauer, Nucl. Phys. 47 (1963) 65

Mo 63a P.A. Moldauer, Phys. Rev. 129 (1963) 754

Mo 64 P.A. Moldauer, Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 1079

Mo 64a P.A. Moldauer, Phys. Rev. 135 (1964) B642

Mo 64b P.A. Moldauer, C.A. Engelbrecht en G.J. Duffy, Argonne National Laboratory Report ANL 6978 (1964)

Ne 60 J.H. Neiler en W.M. Good in "Fast Neutron Physics", Part I red. J.B. Marion en J.L. Fowler (Interscience Publishers, New York, 1960) Hoofstuk IV A

Nu 61 Nuclear Data Sheets, opgestel deur K. Way et al.

(Printing and Publishing Office, National Academy of Sciences - National Research Council, Washington, D.C.)

Or 63 P.R. Orman, Nucl. Instr. and Meth. 21 (1963) 121

Pa 61 J.B. Parker, J.H. Towle, D. Sams en P.G. Jones, Nucl. Instr. and Meth. 14 (1961) 1

Pa 63 K. Parker, A.W.R.E. Report O-70/63 (1963)

Pa 64 J.B. Parker, J.H. Towle, D. Sams, W.B. Gilboy, A.D. Purnell en H.J. Stevens, Nucl. Instr. and Meth. 30 (1964) 77

Pe 62 F. Perey en B. Buck, Nucl. Phys. 32 (1962) 353

Po 56 C.E. Porter en R.G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483

Po 58 H.L. Polak, W. Shoo, B.L. Schram, R.K. Girgis en R. van Lieshout, Nucl. Phys. 5 (1958) 271

Pr 62 M.A. Preston, "Physics of the Nucleus" (Addison-Wesley Publishing Company, Reading, 1962) Hoofstukke 16, 17

Re 67 D. Reitmann, private mededeling

Sa 56 G.R. Satchler, Phys. Rev. 104 (1956) 1198

Sh 63 E. Sheldon, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 795

Sh 66 E. Sheldon en D.M. van Patter, Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 143

Sm 63 A.B. Smith, Zeits. fur Physic 175 (1963) 243

Sm 67 A.B. Smith, P. Guenther, R. Larsen, C. Nelson, P. Walker en J.F. Wahlen, Nucl. Instr. and Meth. 50 (1967) 277

Sm 67a A.B. Smith en R. Hayes, Nucl Phys. A93 (1967) 609

So 66 R.A. Sorensen, private mededeling

St 52 P.H. Stelson en W.M. Preston, Phys. Rev. 86 (1952) 132

Wa 61 J.T. Wasson en C.T. Coryell, J. Inorg. and Nucl. Chem. 20 (1961) 1

We 57 V.F. Weisskopf, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 174

We 60 L.W. Weston, K.K. Seth, E.G. Bilpuch en H.W. Newson, Annals of Phys. 10 (1960) 477

Wi 67 G. Wiechers, W.R. McMurray en I.J. van Heerden, Nucl. Phys. 92 (1967) 175

Wo 51 L. Wolfenstein, Phys. Rev. 82 (1951) 690

Wo 54 R.D. Woods en D.S. Saxon, Phys. Rev. 95 (1954) 577