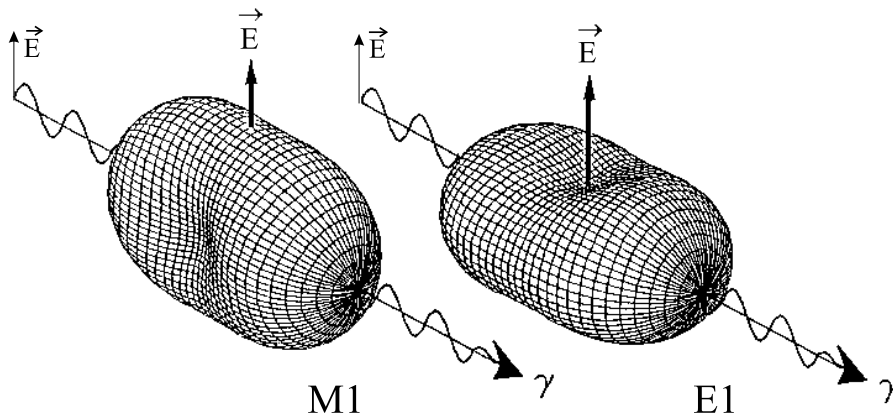


Dipolexcitatie naar gebonden toestanden in ^{56}Fe , ^{58}Ni en ^{92}Mo Een studie d.m.v. reële fotonenverstrooiing

ir. Filip Bauwens



Proefschrift tot het verkrijgen van de graad van
Doctor in de Toegepaste Wetenschappen richting Natuurkunde
Academiejaar 2000-2001
Promotor: Prof. Dr. E. Jacobs

Toelating tot bruikleen

De auteur geeft de toelating dit werk voor consultatie beschikbaar te stellen en delen ervan te kopiëren voor persoonlijk gebruik.

Elk ander gebruik valt onder de beperkingen van het auteursrecht, in het bijzonder met betrekking tot de verplichting de bron uitdrukkelijk te vermelden bij het aanhalen van resultaten uit dit werk.

25 oktober 2000

Filip Bauwens

Voorwoord

Bij het toevertrouwen van deze eerste, en tegelijk laatste, zinnen aan de bladzijden van dit proefschrift wil ik iedereen bedanken die direct - of indirect - heeft bijgedragen tot de voltooiing ervan.

Vooreerst was dit doctoraatswerk er nooit geweest zonder mijn promotor, Prof. Dr. Etienne Jacobs. Hem ben ik dan ook erkentelijk voor het aanbieden van de mogelijkheid om het NRF onderzoek in Gent voort te zetten en af te sluiten. Ook voor het nalezen en voor de opbouwende kritiek ben ik veel dank verschuldigd. Prof. Dr. Kris Heyde bedank ik niet alleen als hoofd van de vakgroep waarin dit wetenschappelijk werk vorm kreeg, maar ook als bron van informatie over vele facetten van de fysica.

Als leden van de onderzoeksgroep bedank ik eveneens Prof. Dr. Cyriel Wagemans en Prof. Dr. Denis De Frenne. Het delen van een bureau met Denis was leerrijk, en niet alleen op het vlak van fysica ... Natuurlijk mag Dr. Caroline De Coster, die de gave heeft complexe dingen op een verhelderende en eenvoudige manier uit te leggen, in dit voorwoord niet vergeten worden. Hetzelfde geldt voor Dr. ir. Kurt Govaert, die eerst met het NRF onderzoek in Gent begon.

Two foreign colleagues who spent some time in our research group, certainly deserve mention here. I thank Dr. Lev Govor (there is peak) for providing us with the necessary targets, but also for his help in the - sometimes terribly difficult - analysis of data. I won't forget his hospitality in Moscow. Dr. Vladimir Ponomarev provided the theoretical calculations for this thesis, for which I am very grateful.

Een bijzonder woord van dank gaat ook uit naar Dr. ir. Wim Mondelaers en het versnellerteam. Zonder hun bereidwilligheid en de kundige operatie van de versneller kon dit werk eenvoudigweg niet begonnen worden. Ook de

mensen van het mechanisch en elektronisch atelier dienen hierbij vermeld. Voor het inbinden van dit proefschrift bedank ik Rudy Verspille.

I also wish to thank several people from the physics community, with whom I had enlightening discussions. Doesn't cross-pollination often gives the best fruits? In this respect I mention Dr. Heinrich Wörtche, Dr. P. von Neumann-Cosel, Prof. Dr. U. Kneissl, Dr. H. Prade and Dr. R. Schwengner.

Natuurlijk mogen in dit dankwoord mijn dierbare collega's-vrienden niet vergeten worden: Markus, Jan, Hilde en Johan (ook voor de analyse van de ^{58}Ni ($\vec{\gamma}$, γ) spectra in het kader van zijn licentiaatsthesis). Niet alleen de werken werden door hen opgefrist. Hetzelfde geldt bovendien voor vele andere labogenoten. Werken (en daarna) in een omgeving met zo'n verscheidenheid aan karakters en ideeën kan alleen maar een verrijking zijn. Een kleine, onvolledige selectie: Geert, Steven, Nathalie, Brecht, Pierre, Stijn, Peter . . .

Ook buiten het labo ben ik veel oude en nieuwe vrienden dankbaar: Nathalie, Stefaan & Kristof, Jo & Jan, Barbara & Tim, Marino, Dominique, Aline & Laurent, Pol & Anemie & Martine. Hierbij reken ik vanzelfsprekend ook mijn zus Anje (bedankt voor de peptalk), en Vasco & Clovis.

Een speciaal woord van dank gaat uit naar Mario. Niet alleen voor het voorzien van de nodige infrastructuur, maar ook voor zijn niet aflatende vriendschap, en vooral zijn geduld (doctorandi zijn niet altijd even gemakkelijk)!

Voor mijn trouwe en dierbare 'compagnonne de voyage' Brigitte reserveer ik een even speciaal dankwoord. De finish van onze reis is eindelijk bereikt (al was de mijne niet naar Aken of Jeruzalem), en ik kijk uit naar de volgende. Ik zou hierbij elke combinatie van positieve adjectieven en substantieven kunnen aanhalen, maar ik weet dat dit niet nodig is.

Aangezien dit dankwoord zijn einde nadert, rest er mij nog de vermelding van de twee belangrijkste personen. Zonder hen was niets mogelijk geweest. In feite is dit eindwerk het resultaat van hun inzet, opvoeding, begrip en liefde. Daarom ben ik blij dit proefschrift aan mijn ouders op te dragen.

Loppem, 30 september 2000

"Vincer se stesso è la maggior vittoria"

HWV 5

Inhoudsopgave

Voorwoord	v
1 Inleiding	1
2 Probleemstelling en situering	5
2.1 Overzicht van bestaande NRF-opstellingen	5
2.2 Dipolexcitaties in kernen.	11
2.3 Studie van dipolexcitaties	17
2.3.1 NRF probe	17
2.3.2 Andere probes	22
3 Nucleaire resonantiefluorescentie	25
3.1 Algemene principes	25
3.2 Verstrooiing van ongepolariseerde fotonen	30
3.3 Verstrooiing van gepolariseerde fotonen	32
4 Experimentele opstelling	37
4.1 De elektronenversneller	37
4.2 Experimenten met ongepolariseerde remstraling	40
4.2.1 Productie van remstraling	40
4.2.2 Detectoropstelling	42
4.3 Experimenten met gepolariseerde remstraling	44
4.3.1 Productie van gepolariseerde fotonen	44
4.3.2 De polarisatiemonitor	48
4.3.3 De detectoropstelling	50
4.4 Data-acquisitie	51
5 Behandeling en analyse van de data	55
5.1 Behandeling van de data	55

5.2	De spectra	59
5.3	Bepaling van de excitatie-energie E_x	64
5.4	Bepaling van de spin J	65
5.5	Bepaling van de intensiteit I_s	67
5.6	Bepaling van de pariteit π	70
5.7	Inelastische lijnen	71
5.8	Foutenbepaling	74
5.8.1	Onzekerheid op E_x	75
5.8.2	Onzekerheid op I_s	76
5.8.3	Andere systematische fouten	78
6	De experimenten op ^{56}Fe en ^{58}Ni	81
6.1	Gegevens van de meetomstandigheden	81
6.1.1	Keuze van de eindpuntenergie	81
6.1.2	De trefplaten	82
6.1.3	Opstelling en meting	83
6.2	De spectra	84
6.3	Resultaten voor ^{56}Fe	89
6.3.1	Overzicht van de resultaten	89
6.3.2	Gedetailleerde bespreking en vergelijking	96
6.3.3	Inelastische overgangen	102
6.4	Resultaten voor ^{58}Ni	107
6.4.1	Overzicht van de resultaten	107
6.4.2	Gedetailleerde bespreking en vergelijking	114
6.4.3	Inelastische transities	118
7	Interpretatie ^{56}Fe en ^{58}Ni resultaten	123
7.1	$E1$ sterkte	123
7.1.1	Schatting van de ontbrekende $E1$ sterkte	127
7.1.2	Vergelijking met QPM	131
7.1.3	Een kandidaat voor $ 2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ in ^{58}Ni ?	134
7.1.4	Vergelijking met één-deeltje-afschattingen	136
7.1.5	Vergelijking met de GDR	139
7.1.6	De pygmee resonantie in de fp-schil	142
7.2	$M1$ sterkte	146
7.2.1	De spin-flip resonantie	150
7.2.2	De spin-flip in andere experimenten	152
7.2.3	De <i>scissors</i> mode in ^{56}Fe	158

7.2.4	De 7211 keV transitie in ^{56}Fe	160
8	De experimenten op ^{92}Mo	163
8.1	Gegevens van de meetomstandigheden	163
8.1.1	Keuze van de eindpuntenergie	163
8.1.2	De trefplaten	164
8.1.3	Opstelling en meting	165
8.2	De spectra	166
8.3	Resultaten voor ^{92}Mo	169
8.3.1	Overzicht van de resultaten	169
8.3.2	Gedetailleerde bespreking en vergelijking	177
8.3.3	Inelastische transities	185
9	Interpretatie van de ^{92}Mo resultaten	189
9.1	$E1$ sterkte	189
9.1.1	Vergelijking met QPM	194
9.1.2	Vergelijking met de GDR	196
9.1.3	De pygmee resonantie	198
9.1.4	Een kandidaat voor $ 2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ in ^{92}Mo ?	200
9.2	$M1$ sterkte	204
9.3	$E2$ sterkte	207
10	De pygmee resonantie	209
10.1	Theoretische benaderingen	209
10.1.1	<i>Neutron skin</i> benaderingen	210
10.1.2	Lokale oscillaties	212
10.2	Experimentele verificatie en systematiek	213
11	Voeding en vertakking	221
12	Conclusie en vooruitblik	229
A	De ^{56}Co kalibratiebron	237
B	Het boorzuur kalibratiemateriaal	239
C	QPM	243

Hoofdstuk 1

Inleiding

Sedert de opmars van de kernfysica in de jaren '60 heeft men gepoogd op vele manieren, zowel theoretisch als experimenteel, het complexe systeem van de atoomkern en de rol van de constituerende nucleonen te doorgronden. Op theoretisch vlak evolueerde men bv. van een eenvoudig vloeibare-druppel-model (liquid drop model) naar accuratere en complexere schillenmodellen, ondersteund door een veelheid aan mathematische technieken. Op experimenteel vlak werden verscheidene facetten van de kern onderzocht met de meest uiteenlopende onderzoeksmethoden: observatie van radioactief verval, verstrooiing van fotonen of elektronen, en hadronen zoals protonen, deuteronen, neutronen (elk met hun eigen voordelen en specifieke toepassingen), studie van kernsplijting en evaporatieprocessen ... Door de voortdurende technische vooruitgang komen ook steeds meer eigenschappen van de kern binnen het bereik van de metingen: versnellers worden steeds krachtiger en efficiënter, men kan zuivere ionenbundels van bepaalde isotopen creëren, enz ... Ook op het vlak van detectie is veel vooruitgang geboekt: snelle on-line dataverwerking met elektronische componenten, betere detectoren (zoals de overgang van met lithium gedoteerde germanium detectors naar hyperzuivere). Dit alles laat toe om steeds nauwkeuriger, sneller en efficiënter te meten.

Meer recent is er, door deze veranderingen, een verschuiving ontstaan naar de studie van meer exotische kerneigenschappen, zoals hoge-spin toestanden, super- en hyperdeformatie, productie van ultrazware isotopen of isotopen ver verwijderd van de stabiliteitslijn, en natuurlijk naar de omvangrijke studie van elementaire deeltjes en subnucleonstructuur. Niettemin is het verrassend dat er nog altijd heel weinig duidelijkheid is over sommige

van de zelfs meest eenvoudige eigenschappen van stabiele isotopen, meer bepaald bv. over dipoolexcitatie in even-even kernen, het onderwerp van dit proefschrift. Bij deze excitaties wordt de kern in een aangeslagen toestand gebracht waarbij de kernspin J een eenheid verandert. Indien de overgang beschreven wordt door de elektrische dipooloperator, spreekt men van elektrische dipoolexcitatie ($E1$ overgang, met pariteitsverandering). Bij de magnetische dipooloperator wordt dit vanzelfsprekend magnetische dipoolexcitatie genoemd ($M1$ overgang, zonder pariteitsverandering). Om deze aangeslagen toestanden voor een kern te bestuderen moet men voor elke toestand zowel de excitatie-energie, de spin van het niveau, de pariteit, en de overgangsprobabiliteit naar de grondtoestand kennen.

In dit proefschrift worden dipoolovergangen bestudeerd met de techniek van nucleaire resonantiefluorescentie (NRF). Deze techniek is gebaseerd op de verstrooiing van reële fotonen aan de kern. NRF biedt een aantal onmiskenbare voordelen om eigenschappen van dipoolexcitatie te bestuderen:

- Selectiviteit: Voornamelijk dipoolovergangen, en in geringere mate quadrupoolovergangen ($\Delta J = 2$), worden geïnduceerd door fotonen.
- Fotonenverstrooiing berust enkel op de - zeer goed gekende - elektromagnetische interactie, zodoende moet geen enkel theoretisch kernmodel vooropgesteld worden bij de analyse van de resultaten.
- Door gebruik van intense remstraling met een continu energiespectrum kunnen alle te bestuderen kernniveaus beneden de deeltjes-emissiedrempel simultaan aangeslagen worden, wat de meettijd bij hoge niveaudichtheden sterk reduceert.
- Het gebruik van de huidige Ge detectoren met hoge efficiëntie en uitstekende resolutie laat toe om de meeste individuele niveaus nauwkeurig te bepalen. Zeker bij zwaardere kernen of kernen met oneven massagetal, waar de niveaudichtheid bij hogere energieën sterk toeneemt, is dit van doorslaggevend belang.

Deze kenmerken van NRF worden in hoofdstuk 3.1 verder besproken. Een bijkomende reden voor de keuze van NRF als onderzoeksprobe was de aanwezigheid van de 15 MeV lineaire elektronenversneller (linac) in de vakgroep. Deze linac bezit een aantal eigenschappen zoals een hoge intensiteit, hoge duty-factor en hoge repetitiefrequentie, die uiterst geschikt zijn voor de toepassing van de NRF techniek. In hoofdstuk 4 wordt dit verder uitgediept.

De kernen waarin in dit proefschrift dipoolovergangen worden bestudeerd zijn de even-even fp-schil kernen ^{56}Fe en ^{58}Ni (rond $N, Z = 28$) en de $N = 50$ kern ^{92}Mo . Er werd gekozen voor even-even kernen omdat uit de multipolariteit van de waargenomen transitie rechtstreeks de spin van de aangeslagen toestanden kan afgeleid worden (zie hoofdstuk 3.1). Bovendien situeren deze kernen zich in de buurt van gesloten schillen, wat een relatief eenvoudige structuur oplevert. Deze eenvoud is belangrijk bij de vergelijking met theoretische voorspellingen en de interpretatie van de resultaten. In eerste instantie werd voor de fp-schil gekozen omdat hier de niveaudichtheid betrekkelijk laag is, en bijgevolg $E1$ en $M1$ excitaties praktisch volledig in kaart kunnen gebracht worden. Deze regio van de nucleaire kaart is al relatief goed (maar toch onvolledig) bestudeerd, en interessante vergelijkingen met andere experimenten kunnen dan ook gemaakt worden. Het is eveneens van belang na te gaan of bepaalde fenomenen, zoals twee-phonon toestanden of pygme resonanties, ook in deze lichtere kernen voorkomen.

Daarnaast werd voor de $N = 50$ kern ^{92}Mo gekozen. Aan de NRF opstelling in Gent werden reeds uitgebreide metingen gedaan op $Z = 50$ Sn-isotopen. Zowel twee-phonon toestanden als een pygme resonantie werd er gevonden. Daarom willen we nagaan of dit ook het geval is in de $N = 50$ kern ^{92}Mo , en, zo ja, een eventuele analogie met het $Z = 50$ massagegebied bestuderen. Over het $N = 50$ massagegebied zijn nog betrekkelijk weinig gegevens beschikbaar (toch aangaande dipolexcitatie), en zeker de $E1$ distributie en meer bepaald twee-phonon toestanden zijn grotendeels onontgonnen terrein. In hoofdstuk 2 zullen we de verantwoording voor de keuze van deze kernen en de verwachte soorten dipolexcitatie uitgebreid behandelen.

Samen met de metingen op de Sn-isotopen zullen we dus beschikken over informatie betreffende dipolexcitatie gespreid over de drie gesloten schillen $N, Z = 28$, $N = 50$ en $Z = 50$. Uiteindelijk is het de combinatie van gegevens uit het gehele massagegebied dat belangrijke informatie betreffende kernstructuur en de aard van excitatie verstreekt. We zullen bijgevolg zoveel mogelijk systematisch vergelijken met gegevens van andere kernen.

Voor de theoretische interpretatie van de bekomen resultaten werd een beroep gedaan op het QPM, het *quasiparticle phonon model*. Dit is een microscopisch kernmodel waarbij de gebruikte basis uit fononen bestaat. Het heeft zijn nut reeds bewezen bij de beschrijving van excitatie die van nature uit fononen zijn opgebouwd, maar ook complexere configuraties worden gereproduceerd. De berekeningen werden uitgevoerd door dr. Ponomarev van

het JINR (*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna*), die ook verantwoordelijk was voor de theoretische achtergrond bij de studie van de Sn-isotopen. Het QPM wordt besproken in bijlage C.

In hoofdstuk 2 wordt vooreerst een overzicht van NRF, historisch en thematisch, opgesteld. De verschillende facetten van dipolexcitatie worden behandeld, en aan de hand hiervan wordt de keuze van de bestudeerde kernen verantwoord. Hoofdstuk 3 behandelt het principe en formalisme van NRF. Het volgende hoofdstuk bevat de gegevens over de gebruikte experimentele opstelling. Hoofdstuk 5 behandelt op algemene wijze de vorm en de verwerking van de geaccumuleerde data.

In hoofdstukken 6 en 8 komen de eigenlijke experimenten aan bod: ^{56}Fe en ^{58}Ni worden samen besproken wegens de analogie tussen de metingen op beide kernen. Voor ^{92}Mo wordt een hoofdstuk apart gereserveerd. De gegevens van de meetomstandigheden komen er aan bod, de spectra en de sensitiviteit van de metingen worden besproken, en de uiteindelijke lijsten met transities worden gegeven. Sommige delen van deze hoofdstukken zijn nogal gedetailleerd, en voor een meer algemeen overzicht van de resultaten kan de lezer zonder problemen overgaan naar de volgende hoofdstukken. Hierin worden de bekomen resultaten besproken. In hoofdstuk 7 komen opnieuw ^{56}Fe en ^{58}Ni samen aan bod, en de bespreking wordt opgedeeld in een beschouwing van de $E1$ sterkte en van de $M1$ sterkte. Belangrijk hierbij is de vergelijking met de theoretische berekeningen die gedaan werden in het raam van het QPM. Een overzicht van dit model wordt gegeven in bijlage C. Bovendien worden vergelijkingen gemaakt met (e, e') en (p, p') metingen op deze kernen. Hoofdstuk 9 volgt hetzelfde stramien, maar dan voor ^{92}Mo .

In Hoofdstuk 10 wordt nog een algemeen overzicht gegeven van de pygme resonantie: en korte systematiek wordt opgesteld (voor zover mogelijk), en de mogelijke theoretische benaderingen worden voorgesteld. Hoofdstuk 11 handelt over het storende fenomeen van voeding en vertakking bij NRF experimenten, en er wordt getracht een evaluatie van de omvang van deze effecten te bekomen. Het laatste hoofdstuk tenslotte bevat een conclusie en suggesties voor toekomstig onderzoek.

Hoofdstuk 2

Probleemstelling en situering

2.1 Overzicht van bestaande NRF-opstellingen

Het principe van resonantiefluorescentie werd eerst toegepast in de atoomfysica; hierbij werden atomaire elektronen geëxciteerd door de absorptie van een foton in resonantie met de energie van een bepaald atoomniveau, gevolgd door de desexcitatie met reëmissie van een foton met dezelfde energie. Later werd gepoogd deze techniek toe te passen op de niveaus van atoomkernen, maar hierbij stuitte men op een aantal problemen. Fotonenbronnen zijn vereist met hoge intensiteit in het energiegebied van de absorptielijnen. Aangezien echter de natuurlijke lijnbreedtes van kernniveaus ($< \text{eV}$) relatief gezien veel kleiner zijn dan die van atomaire niveaus zullen emissie- en absorptielijnen elkaar niet meer overlappen wegens de dopplerverschuiving ten gevolge van terugstooteffecten, en is niet meer voldaan aan de resonantievoorwaarde binnen eenzelfde isotoop. Bovendien moeten de fotonen over energieën van meerdere MeV bezitten, wat het gebruik van radioactieve bronnen, waarvan emissielijnen toevallig moeten overlappen met de te bestuderen kernniveaus, alleen bij sommige studies toelaat. Experimenten met mono-energetische fotonen uit (n, γ) of (p, γ) reacties omzeilden dit probleem, maar men kon nog steeds slechts een beperkt aantal kernniveaus doorheen het massagebied bestuderen.

Een eerste doorbraak kwam er met de realisatie van het mössbauereffect. Hierbij worden de te onderzoeken kern en de emitterende bronkern in een kristalrooster gebracht waardoor de dopplerverschuiving teniet wordt gedaan. De bron kan op haar beurt aan verschillende snelheden worden bewogen om een welbepaalde dopplerverschuiving te induceren, waardoor de lijn-

breedte Γ van een niveau met een verbijsterende resolutie kan afgescand worden. Tegenwoordig vinden de meeste toepassingen van het mssbauereffect plaats op het gebied van geologie en materiaalkunde. Door de bestudering van de opsplitsing van de magnetische subniveaus onder invloed van velden kan informatie gewonnen worden over de chemische en kristallografische structuur van het materiaal.

Een tweede doorbraak vond plaats met de komst van moderne lineaire elektronenversnellers. Door de versnelde elektronen te laten invallen (af te remmen) op een trefplaat, wordt immers elektromagnetische remstraling gegenereerd. Deze fotonen vertonen een continu energiespectrum dat oploopt tot de elektronenenergie. Zodoende kunnen alle kernniveaus (met voldoende grote overgangswaarschijnlijkheid vanaf de grondtoestand) die zich beneden deze eindpuntenergie bevinden, simultaan worden geëxciteerd. De hoge intensiteit zorgt er bovendien voor dat er slechts kleine hoeveelheden van het te bestralen materiaal nodig zijn, en in het geval van zeldzame isotopen is dit sterk van belang wegens de hoge kostprijs voor het aanrijken. Een uitgebreid overzicht van de ontstaansgeschiedenis en evolutie van NRF is te vinden in Refs. [1, 2].

In het begin van de jaren '80 kwam deze techniek in een stroomversnelling dankzij de verbeterde technische dimensie (i.e. Ge(Li) detectoren en versnellers met hoge intensiteit), en door de ontdekking van de zogenaamde 'scissors' $M1$ mode (zie verder) in elektronenverstrooiingsexperimenten in Darmstadt [3, 4]. Een aantal NRF opstellingen, ieder met eigen specificaties en toepassingen, zag het levenslicht. Omdat in dit proefschrift regelmatig hiernaar zal verwezen worden, worden van de belangrijkste hieronder de eigenschappen en een kort overzicht van de bestudeerde kernen opgesomd.

Giessen: De NRF opstelling aan deze 65 MeV lineaire elektronenversneller werd begin jaren '80 operatief. Met de optie om gedeeltelijk lineair gepolariseerde remstraling te produceren, werd het voor het eerst mogelijk om pariteiten van dipooltoestanden te bepalen bij hogere energieën (in de buurt van de deeltjesemissiedrempel) door het meten van de azimuthale asymmetrie van de verstrooide fotonen. Metingen spitsten zich vooral toe op de $M1$ -sterkteverdeling in het volledige gebonden energiegebied in een grote variëteit aan kernen [5, 6]:

sd-schil: Metingen op Ne-, Mg-, Si- en S-isotopen [7]. Een duidelijke $M1$ sterkte werd opgemeten en komt goed overeen met realistische schillenmodelberekeningen.

fp-schil: Metingen op ^{48}Ti [8], op ^{52}Cr [9], op $^{54,56}\text{Fe}$, ^{60}Ni [5] en ^{58}Ni [10], en op een reeks Ge-isotopen [11]. Opvallend is de afwezigheid van de verwachte $M1$ sterkte, in de plaats daarvan werden betrekkelijk sterke $E1$ overgangen gemeten.

$g_{9/2}$ -schil: Metingen op ^{88}Sr en ^{90}Zr [5]. Idem als voor de fp-schil, en zelfs nog opvallender.

Pb-gebied: Metingen op ^{206}Pb [12] en ^{208}Pb [5]. Voornamelijk $E1$ overgangen, en de detectie van een isoscalaire $M1$ excitatie.

Deze opstelling stond aan de basis van de huidige NRF opstelling in Gent [13]. Het werd immers duidelijk uit de metingen aan de Ge-isotopen en zwaardere kernen dat in dit massagebied, waar een groot aantal relatief zwakke overgangen zich met hoge densiteit manifesteren in het hogere-energiegebied, gedetailleerde metingen binnen een redelijke meettijd nauwelijks nog mogelijk waren. De linac in Gent bezit een veel hogere repetitiefrequentie dan die in Giessen (een factor 10), wat hogere telkadansen, en bijgevolg een sterk verkorte meettijd, toelaat.

Stuttgart: De accelerator (Dynamitron) in dit instituut levert een continue elektronenbundel met hoge stroom (4 mA DC) en een maximale energie van 4.3 MeV. De goede bundelkwaliteit en de zeer hoge fotonenflux zorgen ervoor dat zelfs simultaan in twee opstellingen kan gemeten worden. De meetopstelling laat eveneens toe om pariteiten te bepalen door middel van het meten van de polarisatie van de verstrooide fotonen met behulp van comptonpolarimetrie. Het gebruik van moderne detectietechnieken (Ge-detectoren met hoge efficiëntie, anti-compton-schilden, gesegmenteerde compton polarimeters) laat toe om kwaliteitsspectra op te nemen in een geringe meettijd. De enige beperking vormt de lage energie, waardoor alleen dipooltransities beneden ongeveer 4 MeV kunnen waargenomen worden. In dit opzicht vormt het Stuttgart Dynamitron een ideaal complement voor de NRF opstelling in Gent die vooral toestanden bij hogere energie kan waarnemen, en een samenwerking voor de studie van sferische kernen is dan ook tot stand gekomen [2, 14–16]. De studie van laag-energetische dipoolovergangen omvat volgende onderwerpen (een vrij volledig overzicht van de experimenten tot 1996 wordt gegeven in Ref. [2]; waar nodig worden meer actuele referenties gegeven):

$M1$ scissors: Deze orbitale $M1$ mode komt voor in gedeformeerde kernen rond 3 MeV, waarbij protonen en neutronen uit fase bewegen (zie

verder). Na de ontdekking van deze mode via (e, e') in de sterk gedeformeerde kern ^{156}Gd (zeldzame aarden; $Z=50-82$, $N=82-126$) werden een hele reeks NRF experimenten doorgevoerd op gedeformeerde even-even zeldzame aarden (Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Yb, Hf, W, Os), en op de isotopen die de overgang vormen naar de sferische vorm (Ba, Nd, Sm, Hf, W, Os). Ook in sommige even-even actiniden (Th, U) werd de *scissors* mode teruggevonden. De fragmentatie bij koppeling van deze mode met een extra deeltje werd bestudeerd in de oneven-massa kernen Gd, Dy, Lu [17], Eu, Tb, Ta [18].

E1 2-phonon: Bij het koppelen van de eerste 2^+ excitatie (quadrupool vibratie) en de eerste 3^- excitatie (octupool vibratie) in een *sferische* kern, verkrijgt men een quintuplet van toestanden $(1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-)$, de zogenaamde 2-phonon toestanden. Van dit quintuplet kan de 1^- toestand in NRF waargenomen worden. Over het algemeen is deze excitatie veruit de sterkste bij lagere energie. In Stuttgart werd deze excitatie voor een hele reeks sferische $N=82$ isotonen bestudeerd (Ba, Ce, Nd, Sm), alsook hun koppeling met een deeltje (proton of neutron) in ^{143}Nd , ^{141}Pr , ^{139}La . In samenwerking met Gent werden de sferische kernen rond $Z=50$ gemeten: de volledige even-even reeks isotopen $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ [14, 16]. Bovendien werd de koppeling met een neutron (^{117}Sn [15, 19, 20]) en met een proton ($^{121,123}\text{Sb}$ [20]) bestudeerd. Ook gedeformeerde kernen werden opnieuw bestudeerd. Hier wordt een 2-phonon toestand gecreëerd door de koppeling van de $K=2$ γ -quadrupoolvibratie met $K=1$ octupool-vibratiebanden. Het K -quantumgetal blijft hierbij onbepaald, maar $J^\pi = 1^-$ -toestanden met de juiste kenmerken werden gevonden in het zeldzame-aarden-gebied (Gd, Dy, Er, Yb). Voorts werden in deze isotopen kandidaten gevonden voor de 1^- -bandhoofden van de $K=0$ en $K=1$ octupool-rotatiebanden.

Illinois: De universiteit van Illinois bezat de MUSL-2 accelerator die zowel gepulste als continue elektronenbundels kan leveren. Met de continue bundel werden NRF experimenten uitgevoerd op bv. ^{56}Fe [21], voornamelijk om de $M1$ sterkte beneden de deeltjesemissiedrempel te bestuderen. Pariteitstoewijzingen waren echter niet mogelijk. Met de gepulste bundel (40 % *duty factor*) werd een interessante variant van NRF uitgevoerd: de fotonen, geproduceerd in de remstralingstrefplaat, werden 'gemerkt' door de energie van de elektronen na doorgang door de trefplaat te detecteren en deze in

coïncidentie met de fotonen te meten. Op deze manier werd het onvermijdelijke verlies aan resolutie (inherent aan de elektronendetectie) gecompenseerd door het bekomen van nagenoeg achtergrondvrije spectra, en door de mogelijkheid de vervalwijze (naar de grondtoestand of naar een intermediair niveau) van de geëxciteerde kern te bestuderen (men kent immers de energie van het geabsorbeerde foton d.m.v. het gedetecteerde elektron, en die van het geëmitteerde foton). De slechtere resolutie staat ook toe om het cumulatieve effect van vele zwakke overgangen, anders verborgen in de achtergrond, te detecteren, wat tot een betere kennis van de totale dipoolsterkte leidt. Door het gebruik van gepolariseerde remstraling kon een idee verkregen worden over het gehalte aan toestanden met een bepaalde pariteit binnen een energiegebied, bepaald door de resolutie (typisch 50-150 keV). Dergelijke experimenten werden gedaan op ^{56}Fe [21], ^{90}Zr [22], ^{120}Sn [23], ^{nat}Sn [24], $^{nat}\text{Ba,Ce}$ [25], $^{206,207,208}\text{Pb}$, ^{209}Bi , ^{nat}Tl , ^{nat}Hg [26]. Veel $M1$ sterkte werd niet gevonden (cfr. Giessen), maar wel concentraties aan dipoolsterkte (vnl. $E1$) die zullen leiden tot de ontdekking van de zogenaamde pygmee resonantie (zie verder).

Darmstadt: Aan de supergeleidende continue elektronenversneller S-DALINAC in Darmstadt worden sedert het laatste decennium eveneens NRF experimenten verricht. De geschiktheid van de continue elektronenbundel, die in deze experimenten een stroom van ongeveer $30\ \mu\text{A}$ levert en energieën van 3 tot 10 MeV, maakt excellente metingen mogelijk in een relatief korte tijdsspanne. De enige beperkingen zijn de relatief lage haalbare eindpuntsenergie voor de remstraling van ± 7 MeV (te wijten aan problemen met de hoge neutronenachtergrond bij hogere energie, veroorzaakt door de loodafscherming), en, tenminste tot voor kort, de onmogelijkheid tot pariteitsbepaling. Recent werd de afscherming verbeterd, en zijn energieën haalbaar tot 10 MeV. Zo werden een reeks even-even Sm-kernen gemeten in samenwerking met de faciliteit in Stuttgart (zie ook hoger) [27, 28]. De laatste jaren kan men er echter beschikken over EUROBALL cluster detectoren. Deze detectoren bestaan uit zeven individuele Ge-detectoren gerangschikt in een cluster. Zodoende wordt een totale-absorptie-efficiëntie, relatief t.o.v. een $3'' \times 3''$ NaI-kristal, bereikt van 600 % (tegenover 60 % voor een individuele detector), zonder te lijden onder resolutieverlies eigen aan grote detectoren. Bovendien is het mogelijk het principe van *adback* toe te passen om een grotere fotopieefficiëntie te bereiken door het fotopieksignaal te reconstrueren: Hierbij worden de resulterende fotonen van het comptoneffect of paarvorming in een Ge-kristal, onderschept in naburige

clusterdelen, en opnieuw opgeteld bij het oorspronkelijke signaal. Op deze manier worden ook de comptonranden (die bijdragen tot de achtergrond) en *escape*-lijnen uit het spectrum verwijderd, wat een sterke vereenvoudiging teweegbrengt. Dit is een belangrijk voordeel voor complexe spectra. Aangezien een uitgebreide bespreking van deze nieuwe detectoren buiten de doelstelling van dit proefschrift valt, verwijzen we naar Ref. [29, 30]. Een experiment op ^{140}Ce [31] bracht de fijnstructuur van de $E1$ respons beneden 6.5 MeV in kaart, inclusief informatie over de 2-phonon $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^->$ toestand. Indicaties voor het voorkomen van deze laatste mode werden ook in de lichtere fp-schil kern ^{52}Cr gevonden [32], en de koppeling met een protongat werd bestudeerd in ^{51}V [33]. Eveneens in ^{52}Cr werd een mogelijke neutron ($p_{3/2}^{-1}p_{1/2}$) structuur waargenomen, die het belang van grondtoestandcorrelaties bij de beschrijving van een kern beklemtoont. In metingen op de bijna-sferische even-massa $^{122-130}\text{Te}$ ($E_x \leq 5$ MeV) werd bovendien een nieuwe 2-phonon 1^+ toestand waargenomen, die bestaat uit de koppeling van het eerste 2_1^+ -phonon en de *mixed-symmetry* (ms) 2_{ms}^+ -toestand (zie verder). Deze $|2_1^+ \otimes 2_{ms}^+; 1^+>$ mode kan beschouwd worden als analoog aan de *scissors* mode bij zware gedeformeerde kernen [34]. De fragmentatie van dergelijke toestand, die ook in ^{56}Fe voorkomt, bij koppeling aan een extra neutron, werd bestudeerd in ^{57}Fe ($E_x \leq 6$ MeV) [35]. Het tekort aan gedetecteerde $M1$ sterkte bij fragmentatie werd omzeild door een statistische fluctuatie-analyse [36], die ook toegepast werd in het gebied waar de *scissors* mode eerst werd gevonden (^{157}Gd) [37]. Ook de koppeling van een extra proton aan de dubbele gesloten schil van ^{88}Sr ($Z = 38$ (subschil), $N = 50$) werd bestudeerd met een meting op het isotoon ^{89}Y . Hier werden kandidaten voor de gefragmenteerde $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^->$ 2-phonon toestand gevonden, en ongeveer 60 % van de pygmeë resonantie in de naburige ^{88}Sr en ^{90}Zr kernen werd teruggevonden [38]. De eerste observatie van de *scissors* mode in een niet-axiaal vervormde kern werd gevonden in een experiment op ^{196}Pt [39]. Het afgelopen jaar is men er in geslaagd deze NRF opstelling uit te breiden zodat ook pariteiten kunnen bepaald worden. Hiervoor wordt een cluster detector gebruikt als comptonpolarimeter: De lineaire polarisatie van een foton veroorzaakt een asymmetrie in de comptonverstrooiing in een cluster. Door deze asymmetrisch verstrooide fotonen in de naburige clusters te detecteren, kan men de polarisatie van het oorspronkelijke foton en bijgevolg de pariteitsverandering van de kernovergang bepalen. De gevoeligheid van dergelijke polarimeter daalt wel snel met toenemende energie van het invallende foton, en boven 6 MeV worden de te meten asymmetrieën kleiner

dan 2 %. Een meting op ^{138}Ba bevestigde het $E1$ karakter van de meeste transities beneden 6.7 MeV. Eén sterke overgang schijnt wel tentatief $M1$ te zijn [40]. Een tweede meting op ^{88}Sr is op dit moment in analyse [41].

Met de voorgaande bespreking kunnen we nu de NRF opstelling in Gent, die zal besproken worden in hoofdstuk 4, vergelijken met de andere faciliteiten. We bezitten een aantal sterke troeven: vooreerst de hoge eindpuntenergie, en het vermogen om ook pariteiten tot aan deze energie te bepalen door middel van gepolariseerd remstraling; terzelfdertijd een hoge repetitiefrequentie (5000 Hz) die de gelijkaardige opstelling in Giessen met een orde overtreft. De hoge elektronenstroom blijft behouden bij deze hoge frequenties. Het spreekt dan ook voor zich dat we in Gent voornamelijk toegespitst zijn op de $E1$ en $M1$ sterkteverdeling bij hogere energie, alhoewel eveneens informatie kan verkregen worden over de hiervoor vermelde, meestal lager-energetische, phonon toestanden. Binnen afzienbare tijd wordt ook in het Forschungszentrum Rossendorf in Dresden een nieuwe NRF faciliteit beschikbaar, die een aantal voordelen van bovenvermelde opstellingen zal combineren: een continue, intense elektronenbundel, hoge eindpuntenergie (tot 20 MeV) en cluster detectoren. Dit onderstreept duidelijk het belang dat NRF metingen in de toekomst nog zullen hebben.

2.2 Dipolexcitatie in kernen.

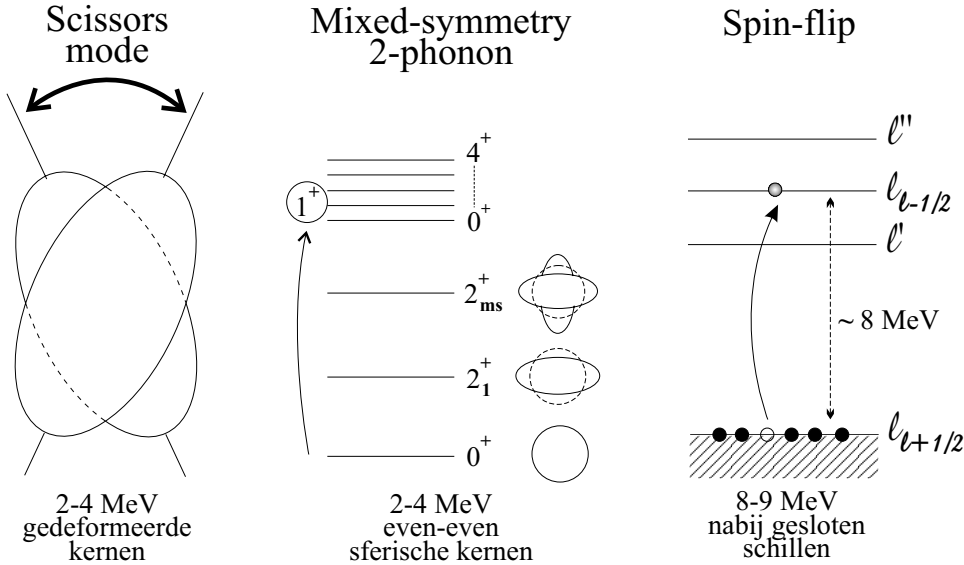
In het voorgaande werden enkele mogelijke excitaties in een kern even belicht; in wat nu volgt worden deze meer uitgesproken behandeld. Uiteraard kunnen we niet exhaustief tewerk gaan, en enkel die bespreken die relevant zijn voor dit proefschrift. We kunnen hierbij een onderscheid maken tussen enerzijds $M1$ en $E1$ (en in sommige gevallen $E2$) excitaties, en anderzijds tussen orbitale excitaties (best beschrijfbaar in een macroscopisch kader) en niet-orbitale, zoals deeltje-gat excitaties tussen verschillende één-deeltje niveaus, die best in het schillenmodel beschreven worden. Bovendien hebben al deze excitaties nog een bepaald isospinkarakter (isoscalair-isovectorieel). Via verschillende probes kunnen deze onderdelen van de dipoolrespons bestudeerd worden. NRF heeft hierbij het voordeel van niet selectief te zijn wat betreft deze indeling. Voor het bepalen van het aandeel van bovenvermelde types in de waargenomen excitaties, moet dan wel toevlucht gezocht worden in theoretische berekeningen, of in een nauwgezette vergelijking met de resultaten uit andere experimenten ((p, p') , (e, e') , (d, d') , (α, α') ...).

M1 excitaties:

Scissors mode: Deze bekendste en meest in het oog springende orbitale excitatie werd, zoals reeds vermeld, eerst gevonden in de sterk gedefor-meerde kern ^{156}Gd [3] door middel van achterwaartse elektronenver-strooiing. Ze komt in de gehele gedeformeerde zeldzame-aarden-keten voor rond 3 MeV, en bereikt in het midden van de schil een sterkte van ongeveer $3 \mu_N^2$ (μ_N is het nucleair magneton). In het *interacting boson model* (IBM en verdere ontwikkelingen daarvan) kan deze mode beschreven worden als een schaarachtige ('*scissors*') oscillatie van de gedeformeerde proton- en neutronlichamen t.o.v. elkaar (zie Fig. 2.1). Deze mode is bijgevolg duidelijk isovectorieel. Na deze ontdekking werd een hele reeks kernen, zowel sterk gedeformeed als bijna sferisch, op deze mode onderzocht, voornamelijk in Darmstadt (via (e, e') en (γ, γ')) en Stuttgart (via (γ, γ')) (zie ook hoger voor referenties). Een systematische studie hiervan wees uit dat de *scissors*-sterkte kwadra-tisch afhankelijk is van de deformatieparameter δ ($B(M1) \uparrow \sim \delta^2$) [2]. Ook in oneven-massa kernen werd de *scissors* mode bestudeerd, met op het eerste gezicht een tekort aan sterkte in vergelijking met de even-even naburen. Recent echter werd aangetoond, op basis van een statistische fluctuatie-analyse, dat de meeste *M1* sterkte verborgen blijft in de achtergrond wegens een sterke fragmentatie bij de koppe-ling met een deeltje of gat. Voor ^{165}Ho , ^{169}Tm en ^{157}Gd werd expli-ciet aangetoond dat de zo gereconstrueerde sterkte opnieuw past in de vastgestelde systematiek van de omringende kernen [36, 37].

Mixed-symmetry 2-phonon sterkte: Ook in bijna sferische kernen wordt orbitale *M1* sterkte verwacht, met name voorspeld door het microsco-pische QPM (*quasiparticle phonon model*). Deze orbitale mode wordt opgebouwd uit de koppeling van het quadrupoolphonon (het eerste 2^+ niveau in even-even kernen; te beschouwen als een quadrupoolvibratie ('phonon') van de gehele kern) en het *mixed-symmetry* isovectoriële 2_{ms}^+ phonon¹. Deze koppeling geeft aanleiding tot een quintuplet aan toe-

¹Dit phonon komt op natuurlijke wijze voort uit het IBM model. Het kan geome-trisch gezien worden als een quadrupooloscillatie waarbij de protonen en neutronen uit fase bewegen, een isovectorieel analogoog van het normale quadrupoolphonon. In QPM be-rekeningen behoort dit phonon tot de gebruikte basis. Omdat de koppeling van proton-en neutronbosonen bij deze excitaties op niet-symmetrische wijze gebeurt, wordt het ad-jectief *mixed-symmetry* toegevoegd. De symmetrische koppeling geeft aanleiding tot het isoscalaire 2_1^+ quadrupoolphonon.



Figuur 2.1: Schematische voorstelling van mogelijke $M1$ excitaties van toepassing in dit proefschrift

standen ($0^+ \dots 4^+$), waarvan het 1^+ niveau bereikbaar is via NRF (zie Fig. 2.1). Dit komt bovendien voor in hetzelfde energiegebied als de *scissors* mode. Gezien het sterk orbitaal en isovectorieel karakter van dit niveau kan het beschouwd worden als het analoog van de *scissors* mode, in bijna sferische kernen (de echte *scissors* mode wordt trouwens in de bosonmodellen ook beschreven als een *mixed-symmetry* phonon). In recente NRF experimenten in Darmstadt op een reeks Te-isotopen werden enkele kandidaten gevonden voor een dergelijke toestand [34], en in een meting op ^{94}Mo werd het 2-phonon karakter aangetoond door de meting van de vertakkingen $1_{sc}^+ \rightarrow 2_1^+$ en $1_{sc}^+ \rightarrow 2_{ms}^+$, die respectievelijk overeenkomen met de annihilatie van het 2_{ms}^+ - en 2_1^+ -phonon [42]. Voor wat volgt zullen we steeds aan deze 2-phonon toestand, in de in dit proefschrift bestudeerde kernen, refereren als *scissors* mode.

Spin-flip excitaties: In tegenstelling tot bovenstaande orbitale modes werden deze eenvoudige excitaties reeds lang door het schillenmodel voorspeld. In wezen bestaan ze uit één-deeltje-één-gat excitaties tussen twee schillenmodelorbitalen met hetzelfde baanimpulsmoment (bv. $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ of $g_{9/2} \rightarrow g_{7/2}$, zie ook Fig. 2.1). Op deze manier wordt geen baanimpulsmoment uitgewisseld ($\Delta L = 0$), maar verandert enkel

de spin van het betrokken deeltje met één eenheid ($\Delta S = 1$), vandaar de benaming *spin-flip*. De totaal-impulsmoment verandering is dus $\Delta J = 1$, en de pariteit blijft behouden omdat het spin-orbit partners betreft, wat aanleiding geeft tot een $M1$ excitatie. Het spreekt voor zich dat deze excitaties het meest uitgesproken zullen zijn bij kernen met een afgesloten schil (bv. $N(Z) = 28$ (volle $f_{7/2}$ orbitaal) of $N(Z) = 50$ (volle $g_{9/2}$ orbitaal)). De excitatieënergie ligt wel hoger dan bij de orbitale modes, en komt ongeveer overeen met het energieverval tussen beide orbitalen (typisch 8-9 MeV). De spinrespons is reeds uitgebreid onderzocht met verschillende probes, en vooral met voorwaartse protonenverstrooiing, die rechtstreeks de spin-flip component van de respons kan bepalen [43–47]. De detectie bleek echter alles behalve eenvoudig, en de gemeten sterkte, die in een redelijk ruim energiegebied blijkt voor te komen, viel steeds ver onder de sterkte voorspeld door de meeste kernmodellen. NRF- en (e, e') -metingen toonden aan dat de sterkte erg gefragmenteerd is over vele transitities, zeker bij zwaardere kernen. Uiteraard werden een aantal theorieën voorgesteld ter verklaring van deze 'quenching' van de spin-flip sterkte. Recent echter werd aangetoond door middel van uitgebreide schillenmodelberekeningen (slechts nu uitvoerbaar, en dan alleen voor lichtere kernen, dankzij de computerrevolutie) dat correlaties van de grondtoestand in hoge mate verantwoordelijk zijn voor dit fenomeen [48].

E1 excitaties:

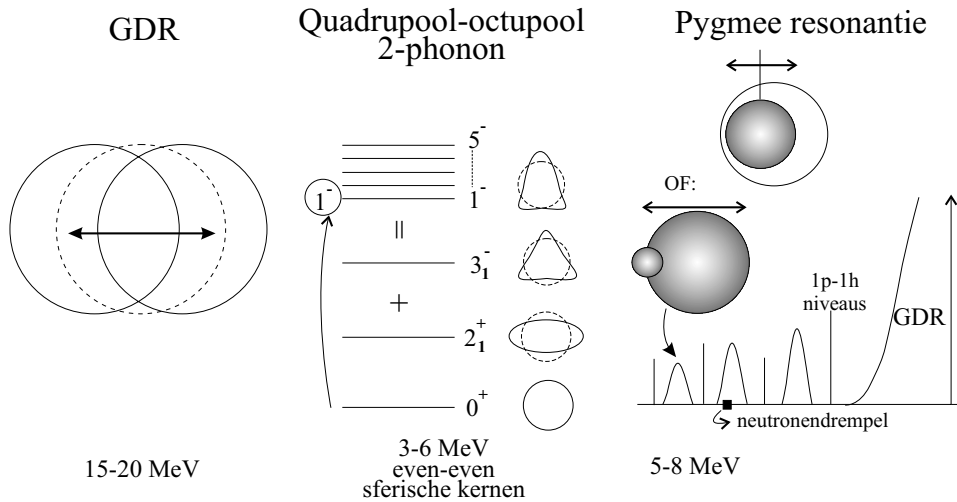
Dipoolreuzeresonantie: De dipoolreuzeresonantie (GDR) wordt gevormd wanneer in de schillenmodelhamiltoniaan residuele interacties worden ingevoerd. De oorspronkelijke één-deeltje-één-gat excitaties worden hierbij naar hogere energieën verschoven en het geheel wordt uitgesmeerd, zodat het kan beschreven worden door een lorentziaan. In een macroscopisch beeld kan de GDR voorgesteld worden als een oscillatie van de protonen- en neutronendistributies ten opzichte van elkaar (zie Fig. 2.2). Het maximum van de GDR ligt steeds een stuk boven de deeltjesemissiedrempel (typisch 15-20 MeV), en is dus niet toegankelijk voor NRF. De laagenergetische staart van de lorentziaan strekt zich evenwel uit tot in het gebonden energiegebied, en we kunnen dus via NRF een toename van de $E1$ sterkte met energie waarnemen tot aan de deeltjesdrempel. Door de lagere niveaudensiteit bij lagere energieën

bestaat de dipoolrespons hier wel uit verscheidene discrete overgangen, en vertoont structuur, die hieronder verder zal besproken worden.

quadrupool-octupool 2-phonon toestand: Naast de GDR werden in vele sferische kernen ook sterke $E1$ overgangen waargenomen ver beneden de deeltjesdrempel. Normaal worden $E1$ transities bij deze energieën sterk onderdrukt wegens het gebrek aan een elektrisch dipoolmoment. Deze overgangen kwamen echter voor bij energieën dicht bij de som van de twee laagste vibrationele 2^+ en 3^- toestanden. Een harmonische koppeling van deze twee phononen geeft inderdaad een quintuplet aan toestanden bij deze energiesom, waarvan de 1^- component in NRF kan waargenomen worden (zie Fig. 2.2). Het dipoolmoment geïnduceerd door de octupoolvervorming geeft dan aanleiding tot een vergroting van de $E1$ sterkte. Residuele interacties kunnen deze 2-phonon toestand nog verder fragmenteren. Het verval van deze 2-phonon toestand werd in een aantal reeksen kernen rond gesloten schillen bestudeerd met NRF (deze is immers ideaal ter bestudering van $E1$ transities t.o.v. andere methodes). Zo werden de even-even kernen rond $N = 82$ (Ba, Ce, Nd, Sm) [2] en $Z = 50$ (Sn [16], Te [34]) grondig bestudeerd. Hieruit blijkt dat de koppeling van de phononen inderdaad sterk harmonisch is, met een anharmonicitetsfactor van slechts 6-12 % [2]. De 2-phonon sterkte blijft relatief constant binnen de isoto(p)(n)en van een afgesloten schil. QPM berekeningen blijken zeer goed in staat om deze accuraat te reproduceren, en bevestigen steeds de harmonische koppeling. Om het karakter van deze toestanden volledig te begrijpen, zou men in feite het verval naar de afzonderlijke phononen moeten bestuderen en vergelijken met de annihilatie van deze phononen zelf. Met NRF is dit voorlopig niet mogelijk omdat een zeer grote sensitiviteit vereist is voor het detecteren van deze zwakke en laagenergetische transities (die bovendien $E2$ - en $E3$ -karakter hebben). Met (n, γ) experimenten is men er echter in geslaagd deze vertakkingen in ^{144}Nd te bepalen [2]. Alles bleek opnieuw in overeenstemming met het beeld van een harmonische koppeling. De koppeling van deze toestand met een extra deeltje werd ook bestudeerd in ^{143}Nd (extra neutron in de hogere schil) en ^{141}Pr , ^{139}La ('oneven' proton in het midden van de schil) [2]. Hieruit bleek dat in ^{143}Nd slechts een zwakke koppeling met het neutron optreedt, aangezien bijna alle sterkte van de even-even nabuur teruggevonden werd in de fragmenten. Bij de koppeling met het proton in

het midden van de schil werd slechts een fractie van de sterkte teruggevonden, wat meer duidt op een sterkere koppeling. Recent werden ook metingen gedaan in de $Z = 50$ schil, bij koppeling met een extra neutron in het midden van de schil ($^{117,119}\text{Sn}$ [15, 19]), en met een proton over de gesloten schil heen ($^{121,123}\text{Sb}$ [20]). De eerste resultaten wijzen uit dat de 2-phonon sterkte in ^{117}Sn bijna die in de even-even burenaart, wat toch op een zwakke koppeling duidt. Ook in lichtere kernen werden kandidaten gevonden voor deze 2-phonon toestand (^{52}Cr [37], $^{40,48}\text{Ca}$ [49]) in de fp-schil. Enkel in de $N = 50$ regio blijven de resultaten voor verwarring zorgen (hierover handelt een deel van dit proefschrift).

Pygme resonantie: In het energiegebied tussen de hiervoor besproken 2-phonon toestand en de GDR werden eveneens concentraties aan dipoolsterkte genoteerd, vooreerst in de Pb-regio [26] (rond 5.5 MeV) en later in Ba- en Ce-isotopen [25] en ^{90}Zr [5, 50, 51] (rond 6.5 MeV). Deze 'pygme resonantie' (in analogie met de GDR; de pygme sterkte bedraagt over het algemeen minder dan 1% van de totale $E1$ sterkte) is duidelijk waarneembaar boven de extrapolatie van de GDR lorentziaan in dit energiegebied. Als mogelijke verklaring werd een oscillatie van de neutron halo t.o.v. de rest van de kern vooropgesteld (zie Fig. 2.2). Die zou voornamelijk waarneembaar zijn rond gesloten schillen, en weinig afhankelijk zijn van de GDR zelf [25, 52]. Recenter werd het $E1$ karakter van de pygme resonantie aangetoond in $^{116,124}\text{Sn}$ [53], ^{138}Ba [40], ^{140}Ce [31] en ^{89}Y [38]. Ze komt opnieuw voor rond 6.5 MeV en de sterkte neemt toe met massagetal. Een tweede mogelijke verklaring werd geponeerd: In een macroscopische theorie kan dit fenomeen worden gereproduceerd door de oscillatie van een gedeelte van de kern (bv. een alpha-deeltje) t.o.v. de kernbolk. Dit kan dan beschreven worden door lokale isospin-symmetrie-breking i.p.v. globale. [54, 55]. Voor ^{116}Sn bleek deze theorie de resonantie goed te voorspellen. Op microscopisch vlak kan de resonantie beschouwd worden als een gedeelte van de ongestoorde 1p-1h sterkte dat, bij het invoeren van residuele interacties, 'gevangen' blijft tussen de originele 1p-1h niveaus wanneer de rest bijdraagt tot de vorming van de GDR. Toepassing van deze theorie op ^{116}Sn door middel van een schematische RPA berekening kon de energie van de pygme resonantie zeer goed reproduceren. Bij hogere energieën treden dan eveneens dergelijke $E1$ concentraties op, die uit-



Figuur 2.2: Schematische voorstelling van mogelijke $E1$ excitaties van toepassing in dit proefschrift

eindelijk leiden tot de GDR, die de volledig coherente oscillatorische beweging voorstelt [56] (zie Fig. 2.2). Een equivalente verklaring wordt ook door het QPM phonon model gegeven; hierbij treedt een constructieve interferentie op tussen 1-phonon en 2-phonon toestanden die de $E1$ sterkte in het desbetreffende energiegebied concentreert [31, 40, 53]. Hoewel deze theorie het meest belovend lijkt, wees een heel recent NRF experiment op $^{40,48}\text{Ca}$ [49] uit dat de neutronenschil in ^{48}Ca wel degelijk invloed heeft op de pygmee resonantie. Het is dus duidelijk dat deze excitatiemode verder onderzocht moet worden op systematische manier om de invloed van enerzijds de neutronenhalo en anderzijds clustering in kernen te bestuderen.

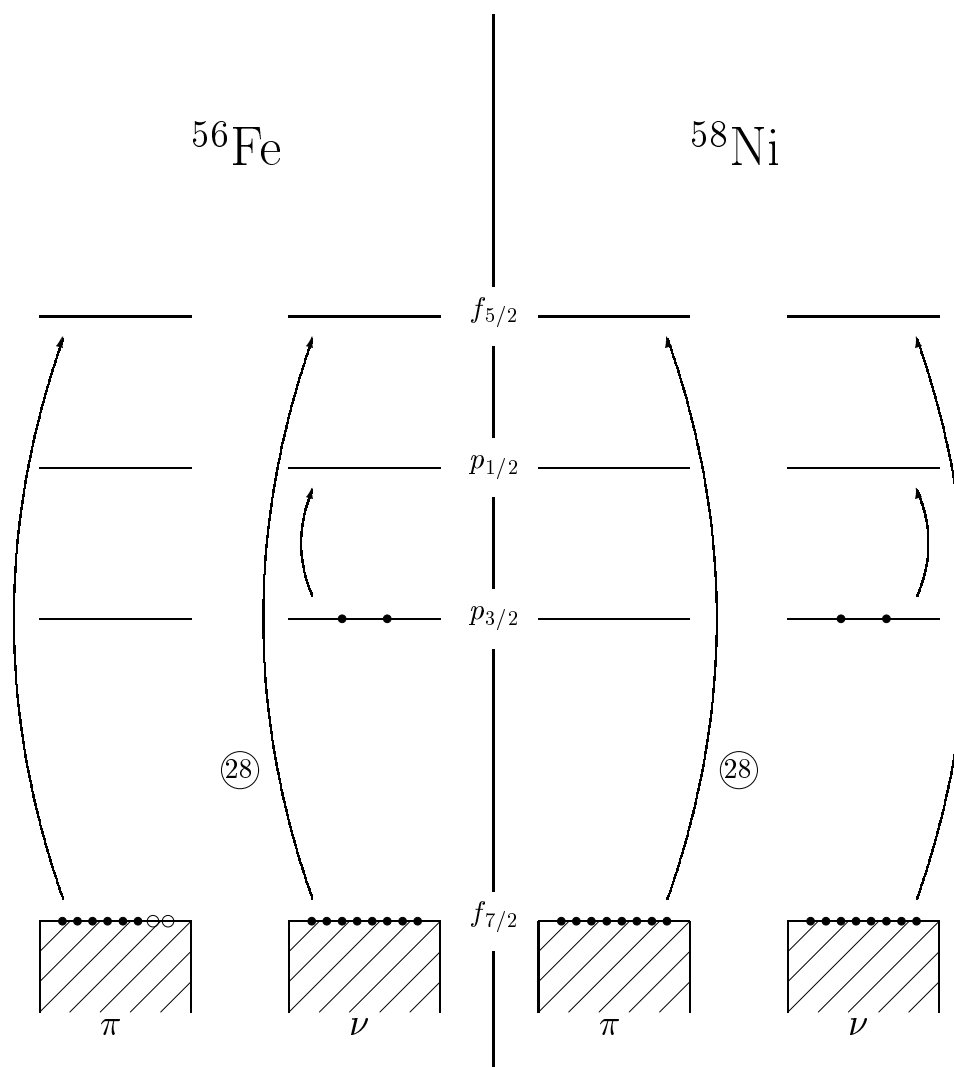
2.3 Studie van dipolexcitatie

2.3.1 NRF probe

De meeste NRF experimenten concentreerden zich vooral op kernen nabij gesloten schillen: hier is het schillenmodel immers het meest accuraat en eenvoudig. Bovendien komen de meeste hierboven beschreven fenomenen er in hun zuiverste vorm voor: meer valentiedeeltjes zorgen namelijk voor opmenging en fragmentatie wat de waarneming én beschrijving d.m.v. theoretische

modellen bemoeilijkt (met uitzondering van sommige collectieve excitaties zoals de *scissors* mode die beter met macroscopische modellen kunnen beschreven worden). Zo werden in Gent voorheen de $Z = 50$ kernen $^{116,124}\text{Sn}$ bestudeerd tot aan de neutronendrempel [53]. De protonen vormen hierbij een gesloten schil, terwijl de neutronen orbitalen bezetten tot in het midden van de schil. Een zoektocht naar de spin-flip excitaties leverde slechts enkele tentatieve en zwakke $M1$ overgangen op. QPM berekeningen wezen naderhand uit dat de fragmentatie van de spin-flip sterkte in deze zware kernen reeds zo groot is dat de meeste transities in kwestie onder de detectielimieten vallen. Daarom kozen we in dit proefschrift in eerste instantie voor de lichtere fp-schil kernen ^{56}Fe en ^{58}Ni , die bovendien zowel qua protonen- als neutronenaantal nabij de gesloten $f_{7/2}$ schil gelegen zijn. We verwachten hier tenminste een deel van de spin-flip resonantie waar te nemen. Fig. 2.3 stelt schematisch de bezetting van de orbitalen voor in beide kernen². In de semimagische ^{58}Ni kern bezetten de protonen volledig de $f_{7/2}$ orbitaal ($Z = 28$), terwijl de twee extra neutronen ($N = 30$) buiten de gesloten schil plaatsnemen. De neutronenconfiguratie in ^{56}Fe ($N = 30$) is dezelfde, maar de $f_{7/2}$ orbitaal is niet gesloten en bevat 2 protongaten ($Z = 26$). Men moet er natuurlijk rekening mee houden dat deze voorstelling slechts schematisch is, en de $f_{7/2}$ deeltjes zich slechts met een bepaalde probabilmiteit in deze orbitaal bevinden (volgens Nakada et al. [57] is er bijna 60 % kans dat geen enkel deeltje zich in een hogere orbitaal bevindt). Op de figuur zijn de mogelijke spin-flip excitaties aangegeven. Het belangrijkste is de $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ spin-flip, die bij een energie rond 8 MeV verwacht wordt [60]. De $p_{3/2} \rightarrow p_{1/2}$ spin-flip is al veel minder waarschijnlijk wegens de statistisch geringe bezetting van het $p_{3/2}$ orbitaal en de energieafhankelijkheid van de werkzame doorsnede ($\sim E_x^3$), en komt voor bij veel lagere energieën. Aangezien ^{58}Ni sferisch is, kunnen we in deze kern eveneens een $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ 2-phonon toestand verwachten. De som van de energieën van de afzonderlijke phononen bedraagt 5929 keV ($1454 (2_1^+) + 4475 (3_1^-)$ keV [61]), zodoende zijn we sterk geïnteresseerd in de $E1$ transities rond 6 MeV. De ^{56}Fe kern is volgens een aantal theoretische voorspellingen [62, 63] en metingen [64, 65] lichtjes gedeformeerd (deformatieparameter $\delta = 0.17 - 0.20$ [64], $\beta = 0.16$ [62]). Hierin kan dus een *scissors* mode optreden, of tenminste zijn *mixed-symmetry* analoog. Een sterke $M1$ overgang werd inderdaad gedetecteerd rond 3.5 MeV

²De onderlinge ligging van de orbitalen is nogal afhankelijk van het gebruikte model, in het bijzonder kunnen de p-orbitalen nogal variëren t.o.v. het $f_{5/2}$ orbitaal. Deze ligging heeft echter weinig invloed op de bespreking van de spin-flip resonantie. Zie bv. [57–59].



Figuur 2.3: Schematische voorstelling van de één-deeltje niveaus in ^{56}Fe en ^{58}Ni , met de bezetting van de orbitalen (zwart = deeltjes, open cirkels = gaten) voor de protonen (π) en neutronen (ν). Pijlen geven de mogelijke excitaties in dit model aan die een $M1$ spin-flip teweeg kunnen brengen.

in verscheidene experimenten. Daarnaast is het ook interessant om na te gaan in hoeverre de pygme resonantie, die tot nu toe enkel in zwaardere kernen werd gevonden, zich manifesteert in de fp-schil.

Een aantal NRF experimenten zijn in het verleden reeds doorgevoerd op deze kernen. Aangezien we in het verloop van deze thesis dikwijls ernaar zullen verwijzen, geven we een overzicht in Tabel 2.1. In het omvangrijkste experiment, dat van Chapuran et al. ([21], aan de NRF opstelling in Illinois), werden in twee metingen (met respectievelijk 10 en 7.6 MeV elektronbundels) ongeveer 46 transities tussen 3 en 10 MeV gedetecteerd. Slechts voor 13 transities beneden 7.6 MeV werd de multipolariteit bepaald. Er werden geen pariteiten gemeten. Een experiment met gemerkte fotonen werd wel uitgevoerd. In Giessen werd wel een experiment met gepolariseerde remstraling gedaan (Berg, [5, 7]) en de pariteit van 8 transities kon bepaald worden. Slechts één positieve pariteit werd gemeten. Om de NRF opstelling in Gent te testen en zijn potentieel aan te tonen, werd deze laatste meting herhaald [13]. Voor negen overgangen konden pariteiten bepaald worden. In zekere zin zijn de metingen op ^{56}Fe , onderwerp van dit proefschrift, een vervolmaking van de in de tabel vermelde experimenten. Een nieuwe meting met gepolariseerde fotonen werd uitgevoerd omdat de betere sensitiviteit t.o.v. Giessen toeliet meer $M1$ overgangen te identificeren. Bovendien werden ook de multipolariteiten opnieuw gemeten, voornamelijk om de identiteit van de transities boven 7.6 MeV met zekerheid te bepalen. In het verleden zijn ook metingen op ^{56}Fe gedaan met elektronen [69] en protonen [47] als projectiel, maar deze zijn ongepubliceerd/deels niet geanalyseerd gebleven. Niettegenstaande zullen we onze resultaten voor een stuk ermee kunnen vergelijken.

Zo'n twintig jaar geleden werd ^{58}Ni gemeten aan de NRF opstelling in Giessen [10, 68], als aanvulling op de oude meting van Metzger [67] die slechts de laagenergetische respons had bestudeerd (zie Tabel 2.1). Tien overgangen werden gedetecteerd en van vier kon de pariteit bepaald worden. De kern werd ook uitvoerig met achterwaartse elektronenverstrooiing bestudeerd [70], met als resultaat een gedetailleerde distributie van de $M1$ sterkte. Het spreekt voor zich dat de $E1$ respons grotendeels onbekend bleef, wat de huidige metingen op ^{58}Ni duidelijk legitimeert.

Gezien de uitgebreide metingen op de $Z = 50$ Sn-kernen in Gent [53] vonden we het ook nuttig de dipoolrespons in de $N = 50$ kernen te bestuderen. Niet alleen kunnen we dan vergelijken met de $Z = 50$ resultaten (wat betreft de pygme resonantie en het waarnemen van de spin-flip resonantie), maar

Tabel 2.1: Overzicht van vroegere NRF experimenten op ^{56}Fe en ^{58}Ni .

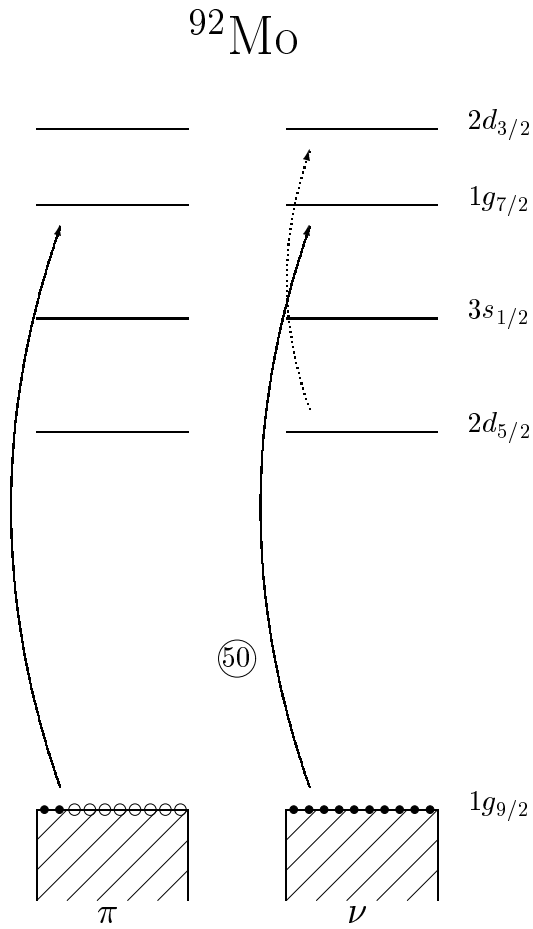
kern	Referentie	jaar	$E_{\gamma, max}$ (MeV)	aantal transities	energiegebied (MeV)	aantal $J ; \pi$	bijzonderheden
^{56}Fe	Kumagai et al. [66]	1979	14	7	6.9 - 11.1	7 ; 0	J -waarden enkel beneden 7.6 MeV; ook (γ_{tag}, γ_f) 2 inelastische transities gedetecteerd, studie van <i>scissors</i> mode enkel ($\vec{\gamma}, \gamma_f$) enkel ($\vec{\gamma}, \gamma_f$)
	Chapuran et al. [21] (Illinois)	1984	10.3, 7.6	46	3 - 10	13 ; 0	
	Ishkanov et al. [64]	1994	6.6	8	3.4 - 6.3	0 ; 0	
	Berg [5, 7] (Giessen) Govaert et al. [13] (Gent)	1984 1994	18 12	8 9	6.9 - 11.2 6.9 - 10	0 ; 8 (1 $\pi = +$) 0 ; 9	
^{58}Ni	Metzger [67]	1970	4.5	6	1.4 - 4.2	6 ; 0	1 dipool, 5 quadrupool
	Ackermann et al. [10] (Giessen)	1981	10	10	6 - 10	9 ; 0	
	Bläsing [68] (Giessen)	1982	18	4	6 - 8.3	0 ; 4 (1 $\pi = +$)	

gezien de semimagiciteit kunnen we eveneens proberen informatie in te winnen over een eventuele $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ toestand, die in deze kernen nog altijd *terra incognita* is. Een uitgebreide meting op ^{90}Zr ($N = 50, Z = 40$) is reeds voorhanden, zowel met gebruik van gewone remstralingsfotonen (γ, γ') en $(\vec{\gamma}, \gamma')$ [5] als met gemerkte fotonen (γ_{tag}, γ') en $(\vec{\gamma}_{tag}, \gamma')$ [22, 71]. Twee sterke $E1$ concentraties werden gevonden, tussen 6 en 7 MeV, en iets boven 9 MeV. Wat $M1$ sterkte werd gevonden, verspreid tussen 8 en 10.5 MeV, en middenin de dominante $E1$ sterkte [22]. Ook op ^{88}Sr [41, 68, 72] en ^{89}Y [38] werden reeds, zij het beperktere, NRF metingen gedaan (niet boven 7 MeV). Voor ^{92}Mo ($N = 50, Z = 42$) bestaat een oudere NRF meting [73] ($E < 5$ MeV), maar een uitgebreidere studie ontbreekt nog. Daarom kozen we voor deze kern. Figuur 2.4 geeft schematisch het één-deeltje niveauschema weer voor ^{92}Mo [74]. De mogelijke spin-flip overgangen zijn weergegeven. Vooral de $\nu g_{9/2} \rightarrow g_{7/2}$ spin-flip is van belang, alhoewel de twee protonen in de $g_{9/2}$ orbitaal ook zullen bijdragen tot de spin-flip $M1$ sterkte. Daar -statistisch gezien- ook enkele neutronen de $d_{5/2}$ orbitaal zullen bezetten, kan eventueel een $\nu d_{5/2} \rightarrow d_{3/2}$ spin-flip bij lagere energie optreden.

2.3.2 Andere probes

We hebben in deze inleiding reeds de evolutie van NRF, de verschillende instellingen en aandachtspunten besproken en een overzicht gegeven van de mogelijke excitaties die met NRF kunnen waargenomen worden in de kernen hier ter studie. Het spreekt voor zich dat de zo bekomen informatie slechts een gedeelte is van de complexe puzzel die kernstructuur uiteindelijk is. Om alleen al van de dipoolsterkte een volledig beeld te verkrijgen moet een vergelijkende studie gemaakt worden met experimenten uitgevoerd met andere probes. De belangrijkste hierbij zijn wel elektronen- en protonenverstrooiing.

Bij de verstrooiing van elektronen aan een kern treedt de elektromagnetische wisselwerking op, zoals bij NRF, zij het dat hier de interactie gedragen wordt door virtuele fotonen. Dit betekent dat, voor een welbepaalde energie van het foton, zijn impuls kan variëren met de verstrooiingshoek van het elektron. Op deze manier kunnen ook in veel sterkere mate hogere multipolariteiten geëxciteerd worden dan met NRF. De werkzame doorsnede voor dit proces kan steeds geschreven worden als het produkt van een puntlading-werkzame-doorsnede en een zogenaamde vormfactor die afhankelijk is van de overgedragen impuls. Deze vormfactor bevat alle informatie over de kern



Figuur 2.4: Schematische voorstelling van de één-deeltje niveaus in ^{92}Mo , met de bezetting van de orbitalen (zwarte = deeltjes, open cirkels = gaten) voor de protonen (π) en neutronen (ν). Pijlen geven de mogelijke excitaties in dit model aan die een $M1$ spin-flip teweeg kunnen brengen. De gestippelde pijl geeft een $\nu d_{5/2} \rightarrow d_{3/2}$ spin-flip weer, die statistisch mogelijk is door de niet-nul bezettingswaarschijnlijkheid van de $d_{5/2}$ neutronenorbitaal.

zoals spin J , pariteit π en vervalbreedte van de niveaus. Door deze impulsafhankelijkheid van de werkzame doorsnede te meten (door variatie van elektronenenergie en/of verstrooiingshoek) en te vergelijken met theoretische berekeningen (zoals DWBA, *distorted wave born approximation*) kan de multipolariteit en pariteit van een bepaalde excitatie vastgelegd worden. Bovendien is het mogelijk een onderscheid te maken tussen bv. orbitale en spin-flip excitaties, of het specifiek deeltje-gat karakter te bepalen. Men moet hierbij wel onderlijnen dat de resultaten van deze methode sterk afhankelijk zijn van het gebruikte kernmodel, en dat de verschillende multipolariteiten niet altijd goed te onderscheiden zijn van elkaar (notoir zijn $M1$ en $M2$ excitaties). Achterwaartse elektronenverstrooiing ($\theta = 180^\circ$) tenslotte is een zeer goede probe voor de detectie van orbitale $M1$ modes, zoals de reeds vermelde ontdekking van de *scissors* mode bewees. Referenties ter zake zijn: [69, 75, 76].

Protonenverstrooiing is eveneens een uitstekende methode om $M1$ excitaties te bestuderen. De wisselwerking in kwestie is hier de sterke kernkracht. Door de hoekafhankelijkheid van de werkzame doorsnede te bepalen, kunnen, op analoge wijze als bij (e, e') , multipolariteiten, pariteiten en overgangswaarschijnlijkheden worden bepaald. Bij kleine hoeken (ideaal is 0° ; geen impulsoverdracht: $\Delta L = 0$) wordt voornamelijk de $M1$ spin-flip respons bevoordeeld. Het is echter in de praktijk niet evident die te onderscheiden van de $E1$ coulombexcitatie (opnieuw elektromagnetische interactie) die bij deze kleine hoeken ook in hoge mate optreedt. Door de kleine reikwijdte van de sterke kernkracht worden orbitale excitaties sterk onderdrukt. Bovendien is het, zeker bij protonenergieën rond 200 MeV, voornamelijk het isovectorieel gedeelte van de wisselwerking die werkzaam is. Door gebruik van gepolariseerde protonen kan nog expliciet het spin-flip gehalte van de respons bepaald worden. Deze complexe materie valt echter buiten het bestek van dit proefschrift en we verwijzen hiervoor naar Refs. [77–79].

Door NRF-, (e, e') - en (p, p') -metingen te combineren kan dus in principe, vooral voor $M1$ excitaties, onderscheid gemaakt worden tussen orbitaal - spin-flip en isoscalair - isovectorieel karakter van de gedetecteerde overgangen. De verschillende resoluties van de probes en modelafhankelijkheid van de analyse maken dit in de praktijk echter niet simpel. In dit proefschrift zullen we, voor zover mogelijk, verwijzen naar en vergelijken met dergelijke experimenten. Tenslotte is het vermeldenswaard dat deze lijst van probes nog kan uitgebreid worden: Zo is er deutronenverstrooiing, dat enkel de isoscalaire respons onder de loep neemt, verstrooiing van alpha-deeltjes . . .

Hoofdstuk 3

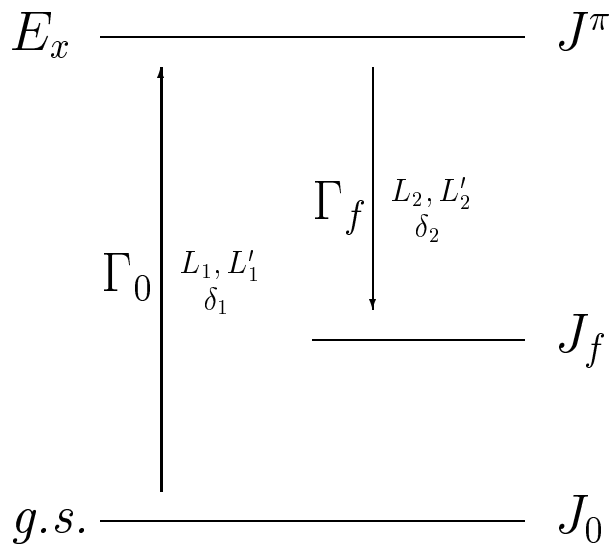
Nucleaire resonantiefluorescentie

3.1 Algemene principes

NRF steunt, zoals al vermeld in de inleiding, op de zeer goed gekende elektromagnetische wisselwerking. Dit laat niet alleen toe een zeer accurate beschrijving (bv. door middel van storingstheorie) op te stellen, maar het formalisme blijft ook volledig onafhankelijk van een bepaald kernmodel. De kern wordt door het invallende foton in een aangeslagen toestand gebracht door interactie met de nucleaire lading-, stroom- en magnetisatiedichtheden. De detectie van de elektromagnetische straling die bij desexcitatie terug wordt uitgezonden, levert dan de informatie over de overgang in kwestie, en over het aangeslagen kernniveau.

Gezien het reële foton slechts heel weinig impuls overdraagt op de kern, worden voornamelijk overgangen van lage multipolariteit geïnduceerd. In de kern kunnen bijgevolg, naast dipoolovergangen ($\Delta J = 1$), in mindere mate ook elektrische quadrupoolovergangen ($\Delta J = 2$, geen pariteitsverandering) voorkomen. Magnetische quadrupoolovergangen zijn reeds veel zwakker (door de associatie van de magnetische operatoren met de meer complexe stroomdichtheden, in tegenstelling tot de $E1$ operator die op de ladingsdistributie werkt), en bijgevolg verwaarloosbaar. Bij gebruik van continue remstraling kunnen bijgevolg alle $E1$, $M1$ en $E2$ transities met voldoende overgangsterkte simultaan geïnduceerd worden.

Specifiek voor even-even kernen kunnen uit de detectie van deze transities



Figuur 3.1: Schematische voorstelling van het NRF principe: excitatie en desexcitatie van een kern

volgende eigenschappen van de aangeslagen toestanden bepaald worden:

- Excitatieënergie E_x
- Spin van het niveau J
- Pariteit van het niveau π
- Vervalbreedte naar de grondtoestand Γ_0
- Vertakkingsverhouding voor verval naar intermediaire toestanden Γ_f/Γ
- Gereduceerde overgangswaarschijnlijkheid $B(\pi L)$

Figuur 3.1 stelt schematisch het principe van NRF voor: Een foton uit het remstralingspectrum met de geschikte energie kan een kern vanuit de grondtoestand ($g.s.$, spin J_0) exciteren naar een niveau bij energie E_x met spin/pariteit J^π , en dit met een waarschijnlijkheid die wordt gekenmerkt door de grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 . De straling die hierbij geabsorbeerd wordt heeft multipolariteit L_1 , eventueel gemengd met multipolariteit L'_1 . Deze menging wordt gekarakteriseerd door de mengverhouding δ_1 ,

die gedefinieerd wordt als de verhouding van de matrixelementen voor de overgang tussen de initiële en finale toestanden i en f :

$$\delta_L = \frac{\langle f|L+1|i \rangle}{\langle f|L|i \rangle} \quad (3.1)$$

De multipolariteit van de geabsorbeerde straling bedraagt bij NRF dus steeds één of twee eenheden. De kern desexciteert vervolgens naar een niveau met spin J_f . De vervalbreedte voor deze overgang is Γ_f , en de uitgestuurde straling bezit hierbij de multipolariteit L_2 , eventueel gemengd met L_2' met mengverhouding δ_2 . Het is deze straling die in NRF wordt gedetecteerd.

De geëxciteerde kern kan op verschillende manieren zijn energie verliezen: Door elektromagnetisch verval naar de grondtoestand ($\Gamma_f = \Gamma_0$) of naar intermediaire toestanden ($\Gamma_f = \Gamma_i$), ofwel door uitsturen van één of meerdere deeltjes. De totale vervalbreedte wordt dan:

$$\Gamma = \Gamma_0 + \sum_j \Gamma_{i,j} + \sum_k \Gamma_{deeltje,k} \quad (3.2)$$

Deze is verbonden met de levensduur van het niveau door:

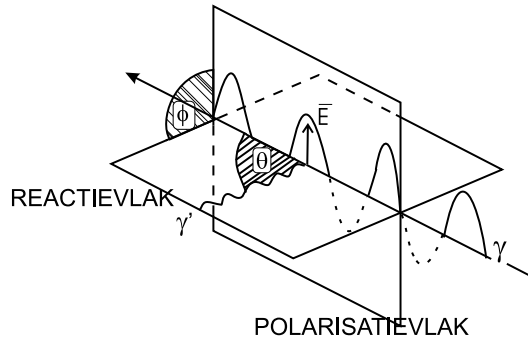
$$\Gamma \cdot \tau = \hbar. \quad (3.3)$$

De werkzame doorsnede voor verstrooiing aan een niveau is evenredig met zijn grondtoestandsvervalbreedte, en met zijn vertakkingsverhouding Γ_f/Γ , die het aandeel van deze vervalwijze in de totale vervalwaarschijnlijkheid van het niveau weergeeft. De differentiële werkzame doorsnede voor het niveau wordt gegeven door [1, 80]:

$$\frac{d\sigma(\vec{\gamma}, \gamma t)}{d\Omega} = \frac{2J+1}{2J_0+1} \left(\frac{\pi\hbar c}{E_x} \right)^2 \left(\frac{\Gamma_0\Gamma_f}{\Gamma} \right) \frac{W(\theta, \phi)}{4\pi} \quad (3.4)$$

waarbij $W(\theta, \phi)$ de hoekverdeling voorstelt van de verstrooide fotonen. Ze bevat de informatie betreffende de multipolariteit en pariteit van de overgang en de betrokken niveaus. De relevante hoeken bij NRF metingen ziet men op figuur 3.2. De verstrooiingshoek θ is de hoek tussen het invallende en verstrooide foton. De azimuthale hoek ϕ is de hoek tussen het verstrooiingsvlak (bepaald door in- en uitgaand foton) en het polarisatievlak (bepaald door het ingaande foton en zijn elektrische veldvector \vec{E}).

Men kan bij formule 3.4 onmiddellijk opmerken dat, als de totale vervalbreedte sterk gedomineerd wordt door het deeltjesverval ($\Gamma \approx \Gamma_{deeltje} \gg \Gamma_0, \Gamma_f$), zoals meestal het geval wanneer de excitatie-energie groter wordt



Figuur 3.2: De relevante hoeken bij fotonenverstrooiing. Zie de tekst voor uitleg.

dan de deeltjesdrempel, de werkzame doorsnede voor fotonenverstrooiing zeer klein zal worden. Bijgevolg kunnen we met NRF enkel het elektromagnetische verval van niveaus beneden de deeltjesdrempel S_n ¹ waarnemen. Wanneer we vergelijking 3.4 integreren over de volledige ruimtehoek, bekommen we de totale geïntegreerde werkzame doorsnede I_s :

$$I_s(E_x) = \int_{4\pi} \frac{d\sigma(\vec{\gamma}, \gamma)}{d\Omega} d\Omega = \frac{2J+1}{2J_0+1} \left(\frac{\pi\hbar c}{E_x} \right)^2 \left(\frac{\Gamma_0\Gamma_f}{\Gamma} \right) \quad (3.5)$$

Deze grootheid wordt veelal verkort *intensiteit* genoemd, en dit zullen we dan ook in dit proefschrift overnemen. Men moet wel rekening houden met de energieafhankelijkheid van de werkzame doorsnede, die kan beschreven worden door een Breit-Wigner functie. Aangezien echter deze lijnbreedte (max. enkele eV) steeds veel kleiner is dan de gebruikelijke resolutie bij NRF experimenten (enkele keV), en de integratie erover opnieuw I_s oplevert, stelt dit geen probleem. Door de thermische beweging van de atomen in de trefplaat gaat de lijn bovendien nog verbreden door het dopplereffect. Deze dopplerverbrede werkzame doorsnede kan geschreven worden als functie van E_x , Γ en de zgn. dopplerbreedte $\Delta = E_x \cdot \sqrt{2kT/Mc^2}$. Men kan echter relatief eenvoudig bewijzen dat de integratie over deze werkzame doorsnede opnieuw I_s oplevert [1, 80], en dus onafhankelijk is van Δ .

Het meten van I_s leidt dus tot de kennis van de grootheid $\Gamma_0\Gamma_f/\Gamma$. Aangezien we vooral geïnteresseerd zijn in de excitatiewaarschijnlijkheid van

¹In de praktijk betreft de deeltjes-emissie-drempel meestal neutronen, omdat het uitsluiten van protonen sterk gehinderd wordt door de coulombbarriere.

een bepaald niveau, is het wenselijk de desexcitatie terug naar de grondtoestand waar te nemen. Dan wordt I_s evenredig met Γ_0^2/Γ . We moeten evenwel nog de totale vervalbreedte kennen uit de literatuur of door het meten van de overige vertakkingen van het niveau, om Γ_0 te kunnen afleiden. Deze inelastische overgangen zijn met NRF dikwijls moeilijk waar te nemen (doordat ze bv. bij lage energie voorkomen, of te zwak zijn), en bovendien niet als dusdanig met zekerheid te identificeren. Doordat alle niveaus simultaan geëxciteerd worden, komen alle desexcitaties gelijktijdig in het spectrum voor, en gezien nu geen (γ, γ') -coïncidentiemetingen met NRF mogelijk zijn, kan alleen een indicatie op basis van de overgangsenergieën verkregen worden d.m.v. de Ritz regel: Als een niveau bij energie E_x vervalt naar een ander niveau bij E_f , en noemen we $E_i = E_x - E_f$ de energie van de inelastische overgang, dan moeten de experimenteel bepaalde energieën voldoen aan:

$$|E_x - E_i - E_f| \leq \sqrt{\Delta_{E_x}^2 + \Delta_{E_i}^2 + \Delta_{E_f}^2} \quad (3.6)$$

waarbij de Δ 's de onzekerheden aangeven op de vermelde overgangsenergieën. Vanzelfsprekend geeft deze regel slechts aan dat dergelijk vertakkingsscenario eventueel mogelijk is. Bovendien is het noodzakelijk dat alle transitie (E_x , E_f en E_i) effectief waargenomen worden om betrekking 3.6 te kunnen verifiëren. Eventueel kunnen bijkomende argumenten gebruikt worden, zoals de kennis van de pariteiten van de betrokken niveaus, om bepaalde van de gesuggereerde vertakkingwijzen te ontkrachten of te ondersteunen. Later zullen enkele specifieke voorbeelden hiervan worden gegeven. Om met zekerheid alle vertakkingen op te sporen, zouden in feite nauwgezette coïncidentiemetingen gedaan moeten worden, wat, zoals hoger vermeld, met de huidige NRF opstellingen niet mogelijk is.

Meting van I_s voor de grondtoestandsovergang en voor de (mogelijke) inelastische transitie $E_{i,j}$ levert ons dus zowel Γ_0^2/Γ als $\Gamma_0\Gamma_{i,j}/\Gamma$. Voor gebonden toestanden ($\Gamma_{deeltje} = 0$) wordt Γ_0 geleverd door de som

$$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} + \sum_j \frac{\Gamma_0\Gamma_{i,j}}{\Gamma} = \Gamma_0 \quad (3.7)$$

aangezien $\Gamma = \Gamma_0 + \sum_j \Gamma_{i,j}$. Kennis van Γ_0 laat tenslotte toe de gereduceerde overgangswaarschijnlijkheid te bepalen voor de overgang naar de

grondtoestand met multipolariteit L en pariteit π [81]:

$$\Gamma_0 = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_x}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\pi L) \downarrow. \quad (3.8)$$

Meestal verkiest men te rekenen met $B(\pi L) \uparrow = B(\pi L, J_0 \rightarrow J)$ in plaats van $B(\pi L) \downarrow = B(\pi L, J \rightarrow J_0)$. Via de algemene relatie

$$B(\pi L, J_1 \rightarrow J_2) \cdot (2J_1 + 1) = B(\pi L, J_2 \rightarrow J_1) \cdot (2J_2 + 1) \quad (3.9)$$

verkrijgen we

$$\Gamma_0 = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_x}{\hbar c}\right)^{2L+1} \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} B(\pi, L) \uparrow. \quad (3.10)$$

In dit proefschrift worden enkel kernen behandeld met even aantal neutronen en protonen. Dit zorgt voor een vereenvoudiging van het mechanisme voorgesteld in figuur 3.1: De spin van de grondtoestand wordt immers $J_0 = 0$ en de enige mogelijke multipolariteit voor een grondtoestandstransitie is $L = J$. Bijmenging van hogere multipolariteiten is niet meer mogelijk, tenzij het inelastische overgangen betreft. Kennis van de multipolariteit van de uitgezonden straling levert dus onmiddellijk de spin van het aangeslagen niveau.

3.2 Verstrooiing van ongepolariseerde fotonen

Om de multipolariteit van de verstrooide fotonen te kennen, en om uit de gedetecteerde werkzame doorsnedes de intensiteit I_s te bepalen, is het noodzakelijk de hoekverdeling $W(\theta, \phi)$ uit formule 3.4 te kennen. Aangezien er geen azimuthale asymmetrie optreedt bij experimenten met ongepolariseerde fotonen, wordt de hoekverdeling onafhankelijk van de hoek ϕ , en kan geschreven worden als een som van even Legendre veeltermen [82]:

$$W(\theta) = \sum_{\nu \text{ even}} A_\nu(1) \cdot A_\nu(2) \cdot P_\nu(\cos \theta) \quad ; \quad 0 \leq \nu \leq \min(2J, 2L_1, 2L_2). \quad (3.11)$$

De coëfficiënten $A_\nu(1)$ en $A_\nu(2)$ zijn enkel afhankelijk van de multipolariteiten en mengverhoudingen van, respectievelijk, de ingaande en uitgaande straling, en van de spins van de betrokken kernniveaus (zoals voorgesteld in figuur 3.1). De experimentele bepaling van de werkzame doorsnede voor

verstrooiing en haar θ -afhankelijkheid laat dus toe bij deze experimenten de multipolariteiten, intensiteiten I_s en $\Gamma_0\Gamma_i/\Gamma$ -waarden van de gedetecteerde straling te bepalen. Voor het geabsorbeerde foton is

$$A_\nu(1) = \frac{1}{1 + \delta_1^2} \cdot \left[F_\nu(L_1 L_1 J_0 J) + 2 \cdot \delta_1 \cdot F_\nu(L_1 L'_1 J_0 J) + \delta_1^2 \cdot F_\nu(L'_1 L'_1 J_0 J) \right] \quad (3.12)$$

en voor het uitgestuurde foton is

$$A_\nu(2) = \frac{1}{1 + \delta_2^2} \cdot \left[F_\nu(L_2 L_2 J_f J) + 2 \cdot \delta_2 \cdot F_\nu(L_2 L'_2 J_f J) + \delta_2^2 \cdot F_\nu(L'_2 L'_2 J_f J) \right]. \quad (3.13)$$

De waarden voor de F -coëfficiënten zijn getabelleerd in [83].

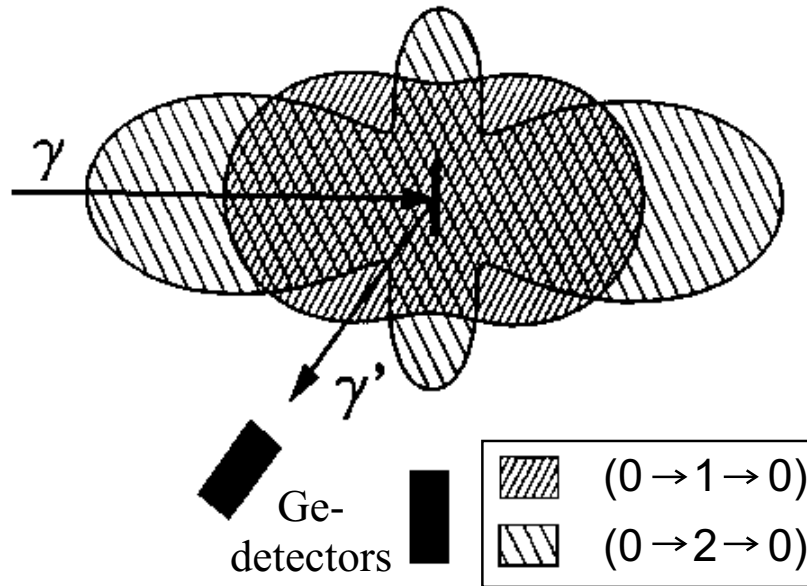
Voor even-even kernen worden J_0 en δ_1 gelijk aan nul (pure dipool- of quadrupoolabsorptie). In het geval van elastische verstrooiing, is de eindtoestand opnieuw de grondtoestand, en worden ook J_f en δ_2 gelijk aan nul. Hieruit volgen dan de hoekdistributies voor zuivere dipool- ($0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$) en quadrupool- ($0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$) transitie:

$$W_D(\theta) = \frac{3}{4} \cdot \left(1 + \cos^2 \theta \right) \quad (3.14)$$

$$W_Q(\theta) = \frac{5}{4} \cdot \left(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta \right). \quad (3.15)$$

Figuur 3.3 toont de hoekverdelingen voor deze $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ en $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ cascades. Het is duidelijk dat het voldoende is om onder slechts twee hoeken te meten om onderscheid te kunnen maken. In de praktijk worden de hoeken 90° en 127° gekozen, zoals voorgesteld op de figuur. Hier liggen namelijk de extrema van de verhouding tussen beide distributies. De verhouding van de distributies bij deze hoeken levert voor $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ een waarde van 0.73 voor een dipooltransitie en 2.28 voor een quadrupooltransitie. In de praktijk moet rekening gehouden worden met de openingshoek van de gebruikte detectoren en kunnen deze waarden iets variëren.

Voor elastische verstrooiing kunnen we dus ondubbelzinnig de spin van het aangeslagen niveau bepalen. De situatie wordt echter wat complexer bij inelastische verstrooiing. Hoewel δ_1 nul blijft, kan J_f verschillen van 0^+ en de mengverhouding δ_2 van het verstrooide foton kan variëren. In principe is het mogelijk uit de hoekdistributie deze mengverhouding, en dus

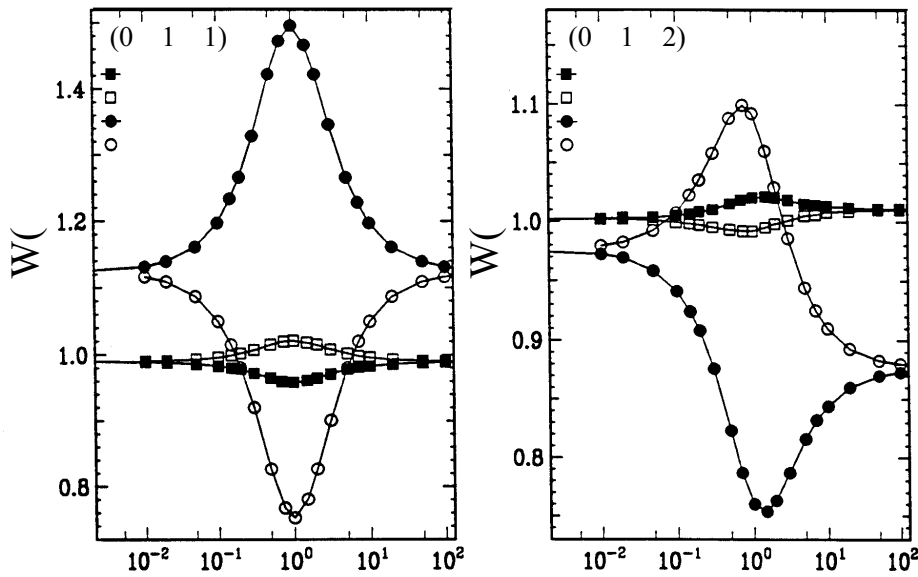


Figuur 3.3: De hoekverdeling $W(\theta)$ voor pure dipool- en quadrupoolverstrooiing.

de bijdrage van de hogere multipolariteit in de straling, te bepalen. Figuur 3.4 geeft de invloed van δ_2 weer op de hoekverdeling voor een $0 \rightarrow 1 \rightarrow 1$ en een $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2$ cascade, en dit zowel voor de waarde onder 90° als 127° . De gevulde symbolen komen overeen met positieve waarden voor δ_2 , de open symbolen met negatieve waarden. Een uiterst nauwkeurige meting van de werkzame doorsnede onder een aantal hoeken zou de cascade, en de mengverhouding, kunnen bepalen, maar in de praktijk is dit niet haalbaar. Op de figuur is echter duidelijk te zien dat onder 127° de hoekdistributie nagenoeg constant blijft en praktisch 1 is. Dit laat alsnog toe om uit de gemeten werkzame doorsnede onder deze hoek de intensiteit I_s te bepalen, zonder daarom de mengverhouding of het type cascade te kennen.

3.3 Verstrooiing van gepolariseerde fotonen

Naast de spin J , grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 en overgangswaarschijnlijkheid van het gemeten niveau, is het ook noodzakelijk de pariteit π ervan



Figuur 3.4: De invloed van de mengverhouding δ_2 op de hoekdistributies voor $0 \rightarrow 1 \rightarrow 1$ en $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2$ cascades [84].

te kennen. Met NRF zijn er twee mogelijke methoden om π te meten:

$(\gamma, \vec{\gamma})$: Hierbij worden ongepolariseerde fotonen in het ingangskanaal gebruikt. De verstrooide fotonen hebben een zekere polarisatie die afhankelijk van de pariteitsverandering tussen de betrokken niveaus. Die kan gemeten worden met behulp van comptonpolarimetrie: comptonverstrooiing is immers, via de azimuthale asymmetrie, afhankelijk van de polarisatie van het foton. Deze methode wordt gebruikt in Stuttgart en Darmstadt, waarbij de comptonverstrooide fotonen met behulp van gesegmenteerde detectors of in de verschillende clusters van de Ge-detector worden geobserveerd. Deze methode heeft wel het nadeel dat de polarisatiesensitiviteit snel afneemt met toenemende energie, en is bijgevolg slechts bruikbaar tot 4-6 MeV. Aangezien in dit proefschrift geen gebruik gemaakt wordt van deze methode, verwijzen we naar [2, 30].

$(\vec{\gamma}, \gamma)$: Hierbij zijn de invallende fotonen lineair gepolariseerd. De verstrooide fotonen vertonen een hoekdistributie die in de azimuthale hoek ϕ afhankelijk is van de pariteit. Meting van deze distributie

geeft aldus de pariteit. Deze methode is *in se* onafhankelijk van de energie van de fotonen. Enkel de polarisatiegraad van de ingaande bundel vertoont een energieafhankelijkheid. Dit belet echter niet dat pariteiten in een welbepaald energiegebied (tot enkele MeV beneden de eindpuntenergie) vlot meetbaar zijn. Het is deze techniek die in onze experimenten gebruikt werd, en we geven hier een overzicht van het formalisme.

In de hoekdistributie $W(\theta, \phi)$ verschijnt nu ook een term die afhankelijk is van de azimuthale hoek ϕ :

$$W(\theta, \phi) = W(\theta) + (\pm)_{L'_1} \cdot \cos(2\phi) \cdot \sum_{\nu \text{ even}} A'_\nu(1) \cdot A_\nu(2) \cdot P_\nu^{(2)}(\cos \theta) \quad (3.16)$$

$W(\theta)$ is hierbij de hoekdistributie voor ongepolariseerde fotonen, zoals hierboven besproken. De factor $(\pm)_{L'_1}$ is $+1$ voor elektrische en -1 voor magnetische overgangen L'_1 . De coëfficiënten $A'_\nu(1)$ voor het geabsorbeerd gepolariseerde foton zijn:

$$A'_\nu(1) = \frac{1}{1 + \delta_1^2} \cdot \left[-\kappa_\nu(L_1 L_1) \cdot F_\nu(L_1 L_1 J_0 J) + 2 \cdot \delta_1 \cdot \kappa_\nu(L_1 L'_1) \cdot F_\nu(L_1 L'_1 J_0 J) + \delta_1^2 \cdot \kappa_\nu(L'_1 L'_1) \cdot F_\nu(L'_1 L'_1 J_0 J) \right] \quad (3.17)$$

De $\kappa_\nu(L_i L_j)$ -coëfficiënten en de geassocieerde Legendre veeltermen van tweede orde $P_\nu^{(2)}(\cos \theta)$ zijn getabelleerd in het artikel van Fagg en Hanna [82], dat op grondige wijze het formalisme van verstrooiing met gepolariseerde fotonen beschrijft.

Men kan besluiten uit formule 3.16 dat de hoekverdeling extremaal wordt voor azimuthale hoeken $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ (verstrooiing parallel met het polarisatievlak van de invallende straling) en voor $\phi = 90^\circ, 270^\circ$ (verstrooiing loodrecht op het polarisatievlak). In het geval van $M1$ (of $E2$) overgangen wordt de hoekdistributie maximaal, parallel met het polarisatievlak, voor $E1$ overgangen is dit loodrecht op het polarisatievlak. Meting van de verstrooide fotonen gebeurt dus preferentieel onder deze azimuthale hoeken. Dit kunnen we best beschrijven aan de hand van het analyserend vermogen $\Sigma(\theta)$ van de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ reactie:

$$\Sigma(\theta) = \frac{W(\theta, \phi_\perp) - W(\theta, \phi_\parallel)}{W(\theta, \phi_\perp) + W(\theta, \phi_\parallel)} \quad (3.18)$$

waarbij ϕ_{\perp} staat voor $\phi = 90^{\circ}, 270^{\circ}$ en ϕ_{\parallel} voor $\phi = 0^{\circ}, 180^{\circ}$. Substitueren we (3.16) hierin, dan krijgen we

$$\Sigma(\theta) = -\frac{(\pm)_{L'_1} \cdot \sum_{\nu \text{ even}} A'_{\nu}(1) \cdot A_{\nu}(2) \cdot P_{\nu}^{(2)}(\cos \theta)}{W(\theta)}. \quad (3.19)$$

Rekenen we dit expliciet uit voor een verstrooiingshoek θ van 90° , en voor een pure dipool ($0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$) of een pure quadrupool ($0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$) overgang, dan wordt

$$\Sigma(\theta = 90^{\circ}) = \begin{cases} +1 : & E1 \text{ transitie} \\ -1 : & M1 \text{ transitie} \\ -1 : & E2 \text{ transitie} \end{cases} \quad (3.20)$$

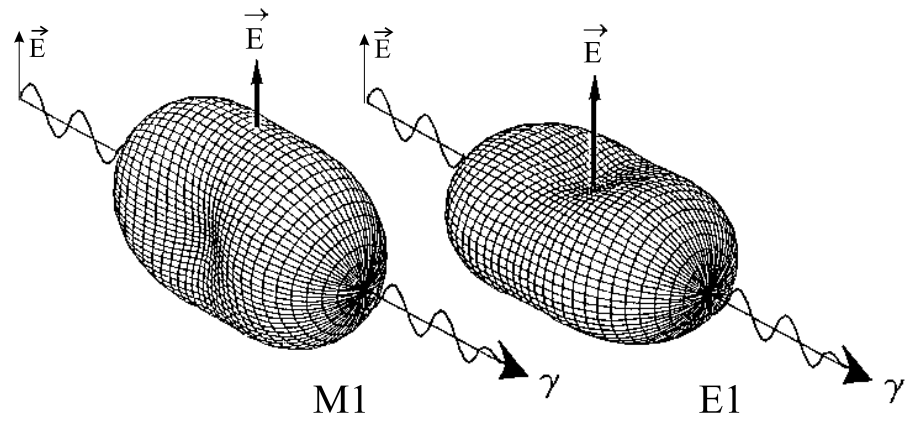
Dit betekent dat, onder 90° verstrooiingshoek, voor elektrische dipoolovergangen alle fotonen loodrecht op het polarisatievlak worden verstrooid, en voor magnetische dipool- of elektrische quadrupoolovergangen parallel ermee. Meting van deze azimuthale asymmetrie laat dus toe de pariteitsverandering die met de overgang gepaard gaat te kennen. Voor even-even kernen, waarvan de grondtoestand positieve pariteit bezit, kan dus onmiddellijk een besluit genomen worden omtrent de pariteit van het geëxciteerde niveau.

De gemeten azimuthale asymmetrie ϵ is voor een 100 % gepolariseerde bundel gelijk aan het analyserend vermogen. In de praktijk wordt ϵ beperkt door de polarisatiegraad P_{γ} van de bundel: een deel van de fotonen is immers niet gepolariseerd en vertoont dus een azimuthaal isotroop verstrooiingsgedrag. Slechts het gedeelte P_{γ} bezit analyserend vermogen:

$$\epsilon = \frac{N'_{\perp} - N'_{\parallel}}{N'_{\perp} + N'_{\parallel}} = P_{\gamma} \cdot \Sigma(\theta) \quad (3.21)$$

met N'_{\perp} en N'_{\parallel} het aantal fotonen verstrooid onder respectievelijk $\phi = \phi_{\perp}$ en $\phi = \phi_{\parallel}$. In de praktijk (zie hoofdstuk 4.3.2) zullen we van een techniek gebruik maken die ervoor zorgt dat we deze grootheden direct kunnen vervangen door de gemeten telkadansen N_{\perp} en N_{\parallel} .

Figuur 3.5 toont de hoekdistributie in functie van θ en ϕ , voor een polarisatiegraad van 33 %. Hieruit blijkt duidelijk dat meting onder de vermelde hoeken het karakter van de transitie bepaalt. Op de figuur is ook te zien dat de openingshoek van de detectoren (waardoor θ en ϕ zo'n 10° kunnen variëren t.o.v. de vermelde waarden) slecht weinig invloed zal hebben op de gemeten asymmetrie.



Figuur 3.5: De hoekverdeling voor een polarisatiegraad $P_\gamma = 33\%$. De elektrische veldvector \vec{E} is aangegeven, en bepaalt, samen met de invulsrichting van het foton, het polarisatievlak. De verschillende azimuthale asymmetrie is duidelijk zichtbaar voor $E1$ en $M1$ overgangen.

Hoofdstuk 4

Experimentele opstelling

Uit het voorgaande hoofdstuk kan besloten worden dat, om zoveel mogelijk eigenschappen van de aangeslagen niveaus te achterhalen, twee soorten experimenten gedaan moeten worden. Eén met ongepolariseerde remstraling, en één waarbij de remstraling (gedeeltelijk) gepolariseerd is. Beide experimenten maken vanzelfsprekend gebruik van de linac, waarvan de belangrijkste eigenschappen en de werking hierna eerst worden besproken. We spitsen ons hierbij toe op de NRF experimenten. We dienen verder onderscheid te maken tussen de twee types experimenten. Zowel de instellingen van de versneller als de detectoropstelling zijn verschillend in elk geval. Voor beide types metingen wordt eerst de productie van de remstraling besproken. Daarna volgen de opstelling en de eigenschappen van de gebruikte detectoren. Bij de experimenten met gepolariseerde remstraling gebruiken we een polarisatiemonitor om de polarisatiegraad van de invallende bundel te kennen, en deze wordt eveneens besproken.

Finaal wordt een sectie gewijd aan de data-acquisitie, voor beide soorten experimenten. Vooral in het geval van de experimenten met gepolariseerde fotonen is dit niet evident, en wordt dan ook uitgebreid besproken.

4.1 De elektronenversneller

De experimenten waarover sprake in dit proefschrift werden uitgevoerd aan de 15 MeV lineaire elektronenversneller van het Instituut voor Nucleaire Wetenschappen van de Universiteit Gent. Deze versneller, die operationeel is sedert 1986, levert bundels elektronen met hoge intensiteit en variabele energie van 1.75 tot 15 MeV. De gemiddelde elektronenstroom kan oplopen

Tabel 4.1: Enkele karakteristieken van de 15 MeV lineaire elektronenversneller

Energiegebied	1.5 - 15 MeV
Max. gemiddelde bundelstroom	2 mA
Aantal elektronen per puls	1 tot $6 \cdot 10^{12}$ e ⁻ per puls
Max. gemiddeld bundelvermogen	20 kW
Max. <i>duty factor</i>	2 %
Puls lengte	variabel; 1 - 10 μ s
Pulsrepetitiefrequentiebereik	variabel; 1 enkele puls - 5000 Hz
Max. bundelvermogendichtheid	150 kW / cm ²
Aantal versnellersecties	2
Hoogfrequentvoeding	1 klystron
Hoogfrequentvermogen	piek: 2 MW gemiddeld: 56 kW
Elektromagnetische frequentie	2999 MHz
Pulsmodulator type	<i>hard-tube</i>
Aantal bestralingsstanden	7 \rightarrow 3 elektronenbundels 4 fotonenbundels

tot 2 mA, met een maximaal vermogen van 20 kW. Het bijzondere van deze machine is de combinatie van de hoge stroom met de hoge pulsrepetitiefrequentie, die kan variëren van één enkele puls tot 5000 pulsen per seconde. Hierbij kan de pulslengte aangepast worden tussen 10 en 1 μ s. De vermogendichtheid van de bundel gaat tot 150 kW/cm², en de positie, diameter en energie ervan is zeer stabiel (het energiespectrum van de elektronen is zeer nauw; 80 % van de niet in energie geanalyseerde elektronenbundel valt binnen een energie-interval van 1 %). Tabel 4.1 geeft enkele karakteristieken weer van de versnellerfaciliteit.

De 6 meter lange versneller van het lopende-golf-type bestaat uit een aantal subsystemen:

Injectiesysteem: Een elektronenkanon met pulsmodulator levert de elektronenpulsen, ingesteld op een bepaalde pulslengte, amplitude en repetitiefrequentie, die later versneld zullen worden. Hierna worden deze pulsen in pakketjes gebundeld en een bepaalde microstructuur gegeven in de *prebuncher*. Deze stap is cruciaal voor een optimale versnelling en een scherp energiespectrum.

Versnellerstructuren: De twee versnellersecties zijn beide cilindrische golfgeleiders. De eerste sectie versnelt de geïnjecteerde elektronen tot bijna de lichtsnelheid, waarbij de energie 1.75 MeV bedraagt, slechts variabel binnen nauwe grenzen. Hierbij worden de werkingscondities zo gekozen dat de fasespreiding minimaal wordt, wat belangrijk is voor de kwaliteit van het energiespectrum na de tweede sectie. De energyspreiding is minder cruciaal, omdat zij klein is in vergelijking met de uiteindelijke energiewinst. De tweede sectie drijft de energie verder op van 1.75 MeV tot de gewenste waarde (3-15 MeV). Beide secties zijn omgeven met een solenoïde om de transversale defocussing (inherent aan de longitudinale (of fase-) focussing) op te heffen.

Hoogfrequentvermogen: Het noodzakelijke vermogen voor beide versnellersecties wordt geproduceerd in een gemeenschappelijk klystron met een maximaal vermogen van 1.8 MW, een repetitiefrequentie tot 5000 Hz en maximale pulsduur van 10 μ s, en een elektromagnetische frequentie van 2999 MHz. Dit klystron wordt gevoed vanuit een pulsmodulator. Deze modulator is in hoge mate belangrijk voor de kwaliteit van de gepulste hoogfrequentgolf in de versnellersecties. Daarom werd gekozen voor een speciaal type, de zgn. *hard-tube* modulator. Hoewel de efficiëntie van dit type lager is dan van de courant gebruikte modulatoren, zijn de voordelen van groot belang, zeker voor NRF: zeer hoge repetitiefrequenties en continue regeling van pulslengte en pulsvorm. Het vermogen hier geproduceerd wordt tenslotte aan de versnellersecties gevoed via een golfgeleiderkoppelaar met faseverschuiver. Deze koppelaar verdeelt het vermogen optimaal over beide secties, naargelang de gewenste bundelkarakteristieken.

Bundeltransportsysteem: Bij het uittreden van de elektronen uit de versnellersecties worden deze naar de respectieve experimenteerruimtes getransporteerd door een systeem van focusserings- en sturingsmagneten, spleten, remstralingsconvertoren en afschermingseenheden. Deze moeten natuurlijk aangepast zijn aan de hoge bundelintensiteiten en vermogensdichtheden. Zeven bundellijnen zijn beschikbaar, waarvan drie gebruikt worden voor experimenten met elektronen, en vier waarbij de elektronenbundel wordt omgezet in een fotonenbundel via remstralingsconvertoren. De bundellijn voor onze NRF experimenten wordt besproken in secties 4.2 en 4.3.

Deze versnellerconfiguratie is, door combinatie van hoge intensiteit en hoge

pulsrepetitiefrequentie, uniek. Voor NRF is de repetitiefrequentie het meest van belang, omdat hiermee hogere telkadansen in de detectoren kunnen bereikt worden zonder pulsophoping te veroorzaken, wat uiteindelijk de benodigde meetduur gevoelig vermindert. Dit wordt uitgedrukt via de werkfractie (*duty factor*) δ , die het product is van de pulsrepetitiefrequentie en de pulslengte. Bij deze versneller kan δ oplopen tot 2 %, meer dan het tienvoudige van de maximale werkfractie van de versneller in Giessen. In tabel 4.2 worden, in aanvulling op tabel 4.1, de typische specificaties gegeven voor de twee types NRF experimenten die uitgevoerd werden: (γ, γ') en $(\vec{\gamma}, \gamma')$:

Tabel 4.2: Typische versnellerinstellingen voor (γ, γ') - en $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -experimenten

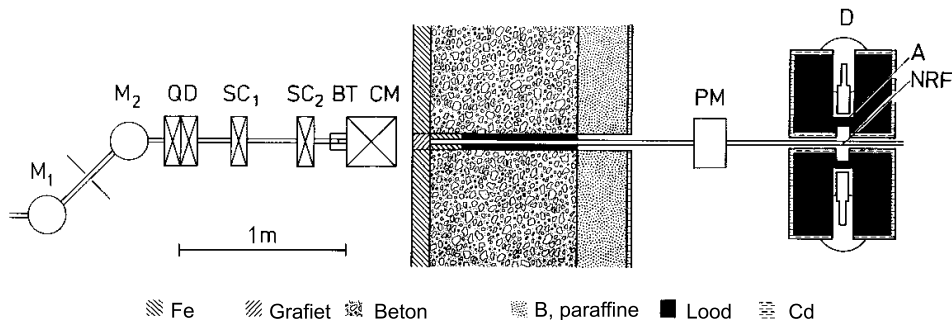
	(γ, γ')	$(\vec{\gamma}, \gamma')$
Elektronenenergie	6.5, 8, 10 MeV	12 MeV
Werkfractie δ	0.8 %	0.8 %
Pulslengte	2 μ s	2 μ s
Repetitiefrequentie	2000-4000 Hz	2000-4000 Hz
Gemiddelde bundelstroom	10-20 μ A	350 μ A

Uiteraard kunnen we hier onmogelijk in meer detail treden omtrent de werking van de versneller, en we verwijzen dan ook naar o.a. refs. [85, 86] voor een uitgebreide bespreking.

4.2 Experimenten met ongepolariseerde remstraling

4.2.1 Productie van remstraling

Figuur 4.1 geeft schematisch de opbouw weer van de remstralingsfaciliteit voor NRF. Deze wordt ook gebruikt voor de productie van gepolariseerde remstraling (zie 4.3). De elektronenbundel wordt via een niet-dispersieve magneetconfiguratie (M1, M2) getransporteerd naar de NRF-experimenteeruimte, en tegelijkertijd in energie geanalyseerd. Een quadruupoolmagneet QD focuseert deze bundel op een dunne radiatorfolie BT. De diameter van de bundel op de folie bedraagt ongeveer 4 mm. De magneten SC1 en SC2 worden enkel gebruikt bij de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -experimenten. De radiatorfolie bestaat uit 100 μ m tantalium. Door de hoge Z -waarde van Ta wordt een hoge remstralingsopbrengst bereikt. De folie zit geklemd tussen twee conische grafietringen, gevat in een watergekoelde vacuumbuis. De zui-



Figuur 4.1: Schematische opbouw van de remstralingsopstelling. Zie de tekst voor verdere uitleg.

veringsmagneet CM buigt de doorgelaten elektronenbundel uit zijn baan, die gedumt wordt in een elektrisch geïsoleerde grafieten bundelstop. Op die manier worden geen versnelde elektronen (of secundaire verstrooiingseffecten) toegelaten in de detectorruimte (PM, D, NRF), en is er een nauwkeurige meting mogelijk van de bundelintensiteit. Deze bedraagt in de experimenten ongeveer 10 tot 20 μA .

De ruimte waarin de gevoelige detectoren zich bevinden, is sterk afgeschermd van de remstralingsproductie door een één meter dikke betonnen wand, die het grootste gedeelte van de opgewekte straling tegenhoudt. Een collimator in de wand zorgt ervoor dat een nauwe bundel fotonen op het monster toegelaten wordt. De collimator is vacuüm gepompt, om verstrooiing aan de lucht, en bijgevolg meer achtergrondstraling, te voorkomen. De voorwand van de afscheiding en de eerste 20 cm van de collimator zijn uitgevoerd in ijzer, gevolgd door afwisselend loden ringen van 5 cm lang en even lange aluminium spatieringsringen. Deze configuratie werd gekozen om de invloed van verstrooiing in de collimator te minimaliseren. Het ijzer werd aangebracht om de neutronenachtergrond sterk te onderdrukken. De neutronenseparatieënergie van ijzer (^{56}Fe) is immers 11.2 MeV, in tegenstelling tot de lage neutronendrempel voor lood (7.4 MeV voor ^{208}Pb). Vooral bij metingen bij hogere energieën is dit van belang.

De diameter van de collimator is 7 mm. Op deze manier blijft de diameter van de fotonenbundel ter hoogte van het experiment beperkt tot 25 mm. De ingang van de collimator is over een lengte van 10 cm gevuld met grafiet, wat dient als een 'bundelverharder': de meeste laagenergetische fotonen, die niet van belang of zelfs schadelijk zijn voor de NRF experimenten (verzadiging

van de detectoren!), worden zo weggefilterd.

Om de neutronenachtergrond nog verder te onderdrukken, werd ook de betonwand aan de kant van de detectieruimte afgeschermd met een laag paraffineblokken en cadmium. Overigens zijn ook de Ge-detectoren D nog eens beschermd met loodkastelen en cadmiumplaten, zoals aangegeven op de figuur. De polarisatiemonitor PM wordt enkel in werking gesteld voor experimenten met gepolariseerde remstraling (zie sectie 4.3.2). Na het passeren van de NRF trefplaat en detectoropstelling (zie hieronder) gaat de fotonenbundel door een ionisatiekamer, waar de bundelintensiteit kan bepaald worden, en wordt uiteindelijk gestopt in een betonnen muur en aarden wal.

4.2.2 Detectoropstelling

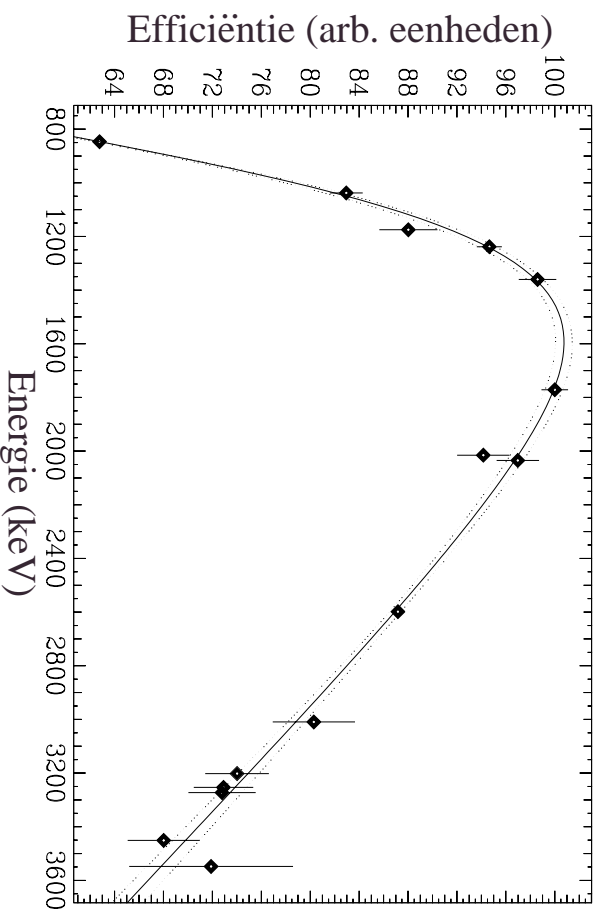
Het NRF monster is 160 cm na het einde van de collimator gemonteerd in een plastieken houder, dit om het monster exact in het midden van de fotonenbundel, en in het centrum van de Ge-detectoren, te positioneren. Het geheel bevindt zich in een aluminium buis die opnieuw vacuüm gepompt is, om verstrooiing aan lucht te voorkomen. Met deze opstelling moet natuurlijk nauwgezet gecontroleerd worden of er geen resonante lijnen van koolstof of aluminium in de spectra aanwezig zijn. Metingen zonder monster, maar wel met monsterhouder, wezen echter uit dat er geen merkbare 'besmetting' vanwege deze materialen optreedt. Het monster zelf is 45° gedraaid t.o.v. de verticale en de horizontale richting, zodat de fotonen uitgestuurd in de richting van de respectieve detectoren ongeveer dezelfde dikte trefplaatmateriaal moeten doorlopen.

Na doorgang door het monster valt de fotonenbundel in op een ionisatiekamer, die de intensiteit van de bundel registreert. Voor de eigenlijke experimenten is deze intensiteit van gering belang, omdat deze, via een kalibratiemateriaal, in het monster zelf wordt gemeten (zie 5.5), of niet relevant is (zie 4.3.3). Enkel voor de instelling van sommige versnellercomponenten wordt de ionisatiekamer gebruikt (zie 4.3.1). De schijven van het te onderzoeken materiaal worden in de houder aangebracht, alternerend met plaatjes boorzuur (H_3BO_3). Dit materiaal bezit enkele goed gekende resonante overgangen in het gepaste energiegebied, die worden gebruikt als kalibratielijnen voor de energiekalibratie en de kalibratie van de efficiëntie (waarin de fotonenintensiteit zit vervat, zie 5.3 en 5.5).

De fotonen die verstrooid worden aan het NRF monster, worden geregistreerd door vier Ge-detectoren met uitstekende energieresolutie. De detectie-

efficiënties bij 1.33 MeV (^{60}Co) zijn respectievelijk 40 % (2 detectoren) en 70 % (2 detectoren) t.o.v. een 3" \times 3" NaI(Tl) kristal bij dezelfde energie, voor een ^{60}Co -bron op 25 cm afstand. De energieresolutie bij deze energie, en in standaardomstandigheden, bedraagt respectievelijk 1.8 en 1.9 keV. De twee meest efficiënte detectoren zijn vast opgesteld onder 90° verstrooiingshoek, onder en boven het monster. Bij 90° is het lage-energie-gedeelte van het spectrum immers zeer manifest; door de grotere omvang van de detectoren met hogere efficiëntie zijn de meeste resonante tellen dan ook geconcentreerd in de FE (*Full Energy*) piek, in plaats van in de *escape* pieken die bij lagere energie voorkomen. Op deze manier wordt de piek-tot-achtergrond-verhouding voor de relevante piek verbeterd. De twee overige detectoren (40 %) zijn links en rechts van het monster gepositioneerd, en kunnen verschoven worden tussen 127° (voor de meting met ongepolariseerde fotonen) en 90° (voor de meting met gepolariseerde remstraling) verstrooiingshoek. Bij 127° is de laag-energetische achtergrond een stuk minder belangrijk (door de hoekafhankelijkheid van comptonverstrooiing, zie 5.2), en is bijgevolg de piek-tot-achtergrond-verhouding minder stringent.

Zoals reeds vermeld, zijn de detectoren ingekapseld in een lood-cadmium kasteel om de niet-resonante achtergrond gevoelig te drukken. Hierin is een collimatoropening aangebracht die de detectorvoorkant blootstelt aan de straling afkomstig van het monster. De afstand van de voorkant van de aluminium detectorbehuizing tot het monster bedraagt ongeveer 25 cm. Op deze manier bedraagt de openingshoek waaronder de detector de trefplaat ziet, ongeveer 15° tot 20° . Het grootste aandeel van de achtergrond wordt evenwel in de trefplaat zelf opgewekt. Niet-resonante comptonverstrooiing aan het monster zorgt ervoor dat de achtergrond in feite een vervormde weerspiegeling is van het remstralingspectrum. Aangezien de intensiteit ervan enorm hoog wordt bij lagere energieën, zijn in de collimatoropeningen loodabsorbers aangebracht. Deze stoppen voornamelijk laagenergetische fotonen, waardoor de telkadans sterk wordt beperkt, wat pulsophoping in de detectoren helpt voorkomen (zie 4.4). De twee detectoren onder 90° zijn voorzien van loodabsorbers van 4 cm dik, deze onder 127° van 2 cm dikke absorbers. Op deze manier wordt de telkadans in alle detectoren ongeveer gelijk: de 90° detectoren zijn immers groter en dus efficiënter, en bovendien is de comptonachtergrond onder 90° een stuk hoger, wat dikkere absorbers vereist. Figuur 4.2 geeft de relatieve efficiëntie weer (in arbitraire eenheden) van één van de 127° detectoropstellingen, bij lage energie. De meting werd gedaan met een ^{56}Co -bron op de plaats van de trefplaat. De gekende



Figuur 4.2: Detectie-efficiëntie (curve) in arbitraire eenheden voor een 40 % detector onder 127° , gemeten met een ^{56}Co -bron (symbolen) op de plaats van de trefplaat.

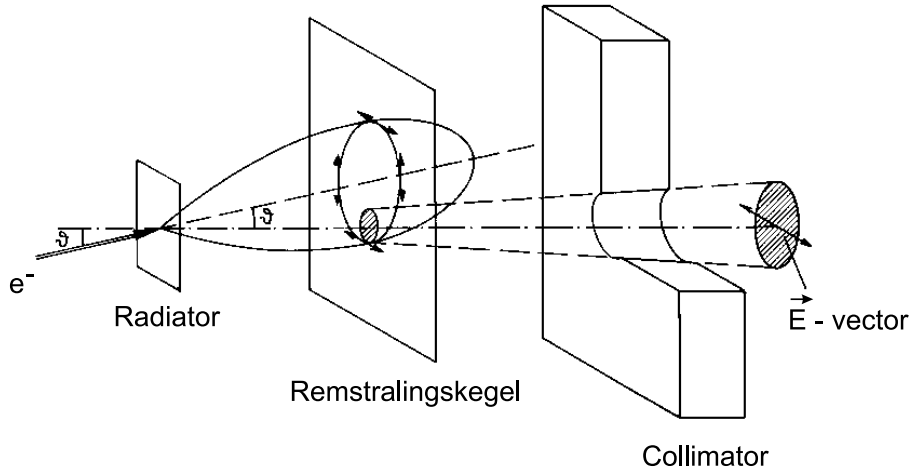
intensiteiten van de γ -lijnen van de bron [87, 88] dienden als kalibratie (opgenomen in bijlage A). Men kan duidelijk zien dat de efficiëntie stijgt met dalende energie (meer kans op het stoppen van een laagenergetisch foton), maar onder 2 MeV wordt de curve omgebogen en daalt de efficiëntie snel. Dit is het effect van de loodabsorbers: de meeste fotonen met energie onder 2 MeV worden dus gestopt.

4.3 Experimenten met gepolariseerde remstraling

4.3.1 Productie van gepolariseerde fotonen

Via berekeningen door Ohlsen en Keaton [89] werd aangehouden dat remstraling geproduceerd door relativistische elektronen in een dunne folie onder een bepaalde hoek θ t.o.v. de invalrichting van de elektronen, gedeeltelijk lineair gepolariseerd is. Het bleek dat

- de polarisatie maximaal wordt voor een hoek $\theta_p = m_0c^2/E_e$ met E_e de energie van de elektronenbundel en m_0c^2 de rustenergie van het



Figuur 4.3: Productie van *off-axis* remstraling.

elektron,

- de polarisatie afneemt met de fotonenergie, en nul wordt voor $E_\gamma = E_e$,
- de elektrische veldvector \vec{E} loodrecht staat op het emissievlak van de fotonen (bepaald door de invalrichting van de elektronen en de emissierichting van het foton). De vector \vec{E} raakt dus steeds aan een cirkel waarvan het centrum op de elektronenbundel ligt.

In figuur 4.3 wordt de productie van deze *off-axis* remstraling schematisch voorgesteld.

In werkelijkheid gelden hierboven aangehaalde conclusies slechts bij benadering. In realiteit treden allerhande secundaire effecten op, zoals meervoudige verstrooiing binnen de radiatorfolie, afscherming van de atoomkernen door elektronen, initiële divergentie en openwaaiering van de elektronenbundel in de folie ... Hierdoor wordt de polarisatie bij een bepaalde hoek verlaagd, wijkt de optimale hoek af van θ_p , en is de veldvector slechts preferentieel loodrecht op het emissievlak gericht. Deze secundaire effecten kunnen geminimaliseerd worden door een remstralingsfolie te gebruiken met lage dichtheid en lage Z -waarde. Daarom wordt de Ta remstralingsconvector uit 4.2 vervangen door een $25 \mu\text{m}$ dunne Al-folie. De bundelstroom wordt

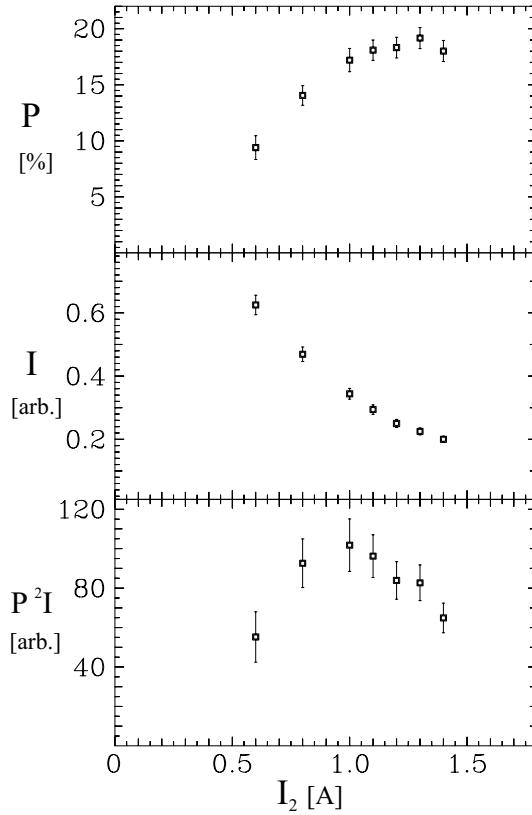
hierbij opgedreven tot $400 \mu\text{A}$ (beperkt door thermische effecten) omdat de fotonenintensiteit, naarmate θ groter wordt, afneemt.

Omdat de betonwand, de houder van de remstralingsfolie, en de collimator een vaste opstelling vormen wordt gepolariseerde remstraling op de volgende manier geproduceerd (zie figuren 4.1 en 4.3): Na de focuserende quadrupoolmagneet QD wordt de bundel eerst afgebogen door een dipoolmagneet SC1 (40 cm vóór de Al-trefplaat) over een hoek θ_1 . Op 10 cm vóór de trefplaat wordt de bundel opnieuw naar de oorspronkelijke bundelas afgebogen, over een hoek $\alpha\theta_p$ t.o.v. de as van de elektronenbundel (α wordt experimenteel geoptimaliseerd, zie hieronder). Deze magneten kunnen zowel in het horizontale als in het verticale vlak afbuigen. Op deze manier valt de bundel centraal op de folie in onder een hoek $\alpha\theta_p$. De collimator selecteert nu automatisch het gedeelte van de fotonenbundel die onder deze hoek uitgestuurd werd (zie fig. 4.3) en dat optimaal lineair gepolariseerd is. Bovendien kan, door de invalrichting van de elektronenbundel te wijzigen, de elektrische veldvector naar willekeur geroteerd worden.

De fractie gepolariseerde fotonen wordt gemeten aan de hand van de polarisatiegraad P_γ , gedefinieerd als

$$P_\gamma = \frac{I_\perp - I_\parallel}{I_\perp + I_\parallel} \quad (4.1)$$

met I_\perp en I_\parallel respectievelijk de intensiteit van de fotonen met veldvector \vec{E} loodrecht en parallel op het emissievlak. P_γ wordt tijdens de experimenten continu gemeten met de polarisatiemonitor PM (zie sectie 4.3.2). De polarisatiegraad én de remstralingsintensiteit hangen sterk af van de positie en invalshoek van de elektronenbundel. De invalshoek wordt voornamelijk bepaald door de stroom I_2 in magneet SC2, de positie vooral door de stroom I_1 in magneet SC1. Om een optimaal resultaat te bereiken voor onze experimenten, moet natuurlijk een goede polarisatiegraad P_γ gecombineerd worden met een redelijke fotonenintensiteit I_γ , en een compromis moet dus gezocht worden. Hierbij wordt de factor α experimenteel geoptimaliseerd door I_2 aan te passen. Volgens Ohlsen en Keaton [89] moet hierbij het product $P_\gamma^2 I_\gamma$ gemaximaliseerd worden: De statistische fout voor dit soort metingen is volgens deze auteurs omgekeerd evenredig met de wortel uit dit product. Figuur 4.4 geeft deze optimalisatie weer. Zowel P_γ (uitgemiddeld tussen 5.8 en 12 MeV), I_γ als $P_\gamma^2 I_\gamma$ worden weergegeven in functie van I_2 . De polarisatiegraad werd gemeten met de polarisatiemonitor, de fotonenintensiteit (in arbitraire eenheden) met de ionisatiekamer aan het uiteinde van



Figuur 4.4: Polarisatiegraad P_γ , fotonenintensiteit I_γ en het product $P_\gamma^2 I_\gamma$ in functie van I_2 , de stroom door de tweede afbuigmagneet SC2.

de opstelling. Het maximum wordt dus bereikt voor $I_2 \approx 1$ A. De polarisatiegraad is hier echter nog niet maximaal, en daarom wordt toch een iets hogere stroom I_2 aangehouden. De intensiteit ligt dan evenwel wat lager, maar om pulsophoping te voorkomen is dit eerder een voordeel.

Vervolgens (op iteratieve wijze) wordt de stroom I_1 ingesteld, opdat de elektronenbundel de remstralingstrefplaat centraal zou treffen. Zoals we in sectie 4.3.3 zullen zien, wordt de invalrichting van de elektronen regelmatig over 90° gedraaid, zodat de elektrische veldvector afwisselend horizontaal en vertikaal wordt gericht. Om I_1 in te stellen, wordt dit ook toegepast: Voor de vier richtingen wordt de fotonenintensiteit in de ionisatiekamer geregistreerd voor verschillende waarden van I_1 . Wanneer deze gelijk is voor de vier afbuigrichtingen, raakt de elektronenbundel de trefplaat centraal.

Aangezien deze parameters zeer afhankelijk zijn van factoren als bundelintensiteit, invalrichting enz . . . , en steeds gedurende lange tijd wordt gemeten, werden een aantal controlesystemen ontworpen die simultaan de stabiliteit ervan waarborgen [85,86].

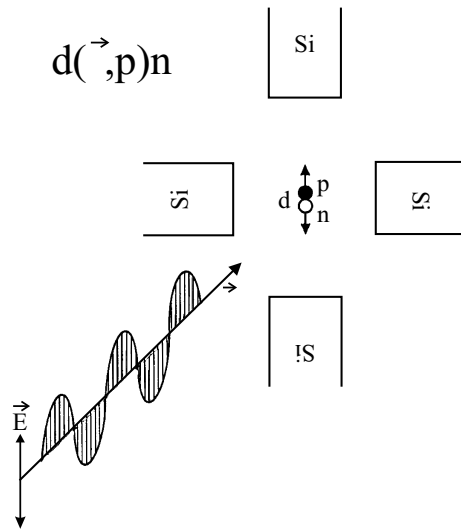
4.3.2 De polarisatiemonitor

De polarisatiegraad P_γ van de fotonenbundel wordt bepaald aan de hand van de fotodesintegratie van deuterium. Dit gebeurt in de polarisatiemonitor PM, die net na de betonwand geplaatst is. Door het feit dat $E1$ absorptie dominant is, worden het proton en neutron preferentieel volgens de richting van de elektrische veldvector uitgestuurd. Het analyserend vermogen voor deze $d(\vec{\gamma}, p)n$ -reactie is nagenoeg constant en gelijk aan één voor fotonenergieën beneden de 30 MeV en een verstrooiingshoek van 90° [90]. Enkel de fractie fotonen die gepolariseerd is, veroorzaakt dus een azimuthale asymmetrie in de uitgestuurde protonen. Uit de energie van het uitgezonden proton kennen we onmiddellijk de energie van het betrokken foton:

$$E_\gamma = E_p + E_n + E_B \approx 2 \cdot E_p + 2.225 \text{ MeV} \quad (4.2)$$

waarbij E_B de bindingsenergie van de deuteriumkern voorstelt. De polarisatiemonitor bestaat in feite uit een gedeutereerde polyethyleenfolie met een dikte van $40 \mu\text{m}$, die opgesteld is in de bundel onder een hoek van 45° ten opzichte van vier protondetectoren. Deze detectoren zijn $100 \mu\text{m}$ dikke Si-oppervlakte-grenslaag-detectoren. Zij zijn bedekt met een dunne opgedampte laag aluminium die blootstelling aan lucht toelaat. Alle protonen met een energie van ongeveer 1.5 MeV tot 3.6 MeV kunnen gedetecteerd worden. Boven 3.6 MeV werken de detectoren in ΔE -mode. Hierdoor kan de polarisatiegraad gemeten worden voor fotonenergieën tussen 5.5 en 10 MeV. Beneden deze ondergrens treedt teveel ruis op in de detectoren, en kunnen geen protonen meer gedetecteerd worden. De detectoren zijn vanzelfsprekend opgesteld onder 90° verstrooiingshoek en azimuthale hoeken ϕ van $0, 90, 180$ en 270° . De asymmetrie in het aantal tellen geregistreerd parallel met, en loodrecht op, de elektrische veldvector, geeft dan volgens formule 4.1 de polarisatiegraad. Bij de bepaling van de energieafhankelijkheid ervan moet wel rekening gehouden worden met een correctie voor het energieverlies voor de doorgang van de protonen door de polyethyleenfolie. Figuur 4.5 toont het principe van de monitor.

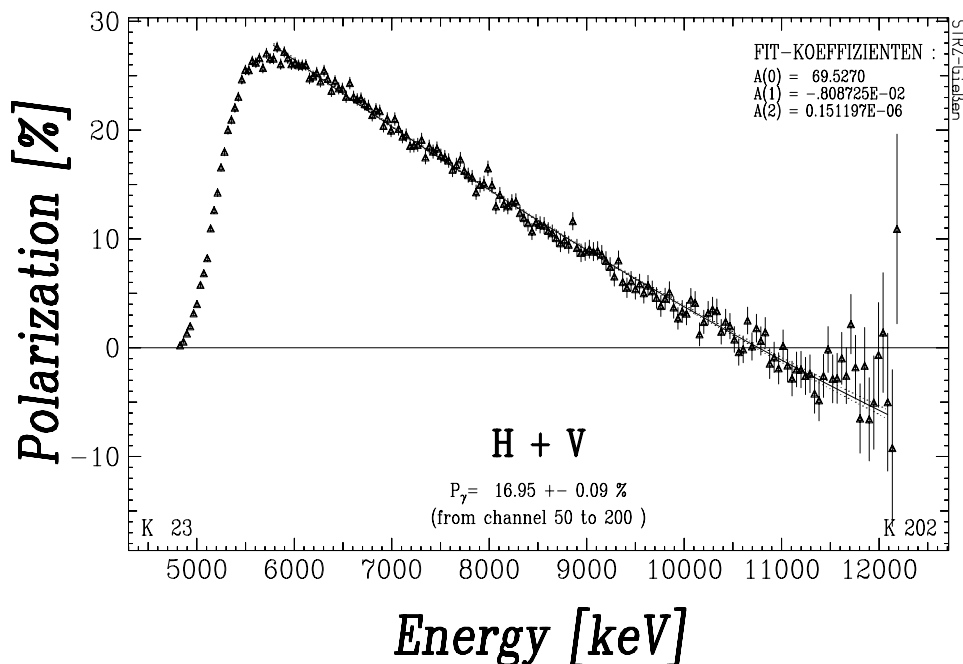
De tellen in de vier detectoren worden steeds opgeslagen in de buffer van een



Figuur 4.5: Het principe van de polarisatiemonitor. Proton en neutron worden preferentieel uitgezonden volgens de richting van de elektrische veldvector.

microprocessor. Op basis van elke 1024 tellen (gesommeerd over de vier detectoren) wordt de polarisatiegraad direct berekend, en elke afwijking door een verstoring van de remstralingsfaciliteit kan dus onmiddellijk waargenomen worden. Deze methode vereist natuurlijk dat de vier detectoren dezelfde detectie-eigenschappen vertonen. Voor onder meer de energiekalibratie, en voor het instellen van de juiste afstand tot de deuteriumtrefplaat, werden α -bronnen gebruikt. Een fijnregeling gebeurde nog door een ongepolariseerde fotonenbundel in te laten vallen op de folie, en de positie en versterking van de detectoren bij te regelen tot de telkadansen gelijk waren in elke detector [13, 91, 92].

Figuur 4.6 toont de gemeten polarisatiegraad in functie van de fotonenergie voor de meting op ^{58}Ni , die later aan bod komt. P_γ vertoont een praktisch lineair gedrag, en gaat naar nul als de fotonenergie de eindpuntenergie (12 MeV) nadert. Beneden 6 MeV treedt een plotse daling op, die enkel en alleen te wijten is aan het feit dat de ruis in de protondetectoren gaat overheersen. De polarisatiegraad loopt dus op tot bijna 30 % bij 6 MeV, en de gemiddelde waarde over het energiegebied 5.8-12 MeV schommelt typisch rond 16 %. De polarisatiemonitor wordt niet enkel gebruikt voor het berekenen van de polarisatiegraad, maar speelt ook een belangrijke



Figuur 4.6: De polarisatiegraad in functie van de fotonenergie voor een typische meting (^{58}Ni).

rol bij de sturing van de meetopstelling voor metingen met gepolariseerde fotonen. Daarover meer in de volgende sectie.

4.3.3 De detectoropstelling

De detectoropstelling is principieel dezelfde als voor de experimenten met ongepolariseerd remstraling. Alle detectoren staan nu echter onder 90° verstrooiingshoek opgesteld, zoals aangewezen voor het meten van de azimuthale asymmetrieën (zie hoofdstuk 3.3). Volgens formule 3.21 moeten de intensiteiten van de verstrooide fotonen loodrecht op, en parallel met, het polarisatievlak gemeten worden. Aangezien de detectoren echter niet allemaal gelijk zijn, en eventuele systematische asymmetrieën in de opstelling kunnen optreden, passen we de volgende procedure toe.

Na elke 1024 tellen in de polarisatiemonitor (gesommeerd over de vier Si-detectoren) wordt niet alleen de polarisatiegraad *on-line* berekend, maar wordt ook een schakelpuls gestuurd naar de afbuigmagneten SC1 en SC2, zodat de invalrichting van de elektronenbundel 90° wordt gerooteerd. Op deze manier verkrijgen we vier standen van de elektrische veldvector. We

noemen die V^+ , H^- , V^- en H^+ . Hierbij is V^+ vertikaal boven, H^- horizontaal rechts, enz ... Door deze schakeltechniek blijft de fotonenflux dezelfde voor de vier afbuigrichtingen. Een volledige cyclus van vier afbuigingen duurt ongeveer 20 tot 30 minuten. Door deze rotatie wordt het verstrooiingspatroon aan de NRF trefplaat uitgemiddeld over de vier Ge-detectoren, en verdwijnen in eerste orde alle systematische asymmetrieën in de detectoropstelling. In plaats van vier 'fysieke' detectoren schakelen we in feite bij de *off-line* verwerking over op vier analoge detectoren (voor standen V^+ , ...) waarvan de eigenschappen het uitgemiddelde zijn van de vier echte Ge-detectoren. Op deze manier hoeft geen rekening meer gehouden worden met de karakteristieken van elke detector, zoals de verschillende efficiënties, absorbers, openingshoek enz ... , en kunnen de telkadansen voor de vier standen rechtstreeks gebruikt worden. In formule 3.21 geldt dan immers dat de fotonenintensiteit $N'_\perp = N_\perp \cdot \kappa$, waarbij N_\perp de geregistreerde telkadans is, en κ een factor voorstelt die de efficiëntie, fotonflux, ruimtehoek enz ... incorporeert. Aangezien κ voor elke 'imaginaire' detector dezelfde is, wordt die in vergelijking 3.21 gewoonweg weggedeeld. Het spreekt wel vanzelf dat de data-acquisitie voor deze procedure wat complexer is dan die voor de metingen met ongepolariseerde fotonen. Dit wordt besproken in volgende sectie.

4.4 Data-acquisitie

Het verwerken van de detectorsignalen gebeurt via standaard NIM elektronica. De voedingen en de hoofdversterkers van de Ge- en Si-detectoren staan opgesteld in de detectorruimte zelf. De signalen van de detectorvoorversterkers zijn immers klein en een kleine kabellengte minimaliseert de kans op storingen. Via coaxiale kabels worden de hoofversterkersignalen naar de controleruimte van de versneller gestuurd, waar ze door ADC's (8 K analoog-naar-digitaal-omzetters) gedigitaliseerd worden, en verder gestockeerd worden.

De versterkers van de Ge-detectoren hebben een pulsvormingstijd van $4 \mu\text{s}$, waardoor in deze tijdsspanne slechts één tel kan geregistreerd worden. Meerdere signalen tegelijkertijd zouden een distortie van de pulsvorm veroorzaken, wat tot foutieve energie-informatie kan leiden. Dit fenomeen staat bekend als pulsophoping (*pile-up*), en is nefast voor de kwaliteit van de spectra. De pulsduur van de versneller, en dus van de remstralingspuls, is van dezelfde orde (zie tabel 4.2). Tijdens één remstralingspuls mag dus

maximaal één interactie plaatsgrijpen in elke detector. Vandaar het enorme belang van de hoge repetitiefrequentie van de gebruikte versneller. Er kan aangetoond worden op basis van Poissonstatistiek dat, als de telkadans in elke detector beperkt wordt tot een tiende van de repetitiefrequentie, de pulsophoping zo'n 5 % bedraagt. Is p de kans dat een foton invalt op de detector, dan is de waarschijnlijkheid dat k fotonen in de detector komen:

$$P_p(k) = (p^k / k!) \cdot \exp(-p). \quad (4.3)$$

De geobserveerde telkadans C kunnen we schrijven als:

$$C = \sum_{k=1}^{\infty} P(k). \quad (4.4)$$

Aangezien

$$\sum_{k=0}^{\infty} P(k) = 1 = C + P(0) = C + \exp(-p) \quad (4.5)$$

en de probabilliteit voor pulsophoping gelijk is aan

$$P_{p.u.} = \sum_{k=2}^{\infty} P(k) = C - P(1) = C - p \cdot \exp(-p) \quad (4.6)$$

kunnen we uiteindelijk schrijven door substitutie:

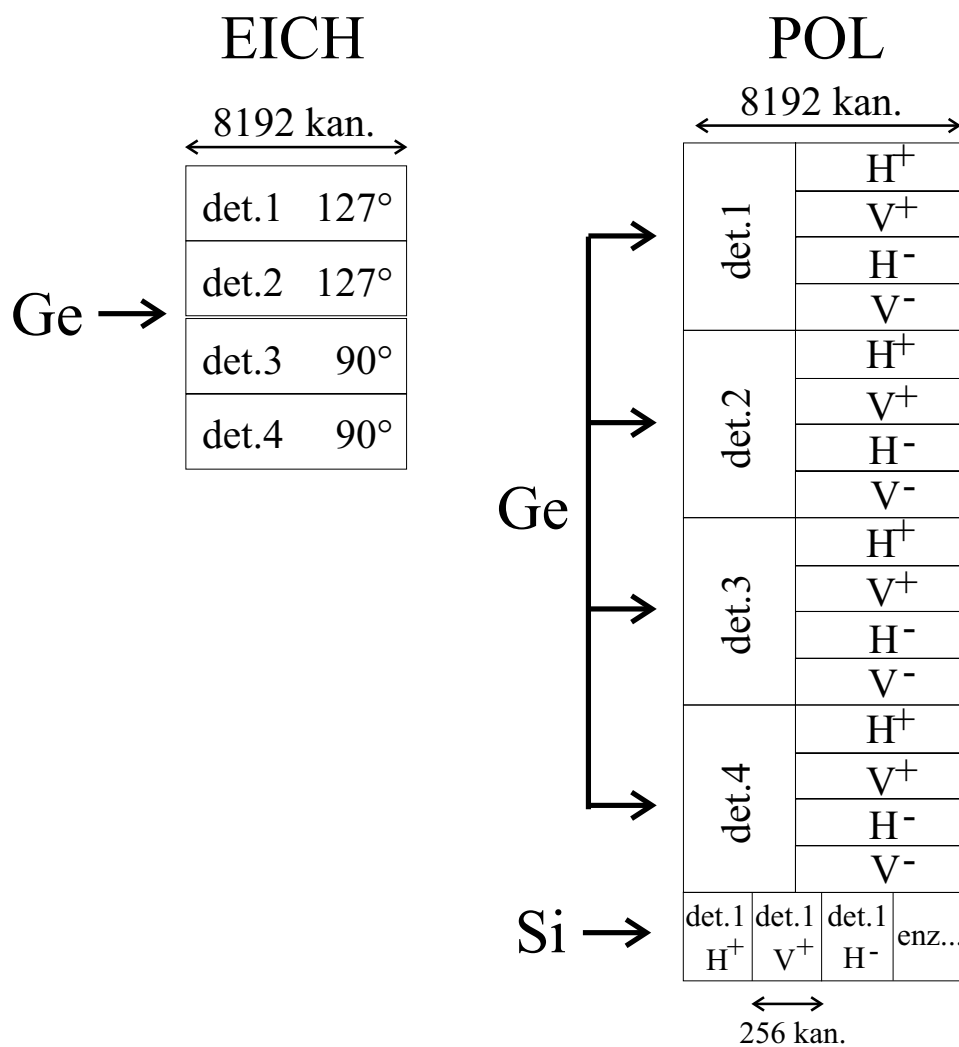
$$P_{p.u.} = C + (1 - C) \cdot \ln(1 - C). \quad (4.7)$$

Wanneer nu de telkadans slechts 0.1 bedraagt (1 per tien pulsen), dan bedraagt de pulsophopingsprobabilliteit inderdaad slechts 5 % van de telkadans. Bij hogere telkadansen neemt niet alleen de kans toe op pulsophoping, maar neemt eveneens de kans op het registreren van slechts één foton af.

De opname van de NRF spectra gebeurt in een PDP11/23 computersysteem met slechts geringe opslagcapaciteit. Voor de (γ, γ') -metingen worden de signalen van de MCA's voor de vier Ge-detectoren in vier spectra van 8192 kanalen geaccumuleerd. Het meetprogramma EICH [84, 93], ontwikkeld in Giessen, registreert en verwerkt de gegevens, en laat toe metingen te starten of stoppen. De PDP is door een lokaal netwerk verbonden met een VAX3100 computer met ruime opslagcapaciteit. Op regelmatige basis worden de geaccumuleerde spectra door EICH doorgestuurd naar de VAX.

Hier worden de uiteindelijke spectra opgeslagen en geanalyseerd. Tijdens de meting kunnen nog allerhande controle- en eenvoudige analyseprogramma's uitgevoerd worden.

Zoals reeds vermeld, wordt de data-acquisitie een stuk complexer voor de $(\bar{\gamma}, \gamma')$ -metingen. Het meetprogramma POL [84, 93] zorgt voor de verwerking op de PDP. We gebruiken nu eveneens ADC's en MCA's voor de signalen van de vier Si-detectors van de polarisatiemonitor. In plaats van vier te accumuleren spectra, verkrijgen we er nu 32: Voor elk van de 8 detectors één per stand V^+ , H^- , H^+ en V^- . Later zullen we zien (sectie 5.1) dat deze zullen gereduceerd worden door per stand de spectra van alle detectors op te tellen (met als resultaat de vier 'imaginaire', uitgemiddelde detectors waarvan sprake). Voor de Ge-detectors worden dus 16 spectra van 8192 kanalen voorzien. De spectra van de Si-detectors worden in 256 kanaalsspectra opgeslagen, en passen dus in één 8192 kanaalsspectrum. De energieresolutie is immers niet van belang bij de protonenspectra, aangezien ze enkel gebruikt worden om de polarisatiegraad in functie van de energie te berekenen. POL zorgt ervoor dat bij elke verandering van stand de juiste signalen in het juiste spectrum terecht komen. Figuur 4.7 toont schematisch hoe, bij beide soorten experimenten, de spectra geaccumuleerd worden.



Figuur 4.7: De spectra-accumulatie schematisch voorgesteld.

Hoofdstuk 5

Behandeling en analyse van de data

5.1 Behandeling van de data

De geaccumuleerde spectra zijn slechts ruwe data. Vooraleer er nuttige informatie uit te kunnen onttrekken, zijn enkele behandelingen nodig. Een eerste maatregel wordt reeds genomen op het niveau van de ADC's en versterkers. Door een ruwe energiekalibratie door te voeren op basis van een aparte ^{56}Co -meting (zie bijlage A) worden de versterkers en ADC's zodanig ingesteld zodat ongeveer 1.5 keV per kanaal bereikt wordt. Bij de ADC's wordt bovendien een ondergrens ingesteld, zodat slechts de kanalen die informatie bevatten boven ongeveer 500 keV, doorgelaten worden. De signalen beneden deze grens bevatten geen relevante NRF-informatie, en verzwaren enkel de spectra.

Aangezien een NRF-meting gemiddeld een maand -of meer- duurt, is de stabiliteit van de versterkers zeer belangrijk. Bij het opnemen van spectra met 8192 kanalen is zelfs een kleine verschuiving van de versterking onmiddellijk merkbaar. Om deze onvermijdelijke versterkingsdrift op te vangen wordt praktisch elke dag een nieuwe meting, met een nieuw spectrum, gestart. Enkele keer per dag wordt bovendien het spectrum, voor zover het gevormd is, opgeslagen. Op deze manier kunnen we nog, bij een plotse versterkingsverstoring, een gedeelte van dat spectrum gebruiken, of zelfs corrigeren. Voor de spectra van elke dag wordt dan gecontroleerd of de breedte van de pieken overeenstemt met wat verwacht wordt. Uiteindelijk moeten alle spectra bij elkaar opgeteld worden. Voor de (γ, γ') -metingen

gebeurt dit aan de hand van het kalibratiemateriaal dat in de NRF trefplaat aanwezig is. Het boorzuur (H_3BO_3) bezit een aantal goed gekende overgangen, die in bijlage B behandeld worden. De sterkste lijnen (inclusief *escape*-lijnen) zijn prominent in de spectra, ook bij slechts korte metingen. Indien tussen twee opeenvolgende spectra geen verschuiving hiervan wordt opgemerkt, kunnen beide spectra gewoonweg bij elkaar opgeteld worden. Indien een verschuiving opgetreden is, kan, aan de hand van de boorzuurlijnen, een veeltermcorrectie (over het algemeen van de derde graad) worden opgesteld die de kanaalverschuiving opheft. Daarna worden de spectra opnieuw opgeteld. Het spreekt voor zich dat de spectra uiteindelijk toch een geringe verbreding zullen vertonen, waardoor de oorspronkelijke resolutie, zoals vermeld in vorig hoofdstuk, niet meer gehaald wordt. Desalniettemin blijft de resolutie superieur, en kunnen praktisch alle transitie-individueel waargenomen worden.

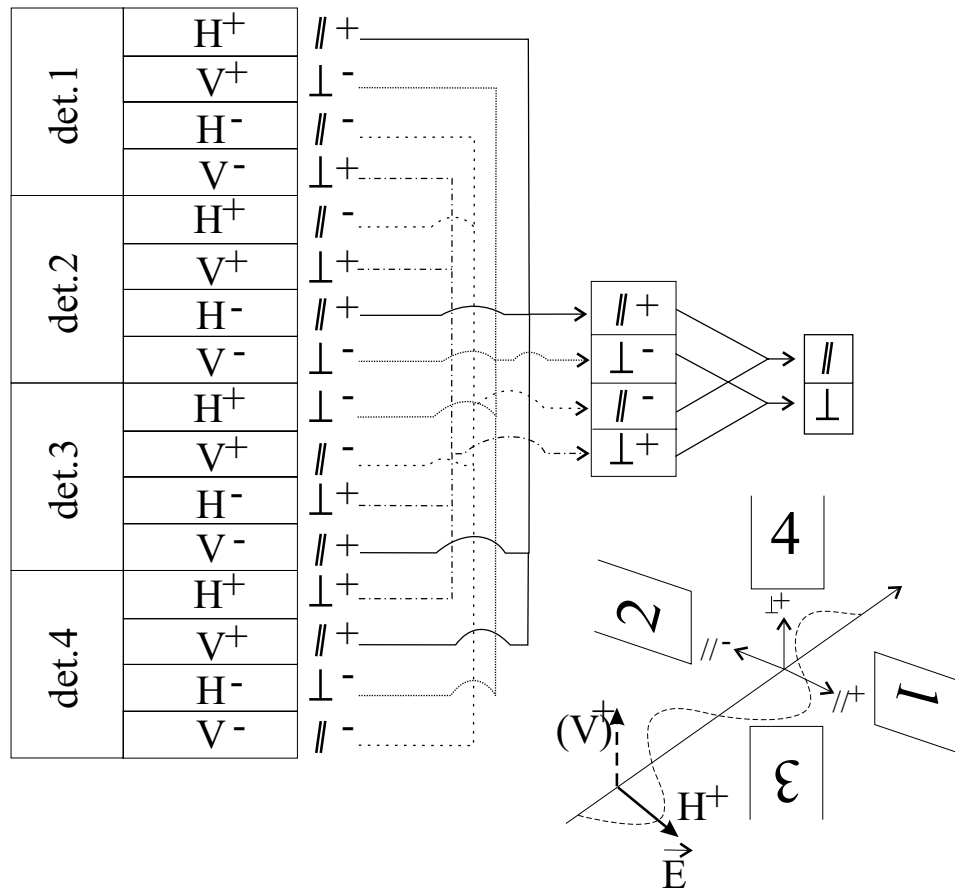
Bij de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen is geen kalibratiemateriaal bijgevoegd. De trefplaten zijn in deze experimenten een stuk dikker, en bijvoeging van extra materiaal zou correcties voor zelfabsorptie nodig maken. Bovendien zijn de spectra zeer complex, en van statistisch mindere kwaliteit als bij de (γ, γ') -metingen (door de hogere eindpuntenergie). De kalibratielijnen zouden het geheel onnodig verzwaren. In de praktijk meten we een kern eerst met (γ, γ') . Hierdoor zijn de energieën van sterke transitie reeds gekend, en kunnen we deze op dezelfde manier gebruiken als bij de metingen met niet-gepolariseerde fotonen om de spectra bij elkaar op te tellen. Per detector gaat het nu echter over vier spectra (zie sectie 4.4). Omdat elke 20-30 minuten hetzelfde spectrum wordt aangevuld, en versterkingsverschuivingen binnen deze tijd eerder onwaarschijnlijk zijn, kunnen we per detector voor de vier spectra dezelfde correctie veelterm hanteren. De 16 spectra van de Si-detectors kunnen zonder correctie opgeteld worden. Deze beslaan slechts 256 kanalen, en een verschuiving van de versterking speelt dus praktisch geen rol.

We beschikken nu dus over 4 spectra voor de (γ, γ') -metingen, en over 16 Ge-spectra en 16 Si-spectra voor de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen. Om deze verder te reduceren gaan we als volgt te werk: Voor de (γ, γ') -metingen hebben we eigenlijk geen informatie nodig per individuele detector, maar enkel voor de twee verstrooiingshoeken 127° en 90° . Met een veeltermcorrectie wordt de kalibratie van de detectors op elkaar afgestemd, en tellen we de spectra voor de detectors onder 127° bij elkaar op (analoog voor die onder 90°).

Doordat nu spectra van verschillende meetketens bij elkaar geteld worden, elk met hun eigen versterking en afwijking van lineariteit, zal deze correctie belangrijk zijn en nauwlettend moeten doorgevoerd worden. Hiervoor worden niet enkel de kalibratielijnen in de spectra gebruikt, maar ook enkele sterke lijnen van het NRF monster. Die worden zo gekozen dat de correctie homogeen over het gehele energiegebied kan verlopen. Aldus verkrijgen we twee definitieve spectra: één bij 127° en één bij 90° . Alhoewel nu de individuele detectoreigenschappen (efficiëntie . . .) verdwenen zijn, kunnen we nog steeds, zoals in de volgende secties besproken wordt, alle grootheden bepalen aan de hand van het kalibratiemateriaal.

Voor de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen ligt alles weer wat complexer. Opnieuw worden de 16 spectra gereduceerd tot twee, één voor verstrooiing loodrecht op het polarisatievlak (gemarkeerd met \perp), één voor verstrooiing parallel ermee (\parallel). We moeten bijgevolg rekening houden met de stand (H^+ , . . .) van de veldvector én met de positie van de detector. Zo bevatten voor beide horizontale standen H , detectoren 1 en 2 (links en rechts van het monster) de spectra \parallel , en detectoren 3 en 4 de spectra \perp . Bij het optellen moet dus hiermee rekening gehouden worden. Zo tellen we bv. det. 1 H^+ en 2 H^- op bij det. 3 V^+ en det. 4 V^- : deze bevatten de spectra voor verstrooiing parallel met, en in de richting van (\parallel^+) de elektrische veldvector. Eens de correctie-veeltermen voor elke detector bekend, kunnen we deze toepassen voor het optellen van de overige standen. Op figuur 5.1 wordt deze procedure meer verduidelijkt. De conventies voor de nummering van de detectoren, en het verstrooiingspatroon (\parallel^+ , \perp^+ , . . .) voor de H^+ stand zijn aangegeven. Bij rotatie van de stand naar V^+ roteert dit patroon mee, en kan de figuur uitgewerkt worden voor de overige standen. Hierdoor worden dus vier spectra bekomen (\parallel^+ , \perp^+ , . . .), die elk een uitmiddeling voorstellen over de resultaten van de vier detectoren. Aangezien de twee horizontale (en verticale) standen dezelfde invloed hebben op de azimuthale verstrooiing, kunnen we deze spectra nog verder reduceren tot twee: \perp en \parallel . Doordat deze spectra nu volledig afkomstig zijn van dezelfde 'imaginaire' detector, kunnen we rechtstreeks de telkadansen gaan vergelijken. Tussen bv. \parallel^+ en \parallel^- is geen fysisch verschil, ze zijn enkel representatief voor de opstelling. Het gaat om een momentopname, die in de tijd uitgemiddeld wordt tot \parallel , die wel een fysische betekenis heeft.

Een goede test om te controleren of de meting en het optellen goed is verlopen, is het berekenen van de asymmetrie van de 511 keV-lijn. Deze is prominent in de spectra, en wordt veroorzaakt door de annihilatie van de



Figuur 5.1: Het reduceren van de 16 $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -spectra tot 2.

geproduceerde positronen (door paarvorming). De asymmetrie ervan moet dus, binnen de fout, nul zijn.

De spectra van de Si-detectors tellen we op dezelfde manier op, waarbij correctie niet nodig is. Uit de azimuthale asymmetrie kan nu rechtstreeks de polarisatiegraad in functie van de energie berekend worden.

De uiteindelijke spectra moeten finaal nog gekalibreerd worden in energie, voor ze kunnen geanalyseerd worden. Deze kalibratie wordt in de spectrumfile zelf geschreven, en de analyse kan dus volledig in termen van energie, en niet van kanaalnummers, bedreven worden. Voor de (γ, γ') -metingen gebruiken we hiervoor opnieuw de gekende boorzuurlijnen. De gekende excitatie-energieën worden eerst omgerekend naar fotonenergieën door de terugstoot

en de verstrooiingshoek in rekening te brengen. De resultaten zijn eveneens in bijlage B opgenomen. De lijnen zijn gespreid tussen ongeveer 2 en 9 MeV, en in dit energiegebied kunnen we dus een betrouwbare kalibratie uitvoeren. Aangezien we lineaire versterkers gebruiken, zou de kalibratie in principe lineair moeten zijn. Door het grote energiegebied echter wijkt dit bij lage en bij hoge energie toch redelijk wat af. In de praktijk volstaat een tweedegraadsveelterm. Die wordt gefit met de gewogen-kleinste-kwadratenmethode, waarbij de onzekerheden op de boorzuurlijnen in rekening gebracht worden.

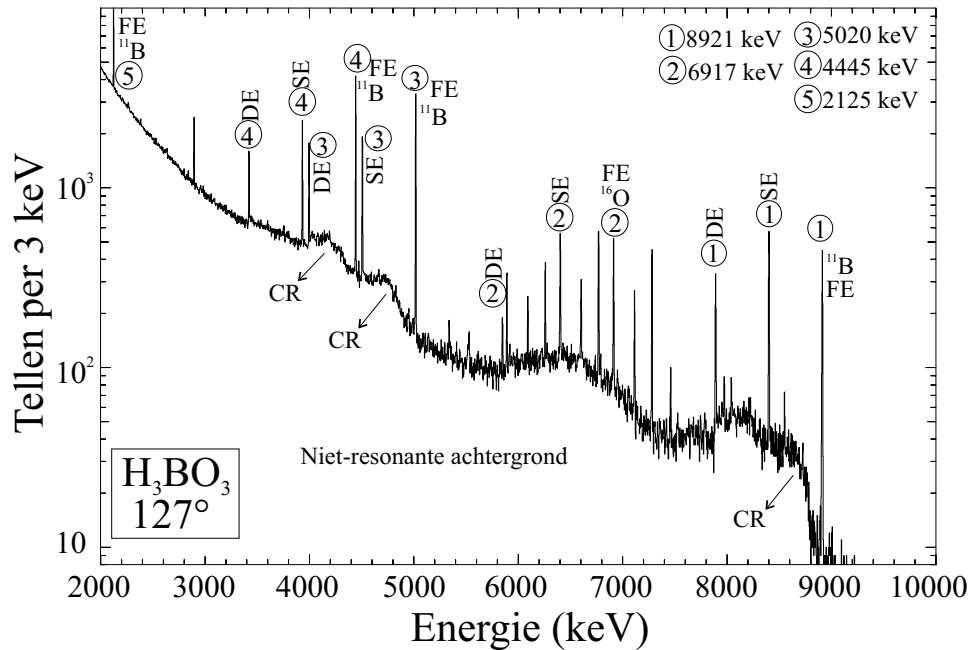
Voor de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen gebruiken we geen kalibratiemateriaal, maar wordt de kalibratie berekend aan de hand van de reeds gekende lijnen van het NRF-materiaal zelf. Omdat we uit deze spectra enkel pariteitsinformatie willen kennen, is de energiekalibratie toch niet zo cruciaal, en dient enkel voor de identificatie van de waargenomen transities. De kalibratie van de protondetectoren is op voorhand gebeurd aan de hand van radioactieve bronnen (zie sectie 4.3.2), en is later niet meer onderhevig aan kleine versterkingsverschuivingen door het gebruik van spectra met slechts 256 kanalen.

5.2 De spectra

Figuur 5.2 toont een opgenomen en behandeld spectrum van een (γ, γ') -meting op het kalibratiemateriaal H_3BO_3 . De meetduur bedroeg ongeveer drie dagen. Voor boorzuur, met zijn sterke lijnen, is dit voldoende. Het spectrum is natuurlijk veel minder complex dan dat van de eigenlijke monsters, maar voor een bespreking ervan leent het zich uitstekend. De figuur toont enkel het spectrum opgenomen onder 127° . Voor de duidelijkheid zijn telkens twee kanalen samengenomen (resultierend in 4096 kanalen van ongeveer 3 keV). De ordinaatschaal is logaritmisch. Het spectrum kunnen we opdelen in twee delen. Enerzijds is er het resonante gedeelte; de fotonen gepaard gaande met de elektromagnetische overgangen in het te bestuderen materiaal. De eigenschappen hiervan worden bepaald door de kern, maar ook door de interacties met het detectormateriaal. Anderzijds hebben we een niet-resonant gedeelte, dat voor het overgrote deel van de hoge achtergrond zorgt.

Niet-resonant:

Achtergrond: Dit gedeelte bestaat uit fotonen die toevallig in de detectoren terecht komen. Hierbij hoort de natuurlijke achtergrondstraling,



Figuur 5.2: Het spectrum van boorzuur, opgenomen in drie dagen onder een hoek van 127° . Enkele sterke lijnen van ^{11}B en ^{16}O , met hun *escape*-lijnen, zijn aangeduid, evenals bijhorende comptonranden.

en voornamelijk de fotonen afkomstig van de remstralingsfolie, die door de afscherming geraakt zijn, of uit de bundel verstrooid zijn.

Neutronenreacties: Door de talrijke neutronen, veroorzaakt door (γ, n) -reacties bij de remstralingsproductie, kunnen opnieuw (n, γ) -reacties geïnduceerd worden. Dit noodzaakt een goede afscherming voor neutronen, zoals in vorig hoofdstuk besproken. Toch kunnen we in vele spectra een $^{207}\text{Pb}(n, \gamma)$ -lijn waarnemen (bij 7368 keV [94]).

Comptonverstrooiing: Het overgrote deel van de achtergrond is te wijten aan de fotonenbundel die comptonverstrooiing ondergaat aan de NRF-trefplaat. Dit betekent dat het gehele remstralingspectrum door het comptoneffect 'afgebeeld' wordt in de detectoren, waarbij door de superpositie van de comptonspectra het lage-energie-gedeelte extra verhoogd wordt. Dit is duidelijk zichtbaar in het spectrum. Omdat het remstralingspectrum bovendien nog exponentieel stijgt bij lagere energieën, werden de vermelde loodabsorbers aangebracht om dit effect enigszins te temperen. De comptonfotonen worden preferentieel

voorwaarts verstrooid. Dit betekent dat onder 90° deze bijdrage een stuk groter zal zijn dan bij 127° .

Overige: Naast bovenstaande voornaamste onderdelen, werden nog enkele andere geringe bijdragen gesignaleerd. Zo is, naast de 511 keV-annihilatielijn, in vele spectra ook een lijn te zien bij 1022 keV, en soms bij 1533 keV. Deze ontstaan door pulsophoping van twee of meer annihilatiefotonen. Omdat de 511 keV-lijn enorm prominent is, is pulsophoping zichtbaar (maar minder dan 5 %, zoals in vorig hoofdstuk afgeleid). Er werden ook enkele eigenaardige pieken ontdekt net boven de 511 keV-lijn. Blijkbaar vindt pulsophoping ook plaats door gezamenlijke detectie van de 511 keV fotonen met enkele X-stralen van ^{208}Pb (wellicht uit de absorbers).

Resonant: Uiteindelijk zijn we enkel geïnteresseerd in de resonante fotonen afkomstig van de desexcitatie van de kern in kwestie. Daarom is het belangrijk na te gaan hoe deze interageren met de detector. Er zijn drie mechanismen van belang: het foto-elektrisch effect, paarvorming en Comptonverstrooiing. Er ontstaan op deze manier 3 resonante signalen in het spectrum:

Fotopiek: Door het foto-elektrisch effect wordt de volledige energie van het foton afgezet in de detector. In het spectrum verschijnt dus een piek bij de fotonenergie E_γ . Deze noemen we de fotopiek FE (*Full Energy*). Enkele zijn aangeduid op figuur 5.2.

Escape-pieken: Paarvorming treedt op vanaf 1022 keV, en wordt belangrijker bij stijgende energieën. Als alle energie in de detector wordt afgezet, worden tellen bij de FE gevoegd. Bij ontsnapping van één of beide fotonen echter ligt de piek 511 (*single-escape*-piek SE) of 1022 keV lager (*double-escape*-piek DE). Ook de grootte van de detector is belangrijk. Bij kleine detectoren is de kans op ontsnapping veel groter, en zullen de *escape*-pieken toenemen in grootte. Op de figuur is te zien dat bij hoge energie (vanaf 7 MeV) de SE reeds groter wordt dan de FE. Aangezien in de *escape*-lijnen een groot deel van de intensiteit terug te vinden is, is het belangrijk om ook deze informatie te gebruiken (zie volgende secties). Bij lagere energieën bevat de FE het grootste deel van de totale intensiteit, en wordt bovendien het waarnemen van de *escape*-pieken bemoeilijkt door de sterk stijgende achtergrond. In dit geval wordt enkel de FE gebruikt.

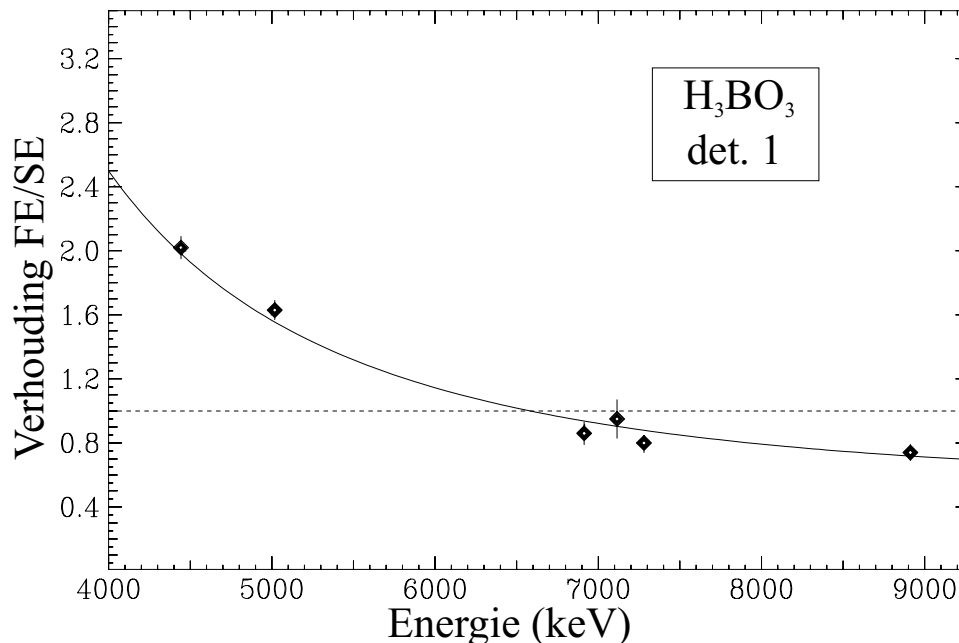
Comptonrand: Hierboven werd het comptoneffect reeds kort aangehaald. Als het comptonfoton binnen de detector blijft, worden opnieuw tellen toegevoegd aan de fotopiek. Bij ontsnapping ervan krijgen we dus een continue verdeling van energieën tot aan de comptonrand. Bij de hier relevante energieën ligt de comptonrand steeds zo'n 250 keV onder de fotopiek. Omdat bij elke fotopiek een dergelijke verdeling hoort, draagt de superpositie ervan eveneens bij tot wat we als achtergrond beschouwen. Op figuur 5.2 zijn enkele comptonranden te zien. Bij de eigenlijke spectra zal dit nauwelijks merkbaar blijken door de hoge densiteit aan transitieën, en de bijhorende superpositie van de comptonranden. Door de continue verdeling zijn deze tellen in het spectrum onbruikbaar en worden tot achtergrond gerekend.

Het analyseren van de γ -spectra gebeurt op het VAX3100-systeem met behulp van het analyseprogramma LEONE [95,96], dat aan het kernfysisch instituut van Keulen ontwikkeld is speciaal voor deze soort complexe spectra. Bij de analyse is het grootste probleem het bepalen van de juiste achtergrond. Door de grote verscheidenheid aan bijdragen is het praktisch gezien onmogelijk deze te modelleren, laat staan door middel van een functie over het gehele energiegebied te beschrijven. Met LEONE worden daarom kleinere gebieden (typisch enkele 100 keV) geselecteerd. In elk gebied wordt in de zones die vrij lijken van resonante lijnen de hoogte van de achtergrond bepaald. Vervolgens wordt door deze punten een veeltermfunctie gefit, die meestal van de tweede graad is. Bij lage energieën geeft een derdegraadsveelterm een betere fit. Vervolgens worden manueel de piekposities in dit gebied aangeduid. LEONE fit dan, volgens standaard statistische methoden, gausscurves aan deze pieken, waarbij de piekposities, de breedtes en een eventuele lage-energie-staart vrije parameters zijn. Voor kleine pieken is deze methode dikwijls niet praktisch, omdat, wegens de lage statistiek en de voorafgaande behandeling van het spectrum, de gaussvorm vervormd is. Hier kan dan een gewone integratie van de piek boven de achtergrond uitweg bieden. Uiteindelijk wordt een lijst geproduceerd die de piekposities (in keV), de breedtes en de oppervlaktes van de pieken weergeeft.

Het analyseren van spectra zoals die in het volgend hoofdstuk zullen getoond worden, is zeker niet evident. Het gebruik van meer automatische analyseprogramma's levert steeds slechte resultaten. De oorzaak hiervan is dat bij hoge niveaudichtheden, het aantal pieken in de spectra enorm toeneemt (voor elke transitie hebben we drie pieken FE, SE en DE!). Hierdoor

is het goed mogelijk dat een aantal pieken doubletten of zelfs multipletten vormt. Het is dus aan de analyst om FE- en *escape*-pieken te identificeren, en eventuele multipletten te ontrafelen. Hiervoor kunnen we een aantal hulpmiddelen aanwenden. Een eerste methode is hierbij de controle van de breedtes (volledige breedte op halve hoogte, FWHM) van de pieken. Deze is steeds afhankelijk van de energie ($\text{FWHM} \sim \sqrt{E}$), en van de detector. Bij elke voorafgaande meting op zuiver boorzuur wordt de FWHM in functie van de energie gemeten (voor dezelfde behandeling, bv. det. 1 + det. 2). Door het besproken optelmechanisme is de reële breedte steeds iets groter. Multipletten vertonen meestal een sterke verbreding, en dit geeft al een eerste indicatie. Het is eveneens zo dat de SE en de DE steeds iets breder zijn dan de FE waarmee ze verbonden zijn. Dit is het gevolg van annihilatieverbreding (doordat de energie niet steeds volledig symmetrisch over de twee annihilatiefotonen verdeeld is). Dit is echter een klein effect, en identificatie op basis hiervan kan alleen toegepast worden voor de sterkste pieken.

Het identificeren van de *escape*-pieken gebeurt natuurlijk voornamelijk door het controleren van het energie-interval tussen pieken (511 of 1022 keV). Dikwijls valt echter bv. een FE samen met de SE van een andere fotopiek. Niet alleen is het wenselijk dit te detecteren, maar ook beide pieken afzonderlijk te bepalen. Hiervoor wordt eveneens de informatie van de voorafgaande boorzurmeting gebruikt. De verhouding in grootte van de drie pieken is nl. ook afhankelijk van de energie, en van de detectorgrootte. Voor elke detector worden deze verhoudingen gemeten en uitgezet in functie van de energie. Figuur 5.3 toont dergelijke curve voor de verhouding FE/SE. Het is duidelijk dat de verhouding afneemt met energie, wat het aandeel van paarvorming in de detector bij hogere fotonenergieën weerspiegelt. Rond 7 MeV duikt de verhouding onder de waarde één (stippellijn), wat betekent dat de SE groter wordt dan de fotopiek. Onder 4 MeV stijgt de verhouding snel (tot 40 bij 2 MeV), zodat de *escape*-pieken in dit energiegebied van weinig belang worden. De verhouding FE/DE vertoont hetzelfde gedrag, maar ligt steeds boven 1. De waarde SE/DE blijft ongeveer constant in het ganse energiegebied: deze waarde is namelijk enkel afhankelijk van de detectorgrootte omdat de energieafhankelijkheid enkel vervat zit in de paarvormingswaarschijnlijkheid. Voor de te analyseren spectra wordt het aandeel van elke detector in het finale spectrum in rekening gebracht. Zo worden bv. voor een 90°-spectrum zowel detectoren 3 als 4 in rekening gebracht. Indien nu tijdens de analyse deze *escape*-tot-fotopiek-verhouding sterk afwijkt van deze vooropgestelde waarden, is een piek gecontamineerd. Met deze verhou-



Figuur 5.3: De verhouding FE/SE in functie van de energie voor detector 1. De gestippelde lijn geeft de waarde 1 aan.

dingen kan evenwel de contaminatie teruggerekend worden. Bij veelvuldige contaminatie (en vooral van kleine pieken) kan de fout hierdoor echter zo oplopen dat het nut van deze methode verdwijnt.

Niettegenstaande kunnen we, voor alle behalve de zwakste pieken, nauwkeurige resultaten behalen. Hoe de resultaten van de analyse verder verwerkt worden, wordt besproken in de volgende secties.

5.3 Bepaling van de excitatie-energie E_x

De piekpositie van de gefitte gausscurve geeft, bij een nauwkeurige energiekalibratie, de energie van het gedetecteerde foton weer, en de onzekerheid erop. Om echter de overgangsenergie te kennen, moet rekening gehouden worden met de terugstooteffecten in de kern. Bij absorptie van een foton uit de remstralingsbundel wordt impuls overgedragen aan de kern. De kern bezit nog deze impuls bij emissie van het verstrooide foton. Eenvoudig rekenwerk

op basis van de behoudswetten levert het energieverlies E_r op:

$$E_r = E_x - E_\gamma = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \cdot (1 - \cos \theta) \approx \frac{E_x^2}{2Mc^2} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (5.1)$$

met E_x de resonantie-energie, M de massa van de kern, en θ de verstrooiingshoek. Kennis van de fotonenergie E_γ levert dus de resonantie-energie. Voor zwaardere kernen, zoals deze bestudeerd in dit proefschrift, bedraagt de correctie veelal minder dan 1 keV, maar voor lichtere kernen zoals ^{11}B kan die oplopen tot 8.6 keV bij 9 MeV onder 127° verstrooiingshoek.

Voor zover mogelijk worden steeds de energiewaarden van de drie pieken FE, SE en DE gebruikt. Deze waarden (+511 keV voor SE, +1022 keV voor DE) worden uitgemiddeld, en vervolgens gecorrigeerd voor de terugstoot, en dit voor beide verstrooiingshoeken 90° en 127° . Uiteindelijk wordt van deze waarden opnieuw het gewogen gemiddelde genomen. De precisie van de zo bekomen excitatie-energieën is over het algemeen beter dan 1 keV.

5.4 Bepaling van de spin J

Spins J van niveaus kunnen bepaald worden bij transitie naar de grondtoestand, zoals vermeld in sectie 3.2. Hierbij worden de verstrooide fotonen onder de hoeken 90° en 127° met elkaar vergeleken. De basis hiervoor is het aantal tellen in een piek, die door de oppervlakte onder de gefitte gausspiek wordt gegeven (eventueel de som van FE, SE en DE). Deze piekoppervlakte A kunnen we schrijven als:

$$A = I_s(E_x) \cdot N_\gamma(E_x) \cdot \epsilon(E_x) \cdot N^T \cdot W(\theta) \cdot LFT \quad (5.2)$$

waarbij I_s de geïntegreerde werkzame doorsnede is, N_γ de fotonflux op de trefplaat, N^T het aantal kernen in de trefplaat, ϵ de efficiëntie (van één of meerdere detectoren), inclusief het effect van absorbers en openingshoek, en LFT de effectieve meetduur van het experiment. Stellen we $\epsilon_N = N_\gamma \cdot N^T \cdot LFT \cdot \epsilon$, dan wordt vergelijking 5.2

$$A = I_s(E_x) \cdot \epsilon_N(E_x) \cdot W(\theta). \quad (5.3)$$

Deze nieuwe 'efficiëntie' ϵ_N wordt bepaald aan de hand van het kalibratiemateriaal (zie volgende sectie). Voor een bepaalde transitie krijgen we dus:

$$A_{90^\circ} = I_s \cdot \epsilon_{N,90^\circ} \cdot W(90^\circ) \quad ; \quad A_{127^\circ} = I_s \cdot \epsilon_{N,127^\circ} \cdot W(127^\circ). \quad (5.4)$$

Delen we beide waarden door elkaar, dan krijgen we:

$$\frac{W(90^\circ)}{W(127^\circ)} = \frac{A_{90^\circ}}{A_{127^\circ}} \cdot \frac{\epsilon_{N,127^\circ}}{\epsilon_{N,90^\circ}}. \quad (5.5)$$

Met de kennis van de efficiënties ϵ_N en de piekoppervlaktes berekenen we deze waarde voor elke resonantie. De theoretische waarden voor deze grootte, voor pure dipool- en quadrupooltransities (inclusief het effect van de openingshoek van de detectoren), worden weergegeven in tabel 5.1, tezamen met de waarden voor $W(\theta)$ zelf. Figuur 5.4 vergelijkt de zo bekomen waarden in het geval van de 10 MeV (γ, γ') -meting op ^{92}Mo met deze theoretische waarden.

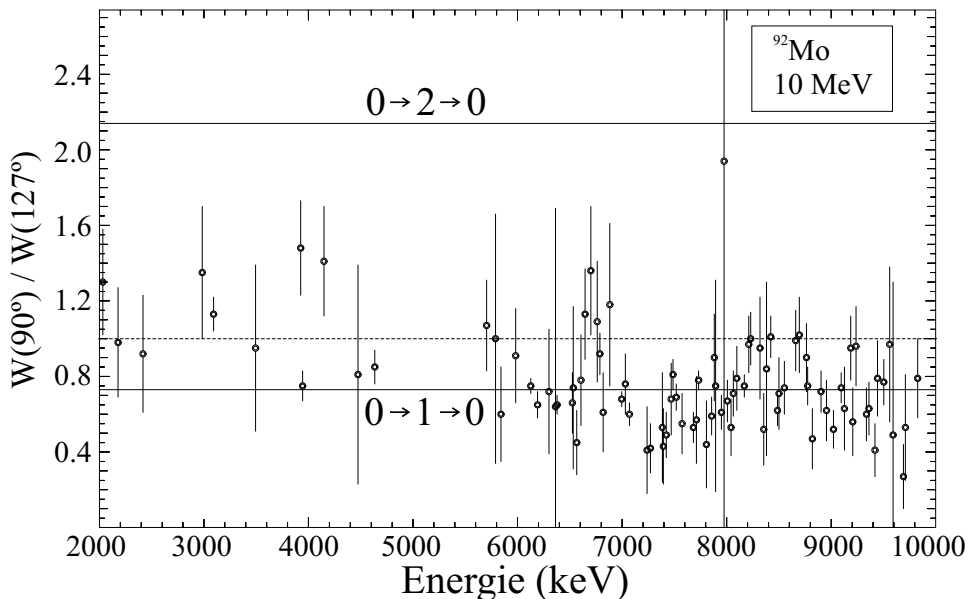
De toekenning van spins gebeurt, op basis van de berekende verhouding $W(90^\circ)/W(127^\circ)$, op de volgende manier:

- Een spinwaarde is zeker als de verhouding minstens drie standaarddeviaties σ verwijderd is van de waarde voor de andere spin.
- De spinwaarde is ook zeker als de verhouding minstens twee standaarddeviaties σ verwijderd is van de waarde voor de andere spin, en bovendien hoogstens een halve σ van de verwachte waarde voor de eigen spin.
- De spinwaarde is tentatief als de verhouding twee standaarddeviaties σ verwijderd is van de waarde voor de andere spin, en meer dan een halve σ van de waarde voor de eigen spin.
- De spinwaarde is onzeker in alle andere gevallen.

Op de figuur is bijgevolg duidelijk te zien dat de meeste transities dipolair zullen zijn. Behalve de twee waarden voor dipool- en quadrupoolovergangen is ook de waarde 1 voor isotrope verstrooiing aangegeven. Deze waarde

Tabel 5.1: Theoretische waarden voor de hoekdistributies en hun verhouding. Het effect van de openingshoeken van de detectoren is inbegrepen.

	$0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ (D)	$0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ (Q)
$W(90^\circ)/W(127^\circ)$	0.73	2.14
$W(90^\circ)$	0.756	1.22
$W(127^\circ)$	1.02	0.571



Figuur 5.4: De experimentele waarden voor $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ voor de 10 MeV (γ, γ') -meting op ^{92}Mo . De volle en gestippelde lijnen stellen de theoretisch verwachte waarden voor, voor de weergegeven cascades, en voor isotrope verstrooiing (verhouding=1).

geldt voor inelastische transitie (bv. $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2$), en ook voor grondtoestandsovergangen waarbij het niveau sterk gevoed wordt van bovenaf. Deze transitie treden voornamelijk op bij lagere energie. Dit is zichtbaar op de figuur. Beneden 4-6 MeV moet dus eigenlijk ook rekening gehouden worden met het isotroop geval. In de volgende hoofdstukken zullen we zien dat, door het gebruik van verschillende eindpuntenergieën, dit probleem voor een stuk kan omzeild worden.

5.5 Bepaling van de intensiteit I_s

Zoals hierboven vermeld, is de piekoppervlakte direct verbonden met de intensiteit I_s via formule 5.3. De enige onbekende is hierbij de efficiëntie ϵ_N . Om deze te bepalen in functie van de energie, gebruiken we de gekende lijnen van het standaardmateriaal boorzuur. Hiervoor krijgen we dus:

$$A^B = I_s^B(E_x) \cdot \epsilon_N^B(E_x) \cdot W(\theta) \quad (5.6)$$

voor beide verstrooiingshoeken, waarbij de exponent B gebruikt wordt om het kalibratiemateriaal aan te duiden (^{11}B en ^{16}O). Met de gemeten waarden voor de piekoppervlaktes (uit het spectrum) en de gekende intensiteiten en hoekdistributies (zie bijlage B), kunnen we dus ϵ_N^B bepalen in functie van de energie. Dit omzeilt het probleem om apart de fotonflux N_γ te bepalen, wat experimenteel niet evident is. Omdat het kalibratiemateriaal gelijktijdig met het NRF monster wordt gemeten blijft de flux en de efficiëntie ϵ identiek voor beide materialen. We moeten, om de bekomen ϵ_N -waarden te kunnen gebruiken voor de transities van het NRF monster, enkel nog corrigeren voor het aantal atomen in respectievelijk het kalibratiemateriaal en het NRF materiaal. We hebben immers

$$\epsilon_N^{NRF} = \epsilon_N^B \cdot \frac{N_T}{N_T^B} \quad (5.7)$$

voor het kalibratiemateriaal (B) en het NRF monster (NRF). Noemen we nu ϵ_N^B gewoon ϵ_N , dan krijgen we voor de overgangsimpensiteiten van het NRF monster

$$I_s(E_x) = \frac{A(E_x)}{\epsilon_N(E_x) \cdot W(\theta)} \cdot \frac{N_T^B}{N_T}. \quad (5.8)$$

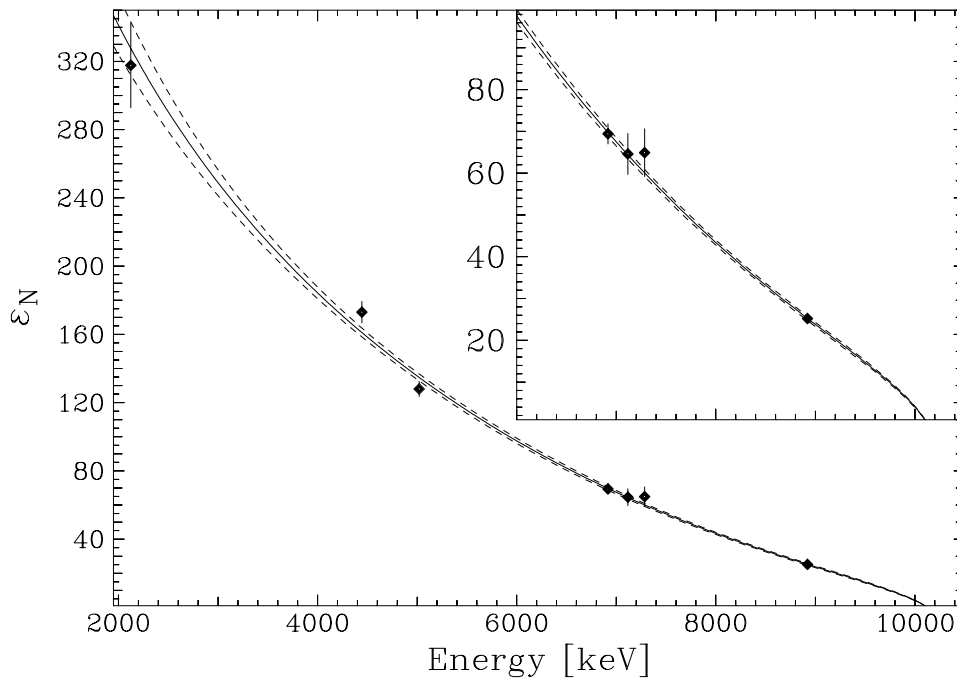
De verhouding van het aantal atomen in beide materialen wordt als volgt bepaald:

$$\frac{N_T^B}{N_T} = \frac{(m^B \cdot y^B \cdot x^B)/M^B}{(m \cdot y \cdot x)/M} \quad (5.9)$$

met m de massa van het trefplaatmateriaal, y het aantal kernen per molecule, x de aanrijksgraad van het desbetreffende isotoop, en M de molaire massa van de molecule.

Met de kennis van de efficiëntie wordt nu eerst vergelijking 5.5 toegepast om de spin van het niveau te bepalen. Met de deductie van de theoretische waarden voor $W(\theta)$ uit tabel 5.1 bezitten we bijgevolg alle ingrediënten om uit de gemeten piekoppervlaktes de intensiteit te bepalen aan de hand van formule 5.8. Deze wordt zowel uit het 90° - als uit het 127° -spectrum berekend. Voor de uiteindelijke waarde nemen we het gewogen gemiddelde van beide.

Een kleine complicatie bestaat er nog in dat we niet voor elke transitie hetzelfde aantal pieken FE, SE of DE gebruiken. Soms is enkel de FE zichtbaar, of bij correctie voor multipletten kan soms enkel de SE of DE, of elke combinatie van de drie gebruikt worden. Aangezien in de uitdrukking



Figuur 5.5: De efficiëntie ϵ_N in functie van de energie, afgeleid uit het kalibratiemateriaal voor de som van FE, SE en DE, onder 127° verstrooiingshoek.

voor ϵ_N de efficiëntie ϵ afhankelijk is hiervan, moeten de efficiëntiecurves opgesteld worden voor de drie soorten pieken, en voor alle combinaties ervan. Bij de berekening van de intensiteit moet hiermee rekening gehouden worden, en de juiste waarde voor ϵ_N aangewend worden.

Figuur 5.5 stelt een dergelijke meting voor van ϵ_N , voor de combinatie FE+SE+DE, onder 127° verstrooiingshoek. Het hoge-energiegedeelte is uitvergroot. Aan de meetpunten¹ wordt vervolgens een curve gefit zodat ϵ_N voor alle energieën bekend is. Hiervoor wordt een exponentieel dalende functie gebruikt, vermenigvuldigd met de Schiff-formule voor het remstralingsspectrum. Dit is noodzakelijk om de efficiëntie goed te voorspellen dicht bij de eindpuntenergie, waar de fotonflux, en bijgevolg ook ϵ_N , nul wordt.

¹De twee punten van ^{16}O zijn gecorrigeerd met formule 5.9 naar het aantal atomen ^{11}B , zodat een curve kan gefit worden door alle meetpunten, en vergelijking 5.8 altijd kan toegepast worden met het aantal atomen ^{11}B als waarde voor N_T^B .

We krijgen dus de drie-parameter-formule

$$\epsilon_N(E_x) = \exp(a_1 + a_2 \cdot E_x + a_3 \cdot E_x^2) \cdot S(E_x, E_e) \quad (5.10)$$

waarbij $S(E_x, E_e)$ de Schiff-formule voor dunne remstralingstrefplaten voorstelt [97]. De eindpuntenergie E_e wordt afgeleid uit het spectrum (daar waar de telkadans nul wordt). De invloed van de Schiff-formule is vooral merkbaar bij deze energie, zoals duidelijk blijkt uit de uitvergroting op de figuur.

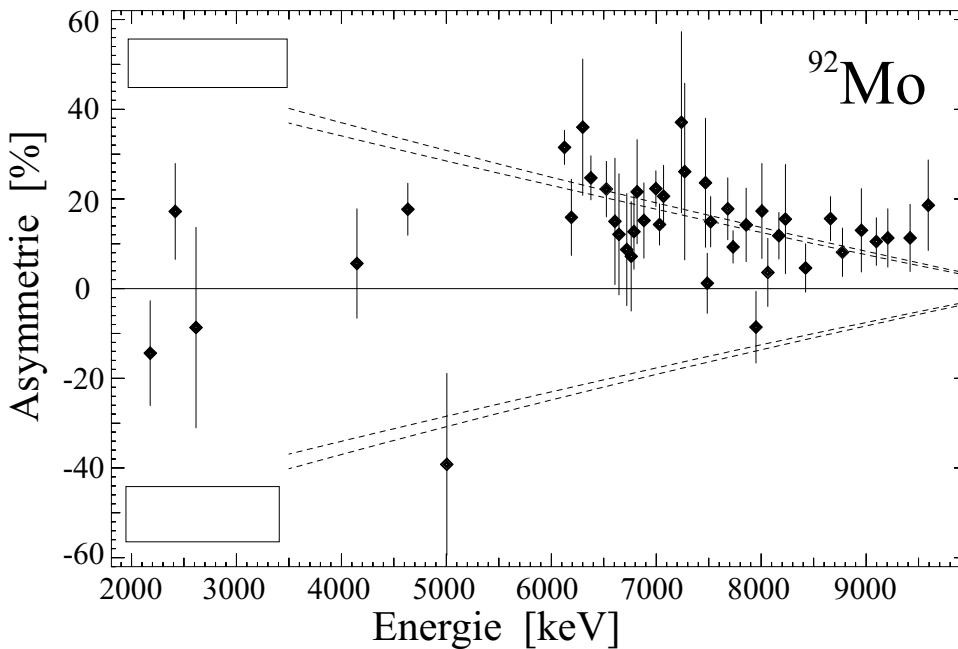
Uiteindelijk kunnen we uit I_s en de gekende spins van de betrokken niveaus de vervalbreedte gaan bepalen met formule 3.5. Voor grondtoestands-overgangen verkrijgen we de grootte Γ_0^2/Γ . Indien geen vertakking werd waargenomen, nemen we aan dat het betrokken niveau enkel naar de grondtoestand vervalst ($\Gamma \approx \Gamma_0$) en verkrijgen we direct Γ_0 . Hieruit kan de gereduceerde overgangswaarschijnlijkheid berekend worden. Wanneer wel vertakking werd waargenomen, kunnen we ook Γ_0 deduceren door aan te nemen dat enkel de waargenomen vertakkingswijzen relevant zijn. Dit werd reeds besproken in hoofdstuk 3.1.

5.6 Bepaling van de pariteit π

Zoals we gezien hebben in hoofdstuk 3.3, kan de pariteit bepaald worden door de asymmetrie te meten van de fotonen verstrooid parallel met, en loodrecht op, het polarisatievlak van de invallende straling. Deze asymmetrie moet in absolute waarde gelijk zijn aan de polarisatiegraad van de bundel. Het teken bepaalt of het een $E1$ dan wel een $M1$ of $E2$ overgang betreft.

Door de speciale schakeltechniek en spectrumbehandeling besproken in hoofdstukken 4.3.2, 4.4 en 5.1, verkrijgen we twee spectra (\perp en \parallel) die rechtstreeks met elkaar vergelijkbaar zijn. Dit geldt zowel voor de spectra van de polarisatiemonitor, als van de Ge-detectoren. Eerst worden voor de polarisatiemonitor de asymmetrieën bepaald voor elk van de 256 kanalen. Volgens formule 4.1 geeft dit onmiddellijk de polarisatiegraad in functie van de fotonenergie, zoals weergegeven in figuur 4.6. Vervolgens wordt de oppervlakte bepaald voor elke piek in beide γ -spectra, op dezelfde wijze als voor de (γ, γ') -metingen. Omdat we rechtstreeks de piekoppervlaktes in beide spectra gaan vergelijken, moeten we er wel voor zorgen dat steeds dezelfde combinatie van *escape*-pieken beschouwd wordt. Figuur 5.6 geeft als voorbeeld de zo berekende asymmetrieën voor een aantal transitieën uit de meting

op ^{92}Mo . De waarden (punten) zijn aangegeven met hun onzekerheid, en kunnen vergeleken worden met de waarde voor de polarisatiegraad (de stipellijnen geven de onzekerheidsbanden aan). Afhankelijk van het teken kan nu de pariteit afgelezen worden. De besluitvorming, op basis van de onzekerheden, volgt hetzelfde verloop als bij de bepaling van de spins (zie sectie 5.4). Men kan reeds uit de figuur besluiten dat de meeste transitieën $E1$ karakter ($\pi = -$) zullen hebben. Beneden ongeveer 6 MeV ziet men dat de verstrooiing meer en meer isotroop wordt. Dit is een gevolg van de voeding van deze niveaus vanuit hoger gelegen niveaus: bijmenging van cascades andere dan $0 \rightarrow (1, 2) \rightarrow 0$ veroorzaakt een vermindering van de asymmetrie. In hoofdstuk 11 wordt dit storend effect besproken.



Figuur 5.6: De gemeten asymmetrieën (punten) voor de ^{92}Mo -meting, vergeleken met de waarde van de polarisatiegraad P_γ (stippellijnen). Het teken geeft de pariteit.

5.7 Inelastische lijnen

De vorige secties concentreerden zich steeds op zuivere dipool- of quadru-poolcascades. Een aantal waargenomen transitieën zullen echter inelastisch

zijn, en zijn dus het gevolg van andere cascades (meestal $0 \rightarrow 1 \rightarrow 1$ of $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2$). Inelastische lijnen treden dus op wanneer een aangeslagen niveau niet terug naar de grondtoestand vervalt maar naar een intermediair niveau bij energie E_f . We noemen $E_i = E_x - E_f$ de energie van deze inelastische transitie, en Γ_i de breedte voor verval van het aangeslagen niveau naar dit intermediair niveau.

Een eerste probleem treedt reeds op bij de identificatie van deze overgangen. Zoals reeds vermeld in hoofdstuk 3.1 beschikken we enkel over de Ritz regel om, via de drie gekende energieën E_i , E_x en E_f en hun onzekerheden, de mogelijkheid van dergelijke cascade aan te tonen. Sommige (vooral laag-energetische) inelastische lijnen zijn reeds gekend (via coïncidentie- of vervalmetingen), en deze informatie kan gebruikt worden. We passen dus formule 3.6 toe op elke combinatie van drie energieën uit de lijst van waargenomen transitities. Hierbij moeten enkele bemerkingsen gemaakt worden.

- Alle drie transitities bij E_i , E_x en E_f moeten waargenomen zijn. Zo kan het aangeslagen niveau zeer weinig vertakken naar de grondtoestand (E_x niet zichtbaar), of kan de transitie bij E_f zo laagenergetisch zijn dat ze verborgen blijft in de hoge achtergrond. Dit betekent dat, wanneer een transitie op geen enkele manier aan de Ritz regel voldoet, deze toch nog eventueel inelastisch kan zijn.
- De Ritz regel beschrijft enkel de *mogelijkheid* voor de cascade. Een transitie die voldoet aan de regel, kan dus evenwel een gewone grondtoestandsovergang zijn, en de cascade in kwestie komt niet voor.
- Indien voldaan is aan de Ritz regel, en de cascade echt voorkomt, weten we enkel dat de transitie met de hoogste energie deze bij E_x is. Welke van de twee overige transitities inelastisch is (E_i), en welke het verval van de finale toestand naar de grondtoestand beschrijft (E_f), is onzeker, tenzij voor gekende niveaus. Meestal nemen we aan, uit energetische overwegingen, dat de transitie met laagste energie deze bij E_f is. De overgangswaarschijnlijkheid wordt immers groter met toenemende overgangsenergie, dus wanneer de finale toestand laag gelegen is.
- Toepassing van de Ritz regel heeft soms tot gevolg dat een bepaalde transitie in verschillende cascade-scenarios voorkomt (bv. zowel als inelastische overgang, als aangeslagen niveau). Dit gebeurt frequent als

de onzekerheid op de energie redelijk groot is. Meestal is enkel één van deze scenarios de juiste.

Men moet dus zeer voorzichtig zijn bij de behandeling van inelastische transitieën, en steeds onthouden dat enkel aanwijzingen maar geen bewijzen betreffende het inelastisch karakter kunnen gegeven worden. De meeste van deze opmerkingen kunnen in zekere mate wel opgevangen worden door metingen te doen met verschillende eindpuntenergieën. Als een niveau zich bevindt boven deze energie, verdwijnt ook de bijhorende inelastische overgang. Indien de bewuste overgang wel voorkomt, is deze niet afkomstig van de cascade die de Ritz regel voorstelde. Wegens dezelfde reden kan dan ook onderscheid gemaakt worden tussen de inelastische overgang bij E_i en de finale grondtoestandsovergang bij E_f . Ideaal zou een meting zijn waarbij de eindpuntenergie telkens met bv. 500 keV verlaagd wordt, maar wegens de lange meetduur is dit praktisch niet mogelijk. In dit proefschrift werden twee eindpuntenergieën gebruikt.

Een tweede probleem bij de behandeling van inelastische lijnen is dat van de juiste bepaling van hun eigenschappen. De meeste van de hierboven beschreven procedures zijn enkel geldig voor grondtoestandsovergangen. Vooral de procedure om uit de piekoppervlaktes de intensiteit en de waarden voor de hoekverdeling te deduceren moeten aangepast worden. Hierbij is de bepaling van de efficiëntie $\epsilon_N \sim \epsilon \cdot N_\gamma$ cruciaal. Kijken we terug naar figuur 3.1, waarbij de finale toestand (E_f, J_f) verschillend is van de grondtoestand, dan wordt het niveau bij E_x geëxciteerd door de bundel met fotonflux $N_\gamma(E_x)$, terwijl de inelastische transitie gedetecteerd wordt met een efficiëntie $\epsilon(E_i)$. We mogen dus niet zomaar het product van deze twee grootheden bij dezelfde energie nemen.

In de praktijk lezen we toch ϵ_N af van de curve die gefit werd aan de kalibratiepunten (zie figuur 5.5), maar corrigeren we deze. Hiervoor bestaan twee opties:

- Voor transitieën bij lage energie kennen we de (relatieve) efficiënties ϵ uit de ^{56}Co -metingen. We corrigeren als volgt:

$$\epsilon_N \sim N_\gamma(E_x) \cdot \epsilon(E_i) = N_\gamma(E_x) \cdot \epsilon(E_x) \cdot \frac{\epsilon(E_i)}{\epsilon(E_x)} = \epsilon_N(E_x) \cdot \kappa. \quad (5.11)$$

De correctiefactor κ kan dus uit de relatieve efficiëntiewaarden berekend worden, als E_x kleiner blijft dan ongeveer 3.6 MeV (zie figuur 4.2).

- Bij hogere excitatie-energieën kennen we de efficiënties niet, en gebruiken we de Schiff-formule voor het remstralingspectrum:

$$\epsilon_N \sim N_\gamma(E_x) \cdot \epsilon(E_i) = \epsilon(E_i) \cdot N_\gamma(E_i) \cdot \frac{N_\gamma(E_x)}{N_\gamma(E_i)} = \epsilon_N(E_i) \cdot \kappa. \quad (5.12)$$

De relatieve waarden voor $N_\gamma(E)$ uit het Schiff-spectrum geven dus de correctiefactor κ .

De bepaling van de hoekdistributiewaarden bij 90° en 127° is nu ook niet meer eenvoudig, daar we de mengverhouding van inelastische overgang niet kennen. We hebben echter reeds vermeld in hoofdstuk 3.1 dat bij 127° de hoekdistributie bijna onafhankelijk is van de mengverhouding, en praktisch gelijk aan één is. We rekenen dus verder met de waarde voor deze verstrooiingshoek en stellen $W(127^\circ) = 1$. Aangezien we niet zeker weten dat een transitie inelastisch is, wordt de procedure voor grondtoestandsovergangen er ook op toegepast. Voor de meeste waarden van de mengverhouding wordt de verstrooiing eerder isotroop, en een inelastische overgang, geanalyseerd als grondtoestandsovergang, zou dit moeten reflecteren in de verhouding $W(90^\circ)/W(127^\circ)$. Aangezien hetzelfde effect echter ook veroorzaakt wordt door voeding, kunnen we dit criterium niet gebruiken om inelastische overgangen te identificeren. Hetzelfde geldt trouwens voor de pariteitsbepaling.

Met de kennis van I_s kunnen we nu de grootheid $\Gamma_0\Gamma_i/\Gamma$ berekenen (met de juiste energiefactor E_x , niet E_i !). Deze grootheid wordt vervolgens gebruikt om de totale vervalbreedte en de grondtoestandsvervalbreedte van het aangeslagen niveau correct te berekenen via formule 3.7.

5.8 Foutenbepaling

Bij de extractie van resultaten uit de experimentele data is het uiterst belangrijk een nauwkeurige foutenrekening door te voeren. Aangezien de ruwe data veel stappen doorlopen, worden onzekerheden geaccumuleerd. Bij elke bewerking of berekening worden de standaardregels van foutenrekening toegepast, waarbij steeds één standaarddeviatie σ wordt gehanteerd. Hiervoor moeten de onzekerheden op alle factoren in de formules gekend zijn. Deze worden besproken verderop in deze sectie. We moeten hierbij onderscheid maken tussen statistische en systematische fouten. Statistische fouten zijn inherent aan het statistisch karakter van het verstrooiingsproces en aan de analyse van de spectra. Bij het fitten van een gausscurve aan de pieken in

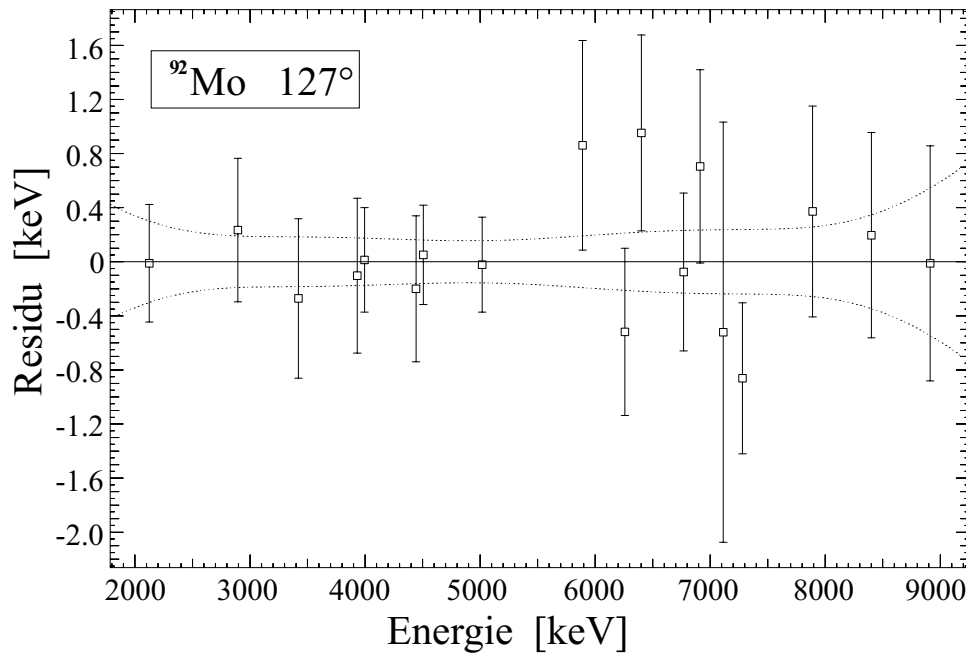
de spectra treden onzekerheden op de parameters (oppervlakte, piekpositie ...) op. Deze worden nog vergroot door de veelvuldige bewerking van de spectra, waardoor de gaussische vorm dikwijls verstoord wordt (vooral bij kleine pieken). Over het algemeen maken deze onzekerheden het grootste deel uit van de finale fouten. Onzekerheden wegens het gebruik van kalibratiemateriaal wegen enkel door bij de sterkste pieken, doordat de statistische fout kleiner wordt.

Sommige grootheden worden op meer dan één manier bepaald (bv. onder 90% en 127%). In deze gevallen wordt het gewogen gemiddelde berekend, rekening houdend met de individuele fouten. Steeds wordt dan zowel de fout op dat gemiddelde berekend, én de standaardafwijking ervan (volgend uit de spreiding van de individuele waarden t.o.v. dit gemiddelde). Van beide fouten wordt de grootste gekozen als de finale fout.

Systematische fouten worden eveneens verderop besproken. Deze onzekerheden zijn veelal moeilijk in te schatten en worden bijgevolg niet opgenomen in de resultaten in dit proefschrift. Van enkele is het wel mogelijk een ruwe afschatting te maken waardoor we in staat gesteld worden de verwaarlozing ervan te rechtvaardigen.

5.8.1 Onzekerheid op E_x

De basis van de onzekerheid op de bepaling van de excitatie-energieën ligt bij de piekpositie van de gausscurve die aan de pieken wordt gefit. Het analyseprogramma LEONE geeft deze onzekerheid direct weer in keV, via de kalibratieveelterm die de omzetting van kanalen naar energie regelt. Naargelang de kwaliteit van de piek kan de grootte ervan variëren. Voor elke transitie beschikken we in principe over drie pieken FE, SE en DE. Hiervan worden dus de piekposities en hun onzekerheden te wijten aan de fit-procedure bepaald. Het is natuurlijk zo dat de energiekalibratie eveneens een fout vertoont. Vooreerst bezitten de energieën van de kalibratielijnen een onzekerheid (zie bijlage B), maar die is over het algemeen zeer klein. Het is voornamelijk de fit van de kalibratieveelterm aan de experimentele punten die fouten veroorzaakt. Figuur 5.7 toont deze onzekerheid: in functie van de energie wordt het residu van de meetpunten (het verschil tussen de literatuurwaarden en de energiewaarden afkomstig van de fit) voorgesteld in het geval van de 10 MeV meting op ^{92}Mo voor het spectrum onder 127% verstrooiingshoek. De afwijking ligt steeds beneden 1 keV. Op basis van deze residus wordt de onzekerheid op de energiekalibratie berekend voor het



Figuur 5.7: De residu (punten) van de kalibratiefit in functie van de energie van de kalibratielijnen, en de eruit berekende foutenbanden (stippellijnen) voor het 127%-spectrum van de 10 MeV meting op ^{92}Mo .

gehele energiegebied (stippellijnen).

Voor elke piek wordt vervolgens deze fout opgeteld bij de fitfout. Bij de FE en DE piek wordt respectievelijk 511 en 1022 keV opgeteld om de γ -energie te bekomen. Van deze waarden wordt het gewogen gemiddelde berekend waarbij de fout bepaald wordt op bovenvermelde wijze. Uiteindelijk wordt voor beide verstrooiingshoeken het terugstootverlies berekend en de transitie-energie bekomen. Het gewogen gemiddelde van de bekomen waarden voor het 90°- en het 127°-spectrum wordt gemaakt met bijhorende fout. De uiteindelijke onzekerheid op de energie bedraagt voor de meeste overgangen minder dan 1 keV. Enkel voor zwakke pieken, waar de gaussfit bemoeilijkt wordt, of bij hoge excitatie-energieën waar de kalibratiefout oploopt, bedraagt dit soms tot 3 keV.

5.8.2 Onzekerheid op I_s

I_s wordt bepaald op basis van de het aantal tellen in een piek, dat gegeven wordt door de oppervlakte onder de gausscurve die aan de piek gefit wordt.

Bij deze fit wordt de onzekerheid erop opnieuw gegeven door LEONE. We bepalen deze opnieuw voor de drie mogelijke pieken FE, SE en DE. Wanneer dergelijke piek gecontamineerd is door een andere, kan een correctie doorgevoerd worden aan de hand van de typische verhoudingen FE/SE . . . , zoals besproken in hoofdstuk 5.2. De onzekerheid op deze verhoudingen wordt doorgerekend bij deze correctie. De oppervlaktes van de relevante pieken worden opgeteld. Wanneer één van de pieken een te grote fout vertoont (meer dan 50 %, bv. door correctie of door lid te zijn van een multiplet) wordt deze niet meegerekend.

De tweede belangrijke factor in formule 5.8 is de efficiëntie ϵ_N . Bij de bepaling van deze factor uit het kalibratiemateriaal werd de onzekerheid erop, in functie van de excitatie-energie, berekend uit de fit aan de datapunten (zie sectie 5.5). Hierbij is de fout op deze datapunten van groot belang. In de bepaling ervan worden meegerekend: de piekoppervlaktes, de gekende intensiteiten, de hoekdistributies (rekening houdend met de ruimtehoek van de detectoren), elk met hun respectieve onzekerheden. Een systematische fout waarmee rekening moet gehouden worden, is die te wijten aan voeding. Afhankelijk van de gebruikte eindpuntenergie worden de laagenergetische niveaus in een bepaalde mate gevoed vanuit de hoger gelegen niveaus. Voor elke eindpuntenergie moet bijgevolg de mate van deze voeding bepaald worden. Dit gebeurt in aparte metingen op het kalibratiemateriaal, aan de hand van de waarneming van de bijhorende inelastische lijnen. Doordat het spectrum van boorzuur er relatief eenvoudig uitziet, zijn deze met een betrekkelijk korte meting al waarneembaar. Zo bedraagt, voor een eindpuntenergie van 10 MeV, de oppervlaktefractie te wijten aan voeding voor het niveau bij 2125 keV, 37.8 ± 3.0 %. Boven 5 MeV blijkt voeding verwaarloosbaar. In bijlage B worden deze fracties voor de gebruikte eindpuntenergieën vermeld. Op figuur 5.5 werden reeds de datapunten met hun fouten, en de uiteindelijke onzekerheid op ϵ_N vanwege de fit, getoond. Over het algemeen is deze onzekerheid eerder klein, en overtreft enkel de fout op de oppervlaktebepaling voor de sterkste pieken.

Voor de hoekdistributies $W(\theta)$ in formule 5.8 worden de theoretische waarden genomen, gecorrigeerd voor de openingshoeken van de detectoren (tabel 5.1). De fouten hierop zijn echter klein ($< 2\%$), en vermits deze eveneens in de waarde van ϵ_N vervat zijn, wordt de invloed op de uiteindelijke onzekerheid op I_s zeer gering.

Opnieuw worden voor beide verstrooiingshoeken I_s en de fout erop berekend, en gewogen uitgemiddeld. Men moet hierbij echter wel opmerken

dat beide waarden voor een inelastische overgang, of voor een overgang waarbij het niveau gevoed werd, nogal uit elkaar kunnen liggen. Normaal gezien echter vertonen dergelijke overgangen een isotroop verstrooiingspatroon, waardoor een spinbepaling in de eerste plaats niet mogelijk is. Voor dergelijke overgangen (voornamelijk bij lage energie) wordt $W(\theta)$ gelijk gesteld aan één. Voor overgangen waar dit niet duidelijk is, levert het gewogen gemiddelde een grotere fout die dit probleem reflecteert.

5.8.3 Andere systematische fouten

In wat volgt bespreken we een aantal systematische fouten die kunnen optreden. Een aantal, tonen we aan, zijn verwaarloosbaar, terwijl andere niet begroot kunnen worden.

Multipletten: Bij de analyse van de spectra kan het gebeuren dat een aantal multipletten niet geresolveerd kunnen worden. Dit geeft meestal wel een grotere fout op de excitatie-energie of op de oppervlakte. Soms kunnen we, door middel van de FE/SE ... verhoudingen, de oppervlaktes corrigeren, maar dit veroorzaakt een grotere fout. Wanneer een NRF-piek samenvalt met één van de kalibratielijnen kan de bepaling van ϵ_N onjuist worden. Dit wordt echter vlug zichtbaar omdat de kwaliteit van de efficiëntiefit achteruit gaat. Desgewenst kan het datapunt in kwestie genegeerd worden.

Achtergrond: Een delicaat punt bij de bepaling van de piekoppervlaktes is de bepaling van de juiste achtergrond. Zoals we vermeld hebben, wordt deze met een tweede- of derdegraadsveelterm in een beperkt energiegebied gefit. Bij opeenhoping van vele zwakke pieken kan echter een lokale verhoging in het spectrum optreden die als achtergrond kan aanzien worden. Een recente analyse van de achtergrond bij NRF experimenten toonde aan dat toch redelijk wat dipoolsterkte erin vervat zit [36,37]. Omdat echter de complexe opbouw van de achtergrond praktisch onmogelijk te modelleren valt, en bovendien afhankelijk is van de te bestuderen kern zelf, moet deze empirische bepaling volstaan. Zeker voor sterke pieken, en door het gebruik van eventuele *escape*-lijnen, veroorzaakt deze factor echter weinig problemen.

N_T/N_B : De verhouding van het aantal NRF kernen tot het aantal kalibratiemateriaalkernen kan zeer nauwkeurig bepaald worden door een preciese meting van het gewicht van beide materialen. Met de goed

gekende aanrijkingen van de isotopen kan de verhouding over het algemeen bepaald worden met een precisie van 0.1 %. Deze fout kunnen we bijgevolg verwaarlozen.

Kalibratiegegevens: De intensiteiten voor de oneven-massa ^{11}B -kern zijn zeer goed gekend. Voor de bepaling van de hoekdistributies moet echter de mengverhouding δ van de transities in rekening gebracht worden. Deze mengverhoudingen zijn moeilijk te bepalen en bezitten soms een grote fout. Een eventuele afwijking van één van deze waarden kan invloed hebben op de waarde van ϵ_N . Het effect van de voeding op de laagenergetische niveaus kan in aparte metingen bepaald worden, maar aangezien niet met zekerheid alle betrokken inelastische lijnen waargenomen worden, kan hier ook een systematische fout optreden.

Stoppen van metingen: Bij de experimenten met gepolariseerde fotonen moet elke meting, voor zover mogelijk, afgebroken worden juist na een halve of volledige cyclus H^+ , V^+ , H^- , V^- . Pas dan is de fotonflux voor elke stand, V of H, gelijk. In de praktijk is afbreken op het juiste moment moeilijk, en dit kan kleine afwijkingen veroorzaken in de waargenomen asymmetrie. Bij meting gedurende één dag kan deze afwijking dan maximaal ongeveer 2 % bedragen. Omdat de metingen van meerdere dagen opgeteld worden, wordt deze afwijking uitgemiddeld zodat de uiteindelijke fout een stuk kleiner zal zijn. Deze fout kan principieel enkel van belang zijn bij hoge energie, waar de polarisatiegraad eveneens van de orde 2-3 % is.

Zelfabsorptie: Zelfabsorptie is het fenomeen waarbij de invallende fotonenbundel afgezwakt wordt in de trefplaat door verstrooiing uit de bundel. Vooreerst hebben we te maken met atomaire, niet-resonante, zelfabsorptie, waarbij fotonen in het gehele energiegebied uit de bundel worden verstrooid door interactie met de atomaire elektronen. De bundel wordt dus in zijn geheel verzwakt bij doorgang door de NRF trefplaat. Dit wordt opgelost door de vormgeving van de trefplaat: de schijven NRF materiaal werden op symmetrische manier gealterneerd met plaatjes kalibratiemateriaal. Op deze manier is de effectieve fotonflux, vervat in ϵ_N , gemiddeld dezelfde voor kalibratie- en NRF-materiaal. Naast atomaire treedt ook resonante zelfabsorptie op: hierbij treedt enkel een verzwakking van de bundel op in het bereik van een resonantie in het materiaal. De kernen verderop in de

trefplaat worden bijgevolg in dit nauwe energiegebied aan een kleinere flux blootgesteld. Dit leidt dus tot gemeten werkzame doorsnedes die te klein zijn. Men kan aantonen dat deze zelfabsorptie voor dunne trefplaten evenredig is met N_T/S en Γ_0/Δ , waarbij N_T/S het aantal kernen per oppervlakte-eenheid, en Δ de dopplerbreedte voorstelt [80]. In ref. [91] werd reeds aangetoond dat, voor de typische trefplaten die gebruikt worden in Gent, aan de voorwaarden waaronder deze evenredigheid geldt voldaan wordt. Bovendien werd afgeschat dat voor de meting op ^{116}Sn , de zelfabsorptie voor de sterkste overgang (6.3 MeV, $\Gamma_0=1002$ meV) 2.6 % bedraagt. Vermits in dit proefschrift lichtere kernen worden bestudeerd, zal de zelfabsorptie nog geringer zijn. Bovendien is ook het kalibratiemateriaal onderhevig aan zelfabsorptie (orde 1 %), en wordt dit verrekend in de bepaling van ϵ_N . Doordat uiteindelijk de invloed van zelfabsorptie klein zal zijn (zeker voor de zwakkere overgangen), en doordat de correctie moeilijk te berekenen is (door de aanwezigheid van een effectieve temperatuur in de formule voor Δ), kunnen we dit fenomeen verwaarlozen.

Voeding: Bij gebruik van hoge eindpuntenergieën kan in belangrijke mate voeding optreden van laag gelegen niveaus vanuit hoger-energetische niveaus. Daardoor wordt de waargenomen intensiteit van deze niveaus overschat. Dit kan gedeeltelijk opgevangen worden door metingen te doen met verschillende eindpuntenenergieën. Deze systematische fout hangt nauw samen met het identificeren van inelastische transitie (zie sectie 5.7). Volgens een studie van dit fenomeen [11] wordt voeding belangrijk vanaf ongeveer 4 MeV beneden de eindpuntenergie. Bij de metingen in dit proefschrift is steeds gepoogd dit probleem te vermijden. Niettemin blijft een belangrijk aantal transitie over waarvan de hoeveelheid voeding (of eventueel het inelastisch karakter) onbekend blijft. Deze worden individueel behandeld bij de bespreking van de resultaten van de metingen (hoofdstukken 7 en 9). Omdat het probleem van voeding en inelastische transitie nogal complex is wordt een overzicht gegeven in hoofdstuk 11. Hier kunnen we wel al stellen dat de meeste overgangen tussen 6 en 10 MeV geen invloed ondervinden van het voedingsproces.

Hoofdstuk 6

De experimenten op ^{56}Fe en ^{58}Ni

6.1 Gegevens van de meetomstandigheden

6.1.1 Keuze van de eindpuntenergie

Omdat in NRF bijna uitsluitend dipolexcitatie beneden de neutronendrempel S_n te bestuderen zijn, moet de eindpuntenergie van de remstraling bij voorkeur lager liggen dan S_n . De drempels liggen vrij hoog voor ^{56}Fe en ^{58}Ni , respectievelijk 11.2 en 12.2 MeV. Omdat de experimentele opstelling geoptimaliseerd is voor werking bij 10 MeV (en het voedingsgedrag van het kalibratiemateriaal voor deze energie goed gekend is), hebben we in eerste instantie gekozen voor metingen bij 10 MeV eindpuntenergie. Op deze manier kunnen we zeker de niveaus die gelegen zijn bij hoge energie goed bestuderen. Voor niveaus bij lagere energieën krijgen we last van voeding. Door de hoge eindpuntenergie worden deze hoogenergetische (7-10 MeV) niveaus immers relatief veel geëxciteerd, zodat, bij desexcitatie naar een lager gelegen niveau, het effect van deze voeding opmerkelijk kan zijn. Bovendien zal het laagenergetische spectrum een groot aantal inelastische lijnen, verantwoordelijk voor voeding, bevatten, wat de analyse bij deze energieën bemoeilijkt.

Daarom werd geopteerd voor een tweede meting (voor beide kernen) met lagere eindpuntenergie. Door deze meting verdwijnen de meeste inelastische lijnen, en bovendien is het effect van voeding veel kleiner, wat meer accurate resultaten voor laagenergetische transitie oplevert. In een studie van het effect van voeding [11] in Ge-isotopen werd beargumenteerd dat enkel bene-

den 4 MeV onder de eindpuntenergie voeding werkelijk van belang wordt. In hoofdstuk 11 wordt deze studie, aangevuld met bevindingen uit onze metingen, uitgebreider behandeld. De eindpuntenergie voor deze tweede reeks metingen werd bijgevolg ingesteld op 6.5 MeV. In de volgende secties worden steeds de resultaten uit beide metingen gecombineerd: beneden 6 MeV worden de resultaten uit de 6.5 MeV meting gebruikt (waar mogelijk), erboven vanzelfsprekend die uit de 10 MeV meting. In het overlappende gebied tussen 6 en 6.5 MeV is de fotonflux betrekkelijk laag bij de 6.5 MeV meting, wat de onzekerheid op de resultaten vergroot. Aangezien het effect van voeding in de 10 MeV meting hier nog klein zal zijn, gebruiken we best de resultaten uit de 10 MeV meting. Uit de vergelijking van transities geobserveerd in beide metingen kan informatie onttrokken worden over het voedingsgedrag.

Voor de metingen met gepolariseerde remstraling werd steeds gekozen voor een eindpuntenergie van 12 MeV. De polarisatiegraad bereikt zo bij 10 MeV reeds bijna 5 %, en we kunnen bijgevolg tot aan deze energie pariteiten bepalen. Het nadeel is wel dat voeding ervoor zorgt dat bij lage energie (beneden ongeveer 6 MeV) de verstrooiingsasymmetrie kleiner wordt en pariteitsbepaling meestal onmogelijk wordt. Omdat deze metingen steeds zeer lang duren is het praktisch niet realiseerbaar met verschillende eindpuntenergieën van de gepolariseerde fotonen te meten.

6.1.2 De trefplaten

Voor de experimenten zijn trefplaatjes nodig met een hoge aanrijktingsgraad van het desbetreffende isotoop. Op deze manier wordt vermeden dat het spectrum gecontamineerd wordt door transities in andere isotopen. Voor de ^{56}Fe -meting kan gebruik gemaakt worden van natuurlijk ijzer omdat de natuurlijke aanrijking aan ^{56}Fe 91.75 % bedraagt. In de spectra werd gecontroleerd of de sterkst gekende transitie van ^{54}Fe (5.85 % aanrijking) voorkwam, en dit was niet het geval. De ijzerplaatjes waren metallische schijfjes van ongeveer 2 cm doorsnede. Zij werden op symmetrische wijze afgewisseld met even grote schijfjes boorzuur (geperst poeder) om het effect van atomaire zelfabsorptie te voorkomen (zie sectie 5.8.3). De massa's die gebruikt werden in de verschillende experimenten zijn weergegeven in tabel 6.1.

Bij de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen werd geen kalibratiemateriaal gebruikt, omdat we hier geen bepaling van de intensiteit deden. Voor ^{56}Fe werden twee $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -

Tabel 6.1: Gegevens over de trefplaten bij de experimenten op ^{56}Fe en ^{58}Ni .

kern	reactie	$E_{\gamma,max}$	gewicht NRF trefplaatjes	gewicht H_3BO_3
^{56}Fe	(γ, γ')	10 MeV	1.56 g ^{nat}Fe	4.63 g
	(γ, γ')	6.5 MeV	1.56 g ^{nat}Fe	4.53 g
	$(\vec{\gamma}, \gamma')$	12 MeV	10.5 + 13.8 g ^{nat}Fe	/
^{58}Ni	(γ, γ')	10 MeV	1.63 g ^{58}Ni (95.9%)	4.62 g
	(γ, γ')	6.5 MeV	1.63 g ^{58}Ni (95.9%)	4.00 g
	$(\vec{\gamma}, \gamma')$	12 MeV	9.54 g ^{58}Ni (99.9%)	/

metingen gedaan. Een eerste diende vooral als testmeting voor de opstelling [13]. Deze werd gecombineerd met een tweede, langere, meting om de statistische nauwkeurigheid op te drijven. Van beide metingen zijn de gewichten trefplaatmateriaal weergegeven. Omdat we bij deze metingen geen boorzuur gebruikten, kunnen we de massa's opdrijven. De fotonflux is immers lager bij de productie van gepolariseerde remstraling, en meer massa betekent een grotere resonante telkadans.

Omdat de natuurlijke abundantie van ^{58}Ni slechts 68 % bedraagt, gebruikten we bij de ^{58}Ni -metingen aangrijkte trefplaten. Voor de (γ, γ') -metingen werden opnieuw metallische schijfjes gebruikt met een aanrijking van 95.9 %. Pieken afkomstig van ^{60}Ni (26.22 % natuurlijke abundantie) werden niet opgemerkt in de spectra. Voor de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen beschikten we over aangrijkt nikkel in poedervorm met een aanrijgingsgraad van 99.9 %. Dit monster werd ons ter beschikking gesteld in het raam van een samenwerking met het Kurchatov instituut in Moskou. Het poeder werd verpakt in een dunne cilindervormige polyethyleenfolie met dezelfde diameter als de overige trefplaten.

De metallische schijven gealterneerd met het boorzuur werden bijegehouden in een zeer dunne plasticfolie.

6.1.3 Opstelling en meting

De metingen werden uitgevoerd in een periode van vijf jaar, waarin de opstelling enkele keren werd aangepast. De opstelling als dusdanig bleef vast, maar de efficiëntie van de detectoren werd twee keer verbeterd. Vanzelfsprekend werden dan ook de diktes van de loodabsorbers aangepast. Tabel 6.2 geeft de specificaties weer voor de metingen. Hierbij staan G1, G2, G3 en G4 respectievelijk voor de detectoren links van, rechts van (90° of 127°),

Tabel 6.2: Specificaties voor de detectoropstelling bij de metingen op ^{56}Fe en ^{58}Ni . De relatieve efficiënties ϵ zijn opgesomd, evenals de dikte D van de loodabsorbers.

	G1		G2		G3		G4	
	ϵ (%)	D (cm)	ϵ (%)	D (cm)	ϵ (%)	D (cm)	ϵ (%)	D (cm)
$^{56}\text{Fe}, ^{58}\text{Ni} (\gamma, \gamma')$	40	2.5	40	2.5	70	4.5	70	4.5
$^{56}\text{Fe} (\vec{\gamma}, \gamma') (1)$	40	3.7	16	3.0	30	3.5	30	3.0
$^{56}\text{Fe} (\vec{\gamma}, \gamma') (2)$ $^{58}\text{Ni} (\vec{\gamma}, \gamma')$	40	2.7	40	3.2	40	3.5	28	3.0

boven en onder het NRF monster. De twee $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -deelmetingen op ^{56}Fe worden aangeduid met (1) en (2), waarbij (1) de testmeting uit ref. [13] voorstelt. Voor alle (γ, γ') -metingen waren de detectoren en absorbers gelijk. De dikte van de loodabsorbers werd steeds zo gekozen dat de telkadans in elke detector ongeveer gelijk is.

Tabel 6.3 geeft voor de verschillende experimenten de gebruikte elektronenstroom en repetitiefrequentie weer. Ook de meettijd (per detector) en gemiddelde telkadans (uitgemiddeld over de vier detectoren) worden weergegeven. Voor de experimenten met gepolariseerde remstraling wordt ook de gemiddelde polarisatiegraad vermeld. Wegens problemen met de versneller kon de vooropgestelde 4000 Hz repetitiefrequentie niet altijd gehaald worden, en werd overgeschakeld op 2000 of 2500 Hz. De gemiddelde telkadans bij de 6.5 MeV experimenten ligt eerder laag, doordat één detector buiten werking was.

6.2 De spectra

Figuren 6.1 en 6.2 geven de uiteindelijke spectra weer, genomen onder een hoek $\theta=127^\circ$, zowel voor ^{56}Fe als ^{58}Ni . Voor de metingen met 10 MeV eindpuntenergie is het gebied tussen 4 en 10 MeV weergegeven. De kalibratielijnen van het boorzuur zijn aangeduid met pijlen. Deze omvatten eveneens de *escape*-lijnen. Het is duidelijk dat de achtergrond sterk toeneemt bij lagere energieën. Voor de spectra bij 90° verstrooiingshoek is dit nog sterker het geval. Op de spectra is ook de eerder onregelmatige vorm van de achtergrond te zien. Vergelijken we met de spectra opgenomen bij 6.5 MeV eindpuntenergie (fig. 6.2), dan is duidelijk te zien dat de achter-

Tabel 6.3: Elektronenstroom (I_e), repetitiefrequentie, meetduur en gemiddelde telkadans bij de verschillende experimenten. Voor de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen is ook de gemiddelde polarisatiegraad weergegeven.

	^{56}Fe				^{58}Ni		
	(γ, γ')	(γ, γ')	$(\vec{\gamma}, \gamma')$		(γ, γ')	(γ, γ')	$(\vec{\gamma}, \gamma')$
	6.5 MeV	10 MeV	(1)	(2)	6.5 MeV	10 MeV	12 MeV
I_e (μA)	15	10	350	220	17	11	250
rep. freq. (Hz)	2000	2000	4000	2500	2500	2000	4000
duur (h)	100	300	240	290	100	300	470
totaal			530				
telkadans (s^{-1})	150	170	200	160	100	200	410
P_γ (%)			16.24	16.78			16.95
totaal			16.45 \pm 0.08				\pm 0.09

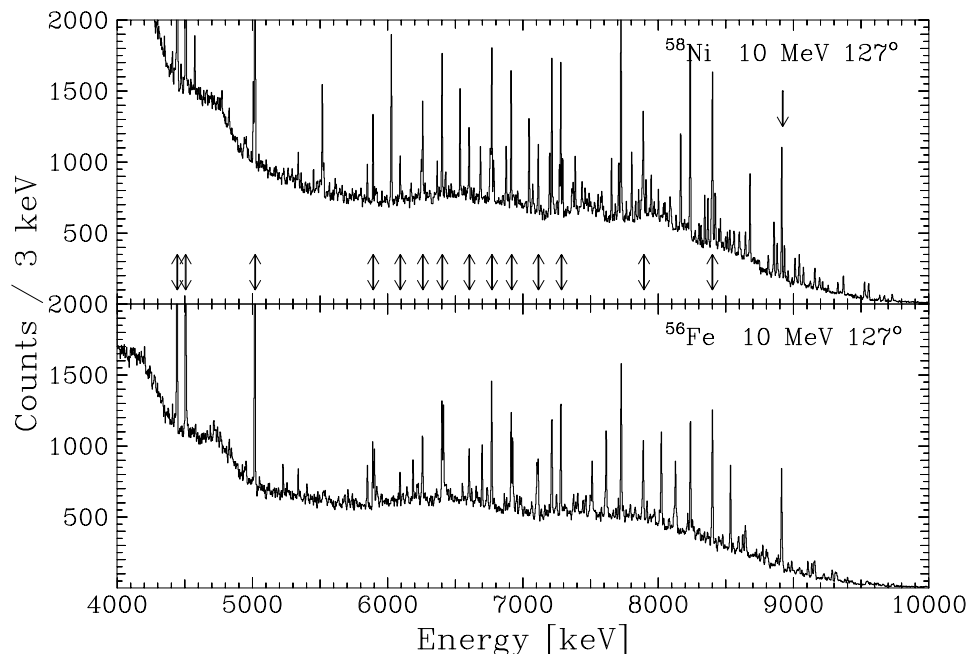
grond bij deze laatste veel gunstiger ligt in het overlappingsgebied. Enkel beneden 2.5 MeV begint deze sterk op te lopen. Dit heeft voornamelijk tot gevolg dat de piek-tot-achtergrond-verhouding, bepalend voor de kwaliteit van de spectra, verbeterd wordt. In tabel 6.4 wordt deze verhouding weergegeven, berekend voor een sterke piek bij 6027 keV uit het ^{58}Ni -spectrum.

Tabel 6.4: De piek-tot-achtergrond verhouding voor de piek bij 6027 keV in ^{58}Ni , berekend voor beide verstrooiingshoeken en eindpuntenergieën.

	10 MeV	6.5 MeV
$\theta=127^\circ$	2.83	20.4
$\theta=90^\circ$	2.14	18.2

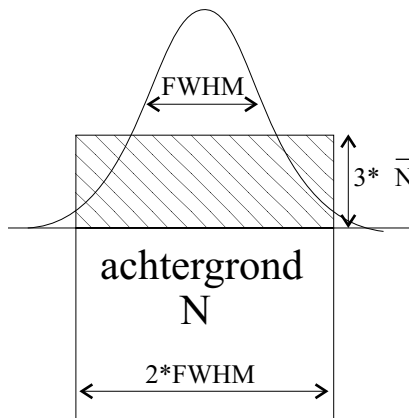
De verhouding is berekend voor beide eindpuntenergieën en beide verstrooiingshoeken. Vergelijken we de waarden voor 10 en 6.5 MeV eindpuntenergie, dan is er bijna een factor 10 verschil, wat de betere kwaliteit van het 6.5 MeV-spectrum in dit energiegebied duidelijk illustreert. Ook bij vergelijking van beide verstrooiingshoeken zien we een verschil, weliswaar niet zo uitgesproken: Bij $\theta=90^\circ$ zorgt de hogere intensiteit van niet-resonante comptonverstrooiing voor een verhoogde achtergrond, wat de piek-tot-achtergrond-verhouding zo'n 25 % doet verslechteren.

Uit de bekomen spectra kunnen we de sensitiviteit van de metingen bepalen door een detectielimiet op te stellen. De methode hiervoor steunt op de

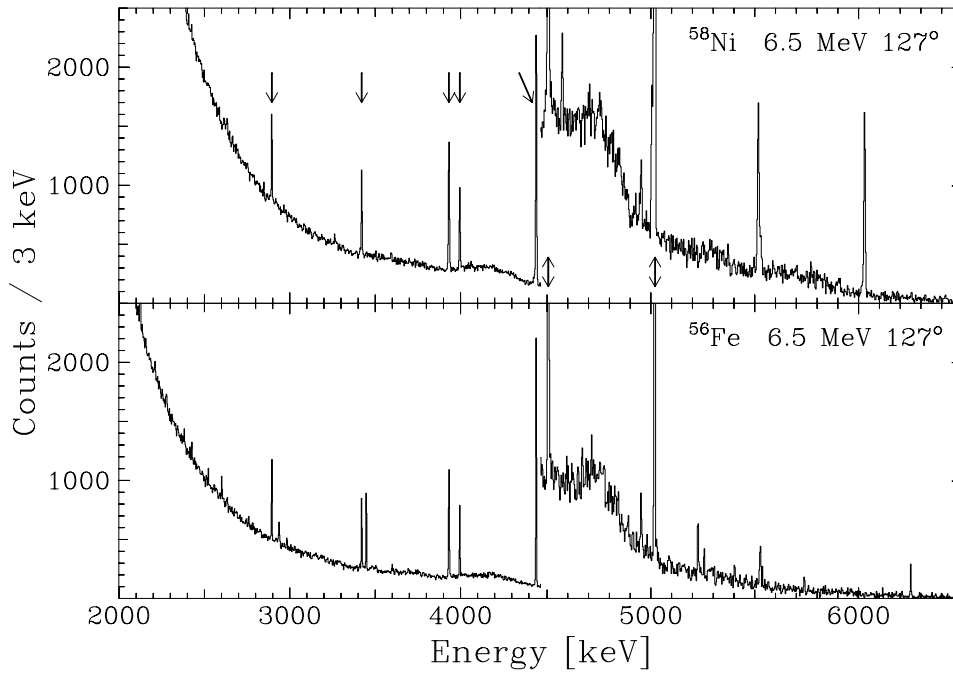


Figuur 6.1: Hoge-energie-gedeelte van het $\theta=127^\circ$ -spectrum uit de 10 MeV metingen op ^{56}Fe en ^{58}Ni . De kalibratielijnen zijn aangegeven met pijlen.

poissonstatistiek, die voorspelt dat de onzekerheid op N tellen (geregistreerd in een aantal kanalen, bv.) de wortel hieruit is. Een piek is enkel waar te nemen in het spectrum als hij te onderscheiden is van de achtergrond. Voor de detectielimiet nemen we bijgevolg drie keer de waarde van de standaarddeviatie van deze achtergrond: $3 \cdot \sqrt{N}$. Het bepalen van deze achtergrond N gebeurt op basis van de typische breedte van de pieken doorheen het spectrum. We nemen twee keer deze breedte en bepalen het aantal achtergrondtellen in dit energiegebied. Figuur 6.3 illustreert dit op schematische manier. Op deze wijze verkrijgen we een schatting voor de minimale piekoppervlakte waarbij een piek waar-

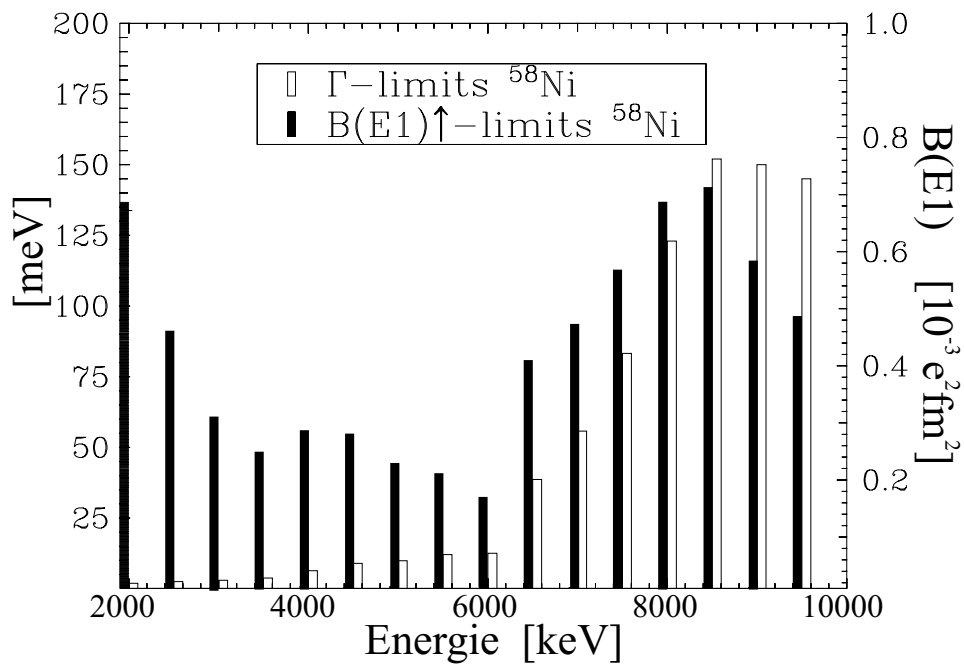


Figuur 6.3: Bepaling van de detectielimiet.



Figuur 6.2: Het $\theta=127^\circ$ -spectrum uit de 6.5 MeV-metingen op ^{56}Fe en ^{58}Ni . De kalibratielijnen zijn aangegeven met pijlen.

neembaar is. Uit deze oppervlakte kunnen, met de fomules uit hoofdstuk 3, de limieten voor intensiteit I_s , vervalbreedte Γ_0^2/Γ en overgangswaarschijnlijkheid $B(J, \pi)$ berekend worden voor verschillende zones in de spectra. Figuur 6.4 geeft, voor de metingen op ^{58}Ni , de limieten weer voor Γ_0^2/Γ (linkerschaal, open balken) en $B(E1) \uparrow$ (rechterschaal, gevulde balken) in functie van de energie. Tot en met 6 MeV werden de limieten uit de 6.5 MeV spectra afgeleid, en vanaf 6.5 MeV uit de 10 MeV spectra. Dit verklaart de discontinuïteit bij 6.5 MeV. Voor de ^{56}Fe -metingen zijn de detectielimieten praktisch dezelfde. Over het gehele energiegebied blijft de limiet voor $B(E1) \uparrow$ onder $1 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. De detectielimieten voor de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -experimenten zullen een stuk hoger liggen, door het gebruik van de hogere eindpuntenergie (12 MeV). Daarom kunnen pariteiten enkel voor de sterkste overgangen bepaald worden.



Figuur 6.4: Detectielimieten voor de metingen op ^{58}Ni . Tot en met 6 MeV zijn de limieten afkomstig van de 6.5 MeV spectra, vanaf 6.5 MeV uit de 10 MeV spectra.

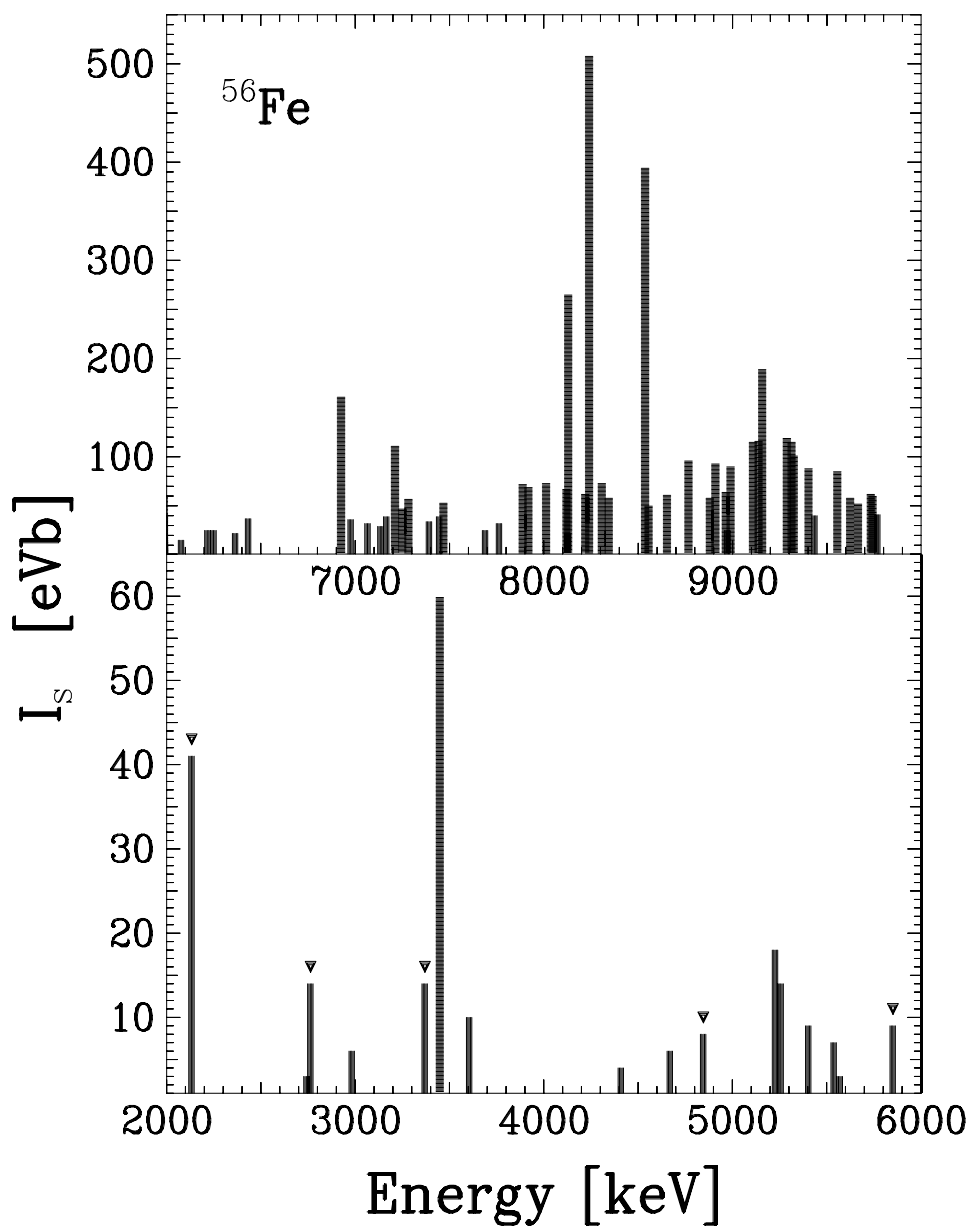
6.3 Resultaten voor ^{56}Fe

Bij de bespreking van de bekomen resultaten is het noodzakelijk zich te realiseren dat we enkel transitie waarnemen, en geen niveaus. Enkel wanneer het transitie naar de grondtoestand betreft, kunnen we deze effectief identificeren met niveaus en over spins en pariteiten van deze niveaus spreken. Omdat bij NRF geen uitsluitel kan gegeven worden over de oorsprong van een transitie (elastisch of inelastisch) kan de bespreking eerder complex worden. Daarom veronderstellen we in eerste instantie dat elke transitie met de desexcitatie van een niveau naar de grondtoestand te identificeren valt (tenzij expliciet de aard ervan gekend is), en spreken we wel degelijk over spins en pariteiten. Ook voor de berekening van intensiteiten en vervalbreedtes veronderstellen we steeds een grondtoestandsovergang. In sectie 6.3.3 wordt dan het mogelijk inelastisch karakter van de transitie besproken.

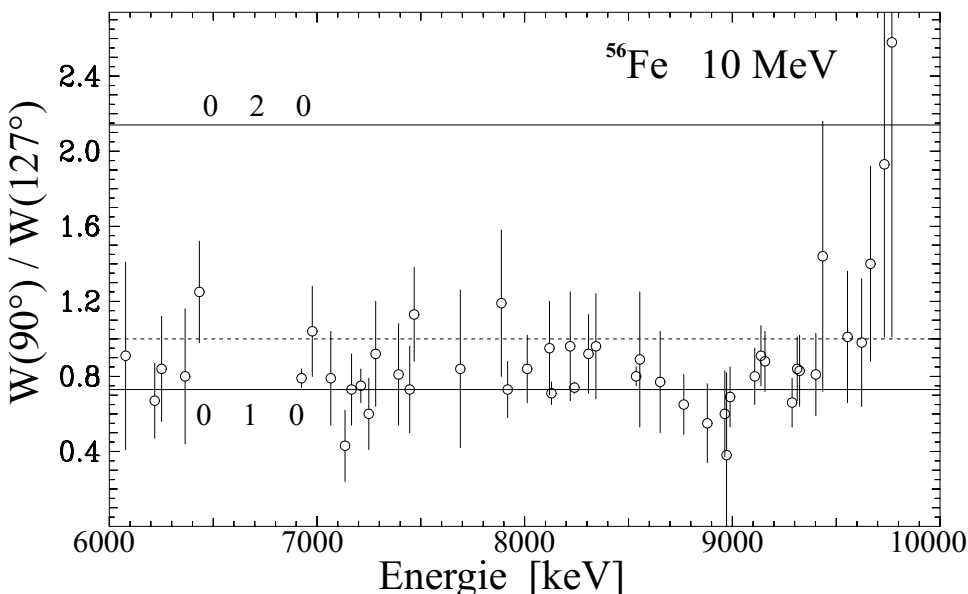
6.3.1 Overzicht van de resultaten

In totaal werden 72 transitie waargenomen in ^{56}Fe . Van 6 ervan is het inelastisch karakter reeds bekend, en deze worden niet opgenomen in wat volgt. Beneden 6 MeV werden 16 overgangen waargenomen, waarvan 5 enkel in de 10 MeV meting, en 4 enkel in de 6.5 MeV meting. Zeven transitie werden dus in beide metingen gedetecteerd, en deze kunnen als basis dienen voor een studie van het voedingsfenomeen. De 6.5 MeV meting leverde slechts één sterke transitie op tussen 6 en 6.5 MeV (door de lage fotonflux, en dus de hoge detectielimiet), terwijl de 10 MeV meting in hetzelfde energiegebied 4 extra transitie opleverde. We zullen bijgevolg slechts beneden 6 MeV steeds de resultaten uit de 6.5 MeV meting hanteren, tenzij expliciet anders vermeld.

De geïntegreerde werkzame doorsnedes I_s van de waargenomen transitie zijn weergegeven in figuur 6.5. Voor het lage-energie-gebied (2-6 MeV) is de schaal uitvergroot wegens de kleinere intensiteiten. De transitie beneden 6 MeV die met pijltjes aangeduid zijn werden enkel in de 10 MeV meting waargenomen en hun intensiteiten kunnen bijgevolg sterk overschat zijn door voedingseffecten. De sterkste transitie in dit energiegebied is die bij 3448 keV, die overeenkomt met het verval van de gekende *scissors* mode naar de grondtoestand. De laagst gelegen overgang (2133 keV) is ook zeer sterk en dit kan het gevolg zijn van een sterke voeding. Niettemin moeten we rekening houden met het feit dat laagenergetische toestanden in de meeste kernen reeds goed gekend zijn. De meeste door ons waargenomen transitie beneden



Figuur 6.5: De gemeten intensiteiten I_s in ^{56}Fe . De resultaten van de 6.5- en 10 MeV metingen zijn gecombineerd. Transitie beneden 6 MeV, aangeduid met pijltjes, werden enkel in de 10 MeV spectra waargenomen, en kunnen sterk gevoed worden of inelastisch karakter hebben.



Figuur 6.6: De gemeten hoekdistributieverhoudingen uit de 10 MeV meting op ^{56}Fe tussen 6 en 10 MeV. De verwachte waarden voor dipool- en quadrupooltransities (volle lijnen) en voor een isotrope verstrooiing (stippellijn) zijn aangeduid.

6 MeV komen echter niet overeen met gekende niveaus of transities [98]. Bijgevolg mogen we het potentieel inelastisch karakter van deze overgangen zeker niet verwaarlozen. Zeker voor de transities enkel in de 10 MeV meting waargenomen, geldt dit.

Duidelijk zichtbaar op de figuur is de behoorlijke fragmentatie van de sterkte, zeker tussen 6 en 10 MeV. Nochtans wordt de werkzame doorsnede gedomineerd door drie sterke transities (8129, 8240 en 8536 keV) die dicht bij elkaar liggen. Dit zal aanleiding geven tot de pygmee resonantie, die in het volgend hoofdstuk besproken wordt.

Figuur 6.6 geeft de gemeten hoekdistributieverhoudingen $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ weer uit de 10 MeV meting in het energiegebied tussen 6 en 10 MeV. Praktisch alle transities zijn duidelijk dipoolovergangen. Aangezien voeding in dit energiegebied slechts een kleine rol speelt, kunnen we de verhouding 1 voor isotrope verstrooiing buiten beschouwing laten, behalve als het een inelastische transitie betreft. Boven 9.5 MeV wordt het multipoolkarakter van de transities onduidelijk; dit is een gevolg van de geringe fotonflux die

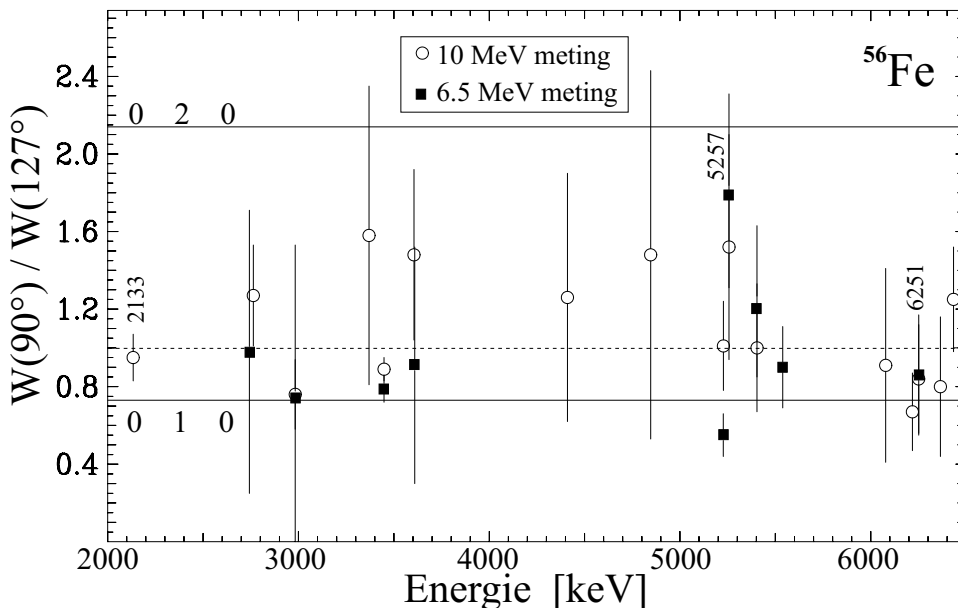
een nauwkeurige bepaling van piekoppervlaktes verhindert. Hierdoor vergroot de onzekerheid op de hoekdistributieverhoudingen sterk. Voor deze overgangen blijft de multipolariteit dan ook onbekend.

In figuur 6.7 wordt een vergelijking gemaakt tussen de hoekdistributieverhoudingen uit de 10 MeV meting en de 6.5 MeV meting, in het overlappende energiegebied tussen 2 en 6.5 MeV. Voor de meeste overgangen is geen multipolariteit te bepalen uit de 10 MeV resultaten. We moeten nu immers ook rekening houden met een mogelijk sterke voeding van deze niveaus of het inelastisch karakter van de transitie, zodat de isotrope verdeling ($W(90^\circ)/W(127^\circ) = 1$) van belang wordt. Dit is bv. het geval voor de transitie, aangeduid bij 2133 keV. Voor een aantal transitie die ook in de 6.5 MeV meting waargenomen werden, is duidelijk te zien dat de hogere eindpuntenergie de distributie meer isotroop maakt. Ook voor de transitie bij 5257 keV (aangeduid op de figuur) is dit zichtbaar: In de 6.5 MeV meting is dit duidelijk een quadrupoolovergang, terwijl de distributie in de 10 MeV meting isotroper wordt, en een grotere onzekerheid vertoont. Voor de transitie bij 6251 keV (eveneens aangeduid op de figuur) is weinig verschil te bemerken tussen beide metingen. Dit is meteen een aanwijzing dat voeding boven 6 MeV een geringe rol speelt.

Voor bijna alle transitie kon de multipolariteit worden bepaald (eventueel tentatief), behalve voor 4 overgangen bij hoge energie, en voor 5 bij lage energie. Boven 6 MeV werd geen enkele quadrupooltransitie waargenomen, terwijl in het lage-energie-gebied 1 met zekerheid en 2 tentatief gevonden werden. Eén niveau (3369.7 keV) was reeds bekend als een 2^+ -niveau [98].

Met de gekende intensiteiten, hoekdistributies en multipolariteiten kunnen nu de waarden voor Γ_0^2/Γ bepaald worden voor elke transitie. Voor de overgangen waarvoor geen multipolariteit bepaald kon worden, veronderstellen we $J = 1$, daar dit geldig is voor het overgrote deel van de transitie. De hoekdistributies voor dergelijke overgangen bij hoge energie worden gelijk gesteld aan die voor dipoolovergangen. Voor de overgangen bij lage energie gebruiken we een isotrope hoekdistributie, omdat voeding of inelastisch karakter bij deze energieën kan verondersteld worden. Figuur 6.8 geeft de resultaten weer (gevulde balken). Van 2 tot 6 MeV werd de schaal uitvergroot wegens de kleinere vervalbreedtes in dit energiegebied.

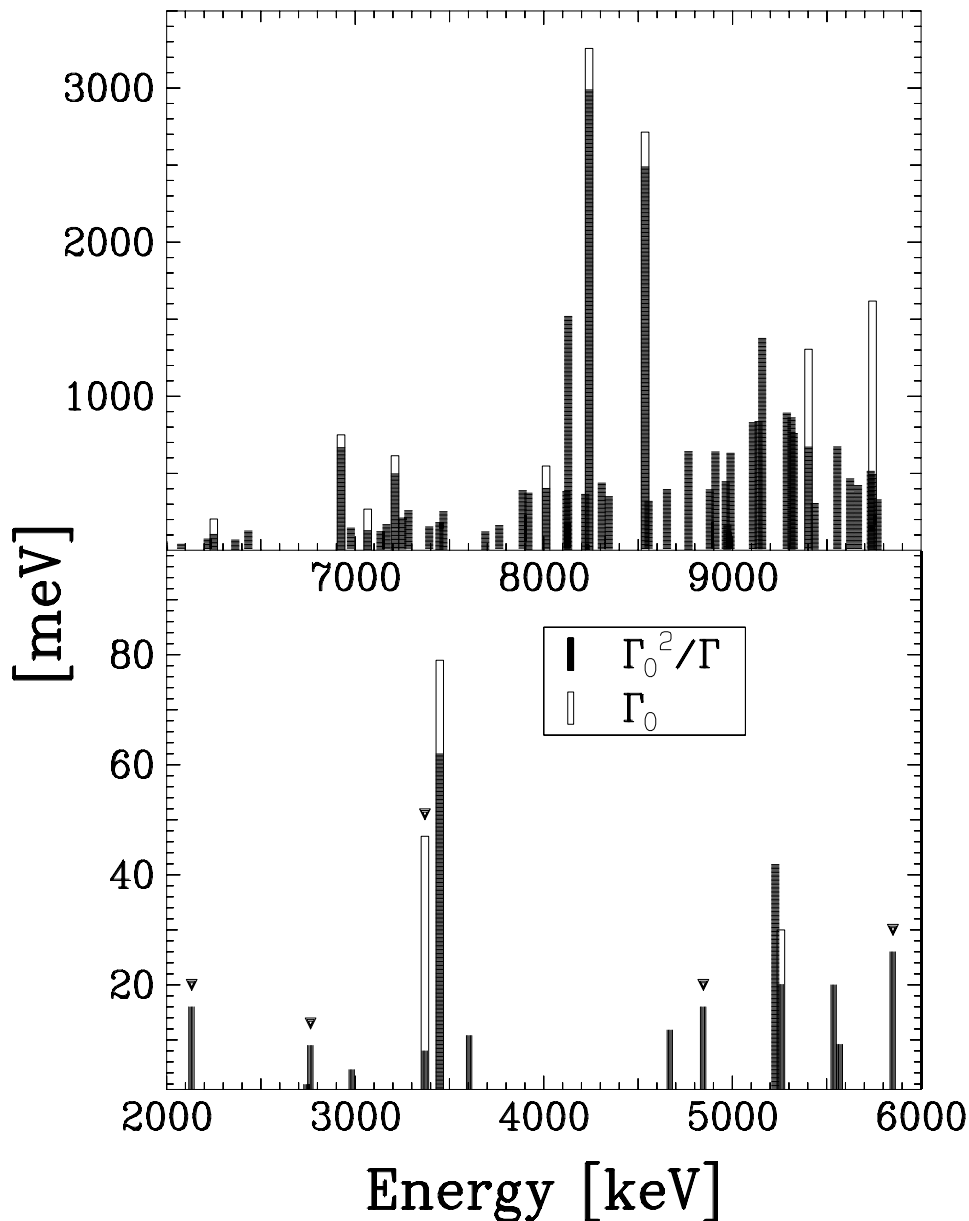
Elke transitie wordt hierbij verondersteld een grondtoestandsovergang te zijn. Het mogelijk inelastisch karakter wordt later besproken. Waar (mogelijke) vertakking werd waargenomen (zie sectie 6.3.3), is de resulterende



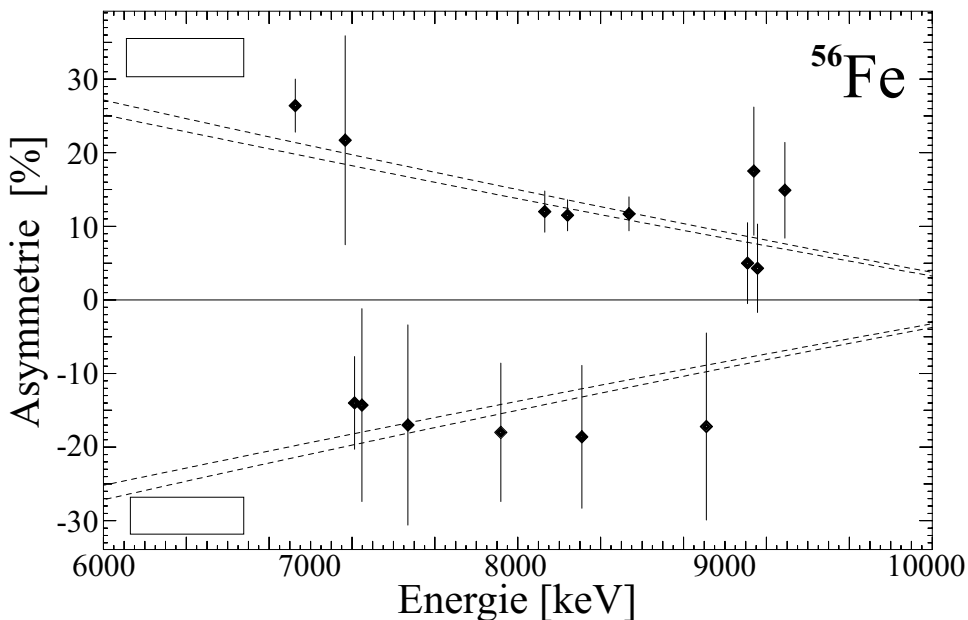
Figuur 6.7: De gemeten hoekdistributieverhoudingen uit de 10 MeV (cirkels) en 6.5 MeV (vierkanten) meting op ^{56}Fe tussen 2 en 6.5 MeV. De verwachte waarden voor dipool- en quadrupooltransities (volle lijnen) en voor een isotrope verstrooiing (stippellijn) zijn aangeduid.

grondtoestandvervalbreedte Γ_0 aangeduid met open balken. De inelastische overgangen die hiermee overeenkomen zijn evenwel nog opgenomen in de grafiek. De overgangen die met pijltjes aangeduid zijn werden enkel geobserveerd in de 10 MeV meting en kunnen onderhevig zijn aan voeding (waardoor de vervalbreedte overschat wordt) of kunnen een inelastisch karakter hebben. Voor de overige transities werd geen vertakking waargenomen. Bijgevolg veronderstellen we dat de vertakking verwaarloosbaar of onbestaand is, en wordt Γ_0^2/Γ gelijk aan Γ_0 . Hierbij moet men wel in gedachten houden dat deze waarden voor Γ_0 dan feitelijk een ondergrens zijn. Bij de transities beneden 6 MeV, en enkel waargenomen in de 10 MeV meting (pijltjes), speelt ook voeding een rol, waardoor I_s , en dus ook Γ_0 , juist overschat wordt. Voor deze kan bijgevolg niet gesteld worden dat de waargenomen waarde een onder- of bovengrens vormt.

De $(\vec{\gamma}, \gamma)$ -experimenten leverden pariteiten op voor 15 van de sterkste transities, enkel boven 6 MeV. Hiervan hebben er 9 negatieve pariteit ($E1$), waarvan de drie sterkste overgangen. Zes zwakkere transities met posi-



Figuur 6.8: Vervalbreedte-verhoudingen Γ_0^2/Γ (gevulde balken) voor de transities in ^{56}Fe . Wanneer vertakking werd waargenomen, is de resulterende grondtoestandvervalbreedte Γ_0 aangeduid met open balken. Transities beneden 6 MeV die enkel in de 10 MeV meting werden waargenomen zijn aangeduid met pijltjes en kunnen onderhevig zijn aan voeding of hebben een inelastisch karakter.



Figuur 6.9: Gemeten asymmetriewaarden (punten) voor transitieën in ^{56}Fe waarvoor de pariteit kon bepaald worden. De foutenbanden voor de verwachte waarden voor positieve of negatieve pariteit zijn aangeduid (stippellijnen).

tieve pariteit werden gevonden, alle overeenkomende met dipoolovergangen. Het zijn dus $M1$ transitieën. Figuur 6.9 toont de gemeten asymmetrieën voor deze transitieën (punten), en de verwachte foutenbanden voor $\pi = -$ of $\pi = +$ (stippellijnen). De asymmetrieën voor enkele andere transitieën konden ook bepaald worden, maar laten geen conclusies toe. Daarom zijn ze niet opgenomen in de figuur om deze niet te verzwaren. Meestal vertoonden deze waarden zeer grote onzekerheden zodat een pariteitsbepaling uitgesloten was. Beneden 6 MeV werd de achtergrond in de $(\vec{\gamma}, \gamma t)$ -spectra te hoog om nuttige piekoppervlaktes te bepalen. De afwezigheid van kalibratiemateriaal zorgde er ook voor dat de optelling van de individuele spectra, door het gebrek aan sterke lijnen bij deze energieën, moeizaam verliep, en multipletten ontstonden. Van de, nochtans redelijk sterke, *scissors* mode bv. zijn als gevolg hiervan slechts enkele fragmenten te zien. Door de voeding, die zeker beneden 6 MeV belangrijk zal zijn, zullen toch de meeste asymmetrieën in dit energiegebied verminderen waardoor pariteitsbepaling onmogelijk wordt.

6.3.2 Gedetailleerde bespreking en vergelijking

In wat nu volgt, zullen de geobserveerde transitie gedetailleerd besproken worden. Bovendien zullen we vergelijken met de resultaten uit vorige NRF-experimenten (zie tabel 2.1). Tabel 6.5 somt alle transitie op. Excitatie-energieën E_x zijn aangegeven, alsook spin (of multipolariteit) J , pariteit π , intensiteit I_s en vervalbreedte-verhoudingen Γ_0^2/Γ . In eerste instantie veronderstellen we dat iedere transitie een grondtoestandsovergang is, en dus overeenkomt met een niveau. Waar vertakking werd waargenomen, is de uiteindelijke grondtoestandvervalbreedte Γ_0 niet gelijk aan Γ_0^2/Γ . Deze transitie zijn aangeduid, en hun eigenschappen worden in de volgende sectie besproken. Voor niveaus waar geen vertakking werd waargenomen wordt verondersteld dat Γ_0^2/Γ gelijk is aan Γ_0 . De waarden voor de onzekerheden in de tabel zijn berekend volgens de procedures vermeld in hoofdstuk 5.8. Ronde haakjes betekenen tentatieve toekenning van spin of pariteit.

Beneden 6 MeV zijn alle gegevens afkomstig uit de 6.5 MeV meting, tenzij expliciet anders vermeld door middel van voetnoten. Transitie die mogelijk inelastisch zijn (zie sectie 6.3.3) zijn ook aangeduid met voetnoten.

De sterke transitie bij 3448.6 keV is de gekende *scissors* mode, en hoewel in onze experimenten geen pariteit kon bepaald worden, is deze gekend en positief ($M1$ transitie). Deze pariteit is daarom opgenomen in de tabel. Ook bij 3369.7 keV is er een gekend 2^+ -niveau [98] en deze J^π -waarde is opgenomen in de tabel daar deze vereist is om uit de intensiteit de juiste waarde voor Γ_0^2/Γ te berekenen (de multipolariteit van deze transitie, enkel geobserveerd in de 10 MeV meting, kon niet bepaald worden wegens voeding). Naast deze overgang vonden we slechts één andere quadrupooltransitie, bij 5257.1 keV. Al kon hiervoor geen pariteit bepaald worden, weten we toch praktisch zeker dat het een elektrische quadrupoolovergang betreft ($E2$), omdat $M2$ transitie in NRF uiterst zwak zijn. De transitie bij 5851.2 keV, die enkel in de 10 MeV meting geobserveerd werd, valt samen met een inelastische lijn van het kalibratiemateriaal (zie bijlage B). Na correctie voor deze contaminatie blijft een vervalbreedte $\Gamma_0^2/\Gamma = 26 \pm 16$ meV over. Die is in goede overeenkomst met de waarde van Chapuran et al. [21], die een NRF monster zonder kalibratiemateriaal gebruikten. Ook alle pieken behorende bij de twee overgangen bij 7887.6 en 7763.6 keV waren gecontamineerd door kalibratielijnen, en hun sterktes moeten dus met enige voorzichtigheid behandeld worden. Niettemin wordt dit weerspiegeld in de relatief grote onzekerheden, eigen aan de noodzakelijke contaminatiecorrecties.

Tabel 6.5: Transitie in ^{56}Fe . Beneden 6 MeV zijn alle gegevens afkomstig uit de 6.5 MeV meting, tenzij anders vermeld. We veronderstellen enkel grondtoestandsovergangen. Mogelijk inelastische transitie en waargenomen vertakking zijn aangeduid met voetnoten. Bij afwezigheid van zichtbare vertakking veronderstellen we $\Gamma_0 = \Gamma_0^2/\Gamma$. Ronde haakjes betekenen tentatieve toewijzingen.

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)	Γ_0^2/Γ^a (meV)
9768.2 ± 0.7		41 ± 19	336 ± 158	480 ± 130
9741.7 ± 1.3	(1)	61 ± 16	502 ± 129^b	} 950 ± 250
9732.2 ± 1.6		63 ± 19	521 ± 152	
9664.7 ± 0.9		53 ± 9	429 ± 75	670 ± 220
9622.9 ± 2.5	1	59 ± 10	473 ± 83	
9554.8 ± 1.3	1	86 ± 15	680 ± 119	390 ± 140
9434.9 ± 2.3		41 ± 9	313 ± 71	
9402.0 ± 0.6	1	89 ± 12	679 ± 93^b	650 ± 150
9323.7 ± 0.7	1	102 ± 12	767 ± 88	650 ± 140
9312.2 ± 0.8	1	116 ± 12	869 ± 88	640 ± 130
9287.6 ± 1.0	1^-	120 ± 11	899 ± 81	750 ± 170
9156.8 ± 1.0	$1^{(-)}$	190 ± 17	1384 ± 122	950 ± 310
9137.6 ± 0.5	1^-	117 ± 12	844 ± 87	570 ± 120
9107.8 ± 0.8	$1^{(-)}$	116 ± 11	838 ± 78	860 ± 180
8988.9 ± 0.6	1	91 ± 10	639 ± 72	310 ± 70
8972.2 ± 1.1	1	25 ± 11	173 ± 77	
8963.6 ± 0.7	1	65 ± 12	454 ± 82	380 ± 70
8908.9 ± 1.2	$(1)^{+}$	94 ± 46	647 ± 316	470 ± 100
8879.3 ± 0.9	1	59 ± 10	402 ± 68	300 ± 80
8766.1 ± 0.8	1	97 ± 12	649 ± 78	410 ± 80
8652.5 ± 0.8	1	62 ± 11	403 ± 70	
8554.7 ± 0.9^c	1	51 ± 10	327 ± 65	
8536.3 ± 0.4	1^-	395 ± 16	2497 ± 99^b	2040 ± 310
8343.3 ± 0.6	1	59 ± 9	357 ± 52	
8307.0 ± 0.8	1^+	74 ± 9	445 ± 51	240 ± 80
8239.6 ± 0.5	1^-	509 ± 12	2996 ± 70^b	2630 ± 420
8219.4 ± 0.6	1	64 ± 10	372 ± 58	260 ± 50
8128.7 ± 0.4	1^-	266 ± 11	1526 ± 61	1940 ± 300

Voortgezet op volgende pagina

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)	Γ_0^2/Γ^a (meV)
8119.6 ± 0.8	1	68 ± 9	391 ± 52	
8011.9 ± 0.6	1	73 ± 8	410 ± 43 ^b	
7917.9 ± 0.4	1 ⁺	70 ± 7	380 ± 39	
7887.6 ± 0.7	(1)	73 ± 17	396 ± 92	280 ± 50
7763.6 ± 0.6	(1)	33 ± 13	170 ± 69	
7689.8 ± 0.6 ^c	1	25 ± 6	128 ± 32	
7467.6 ± 0.5	1 ⁺	54 ± 11	260 ± 55	180 ± 30
7446.2 ± 0.6	1	39 ± 6	189 ± 30	170 ± 50
7392.5 ± 0.4 ^c	1	34 ± 6	161 ± 27	
7282.2 ± 0.7	1	58 ± 9	266 ± 41	290 ± 120
7249.4 ± 0.5	1 ⁺	48 ± 7	219 ± 34	200 ± 30
7211.1 ± 0.3	1 ⁺	112 ± 7	505 ± 30 ^b	500 ± 80
7166.0 ± 0.7 ^d	1 ⁻	39 ± 5	175 ± 22	89 ± 15
7134.6 ± 0.7	1	29 ± 7	130 ± 31	56 ± 10
7066.4 ± 0.9	1	32 ± 5	137 ± 21 ^b	110 ± 20
6977.4 ± 0.5 ^c	1	36 ± 6	153 ± 25	
6925.4 ± 0.3	1 ⁻	162 ± 5	675 ± 22 ^b	700 ± 110
6433.7 ± 0.6 ^c	1	37 ± 10	134 ± 35	
6365.0 ± 0.6	1	22 ± 5	76 ± 17	
6251.2 ± 0.6	1	25 ± 4	86 ± 14 ^b	56 ± 13
6218.2 ± 0.6 ^{ce}	1	25 ± 3	82 ± 11	34 ± 8
6078.4 ± 1.5 ^{ce}	(1)	15 ± 4	48 ± 13	28 ± 5
5851.5 ± 0.4 ^e		8.9 ± 5.4	26 ± 16	24 ± 6
5571.4 ± 1.1	(2)	3.4 ± 1.3	9.2 ± 4.9	
5538.4 ± 0.8	1	7.3 ± 1.6	20 ± 4	
5403.6 ± 0.8 ^c	1	9.3 ± 2.4	24 ± 6	27 ± 6
5257.1 ± 0.5	2	14 ± 2	20 ± 3 ^b	23 ± 4
5227.8 ± 0.4	1	18 ± 3	42 ± 6	37 ± 6
4846.1 ± 0.8 ^e		7.7 ± 2.3	16 ± 5	7.1 ± 3
4669.4 ± 0.5	(1)	6.2 ± 2.0	12 ± 5	
4409.7 ± 0.4 ^c	(2)	3.6 ± 1.1	6.0 ± 2.6	
3605.5 ± 0.4 ^c	(1)	9.6 ± 2.6	11 ± 4	11 ± 2
3448.6 ± 0.2	1 ⁺	60 ± 3	62 ± 4 ^b	77 ± 12
3369.7 ± 0.5 ^e	2 ⁺	14 ± 3	8.0 ± 2.0 ^b	
2983.1 ± 0.4	1	6.0 ± 1.4	4.6 ± 1.6	

Voortgezet op volgende pagina

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)	Γ_0^2/Γ^a (meV)
2763.5 ± 0.4^e		14 ± 2	9.4 ± 1.1	
2742.7 ± 0.9		2.9 ± 1.0	1.9 ± 0.9	
2133.1 ± 0.2^e		41 ± 3	16 ± 1	

^a Uit ref. [21].

^b Vertakking waargenomen, zie tabel 6.8 voor vertakkingsverhouding en Γ_0 .

^c Mogelijk inelastische transitie.

^d Mogelijk gedeeltelijk inelastisch.

^e Enkel waargenomen in de 10 MeV meting; sterktes bevatten voedingseffecten.

In de laatste kolom van tabel 6.5 wordt een vergelijking gemaakt met de resultaten uit de NRF experimenten van Chapuran et al. [21]. Zij gebruikten eindpuntenergieën van 10 en 7.6 MeV (zie tabel 2.1), waarbij sterktes voor transities beneden 7.6 MeV uit het experiment met deze eindpuntenergie werden afgeleid. Multipolariteiten werden enkel uit de metingen met de laagste eindpuntenergie gededuceerd. Naast de detectie van 24 nieuwe transities en de bepaling van 41 onbekende multipolariteiten, konden we twee doubletten resolveren: Het doublet bij 9737 ± 5 keV kon uiteengehaald worden in twee transities bij 9741.7 en 9732.3 keV. De gezamenlijke sterkte van deze twee transities komt goed overeen met de sterkte van het doublet zoals gemeten door Chapuran et al. Het doublet bij 3602 ± 3 keV bestaat uit twee transities bij 3605.5 en 3600.3 keV. Deze laatste transitie is niet weergegeven in tabel 6.5, omdat het een inelastische overgang betreft, zoals vermeld in [98]. Chapuran et al. beschouwden ook de transities bij 9107.8, 8963.6 en 8128.7 keV als multipletten, maar daarvan kon geen aanwijzing gevonden worden in onze metingen, niettegenstaande de betere energieresolutie.

De transitie bij 5851.5 keV, die hierboven reeds besproken werd, kan volgens Chapuran et al. een inelastische overgang zijn, afkomstig van een niveau bij 6698 ± 3 keV [21]. In onze metingen wordt dit niveau echter niet geobserveerd hoewel het boven de detectielimiet zou moeten liggen. Bijgevolg veronderstellen we dat deze transitie een pure grondtoestandsovergang is.

Een overgang bij 7917.9 keV is ook opgenomen in de tabel. Volgens Chapuran et al. is deze afkomstig van het koper gebruikt in hun afscherming: $^{nat}\text{Cu}(n, \gamma)$, $E_\gamma = 7916 \pm 1\text{keV}$ [99]. Niettemin betreft het toch een ^{56}Fe -overgang, om de volgende redenen:

- Er werd praktisch geen koper gebruikt in onze opstelling.
- De transitie in kwestie is niet zichtbaar in andere spectra (^{58}Ni , H_3BO_3 , ^{92}Mo).
- Twee andere lijnen van ^{nat}Cu bij 7637 en 7307 keV, vergelijkbaar in sterkte, zijn niet zichtbaar in de ^{56}Fe -spectra.
- De overgang vertoont een merkbare asymmetrie bij de $(\overline{\gamma}, \gamma')$ -experimenten, nl. $18 \pm 9 \%$, duidelijk wijzend op $M1$ karakter. Moest de transitie afkomstig zijn van een (n, γ) -reactie in de afscherming, zou de verstrooiing steeds isotroop moeten zijn. Dit is bv. het geval met de wel zichtbare $^{nat}\text{Pb}(n, \gamma)$ -lijn bij 7369 keV.

Er zijn geen contradicties in multipolariteiten tussen onze experimenten en die van Chapuran et al. De vervalbreedtes Γ_0^2/Γ komen, waar gemeenschappelijk, eveneens goed overeen binnen de fouten. Enkel tussen 6 en 7.6 MeV (de laagste eindpuntenergie bij Chapuran et al.) kunnen afwijkingen ontstaan door voedingseffecten verbonden met de hoge eindpuntenergie van 10 MeV in onze metingen. Dit is in geringe mate het geval voor de eerste drie transities boven 6 MeV. Voor de twee transities bij 7166.0 en 7134.6 keV wijken de resultaten ook wat af, alhoewel we in dit energiegebied weinig of geen voeding verwachten. Er moet wel opgemerkt worden dat de sterktes gemeten door Chapuran et al., enkel voor deze twee naast elkaar gelegen overgangen, beneden de gegeven detectielimieten liggen (100 meV bij 7 MeV [21]). Daarom beschouwen we onze resultaten als meer betrouwbaar.

De goede overeenkomst in alle andere gevallen toont opnieuw aan dat de gemeten sterktes voor vijf transities in de NRF experimenten van Kumagai et al. [66] systematisch te hoog zijn. Ook de Γ_0^2/Γ -waarde van 1280 ± 170 meV voor de 9137.6 keV transitie, gemeten in een NRF experiment met mono-energetische γ -stralen [100], lijkt nogal overschat.

In een recente NRF meting met 6.6 MeV eindpuntenergie op ^{56}Fe door Ishkanov et al. ([64], zie ook tabel 2.1) werden 8 transities gevonden tussen 3 en 6.6 MeV. Hiervan werden enkel de energie en Γ_0^2/Γ bepaald. Tabel 6.6 vergelijkt de waarden uit beide experimenten. Voor de meeste transities is er geen tegenspraak met onze meting. De *scissors* mode bij 3448.6 keV lijkt echter wat zwakker in onze meting. De reeds besproken transitie bij 5851.5 keV werd, met vergelijkbare sterkte, ook in dit experiment met 6.6 MeV eindpuntenergie waargenomen, zodat een inelastische oorsprong vanuit

Tabel 6.6: Vergelijking tussen transitie-energieën en Γ_0^2/Γ -waarden in onze metingen en die van Ishkanov et al. [64].

Dit werk		Ishkanov et al. [64]	
Energie (keV)	Γ_0^2/Γ (meV)	Energie (keV)	Γ_0^2/Γ (meV)
6251.2 ± 0.6	86 ± 14	6250	53 ± 13
5851.5 ± 0.4	26 ± 16	5853	23 ± 8
5403.6 ± 0.8	24 ± 6	5404	29 ± 6
5257.1 ± 0.5	20 ± 3	5257	24 ± 3
5227.8 ± 0.4	42 ± 6	5227	35 ± 4
4846.1 ± 0.8	16 ± 5	4847	9 ± 3
3605.5 ± 0.4	11 ± 4	3602	5 ± 2
3448.6 ± 0.2	62 ± 4	3449	79 ± 8

het niveau bij 6698 keV onwaarschijnlijk is. Omdat de resolutie in het experiment van Ishkanov et al. relatief slecht was (8 keV bij 2 MeV!) werd het doublet bij 3602 keV (3600.3 en 3605.5 keV) niet geresolveerd en behandeld als één 2^+ -niveau. Aangezien in onze meting de multipolariteit van de 3605.5 keV transitie tentatief 1 bleek, is er een betrekkelijk grote discrepantie tussen de sterktes in de tabel (door de factor $2J + 1/2J_0 + 1$ in formule 3.5). De transitie bij 6251.2 keV is blijkbaar wel overschat in onze metingen (cfr. vergelijking met Chapuran et al.).

De pariteiten gededuceerd uit de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -experimenten bevestigen grotendeels die uit de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -meting in Giessen (Berg et al., [5]) en de vorige testmeting in Gent [13], met twee uitzonderingen. In beide experimenten gedaan aan de opstelling in Gent bezit de 7211.1 keV transitie duidelijk een positieve pariteit, terwijl Berg et al. een negatieve pariteit afleidden. Door de betere statistische nauwkeurigheid in onze metingen preferen we een positieve pariteit. Voor de overgang bij 9107.8 keV voorspellen de huidige metingen een tentatief negatieve pariteit, terwijl beide oudere experimenten een positieve waarde geven. Blijkbaar zorgt de statistische aard van deze experimenten ervoor dat in dit geval tegenstrijdige resultaten worden geproduceerd, niettegenstaande de hogere statistische nauwkeurigheid van de huidige meting.

Alle resultaten kunnen nu gecombineerd worden om de gereduceerde overgangsprobabiliteiten voor de geïdentificeerde $E1$ ($B(E1) \uparrow$) en $M1$ ($B(M1) \uparrow$)

overgangen te berekenen. Deze worden voorgesteld in tabel 6.7. De probabiliteiten van de individuele transities zijn opgeteld en weergegeven beneden elke tabelsectie. De totale $E1$ en $M1$ sterktes moeten natuurlijk beschouwd worden als ondergrenzen omdat voor een groot aantal transities de pariteit niet kon bepaald worden. Vermits echter de pariteit van de sterkste overgangen wel gekend is, kunnen we aannemen dat de uiteindelijke sterkte niet meer dan een factor twee zal toenemen.

6.3.3 Inelastische overgangen

Zoals reeds enkele keer vermeld, kunnen een aantal waargenomen transities in tabel 6.5 het resultaat zijn van verval naar een intermediaire toestand in plaats van naar de grondtoestand. De gevolgen hiervan hebben zowel betrekking op het vervallende niveau als op de inelastische transitie. Voor het niveau dat vervalt zal de geobserveerde Γ_0^2/Γ -waarde niet meer gelijk zijn aan de grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 . De waarden in de tabel moeten dus beschouwd worden als ondergrenzen voor Γ_0 , tenzij expliciet de vertakking in rekening kan gebracht worden en Γ_0 kan berekend worden. Voor de inelastische transitie is de Γ_0^2/Γ -waarde eigenlijk niet van toepassing maar moeten we $\Gamma_0\Gamma_i/\Gamma$ berekenen, zoals uiteengezet in hoofdstuk 5.7. Omdat we echter nooit zeker kunnen weten of een transitie al dan niet inelastisch is zijn deze toch opgenomen in tabel 6.5. Enkel de in de literatuur gekende inelastische overgangen werden niet opgenomen [98].

Om mogelijke inelastische transities te bepalen passen we de Ritz regel toe op alle transities in tabel 6.5, aangevuld met gekende laagenergetische niveaus ($J = 0, 1, 2$) [98]. Bij lage energie gaan onze detectielimieten namelijk omhoog, en potentiële intermediaire niveaus kunnen hierdoor ongeobserveerd blijven (zoals bv. de laagste 2^+ -toestand). Tabel 6.8 geeft de resultaten weer.

De excitatie-energie van het vervallende niveau E_x , van het intermediair niveau E_f en de energie van de inelastische transitie E_i zijn weergegeven, alsook de vertakingsverhouding Γ_0/Γ en de uiteindelijke grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 van het vervallende niveau. In de berekening van de vertakingsverhouding is enkel de geobserveerde vertakking in rekening gebracht. Een eventuele niet-geobserveerde vertakking kan de waarde voor Γ_0 nog opdrijven, en deze waarde moet dus nog steeds als ondergrens beschouwd worden. Zoals men kan zien in de tabel vertakken de meeste niveaus naar de eerste 2^+ -toestand bij 847 keV [98]. Deze vertakking is dan ook energetisch

Tabel 6.7: De geïdentificeerde $E1$ en $M1$ transities in ^{56}Fe . De gereduceerde overgangsprobabiliteiten $B(E1) \uparrow$ and $B(M1) \uparrow$ zijn berekend aannemend dat enkel de geobserveerde vertakking aanwezig is. De overgangsprobabiliteiten zijn gesommeerd en weergegeven in de laatste rij van elke tabelsectie.

E1		
Energie (keV)	J^π	$B(E1)\uparrow$ ($10^{-3}e^2fm^2$)
9287.6 ± 1.0	1^-	3.24 ± 0.29
9156.8 ± 1.0	$1^{(-)}$	5.20 ± 0.46
9137.6 ± 0.5	1^-	3.19 ± 0.33
9107.8 ± 0.8	$1^{(-)}$	3.20 ± 0.30
8536.3 ± 0.4	1^-	12.52 ± 0.52
8239.6 ± 0.5	1^-	16.75 ± 0.42
8128.7 ± 0.4	1^-	8.19 ± 0.33
7166.0 ± 0.7	1^-	1.37 ± 0.17
6925.4 ± 0.3	1^-	6.52 ± 0.27
		60.2 ± 1.1

M1		
Energie (keV)	J^π	$B(M1)\uparrow$ (μ_N^2)
8908.9 ± 1.2	$(1)^{+}$	0.238 ± 0.116
8307.0 ± 0.8	1^+	0.201 ± 0.023
7917.9 ± 0.4	1^+	0.199 ± 0.020
7467.6 ± 0.5	1^+	0.162 ± 0.034
7249.4 ± 0.5	1^+	0.149 ± 0.023
7211.1 ± 0.3	1^+	0.425 ± 0.026
3448.6 ± 0.2	1^+	0.494 ± 0.032
		1.87 ± 0.14

Tabel 6.8: Mogelijke vertakking in ^{56}Fe . Energie van het vertakkende niveau E_x , van het eindniveau E_f , en van de inelastische transitie E_i zijn weergegeven. De berekende vertakkingsverhouding Γ_0/Γ en resulterende grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 zijn eveneens vermeld. In de laatste kolom worden de vertakkingsverhoudingen vergeleken met die uit ref. [21].

E_x (keV)	E_f (keV)	E_i (keV)	Γ_0/Γ	Γ_0 (meV)	Γ_0/Γ^a
9741.7 \pm 1.3	2763.5 \pm 0.4	6977.4 \pm 0.5	0.31 \pm 0.09	1617 \pm 222	
9402.0 \pm 0.6	847 (2 ⁺)	8554.7 \pm 0.9	0.52 \pm 0.09	1305 \pm 155	
8536.3 \pm 0.4	847 (2 ⁺)	7689.8 \pm 0.6	0.92 \pm 0.05	2714 \pm 112	
8239.6 \pm 0.5	847 (2 ⁺)	7392.5 \pm 0.4	0.92 \pm 0.03	3257 \pm 173	
8011.9 \pm 0.6	847 (2 ⁺)	7166.0 \pm 0.7 ^b	0.75 \pm 0.10	547 \pm 48	
7211.1 \pm 0.3	3605.5 \pm 0.4	3605.5 \pm 0.4 ^b	0.82 \pm 0.05	614 \pm 38	
7066.4 \pm 0.9 ^c	847 (2 ⁺)	6218.2 \pm 0.6	0.51 \pm 0.10	268 \pm 28	0.63 \pm 0.04
6925.4 \pm 0.3	847 (2 ⁺)	6078.4 \pm 1.5	0.90 \pm 0.05	750 \pm 31	0.92 \pm 0.01
6251.2 \pm 0.6	847 (2 ⁺)	5403.6 \pm 0.8	0.55 \pm 0.09	166 \pm 19	0.54 \pm 0.04
5257.1 \pm 0.5	847 (2 ⁺)	4409.7 \pm 0.4	0.67 \pm 0.10	30 \pm 6	
3448.6 \pm 0.2	847 (2 ⁺)	2601.6 \pm 0.4	0.79 \pm 0.06	79 \pm 9	0.79 \pm 0.02
3369.7 \pm 0.5	847 (2 ⁺)	2523.0 \pm 0.2	0.17 \pm 0.05	47 \pm 6	

^a Uit ref. [21].

^b Kan enkel *gedeeltelijk* inelastisch zijn.

^c Ritz regel werd toegepast met twee standaarddeviaties om overeen te komen met ref. [21].

het meest bevoordeeld, naast de grondtoestand. De twee meest laagenergetische inelastische transitieën in de tabel, bij 2523.0 en 2601.6 keV, zijn niet opgenomen in tabel 6.5 omdat hun inelastisch karakter reeds met zekerheid gekend is [98].

De Ritz regel produceerde nog meer vertakkingsmogelijkheden dan aanwezig in tabel 6.8, maar deze konden geëlimineerd worden door een vergelijking tussen de experimenten met verschillende eindpuntenergieën (zowel uit onze 6.5 en 10 MeV metingen, als uit de reeds vermelde bij 7.6 en 6.6 MeV [21, 64]), en door de verwachte sterkte te vergelijken met de detectielimieten. In sommige gevallen is de Ritz regel niet éénvoudig. Dit was o.a. het geval voor de inelastische transitie bij 4409.7 keV. Deze kan, volgens de regel, inelastisch zijn op vier manieren. Naast resulterend uit de vertakking van het 5257.1 keV niveau, zou ze ook kunnen afkomstig zijn van de niveaus bij 8011.9, 7392.5 en 7066.4 keV. Aangezien echter de 4409.7 keV transitie ook zichtbaar is in het 6.5 MeV spectrum, is de eerste optie het meest waarschijnlijk (naast het feit dat deze transitie ook helemaal *niet* inelastisch kan zijn). Het niveau bij 7066.4 keV zou vertakken naar een niet geobserveerd niveau (uit [98]) dat echter, voeding inbegrepen, zichtbaar zou moeten zijn boven de detectielimieten. Het 8011.9 keV niveau zou vertakken naar het 3602 (2^+) keV doublet, maar aangezien dit geresolveerd is onze metingen gaat de Ritz regel niet meer op voor de individuele transitieën. Het is nog mogelijk dat het niveau bij 7392.5 keV naar het 2983.1 keV niveau vertakt, aanleiding gevend tot een additioneel stuk van de 4409.7 keV inelastische transitie. Omdat deze laatste echter geen doubletstructuur vertoont, vinden we deze mogelijkheid zeer onwaarschijnlijk en is bijgevolg niet opgenomen in tabel 6.8. Bovendien konden we de vertakkingsverhouding van het 5257.1 keV niveau bepalen zowel in de 10 MeV als in de 6.5 MeV meting, en de zeer goede overeenkomst indiceert duidelijk dat deze vertakkingsmogelijkheid de enige is.

Voor alle niveaus E_x beneden 6.5 MeV, behalve dat bij 3369.7 keV, kon de vertakkingsverhouding berekend worden in zowel de 10 MeV- als de 6.5 MeV meting. Er werden geen contradicties gevonden, wat de geldigheid van deze vertakkingswijzen benadrukt. Zou een bepaalde cascade geen realiteit zijn, dan zouden, wegens de verschillen in fotonflux bij metingen met verschillende eindpuntenergie, de berekende vertakkingsverhoudingen ver uit elkaar liggen. Voor deze cascades werd het gewogen gemiddelde berekend van beide vertakkingsverhoudingen en deze is weergegeven in tabel 6.8.

De transitie bij 7166.0 keV kan enkel *gedeeltelijk* inelastisch zijn, omdat

ze eveneens geobserveerd werd in het 7.6 MeV experiment van Chapuran et al. [21]. Omdat in onze meting de sterkte nogal overschat blijkt (met een factor twee), is het evenwel mogelijk dat een gedeelte ervan inelastisch is. Deze transitie werd echter al besproken bij de vergelijking met de meting van Chapuran et al., en er werd geopperd dat de sterkte daar mogelijk onjuist is. Niettemin hebben we de sterkte uit onze meting gecorrigeerd met die van Chapuran et al. om het mogelijk inelastisch gedeelte te bepalen. Hiermee werd de weergegeven vertakkingsverhouding bepaald.

De transitie bij 3605.5 keV kan ook enkel *gedeeltelijk* inelastisch zijn ($7211.1 \rightarrow 3605.5 = 3605.5$ keV), omdat ze samenvalt met de energie van de toestand waar het vertakkende niveau naartoe vervalt. Bovendien werd deze transitie ook geobserveerd in de 6.5 MeV meting. Opnieuw werd de sterkte uit de 10 MeV meting gecorrigeerd met die van de 6.5 MeV meting (vrij van inelastisch gedeelte), en hiermee werd de mogelijke vertakkingsverhouding berekend. Omdat deze transitie zich echter bij lage energie bevindt, kan het extra gedeelte ook (eventueel gedeeltelijk) te wijten zijn aan voeding. Hier moet de weergegeven vertakkingsverhouding dus beschouwd worden als een ondergrens.

In de laatste kolom van tabel 6.8 worden de vertakkingsverhoudingen vergeleken met deze uit de experimenten van Chapuran et al. [21]. Voor alle waarden is er goede overeenkomst, en in het bijzonder voor de *scissors* mode bij 3448.6 keV. We moeten ook vermelden dat deze verhouding zowel in de 10 MeV als in de 6.5 MeV meting dezelfde waarde opleverde (respectievelijk 0.79 ± 0.09 en 0.79 ± 0.07). Ishkanov et al. vermeldden eveneens een waarde van 0.77 ± 0.02 [64, 101]. Het is dus duidelijk dat deze vertakkingswijze correct is. In een recent zelfabsorptie-experiment op ^{56}Fe [101] werd voor de *scissors* mode een halfwaardetijd gevonden van $t_{1/2} = 3.65 \pm 0.32$ fs. Onze metingen, vertakking inbegrepen, voorspellen een halfwaardetijd van 4.56 ± 0.55 fs, wat dus relatief goed overeenkomt. In een zelfabsorptie-experiment wordt rechtstreeks de excitatie van het niveau bestudeerd, en vertakkingen moeten dus niet in rekening gebracht worden. De kleine discrepantie kan dus eventueel te wijten zijn aan enkele kleine, niet-geobserveerde vertakkingen van onzentwege.

De vertakking van het niveau bij 7066.4 keV werd aangeduid in [21], maar werd in onze metingen enkel teruggevonden door de Ritz regel toe te passen met twee standaarddeviaties als onzekerheid. Nog twee andere vertakkingsmogelijkheden werden gegeven door Chapuran et al.: $9154 \rightarrow 847(2^+) = 8307$ keV en $6698 \rightarrow 847(2^+) = 5853$ keV, die hierboven reeds

besproken is. Voor de eerste mogelijkheid leverde de Ritz regel niets op, zelfs niet wanneer twee standaarddeviaties gebruikt werden. Wellicht veroorzaakt de slechtere energieresolutie in de metingen van Chapuran et al. (typisch onzekerheden op excitatie-energie van 4-5 keV bij hoge energie) een toevallige overlap van de energieën.

De uiteindelijke resultaten voor de grondtoestandsvervalbreedtes Γ_0 werden reeds weergegeven in figuur 6.8.

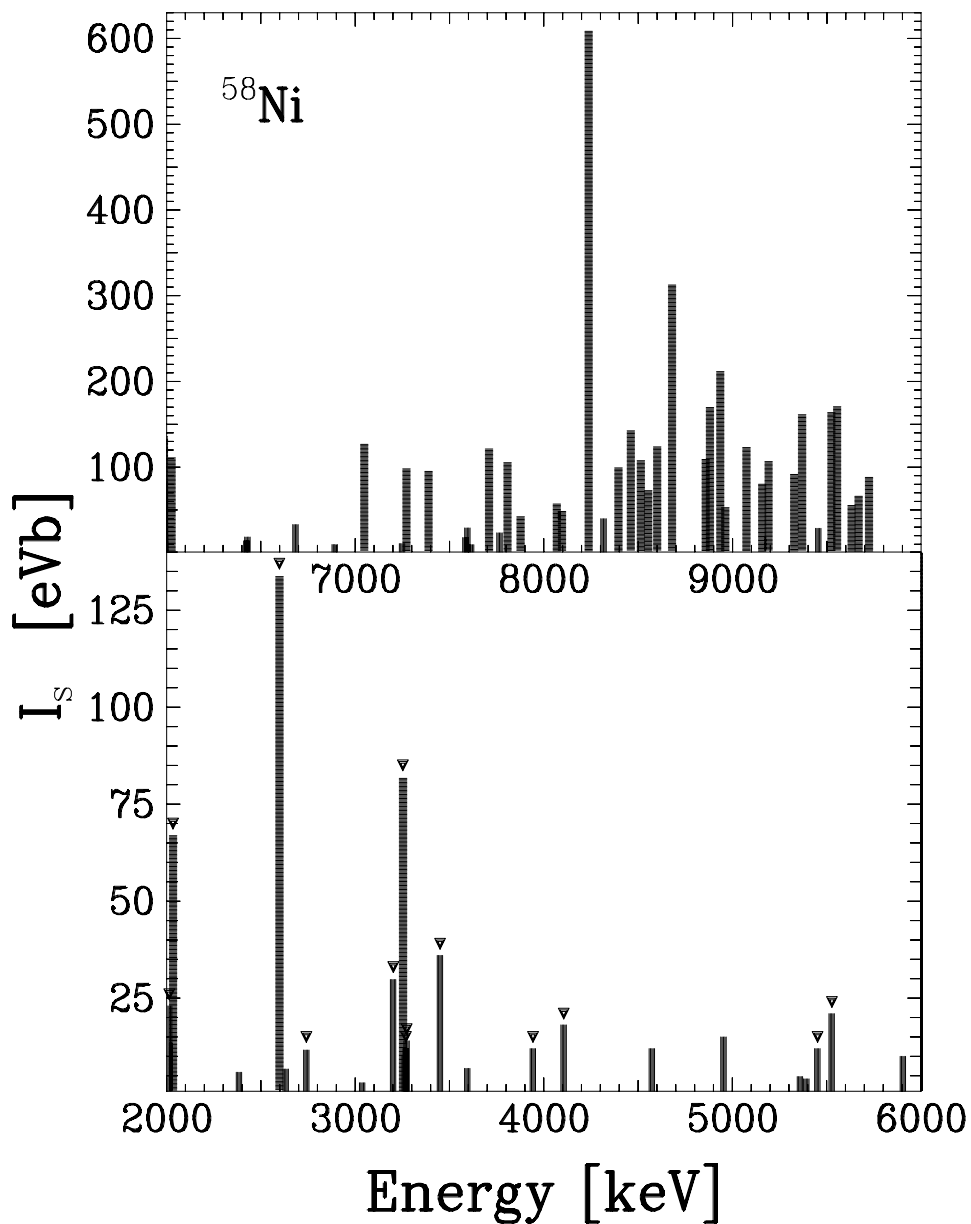
6.4 Resultaten voor ^{58}Ni

6.4.1 Overzicht van de resultaten

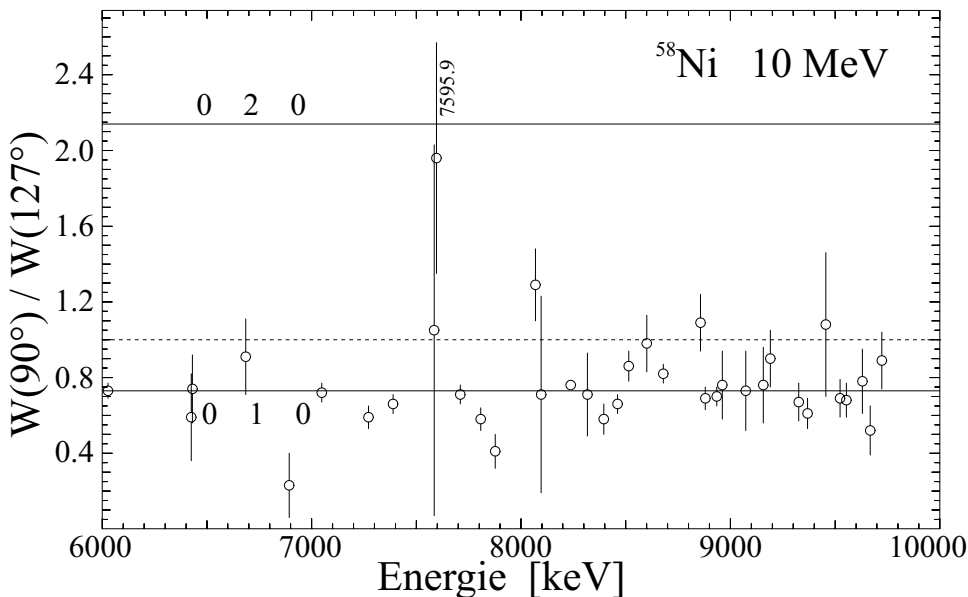
In totaal werden 64 transities geobserveerd in ^{58}Ni . Hiervan bevinden er zich een relatief groot aantal, 23, beneden 6 MeV. Slechts 9 ervan werden in de 6.5 MeV meting gedetecteerd, waarvan 5 ook in de 10 MeV meting. Dit duidt blijkbaar op ofwel een hogere graad van voeding dan in ^{56}Fe , ofwel op meer inelastische transities. Aangezien het niveauschema bij lage energie geacht wordt goed gekend te zijn, is deze laatste optie het meest waarschijnlijk. Tussen 6 en 6.5 MeV werd één sterke transitie gemeten in de 6.5 MeV meting. De 10 MeV meting leverde nog twee extra, zwakkere, transities op. Opnieuw zullen we steeds, voor de transities beneden 6 MeV, de resultaten van de 6.5 MeV meting hanteren, tenzij anders vermeld.

De geïntegreerde werkzame doorsnedes I_s van de waargenomen transities zijn weergegeven in figuur 6.10. De transities beneden 6 MeV, met pijltjes gemerkt, zijn enkel waargenomen in de 10 MeV meting, en kunnen dus onderhevig zijn aan voeding of inelastisch zijn.

In vergelijking met ^{56}Fe , is het opvallend hoeveel sterke transities er bij lage energie (< 4 MeV) voorkomen. Deze werden enkel waargenomen in de 10 MeV meting. Vooral de transitie bij 2598.4 keV is uitzonderlijk sterk. Vier van de transities in dit energiegebied zijn geassocieerd met gekende niveaus, maar het betreft enkel overgangen met sterktes I_s van 3-10 eVb. Het is bijgevolg bijna onmogelijk dat transities zoals die bij 2598.4 keV hun oorsprong hebben in het verval van gevoedde niveaus. Deze zouden zeker bekend moeten zijn. Bijgevolg kunnen we aannemen dat het sterke inelastische transities betreft. In sectie 6.4.3 zullen we echter zien dat de Ritz regel deze transities niet kenmerkt als potentieel inelastisch. Dit zal gevolg hebben voor de bespreking van het fenomeen van voeding en vertakking in hoofdstuk feeding.



Figuur 6.10: De gemeten intensiteiten I_s in ^{58}Ni . De resultaten van de 6.5- en 10 MeV metingen zijn gecombineerd. Transitie beneden 6 MeV aangeduid met pijltjes werden enkel in de 10 MeV spectra waargenomen, en kunnen sterk gevoed worden of inelastisch karakter hebben.

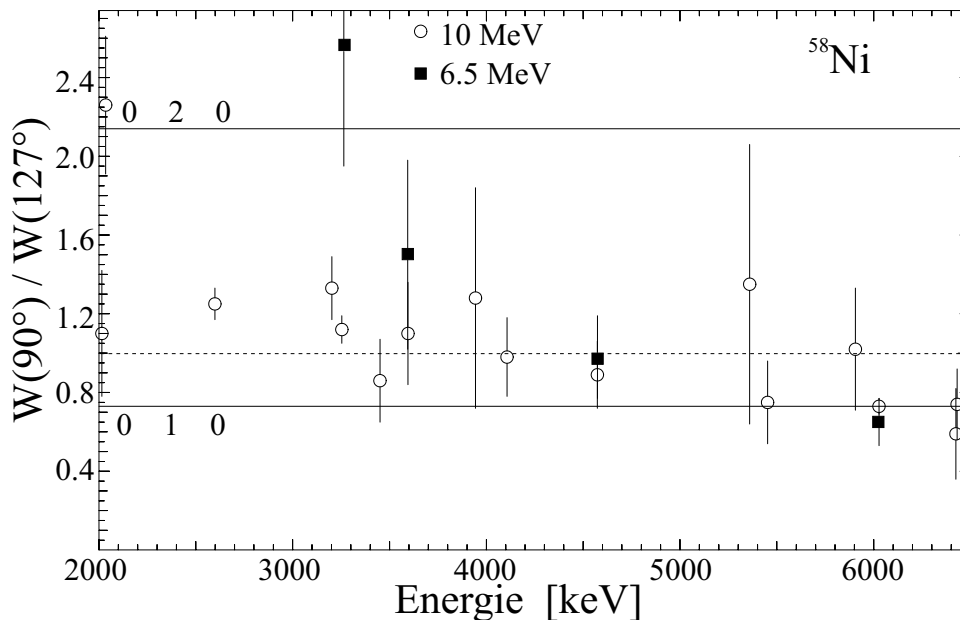


Figuur 6.11: De gemeten hoekverhoudingen uit de 10 MeV meting op ^{58}Ni tussen 6 en 10 MeV. De verwachte waarden voor dipool- en quadrupooltransities (volle lijnen) en voor een isotrope verstrooiing (stippellijn) zijn aangeduid.

Opnieuw is ook de fragmentatie van de sterkte zichtbaar bij hogere energie. De transities worden gedomineerd door één sterke overgang bij 8237.3 keV. Dit is equivalent aan de resultaten bij ^{56}Fe , waar de sterkte over drie transities verdeeld wordt in hetzelfde energiegebied.

Figuur 6.11 geeft de gemeten hoekverhoudingen weer uit de 10 MeV meting in het energiegebied tussen 6 en 10 MeV. Vermits we opnieuw geen rekening moeten houden met het isotroop geval ($W(90^\circ)/W(127^\circ)=1$) (tenzij voor mogelijke inelastische transities), zijn praktisch alle transities dipoolovergangen. De transitie bij 7595.9 keV, die aangeduid is op de figuur, is de enige waarvoor een tentatieve quadrupooltoewijzing van toepassing is. In tegenstelling tot ^{56}Fe konden bij ^{58}Ni alle multipolariteiten van transities boven 9 MeV bepaald worden.

In figuur 6.12 wordt de vergelijking gemaakt tussen de hoekverhoudingen uit de metingen bij 10 en 6.5 MeV. Van niet alle transities in het energiegebied tussen 2 en 6.5 MeV kon de hoekverhouding berekend worden. Sommige waren enkel zichtbaar in het 127°- of 90°-spectrum. Na



Figuur 6.12: De gemeten hoekdistributieverhoudingen uit de 10 MeV (cirkels) en 6.5 MeV (vierkanten) meting op ^{58}Ni tussen 2 en 6.5 MeV. De verwachte waarden voor dipool- en quadropooltransities (volle lijnen) en voor een isotrope verstrooiing (stippellijn) zijn aangeduid.

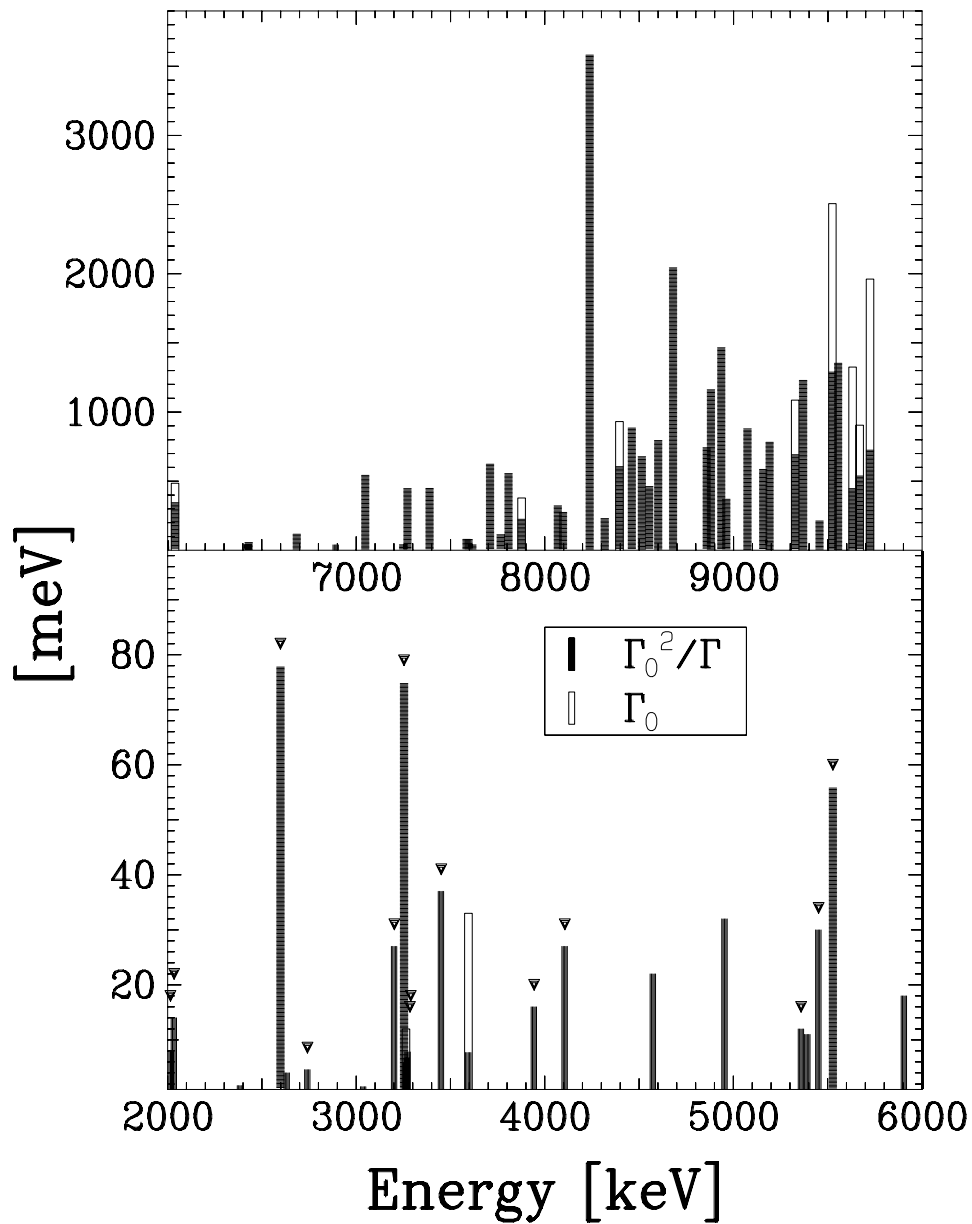
vergelijking met de detectielimieten kon wel, voor een aantal transities, het multipoolkarakter tentatief bepaald worden: transities die sterk aanwezig waren in het 90° -spectrum, hebben we dan ook een tentatief quadropoolkarakter gegeven. Op de figuur is opnieuw het gevolg van voeding en/of inelastisch karakter te zien; voor een groot aantal transities is de multipolariteit onbepaald, en neigt naar een isotrope verstrooiing. De transitie aangeduid bij 6027.3 keV blijft evenwel zuiver als we de verhouding in beide metingen vergelijken, wat opnieuw illustreert dat boven 6 MeV voeding weinig rol speelt. De transitie bij 4574.1 keV vertoont blijkbaar zowel in de 6.5 MeV als 10 MeV meting een isotroop gedrag. Het is mogelijk dat het hier een inelastische transitie betreft. Als we enkel het 6.5 MeV resultaat beschouwen (waar geen rekening hoeft gehouden te worden met isotrope verstrooiing) krijgt deze overgang echter een dipoolkarakter toegewezen.

De overgang bij 3595.2 keV vertoont wel voeding: de waarde uit de 10 MeV meting ligt duidelijk dichterbij de isotrope waarde. Vermits de verhouding in de 6.5 MeV meting hoger ligt, zouden we kunnen verwachten dat het

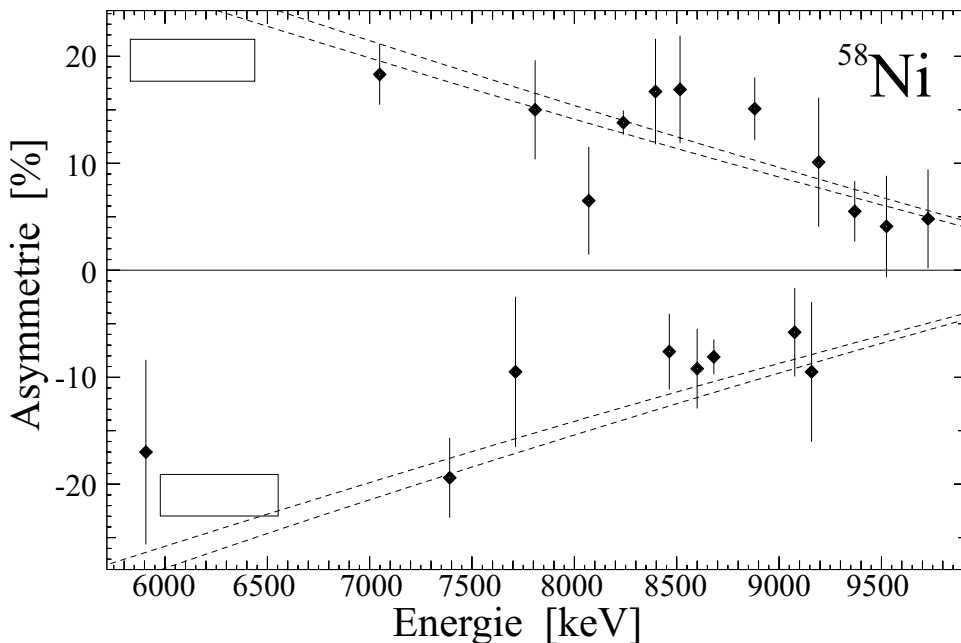
hier een quadrupoolovergang betreft. Dit niveau is reeds gekend [61], maar zonder spinwaarde. Als we de regels voor toekenning van multipolariteiten in acht nemen, blijft de spin echter ook in onze meting onbepaald. Verder is het nog opmerkelijk dat de op één na laagste transitie (aangeduid bij 2034.6 keV) een verhouding vertoont die duidelijk op een quadrupooltransitie duidt. Vermits een niveau bij deze energie niet als 2^+ niveau bekend staat [61] is een inelastische oorsprong meer dan waarschijnlijk. Misschien betreft het hier een $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ cascade waarbij de finale 0^+ toestand verschilt van de grondtoestand. De Ritz regel kan dit echter niet verifiëren.

Voor alle transities boven 6 MeV, behalve twee (bij 7585.1 en 8068.6 keV), kon de multipolariteit bepaald worden. Van één van deze twee (8068.6 keV) kon de pariteit ($\pi=-$) wel bepaald worden, en aangezien $M2$ overgangen bij fotonenverstrooiing uiterst zwak zijn, kunnen we veronderstellen dat deze overgang een dipoolkarakter heeft ($E1$ transitie). Op één na zijn alle dipolair. Beneden 6 MeV blijft de multipolariteit van 10 transities onbepaald. In dit energiegebied zijn drie niveaus bekend met een excitatie-energie die samenvalt met waargenomen transities [61], waarvan twee 2^+ -toestanden. Onze meting bevestigt deze spinwaarden. Verder werden nog 5 quadrupooltransities geïdentificeerd beneden 6 MeV. Voor drie hiervan werd een quadrupoolkarakter afgeleid doordat de transitie enkel in het 90° -spectrum waar te nemen was, terwijl voor een dipoolkarakter deze ook in het 127° -spectrum te zien zouden moeten zijn.

Uit de intensiteiten, multipolariteiten en hoekdistributies kunnen opnieuw de vervalbreedte-verhoudingen Γ_0^2/Γ berekend worden. Voor de transitie boven 6 MeV zonder multipolariteit veronderstellen we $J = 1$. Bij lage energie veronderstellen we, voor de transities zonder spintoekenning die enkel in de 10 MeV meting werden waargenomen, een isotrope hoekdistributie. Voor de andere transities zonder spintoekenning veronderstellen we opnieuw $J = 1$. Figuur 6.13 geeft de resultaten weer (gevulde balken). Net als in de bespreking voor ^{56}Fe geldt dat we veronderstellen dat, bij afwezigheid van zichtbare vertakking, $\Gamma_0^2/\Gamma = \Gamma_0$. Deze waarden moeten dan wel als ondergrens beschouwd worden. Wanneer vertakking werd waargenomen (sectie 6.4.3) is Γ_0 berekend en weergegeven met open balken. Transities beneden 6 MeV die enkel in de 10 MeV meting werden geobserveerd, zijn aangeduid met pijltjes en kunnen onderhevig zijn aan voeding of een inelastisch karakter hebben.



Figuur 6.13: Vervalbreedte-verhoudingen Γ_0^2/Γ (gevulde balken) voor de transitie in ^{58}Ni . Wanneer vertakking werd waargenomen, is de resulterende grondtoestandvervalbreedte Γ_0 aangeduid met open balken. Transitie beneden 6 MeV die enkel in de 10 MeV meting werden waargenomen zijn aangeduid met pijltjes en kunnen onderhevig zijn aan voeding of hebben een inelastisch karakter.



Figuur 6.14: Gemeten asymmetriewaarden (punten) voor transitieën in ^{58}Ni waarvoor de pariteit kon bepaald worden. De foutenbanden voor de verwachte waarden voor positieve of negatieve pariteit zijn aangeduid (stippellijnen).

De experimenten met gepolariseerde fotonen leverden elf negatieve pariteiten (waarvan 3 tentatief), en acht positieve pariteiten (waarvan één tentatief) op tussen 5.9 en 10 MeV. Deze hebben allemaal betrekking op dipoolovergangen, dus betreft het $E1$ of $M1$ transitieën. Opnieuw hebben de sterkste overgangen $E1$ karakter. Figuur 6.14 toont de gemeten asymmetrieën (punten) en de verwachte waarden (stippellijnen) voor positieve en negatieve pariteit. Enkel transitieën waarvoor de pariteit kon bepaald worden zijn weergegeven.

6.4.2 Gedetailleerde bespreking en vergelijking

Tabel 6.9 somt alle waargenomen transitieën op. Opnieuw zijn excitatie-energieën, spins, pariteiten, intensiteiten en vervalbreedte-verhoudingen Γ_0^2/Γ aangegeven. We veronderstellen dat alle transitieën grondtoestandsovergangen zijn. Mogelijke inelastische transitieën zijn aangegeven met voetnoten en worden in de volgende sectie behandeld. Transitieën waarvoor eventuele vertakking is waargenomen zijn eveneens aangeduid. Voor deze transitieën is de grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 verschillend van Γ_0^2/Γ . Ronde haakjes betekenen tentatieve spin- of pariteitstoewijzingen. Beneden 6 MeV zijn alle transitieën afkomstig uit de 6.5 MeV meting tenzij anders vermeld.

Tabel 6.9: Transitieën in ^{58}Ni . Beneden 6 MeV zijn alle gegevens afkomstig uit de 6.5 MeV meting, tenzij anders vermeld. We veronderstellen enkel grondtoestandsovergangen. Mogelijk inelastische transitieën en waargenomen vertakking zijn aangeduid met voetnoten. Bij afwezigheid van zichtbare vertakking veronderstellen we $\Gamma_0 = \Gamma_0^2/\Gamma$. Ronde haakjes betekenen tentatieve toewijzingen.

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)	Γ_0^2/Γ^a (meV)
9723.0 ± 0.9	$1^{(-)}$	90 ± 8	734 ± 64^b	
9667.8 ± 1.5	1	68 ± 12	547 ± 98^b	1910 ± 690
9630.5 ± 2.4	1	57 ± 6	456 ± 50^b	
9554.0 ± 2.1	1	172 ± 11	1362 ± 84	1530 ± 610
9523.3 ± 1.3	$1^{(-)}$	165 ± 10	1298 ± 78^b	
9455.4 ± 1.8	1	29 ± 5	222 ± 42	
9368.5 ± 0.6	1^-	163 ± 15	1238 ± 115	1260 ± 480
9326.4 ± 0.8	1	93 ± 6	701 ± 48^b	
9190.7 ± 0.5	1^-	108 ± 10	791 ± 75	1010 ± 400
9156.9 ± 0.7	1^+	82 ± 11	594 ± 79	
9073.4 ± 0.6	$1^{(+)}$	124 ± 9	888 ± 60	
8961.3 ± 0.7	1	54 ± 6	378 ± 39	
8934.6 ± 0.5	1	213 ± 8	1474 ± 52	
8880.2 ± 0.6	1^-	171 ± 7	1170 ± 45	
8857.4 ± 0.6	1	110 ± 22	751 ± 147	
8679.3 ± 0.8	1^+	314 ± 16	2052 ± 103	1160 ± 400
8600.5 ± 0.7	1^+	125 ± 12	803 ± 80	

Voortgezet op volgende pagina

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)	Γ_0^2/Γ^a (meV)
8552.7 ± 1.3	(1)	74 ± 7	470 ± 44	
8514.1 ± 0.4	1 ⁻	109 ± 8	686 ± 51	
8461.0 ± 0.7	1 ⁺	144 ± 8	893 ± 48	
8395.1 ± 1.2	1 ⁻	101 ± 12	615 ± 73 ^b	
8317.1 ± 1.7	1	40 ± 6	239 ± 36	
8237.3 ± 0.4	1 ⁻	610 ± 9	3590 ± 55	2960 ± 460
8096.3 ± 0.6	1	50 ± 9	284 ± 52	
8068.6 ± 1.2 ^{cd}	(1) ⁽⁻⁾	59 ± 8	331 ± 43	
7876.7 ± 2.6	1	44 ± 13	234 ± 70 ^b	
7807.3 ± 0.5	1 ⁻	107 ± 13	564 ± 67	
7766.0 ± 0.7	(1)	23 ± 4	122 ± 20	
7709.7 ± 0.6	1 ⁺	123 ± 5	632 ± 23	490 ± 200
7616.0 ± 1.0 ^d	(1)	9.5 ± 4.1	48 ± 20	
7595.9 ± 0.6 ^d	(2)	29 ± 5	88 ± 13	
7585.1 ± 0.6		18 ± 8	89 ± 41	
7388.8 ± 0.4	1 ⁺	97 ± 5	457 ± 24	
7271.7 ± 0.7	1	100 ± 10	456 ± 45	
7249.6 ± 1.1	(1)	11 ± 4	49 ± 17	
7048.2 ± 0.9	1 ⁻	128 ± 4	552 ± 17	690 ± 260
6892.9 ± 1.5 ^d	(1)	9.7 ± 4.9	40 ± 20	
6685.0 ± 0.9 ^d	1	33 ± 4	126 ± 14	
6430.7 ± 1.0 ^d	1	18 ± 2	66 ± 7	
6424.9 ± 0.9 ^d	1	14 ± 2	49 ± 7	
6027.3 ± 0.7	1	112 ± 3	354 ± 9 ^b	330 ± 110
5905.3 ± 0.7	1 ⁺	10 ± 2	18 ± 3	
5528.0 ± 0.4 ^e	(1)	21 ± 3	56 ± 8	
5452.2 ± 0.4 ^{de}	1	12 ± 2	30 ± 4	
5394.0 ± 0.9		4.2 ± 1.0	11 ± 2	
5359.3 ± 1.6 ^{de}		4.8 ± 1.2	12 ± 3	
4954.0 ± 0.8	1	15 ± 2	32 ± 5	
4574.1 ± 0.5 ^d	1	12 ± 2	22 ± 3	
4106.4 ± 1.0 ^e		18 ± 2	27 ± 2	
3943.6 ± 1.2 ^e		12 ± 3	16 ± 3	
3595.2 ± 0.9		6.9 ± 1.4	7.7 ± 1.5 ^b	
3450.9 ± 0.5 ^e		36 ± 4	37 ± 4	

Voortgezet op volgende pagina

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)	Γ_0^2/Γ^a (meV)
3273.7 ± 0.7^e	(2)	14 ± 2	7.8 ± 1.1	
3269.1 ± 0.8^e	(2)	12 ± 2	6.7 ± 1.1	
3263.9 ± 0.6	2	10 ± 1	5.7 ± 0.5^b	
3253.7 ± 0.4^e		82 ± 4	75 ± 4	
3202.2 ± 0.3^e		30 ± 4	27 ± 4	
3037.8 ± 0.7	2	3.2 ± 0.8	1.5 ± 0.4	
2741.8 ± 0.7^e	(2)	12 ± 3	4.6 ± 1.0	
2632.8 ± 1.3	(1)	6.7 ± 1.8	4.0 ± 1.1	
2598.4 ± 0.3^e		134 ± 15	78 ± 9	
2385.1 ± 0.9	(2)	5.9 ± 1.3	1.7 ± 0.4	
2034.6 ± 0.3^e	2	67 ± 5	14 ± 1	
2014.9 ± 0.4^e		23 ± 3	7.9 ± 1.1	

^a Uit ref. [10].

^b Vertakking waargenomen, zie tabel 6.11 voor vertakkingsverhouding en Γ_0 .

^c Geen spintoekenning. Wegens zwakte van $M2$ transities kiezen we $J = (1)$.

^d Mogelijk inelastische transitie.

^e Enkel waargenomen in de 10 MeV meting; sterktes bevatten voedingseffecten.

Voor de transitie bij 8068.6 keV kon geen spin bepaald worden uit de gemeten hoekdistributie, maar aangezien de pariteit wel kon bepaald worden, en negatief is, kunnen we aan deze transitie een tentatief dipoolkarakter toekennen. Immers, de waarschijnlijkheid dat we met NRF een $M2$ overgang waarnemen is verwaarloosbaar.

Beneden 6 MeV zijn duidelijk meer transities waargenomen dan in ^{56}Fe . Voor een aantal kon de multipolariteit bepaald worden, en meestal betreft het quadrupoolovergangen. De twee quadrupoolovergangen bij 3263.9 en 3037.8 keV zijn reeds bekend als desexcitatie van 2^+ -niveaus [61] naar de grondtoestand, en onze meting bevestigt dit. De overgang bij 3595.2 keV is eveneens te associëren met een bekend niveau, waarbij de spin J 1 of 2 is. Onze meting kon geen spin afleiden, maar in de vorige sectie werd uit een vergelijking van de gemeten hoekdistributies bij 6.5 en 10 MeV besloten dat het mogelijk een 2^+ -toestand betreft. Vermits deze transities tot de zwakere in deze energieregio behoren, kunnen we reeds veronderstellen dat de andere, sterkere, transities die in de 6.5 MeV meting werden waargenomen, inelastisch kunnen zijn. De meeste zijn echter enkel waargenomen in de 10

MeV meting en kunnen dus onderhevig zijn aan voeding. Exceptioneel hoge waarden zoals bij de transities bij 3253.7, 3202.2, 2598.4, 2034.6 en 2014.9 keV wijzen echter meer op een inelastische oorsprong, hoewel de Ritz regel dit niet bevestigt.

In (e, e')-metingen op ^{58}Ni [70] werd het niveau bij 5905.3 keV beschouwd als een 2^+ -toestand. In onze metingen echter duidt de hoekdistributie duidelijk op een dipoolkarakter ($M1$ overgang).

In de ($\vec{\gamma}, \gamma'$)-metingen met een eindpuntenergie van 12 MeV werd nog een extra transitie waargenomen bij 8503 ± 3 keV die niet werd geobserveerd in de (γ, γ')-metingen. Vermits deze laatste metingen een lagere detectielimiet hebben, vermoeden we dat deze transitie inelastisch is en afkomstig is van een niveau dat zich tussen 10 en 12 MeV bevindt. Een pariteit ervoor kon niet bepaald worden.

De laatste kolom van tabel 6.9 geeft de resultaten weer van de NRF meting van Ackermann et al. [10]. In die meting werden tien transities geobserveerd, waarvan negen gemeenschappelijk met onze meting. De tiende, bij 9843 ± 5 keV, ligt te dicht bij de eindpuntenergie van 10 MeV om geobserveerd te kunnen worden door de te lage fotonflux. Verder zijn er geen contradicties in spintoekenning, en de meeste waarden voor Γ_0^2/Γ komen overeen binnen de fout. Enkel de transities bij 9667.8 en 8679.3 keV verschillen substantieel, ondanks de grote onzekerheden in ref. [10].

In een niet-gepubliceerde ($\vec{\gamma}, \gamma'$)-meting op ^{58}Ni door Berg et al. [5] werden de pariteiten van 4 transities bepaald. Er is geen tegenspraak met dit werk. Voor twee transities kon de pariteit met zekerheid bepaald worden i.p.v. een tentatieve toekenning. De tentatieve toekenning van een negatieve pariteit aan de transitie bij 6027.3 keV kon echter niet bevestigd worden in onze metingen.

De oudere meting door Metzger et al. [67], met een eindpuntenergie van 4.5 MeV bevestigde een deel van de laagenergetische transities. Vijf transities tussen 2 en 4.2 MeV werden waargenomen. Op één na bleken alle quadrupooltransities te zijn. Vier ervan zijn ook geobserveerd in onze meting. Het betreft de transities bij 3038, 3263, 3593 en 4108 keV. De eerste twee werden waargenomen in de 6.5 MeV meting. Voor de transitie bij 3263 keV kon het quadrupoolkarakter afgeleid worden. De sterktes in beide metingen zijn volledig in overeenstemming.

De $J = 1$ transitie bij 3593 keV [67] werd ook waargenomen in de 6.5 MeV meting, weliswaar zonder multipolariteitsbepaling, en de sterktes ko-

men overeen binnen de onzekerheden. De 4108 keV overgang werd enkel in de 10 MeV meting waargenomen. De hoekdistributie is bijna zuiver isotroop. Als we de sterkte vergelijken met die uit ref. [67], dan treedt inderdaad een sterke voeding op, en zodoende kon het quadropoolkarakter niet geverifieerd worden. Vermits in de meting van Metzger et al. geen verdere transitie (zeker geen dipooltransities) werden waargenomen (de detectielimiet ligt er zeker onder $\Gamma_0^2/\Gamma = 1$ meV), kunnen we reeds vermoeden dat het grote aantal laagenergetische transitie in tabel 6.9 niet met niveaus te identificeren vallen, maar veeleer een inelastische oorsprong hebben.

Wanneer we alle resultaten combineren, inclusief waargenomen vertakking, kunnen we de gereduceerde overgangsprobabiliteiten $B(J, \pi)$ berekenen voor de geïdentificeerde $E1$ - en $M1$ overgangen. Deze zijn weergegeven in tabel 6.10. De waarden zijn opgeteld aan het eind van elke tabelsectie om de totale $E1$ - of $M1$ sterkte te bekomen. Deze zijn, zeker in het geval van de $E1$ sterkte, sterk gelijklopend aan die in ^{56}Fe . Opnieuw moeten we deze waarden beschouwen als ondergrenzen omdat voor de meeste transitie geen pariteit kon bepaald worden.

6.4.3 Inelastische transitie

Bij de zoektocht naar mogelijke inelastische transitie en vertakkingen in ^{58}Ni gelden dezelfde opmerkingen als gegeven bij de bespreking van ^{56}Fe (sectie 6.3.3). Bij toepassing van de Ritz regel werden opnieuw alle transitie uit tabel 6.9 en de gekende $J = 0, 1, 2$ niveaus uit ref. [61] gebruikt. Tabel 6.11 geeft de resultaten weer. In deze kern is het zeker belangrijk mogelijke vertakkingen op te sporen, om de grote hoeveelheid sterke laagenergetische transitie te verklaren. In tegenstelling tot ^{56}Fe kan men in de tabel zien dat slechts ongeveer een derde van de waargenomen vertakkingen naar de eerste 2^+ toestand bij 1454 keV gebeuren. De andere mogelijke inelastische lijnen zijn opnieuw aanwezig in tabel 6.9, behalve de transitie bij 2140.6 en 1809.8 keV. Deze cascades, $3595.2 \rightarrow 1454$ en $3263.9 \rightarrow 1454$ keV, zijn reeds bekend [61].

Sommige cascades aangegeven door de Ritz regel konden geëlimineerd worden door de resultaten bij verschillende eindpuntenergieën te vergelijken, door te vergelijken met het gekende niveauschema [61], of, in het geval van de $9523.3 \rightarrow 1454$ keV cascade, door de gekende pariteiten van de drie transitie in beschouwing te nemen.

Tabel 6.10: De geïdentificeerde $E1$ en $M1$ transities in ^{58}Ni . De gereduceerde overgangswaarden $B(E1) \uparrow$ and $B(M1) \uparrow$ zijn berekend aannemend dat enkel de geobserveerde vertakking aanwezig is. De overgangswaarden zijn gesommeerd en weergegeven in de laatste rij van elke tabelsectie.

E1		
Energie (keV)	J^π	$B(E1) \uparrow$ ($10^{-3} e^2 fm^2$)
9723.0 ± 0.9	$1^{(-)}$	5.52 ± 0.40
9523.3 ± 1.3	1^-	7.51 ± 0.49
9368.5 ± 0.6	$1^{(-)}$	4.34 ± 0.40
9190.7 ± 0.5	1^-	2.94 ± 0.28
8880.2 ± 0.6	1^-	4.81 ± 0.18
8514.1 ± 0.4	1^-	3.20 ± 0.24
8395.1 ± 1.2	1^-	4.07 ± 0.38
8237.3 ± 0.4	1^-	18.51 ± 0.28
8068.6 ± 1.2	$(-)$	1.81 ± 0.23
7807.3 ± 0.5	1^-	3.42 ± 0.41
7048.2 ± 0.9	1^-	4.55 ± 0.14
		<hr/> 60.7 ± 1.1
M1		
Energie (keV)	J^π	$B(M1) \uparrow$ (μ_N^2)
9156.9 ± 0.7	1^+	0.201 ± 0.027
9073.4 ± 0.6	$1^{(+)}$	0.309 ± 0.021
8679.3 ± 0.8	1^+	0.815 ± 0.041
8600.5 ± 0.7	1^+	0.328 ± 0.033
8461.0 ± 0.7	1^+	0.383 ± 0.021
7709.7 ± 0.6	1^+	0.358 ± 0.013
7388.8 ± 0.4	1^+	0.294 ± 0.016
5905.3 ± 0.7	1^+	0.023 ± 0.004
		<hr/> 2.71 ± 0.07

Tabel 6.11: Mogelijke vertakking in ^{58}Ni . Energie van het vertakkende niveau E_x , van het eindniveau E_f , en van de inelastische transitie E_i zijn weergegeven. De berekende vertakkingsverhouding Γ_0/Γ en resulterende grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 zijn eveneens vermeld.

E_x (keV)	E_f (keV)	E_i (keV)	Γ_0/Γ	Γ_0 (meV)
9723.0 ± 0.9	3037.6 ± 0.7	6685.0 ± 0.9	0.42 ± 0.05	1760 ± 128
9667.8 ± 1.5	2775.5 ± 0.2^a	6892.9 ± 1.5	0.67 ± 0.18	812 ± 166
9630.5 ± 2.4	2014.9 ± 0.4	7616.0 ± 1.0	0.69 ± 0.13	658 ± 100
	2034.6 ± 0.3	7595.9 ± 0.6	0.42 ± 0.06	1083 ± 108
	3202.2 ± 0.3	6430.7 ± 1.0	0.46 ± 0.06	987 ± 77
9523.3 ± 1.3	$1454 (2^+)$	8068.6 ± 1.2	0.58 ± 0.05	2250 ± 146
9326.4 ± 0.8	2901.8 ± 0.2^a	6424.9 ± 0.9^b	0.72 ± 0.07	975 ± 63
8395.1 ± 1.2	2942.4 ± 0.2^a	5452.2 ± 0.4	0.80 ± 0.12	771 ± 76
	3037.6 ± 0.7	5359.3 ± 1.6	0.90 ± 0.15	680 ± 75
7876.7 ± 2.6	$1454 (2^+)$	6424.9 ± 0.9^b	0.69 ± 0.25	340 ± 72
6027.3 ± 0.7	$1454 (2^+)$	4574.1 ± 0.5	0.81 ± 0.03	435 ± 12
3595.2 ± 0.9	$1454 (2^+)$	2140.6 ± 0.1^c	0.24 ± 0.03	33 ± 8
3263.9 ± 0.6	$1454 (2^+)$	1809.8 ± 1.1^d	0.47 ± 0.10	12 ± 2

^a Niveau uit ref. [61].

^b Kan afkomstig zijn van twee verschillende cascades. Zie tekst voor meer uitleg.

^c Vertakking enkel geobserveerd in de 10 MeV meting; bevat voedingseffecten.

^d Transitie geobserveerd in de 6.5 MeV meting.

Het niveau bij 9630.5 keV kan, volgens de Ritz regel, op drie verschillende manieren vertakken. De drie mogelijkheden zijn weergegeven in de tabel met de respectieve vertakkingsverhoudingen en resulterende grondtoestandsvervalbreedtes Γ_0 . Eigenlijk is elke combinatie van de drie mogelijk. De vertakking naar een eventueel niveau bij 2034.6 keV lijkt echter minder waarschijnlijk: De betrokken 2034.6 en 7595.9 keV transitie zijn waargenomen als $E2$ overgangen, positieve pariteit implicerend. Het niveau bij 9630.5 keV

zou dus ook positieve pariteit moeten hebben (1^+). Hoewel geen pariteit kon gededuceerd worden is een positieve waarde weinig waarschijnlijk. De gemeten asymmetrie was $14 \pm 7\%$, terwijl

Tabel 6.12: Uiteindelijke vertakkingen voor de twee niveaus die meerdere vertakkingsmogelijkheden vertonen. Zie tekst.

E_x (keV)	Γ_0/Γ	Γ_0 (meV)
9630.5 ± 2.4	0.38 ± 0.06	1189 ± 116
8395.1 ± 1.2	0.74 ± 0.11	836 ± 78

de verwachte waarde voor positieve pariteit -5.6 % is, wat dus meer wijst op negatieve pariteit. Bijgevolg beschouwen we, voor de berekening van de uiteindelijke waarde voor Γ_0 , slechts de twee overige mogelijkheden. De resulterende vertakkingsverhouding wordt dan 0.38 ± 0.06 . Indien de drie mogelijkheden geldig zijn, zou de vertakkingsverhouding 0.25 ± 0.03 bedragen. Tabel 6.12 geeft de waarden weer die verder zullen gebruikt worden.

Ook het niveau bij 8395.1 keV kan op twee wijzen vertakken, en de afzonderlijke vertakkingsverhoudingen zijn weergegeven in tabel 6.11. Voor het uiteindelijke resultaat combineren we beide mogelijkheden. Dit is weergegeven in tabel 6.12.

De meeste van de finale niveaus E_f in tabel 6.11 waarnaar de vertakkingen gebeuren zijn gekend als niveau [61], en bijgevolg is de sequentie $E_x \rightarrow E_f$ (E_i) gekend. Enkel in het geval van de vertakkingen van het niveau bij 9630.5 keV is dit niet het geval, voor geen enkel van de mogelijke vertakkingen. In principe kan de sequentie omgekeerd worden: $E_x \rightarrow E_i$ (E_f), zodat de finale niveaus die bij 7616.0, 6430.7 en 7595.9 keV worden. De inelastische lijnen zijn dan 2014.9, 3202.2 en 2034.6 keV. Op deze manier zou kunnen verklaard worden waarom zoveel (sterke) laagenergetische transitie waargenomen werden in ^{58}Ni . Niettegenstaande is dit energetisch niet waarschijnlijk, en als we de vertakkingsverhouding volgens deze sequenties berekenen, variëren die tussen 0.17 en 0.03. De sterkte van het vertakkende niveau zou dan tot $\Gamma_0 = 14$ eV oplopen, wat uitzonderlijk sterk zou zijn. Heel waarschijnlijk kunnen we dus deze vertakkingsmechanismen afwijzen, en een verklaring voor deze laagenergetische transitie moet elders gezocht worden. Bij de bespreking van voeding en vertakking in hoofdstuk 11 zullen we hiervoor een mogelijke verklaring pogen op te stellen.

Men kan nog zien in tabel 6.11 dat de inelastische transitie bij 6424.9 keV afkomstig kan zijn van twee verschillende vertakkingen. Vermits deze transitie in de spectra absoluut geen doubletstructuur vertoont, is waarschijnlijk slechts één van de mogelijkheden correct. Omdat we geen verdere aanwijzingen kunnen vinden zijn beide mogelijkheden toch aanwezig in de tabel.

Enkel de vertakking van het niveau bij 6027.3 keV werd waargenomen zowel in de 6.5 als 10 MeV meting. De vertakkingsverhoudingen komen zeer goed overeen, respectievelijk 0.84 ± 0.07 en 0.80 ± 0.03 . Dit is meteen een aanduiding dat de waargenomen vertakking correct is. De vertakkingen van

de overige twee niveaus beneden 6 MeV zijn reeds gekend [61]. Beide niveaus kunnen eveneens op 4 tot 6 andere wijzen vertakken, maar deze transities zijn te laagenergetisch of te zwak om in onze experimenten geobserveerd te kunnen worden. Vergelijken we de vervaltijd $T_{1/2}$ uit ref. [61] met die, berekend uit onze waarden voor Γ , dan blijken onze waarden overeen te komen (3263.9 keV) tot een factor 3 (3595.2 keV) te verschillen. In het geval van de vertakking van 3595.2 keV ligt dit aan het feit dat de vertakking enkel werd waargenomen in de 10 MeV meting, en voedingseffecten op dit niveau hebben een invloed op de berekening van de vertakkingsverhouding en Γ_0 . In formule 3.7 komen nu namelijk extra termen te wijten aan deze voeding. Hierdoor lijkt de vertakking te sterk en wordt Γ_0 overschat. Voor dit niveau blijkt de voeding in de 10 MeV meting zo'n 200 % te zijn (uit de vergelijking tussen de 6.5 MeV en 10 MeV resultaten voor Γ_0^2/Γ), wat uiteindelijk de factor 3 voor Γ_0 veroorzaakt. Het niveau bij 3263.9 keV en de vertakking naar het eerste 2^+ -niveau zijn beide waargenomen in de 6.5 MeV meting en voedingseffecten zullen hier dus bijna geen rol spelen.

Hoofdstuk 7

Interpretatie van de ^{56}Fe en ^{58}Ni resultaten

7.1 $E1$ sterkte

Uit vorig hoofdstuk blijkt duidelijk dat, voor zowel ^{56}Fe als ^{58}Ni , de veruit sterkste transities $E1$ karakter bezitten. Men verwacht natuurlijk redelijk wat $E1$ sterkte in dit energiegebied vanwege de staart van de reuze-dipoolresonantie (GDR) die zich uitstrekt tot in het gebonden gebied. Onze experimenten onthullen echter, in plaats van een glad sterkteverloop, een concentratie in één (^{58}Ni) en drie (^{56}Fe) sterke transities gesitueerd rond 8.2 MeV. Deze transities alleen vertegenwoordigen een derde (^{58}Ni) tot de helft (^{56}Fe) van de totale $E1$ sterkte.

Figuren 7.1(a) en 7.2(a) tonen de geïdentificeerde $E1$ transities (balken) en hun gereduceerde overgangsprobabiliteiten $B(E1) \uparrow$ (linkerschaal) in beide kernen. Enkel het energiegebied tussen 5 en 12 MeV is weergegeven. De resultaten zijn ook uitgesmeerd met een Breit-Wigner functie met een breedte van 0.3 MeV om een sterktefunctie $b(E1, E_x) \uparrow$ (curve, rechterschaal) te bekomen. Deze functie laat toe om de clustering van transities bij elkaar in te corporeren en een globaal overzicht van het sterkteverloop te geven. Bovendien kunnen we op deze manier de sterkte gemakkelijk vergelijken met theoretische berekeningen of met andere experimenten met een slechtere energieresolutie. De sterktefunctie wordt op de volgende manier berekend:

$$b(E1, E) \uparrow = \sum_{\nu} B(E1, \nu) \uparrow \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta}{(E - E_{\nu})^2 + \frac{\Delta^2}{4}} \quad (7.1)$$

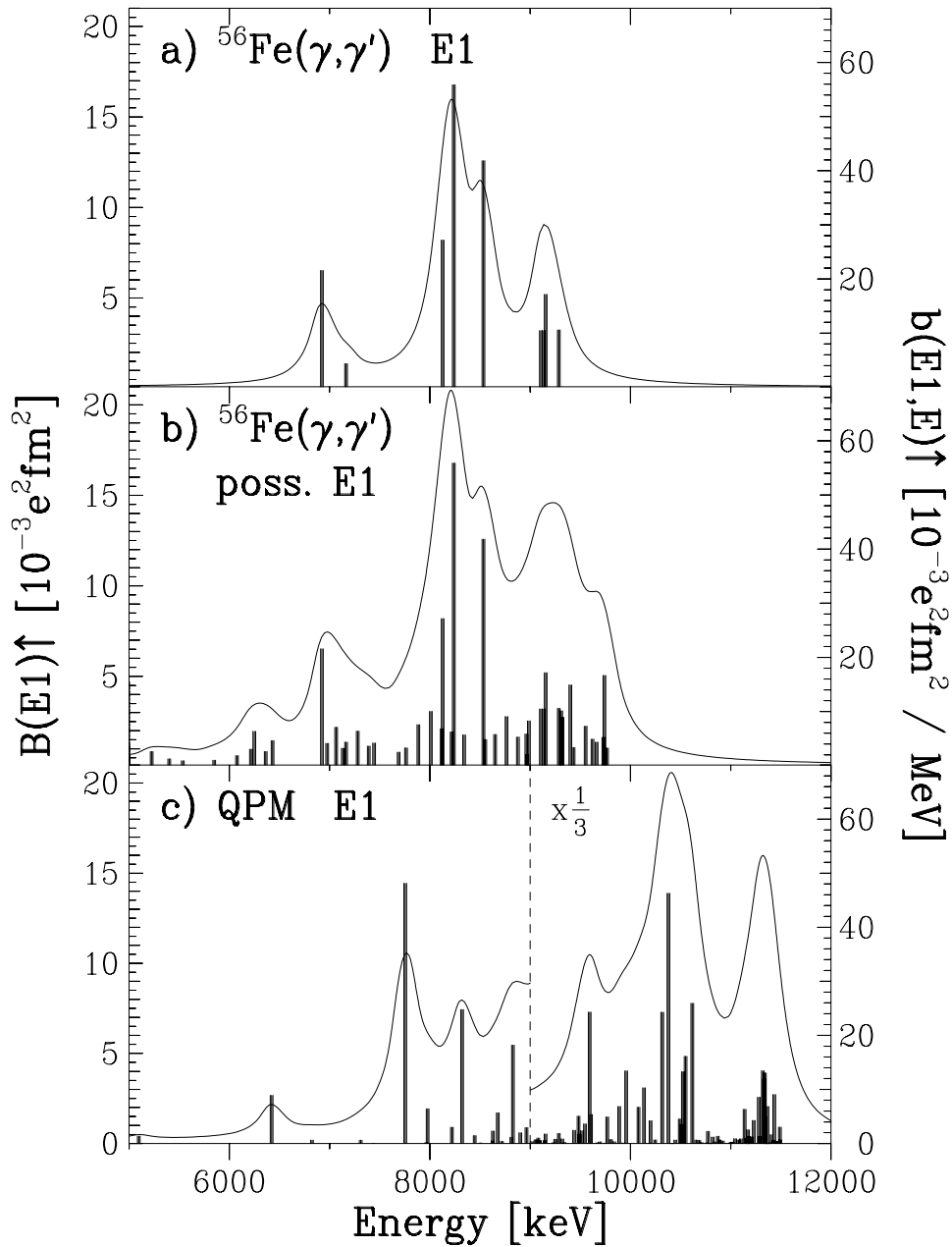
waarbij de som genomen wordt over alle waargenomen transitieën ν . Δ is hierbij de smeringsparameter en regelt de impact van transitieën zijdelings van de energie E . Met een grote smeringsparameter zijn meer transitieën rond E belangrijk, en treedt een verlies aan fijnstructuur op. Door de keuze $\Delta = 0.3$ MeV blijft de relevante fijnstructuur bewaard, maar worden opeenhopingen van transitieën goed weergegeven in de sterktefunctie.

De totale geïdentificeerde $E1$ sterkte is bijna gelijk in beide kernen en bedraagt respectievelijk 60.2 ± 1.1 en $60.7 \pm 1.1 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ voor ⁵⁶Fe en ⁵⁸Ni. Deze sterkte bevindt zich in beide gevallen tussen 5.9 en 10 MeV.

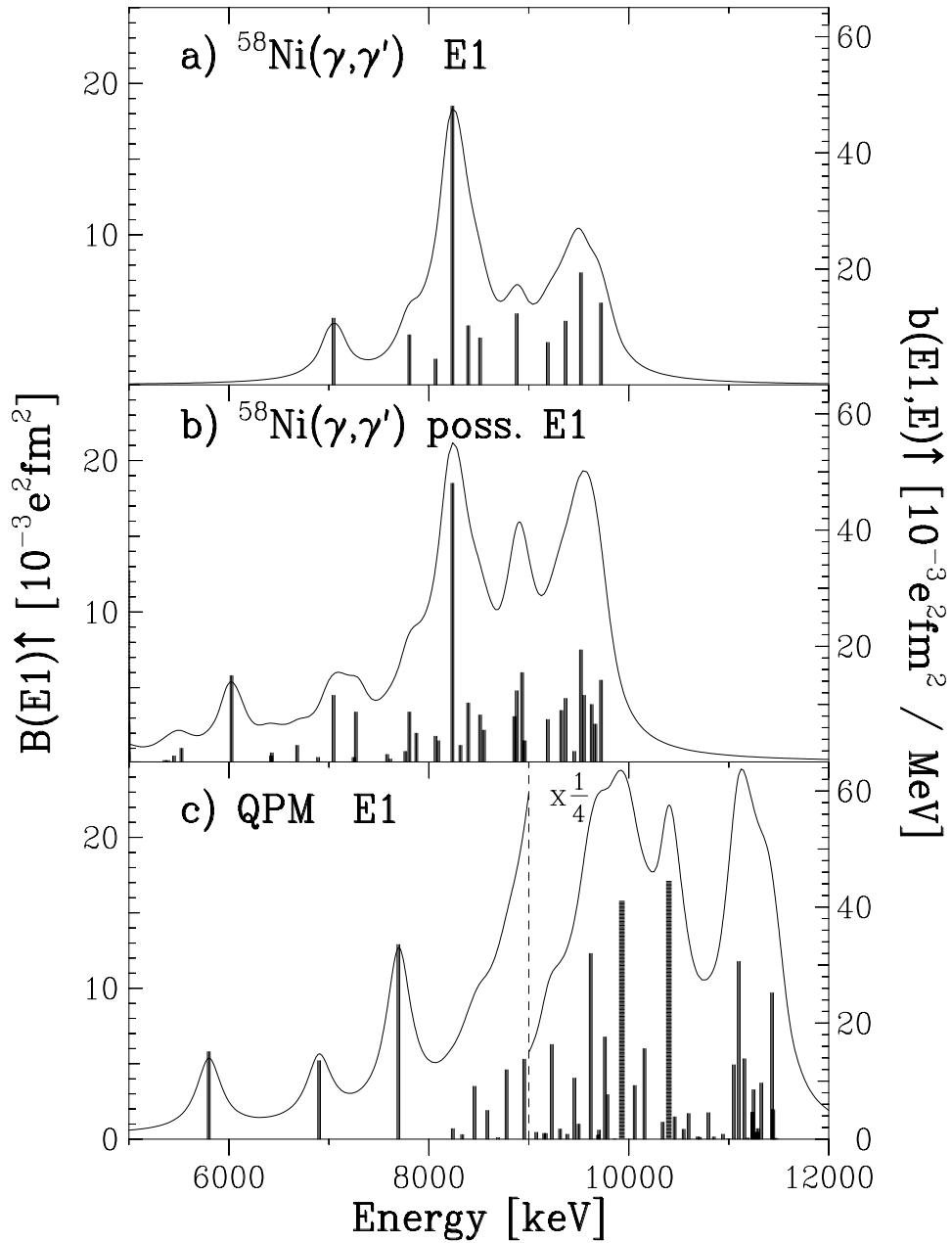
Deze totale $E1$ sterktes moeten beschouwd worden als een ondergrens. Van heel wat transitieën blijft de pariteit namelijk onbepaald, en een (relatief groot) aantal hiervan zal dus ook $E1$ karakter hebben. In deel (b) van figuren 7.1 en 7.2 zijn alle mogelijke $E1$ transitieën weergegeven. Hierin zijn de geïdentificeerde $E1$ transitieën vervat, en alle transitieën die geen $M1$ of $J = 2$ toekenning hebben. Ook mogelijke inelastische overgangen zijn inbegrepen. Deze transitieën zijn opnieuw uitgesmeerd met dezelfde smeringsparameter als in deel (a). Zeker in het hoogenergetische deel, waar de niveaudichtheid hoog wordt, blijkt duidelijk het nut van deze uitsmering: hoewel de gemiddelde sterkte van de transitieën boven 8.5 MeV relatief klein is, zorgt de hoge dichtheid toch voor een stijging in de sterktefunctie. Dit is consistent met het verloop van de lorentzstaart van de GDR in dit energiegebied, en biedt meteen een aanwijzing dat de meeste van deze transitieën $E1$ karakter zullen hebben. Ook in de NRF studies op Sn-isotopen [53, 91] bleek trouwens dat de meeste transitieën $E1$ karakter hadden.

Zelfs al zouden alle transitieën in deel (b) $E1$ overgangen zijn, dan nog superponeren de sterkste transitieën een resonantie bovenop de lorentzstaart. Dit zal verderop uitgebreid besproken worden. Beneden 5 MeV werden ook mogelijke $E1$ transitieën waargenomen, maar volgens het verloop van de GDR kunnen we hier slechts een geringe sterktefunctie verwachten. Voor ⁵⁶Fe geldt dit in zekere mate, maar in het geval van ⁵⁸Ni werden sterke transitieën waargenomen die dit beeld verstoren (zie vorig hoofdstuk). Dit is meteen een verder argument voor het inelastisch karakter van deze transitieën. Bijgevolg bespreken we in wat volgt enkel de $E1$ sterkte boven 5 MeV. In hoofdstuk 11 worden deze laagenergetische transitieën dan verder behandeld in het kader van de studie van voeding en vertakking.

De totale *mogelijke* $E1$ sterkte tussen 5 en 10 MeV, die als bovengrens kan beschouwd worden, bedraagt respectievelijk 127 ± 2 en $109 \pm 2 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$



Figuur 7.1: $E1$ sterkte in ^{56}Fe tussen 5 en 12 MeV. Balken geven de individuele transitie weer (linkerschaal). De curve vertegenwoordigt dezelfde resultaten, maar uitgesmeerd met een Breit-Wigner functie met smeringsparameter 0.3 MeV. Deel (a) toont de transitie met een $E1$ toekenning. In deel (b) zijn alle mogelijke $E1$ transitie, dus alle die geen $M1$ of $J = 2$ toekenning hebben, weergegeven. Ook mogelijke inelastische transitie zijn inbegrepen. Deel (c) toont de resultaten van de QPM berekeningen voor de $E1$ sterkte.



Figuur 7.2: Hetzelfde als figuur 7.1 maar voor ^{58}Ni .

voor ^{56}Fe en ^{58}Ni . Tabel 7.1 geeft schematisch de onder- en bovengrenzen weer. Ook de grenzen van de pygmee resonantie, bevat tussen 7.5 en 9 MeV, zijn weergegeven (zie verder). Opvallend is dat deze waarden zeer gelijkaardig zijn voor beide kernen. Dit zal ons toelaten om conclusies, bereikt voor één kern, ook aan te nemen voor de andere.

Tabel 7.1: Boven- en ondergrenzen voor de $E1$ sterkte in ^{56}Fe en ^{58}Ni .

Energiegebied	$B(E1) \uparrow (10^{-3} e^2 fm^2)$			
	ondergrens		bovengrens	
	^{56}Fe	^{58}Ni	^{56}Fe	^{58}Ni
5 - 10 MeV	60.2 ± 1.1	60.7 ± 1.1	127 ± 2	109 ± 2
7.5 - 9 MeV	37.4 ± 0.9	35.5 ± 1.0	60.2 ± 1.0	58.0 ± 1.0

De bespreking van de $E1$ sterkte wordt opgedeeld in een aantal aspecten. Hiervoor dienen figuren 7.1 en 7.2 steeds als basis. Vooreerst zullen we pogen na te gaan hoeveel sterkte niet waargenomen werd in onze experimenten, en in hoeverre de onder- en bovengrenzen correct zijn. Daarna zullen we de experimentele waarden vergelijken met de resultaten van de QPM berekeningen. Een mogelijke $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ toestand in ^{58}Ni zal besproken worden en er wordt nagegaan in hoeverre de QPM berekeningen hiermee corresponderen. Voorts worden de $E1$ transitieën vergeleken met één-deeltje-afschattingen en wordt gekeken naar de systematiek van deze sterktes in het massagebied. Er wordt eveneens nagegaan hoe de sterkte zich gedraagt in vergelijking met de lorentz-extrapolatie van de GDR. Uiteindelijk wordt de pygmee resonantie in detail behandeld en een systematiek ervan in de fp-schil wordt opgesteld.

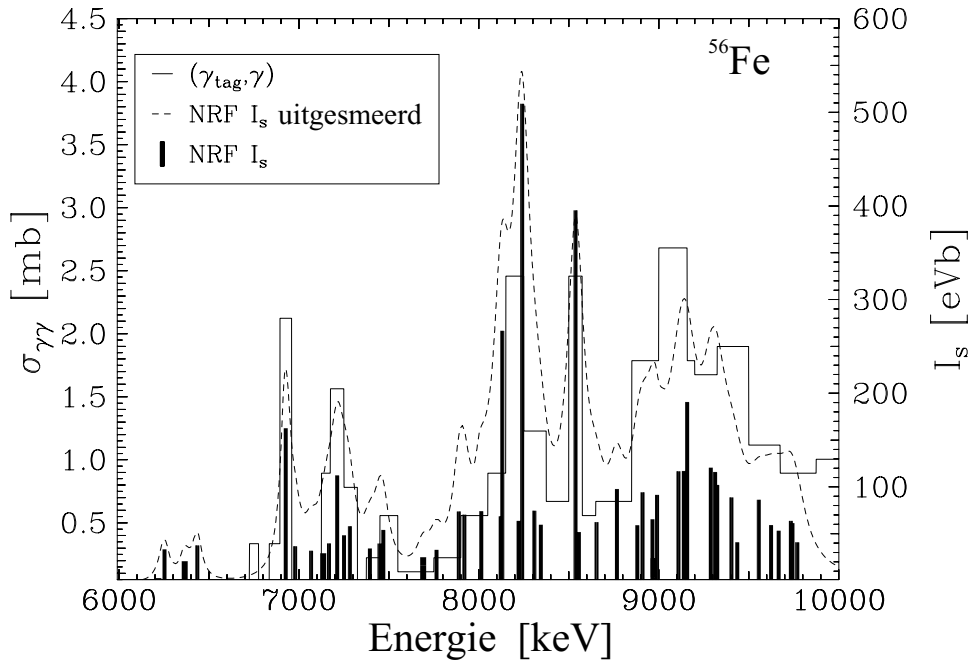
7.1.1 Schatting van de ontbrekende $E1$ sterkte

Uit de bespreking in vorige hoofdstukken is ondertussen duidelijk gebleken dat NRF een krachtige methode is om alle individuele transitieën met sterktes boven de detectielimieten te bestuderen. Als we de totale $E1$ sterkte willen bestuderen, moeten we echter rekening houden met zwakke transitieën die onder deze limieten liggen. Zeker bij hogere energie, waar de niveaudichtheid snel stijgt, kunnen een groot aantal zwakke, niet geobserveerde, niveaus toch behoorlijk bijdragen tot de totale sterkte. In een poging om deze ontbrekende $E1$ sterkte te schatten kunnen we in het geval van ^{56}Fe onze resultaten

vergelijken met een experiment met gemerkte fotonen ((γ_{tag}, γ') door Chapuran et al. [21]). Deze techniek werd reeds kort besproken in hoofdstuk 2, en is, in tegenstelling tot NRF, geschikt voor de studie van gefragmenteerde dipoolsterkte. Vooreerst wordt het verlies aan resolutie gecompenseerd door een nagenoeg volledige afwezigheid van achtergrond. Hierdoor komt de detectielimiet zeer laag te liggen. Doordat verder alle verstrooide fotonen die overeenkomen met een bepaald energieverlies voor het elektron, gedetecteerd worden in energie-intervals van 50 tot 150 keV (de resolutie van de elektronendetector), worden alle zwakke transities mee in rekening gebracht. De gemeten werkzame doorsnede in dergelijk energie-interval is dus onafhankelijk van het aantal transities of de individuele sterktes.

Bovendien is het mogelijk, door elektron- en fotonenergie te vergelijken, de werkzame doorsnedes voor verval naar de grondtoestand en naar de eerste 2^+ -toestand te scheiden. De 2_1^+ -toestand ligt in ⁵⁶Fe namelijk bij 847 keV, en kan dus, met de beschikbare energieresolutie (50-150 keV), gemakkelijk onderscheiden worden van de grondtoestand. Chapuran et al. maten beide werkzame doorsnedes voor excitatie-energieën van 6 tot 11.2 MeV. Een directe vergelijking tussen onze (γ, γ') -experimenten en de meting met gemerkte fotonen is weergegeven in figuur 7.3. De volle lijn stelt de totale elastische werkzame doorsnede $\sigma_{\gamma\gamma}$ voor, gebaseerd op ref. [21] (deze werd afgeleid uit de differentiële werkzame doorsnede, veronderstellend dat enkel dipoolsterkte werd gemeten). Deze is weergegeven als histogram om de gebruikte energie-interval-breedte aan te geven. De intensiteiten I_s van de individuele dipooltransities uit onze metingen zijn weergegeven als balken (rechterschaal). Het is onmiddellijk duidelijk dat de structuren in de gemerkte-fotonen-werkzame-doorsnede corresponderen met individuele transitities. Enkel boven 8.6 MeV lijkt de werkzame doorsnede opgebouwd uit vele zwakkere transitities.

Om een meer kwantitatieve vergelijking te kunnen doorvoeren, zijn de intensiteiten uitgesmeerd met een Breit-Wigner functie met variabele breedte, om de variabele energie-intervals waarin de gemerkte fotonen zijn gedetecteerd, na te bootsen. De smeringsparameter laten we tussen 50 (6 MeV) en 150 keV (10 MeV) variëren. Dit is voorgesteld met de gestippelde curve. Over het algemeen is de overeenkomst tussen beide experimenten, ook kwantitatief, zeer goed. Enkel in de omgeving van de drie sterkste transities rond 8.2 MeV lijkt de NRF werkzame doorsnede overschat. Dit is echter een gevolg van de verwaarlozing van het zelfabsorptie-effect in het experiment met gemerkte



Figuur 7.3: Vergelijking tussen het (γ_{tag}, γ) -experiment uit ref. [21] (volle lijn) en de intensiteiten I_s van alle dipooltransities uit onze NRF experimenten op ^{56}Fe (balken, rechterschaal). De NRF resultaten werden uitgesmeerd met variabele breedte om werkzame doorsnedes te bekomen met dezelfde energieresolutie als de (γ_{tag}, γ) -werkzame-doorsnedes (gestippelde lijn, linkerschaal).

fotonen. Door het gebruik van een dik monster is correctie voor dit fenomeen noodzakelijk, zeker voor sterke transities. Zelfabsorptie veroorzaakt namelijk een reductie in de waargenomen werkzame doorsnede door een verzwakking van de invallende fotonenbundel doorheen het monster. Aangezien in onze experimenten zelfabsorptie te verwaarlozen is, beschouwen we onze resultaten als meer betrouwbaar.

Ook bij hogere energie lijkt weinig sterkte te ontbreken in de NRF experimenten. Het is trouwens interessant te zien dat de werkzame doorsnede in beide metingen daalt tussen 9.3 en 10 MeV. Dit effect is dus niet afkomstig van de lage fotonflux nabij de eindpuntenergie waardoor een aantal zwakkere overgangen niet zouden kunnen gedetecteerd worden, maar is een reële modulatie van de lorentzstaart van de GDR. Uit de gemerkte-fotonenresultaten blijkt trouwens nog dat de werkzame doorsnede opnieuw stijgt

boven 10.5 MeV.

De werkzame doorsnede uit ref. [21] vertegenwoordigt een totale dipoolsterkte van $\Gamma_0^2/\Gamma = 13 - 35$ eV in het energiegebied tussen 6.9 en 9.3 MeV (in de veronderstelling dat geen quadrupoolsterkte werd waargenomen). De twee waarden voor Γ_0^2/Γ corresponderen met extreme waarden voor de zelfabsorptie: enerzijds geen zelfabsorptie, anderzijds werd aangenomen dat alle sterkte in een energie-interval werd veroorzaakt door één transitie met deze sterkte. Onze metingen leveren, in hetzelfde energiegebied, een waarde voor Γ_0^2/Γ van 20 eV. Deze waarde ligt ongeveer halverwege de extreme waarden van Chapuran et al. Vermits we uit figuur 7.3 kunnen zien dat enkel rond 8.2 MeV zelfabsorptie belangrijk is door het samenballen van de sterkte in een aantal sterke transities, zal de werkelijke Γ_0^2/Γ weinig van deze waarde verschillen. De ontbrekende sterkte zal dus misschien maar enkele eV bedragen. Omdat ⁵⁸Ni semimagisch is, kunnen we verwachten dat de sterktefragmentatie er geringer zal zijn dan bij ⁵⁶Fe, en we kunnen dus stellen dat ook in ⁵⁸Ni de ontbrekende sterkte van de orde van slechts enkele eV zal zijn. Het is verder zo dat slechts een gedeelte van de ontbrekende dipoolsterkte *E1* karakter heeft, en dus kunnen we stellen dat de vermelde bovengrenzen voor de *E1* sterkte in tabel 7.1 eerder accuraat zullen zijn.

Een bijkomende complicatie is het voorkomen van mogelijke inelastische transities in de NRF werkzame doorsnede. Hierdoor nemen we een gedeelte van de inelastische werkzame doorsnede op in de waarden voorgesteld in de figuur. Volgens de metingen van Chapuran et al. is de inelastische doorsnede (enkel voor verval naar de eerste 2⁺-toestand) niet verwaarloosbaar en redelijk vlak in het gebied tussen 7 en 10 MeV. Het is echter zo dat in de NRF resultaten bij deze energie slechts enkele, zwakke, mogelijk inelastische overgangen zijn opgenomen. Blijkbaar bestaat de inelastische werkzame doorsnede vooral uit een groot aantal zwakke inelastische transities (zie ook hoofdstuk 11) die niet waargenomen kunnen worden in NRF. Bovendien toont de goede overeenkomst tussen individuele transities en de elastische werkzame doorsnede uit ref. [21] aan dat praktisch alle waargenomen transities in NRF wel degelijk naar de grondtoestand gebeuren. Bijgevolg kunnen we het inelastisch gedeelte van de NRF werkzame doorsnede verwaarlozen en blijven bovenstaande conclusies geldig.

In de NRF studie op Sn-isotopen [53, 91] bleek dat slechts 34 tot 67 % van de totale werkzame doorsnede, gemeten in een experiment met gemerkte

fotonen [24], werd teruggevonden. Blijkbaar is de ontbrekende sterkte in NRF experimenten sterk afhankelijk van de fragmentatie. Enkel bij lichtere kernen zoals ^{56}Fe en ^{58}Ni , waar de fragmentatie beperkt blijft, kan NRF een betrekkelijk volledig beeld van de sterkte geven.

Uiteindelijk moet nog duidelijk gesteld worden dat deze opmerkingen enkel gelden voor de werkzame doorsnede voor verstrooiing van fotonen, en dus niet voor de grondtoestandsvervalbreedtes Γ_0 of gereduceerde overgangsprobabiliteiten $B(J\pi) \uparrow$. Een sterke vertakkingsgraad kan deze waarden opdrijven. In wat volgt wordt hierop nog teruggekomen.

7.1.2 Vergelijking met QPM

Om de waargenomen transities van een theoretische basis te kunnen voorzien, werden QPM berekeningen gedaan door Dr. Ponomarev van het JINR in Dubna, Rusland. Dit model is uitgebreid besproken in ref. [53], en wordt kort behandeld in bijlage C. De berekeningen voor ^{56}Fe en ^{58}Ni brengen complexe configuraties in rekening, tot en met de koppeling van drie-phonon configuraties. Alle één-phonon toestanden tot en met 25 MeV werden in rekening gebracht, zodat de invloed van de GDR op de 1^- -toestanden volledig behandeld wordt. Bovendien moet op deze manier geen renormalisatie van effectieve ladingen in de uitdrukking voor de $E1$ operator doorgevoerd worden. Twee- en collectieve drie-phonon configuraties werden tot 12 MeV in rekening gebracht.

Dit model werd reeds toegepast op een aantal kernen (zie hoofdstuk 2). Steeds bleek dat bij lage energie een destructieve interferentie optreedt tussen één- en twee-phonon toestanden. Bij hogere energieën treedt het omgekeerd effect op, waarbij constructieve interferentie over het algemeen leidt tot een lokale versterking van de $E1$ sterkte. Ook bij ^{56}Fe en ^{58}Ni blijkt dit het geval. De twee-phonon toestanden zijn dus zeer belangrijk voor een algemeen beeld van de $E1$ sterkte. De interactie met drie-phonon toestanden leidt vooral tot verdere fragmentatie en redistributie van de sterkte, en is dus belangrijk voor een gedetailleerde vergelijking met experimentele resultaten.

De resultaten van de berekeningen voor ^{56}Fe en ^{58}Ni zijn weergegeven in deel (c) van figuren 7.1 en 7.2 (balken, linkerschaal). De sterktefunctie $b(E1, E) \uparrow$ (curve, rechterschaal) heeft dezelfde smeringsparameter (0.3 MeV) als de experimentele resultaten. De sterktes werden berekend tot aan 12 MeV en zodoende is het gehele gebonden gebied, toegankelijk voor NRF, inbegrepen. In de berekeningen werden beide kernen beschouwd als sferisch in de

grondtoestand. Dit is correct voor het semimagische ⁵⁸Ni. ⁵⁶Fe is wat gedeformeerd [62–65], en heeft deformatieparameters $\delta = 0.17 - 0.20$ [64] en $\beta = 0.16$ [62].

Op het eerste zicht is geen eenduidige overeenkomst tussen experiment en berekeningen, maar dit is ook buiten het bereik van het QPM model, zeker in gebieden (hoge energie) waar de fragmentatie belangrijk wordt. Over het algemeen tonen de berekeningen meer $E1$ sterkte en minder fragmentatie in ⁵⁸Ni door het semimagisch karakter van deze kern. Beneden 5 MeV (ongeveer de verwachte energie voor de eerste 1^- -toestand met een twee-phonon karakter) worden geen 1^- -toestanden voorspeld. Dit is opnieuw een aanwijzing dat de meeste transitieën beneden deze energie beschouwd moeten worden als $(2^+ \rightarrow 0_{gs}^+)E2$ of inelastische transitieën. Daarom verkiezen we enkel de sterkte boven 5 MeV te vergelijken met de QPM berekeningen.

Voor ⁵⁶Fe voorspelt het QPM een totale $E1$ sterkte tussen 5 en 10 MeV van $110 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Dit komt zeer goed overeen met de experimentele waarden vermeld in tabel 7.1. Voor ⁵⁸Ni ligt de berekende sterkte in dit energiegebied wat hoger, $250 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, bijna een factor 2.5 hoger dan de experimentele bovengrens. Dit is echter vooral te wijten aan de sterke stijging van de berekende sterkte boven 9 MeV. Een kleine redistributie van de sterkte naar hogere energieën kan deze waarde sterk wijzigen.

Boven 9 MeV is er wel een duidelijke discrepantie tussen experiment en berekening, en dit voor beide kernen. Het QPM voorspelt een sterke stijging van de $E1$ sterkte (bemerkt de schaalreductie in figuren 7.1 en 7.2 boven 9 MeV), in analogie met de Lorentz staart van de GDR. Een aantal redenen hiervoor kunnen vooropgesteld worden:

- Bij hogere energie zullen de berekeningen de reële fragmentatie onderschatten door de truncatie van de gebruikte basis (vooral voor de twee- en drie-phonon configuraties). Individuele transitieën die bijgevolg beneden de detectielimieten van de experimenten vallen zullen niet waargenomen worden, en de experimentele sterkte wordt onderschat. In de vorige sectie echter werd aangetoond dat de niet waargenomen sterkte gering zal zijn, en dat, in het geval van ⁵⁶Fe, de werkzame doorsnede zelfs daalt tussen 9 en 10 MeV.
- Hoe hoger de excitatie-energie, hoe meer lager gelegen niveaus beschikbaar worden om naartoe te vervallen. De probabiliteit voor vertakking van deze toestanden wordt dus ook groter. Vermits de werkzame doorsnede in NRF verbonden is met Γ_0^2/Γ , zal elk van deze vertakkingen

de geobserveerde werkzame doorsnede 'draineren' bij een constante $B(E1) \uparrow$, mogelijk zelfs tot beneden de detectielimieten. In gevallen waar vertakking niet of niet volledig wordt gedetecteerd, zal de $E1$ sterkte onderschat worden in de metingen. In de metingen met gemerkte fotonen op ^{56}Fe door Chapuran et al. werd de werkzame doorsnede voor verval naar de eerste 2^+ -toestand gemeten. Uit deze meting blijkt wel dat deze doorsnede eerder vlak is en zeker niet spectaculair toeneemt tussen 9 en 10 MeV. Het lijkt ons dus eerder onwaarschijnlijk dat de discrepantie tussen meting en theorie volledig te verklaren valt door niet-geobserveerde vertakking van niveaus boven 9 MeV.

- Het is mogelijk dat voor een realistische weergave van de theoretische resultaten nog meer complexe configuraties, of een grotere basis, in rekening moeten gebracht worden. Een kleine verschuiving naar hogere energie of een herverdeling van de sterkte kan een betere overeenkomst met het experiment waarborgen.

De QPM berekeningen reproduceren de pygmee resonantie rond 8.2 MeV niet. Het is mogelijk dat een deel van de (te hoge) sterkte boven 9 MeV moet geredistribueerd worden door gebruik van een grotere basis voor de berekeningen. Zo kan, in het geval van ^{56}Fe , de voorspelde resonantie rond 9.6 MeV (voornamelijk bestaande uit één transitie) de pygmee resonantie vertegenwoordigen. De $E1$ sterkte van deze resonantie bedraagt zo'n $40 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, en komt als dusdanig goed overeen met de waarde voor de pygmee resonantie in ^{56}Fe vermeld in tabel 7.1. De QPM berekeningen voorspellen voor deze kern nog een grotere resonantie tussen 10 en 10.5 MeV. Hoewel niet bij deze energie werd gemeten, vertonen de experimenten met gemerkte fotonen door Chapuran et al. [21] wel degelijk een verhoging in de werkzame doorsnede in dit energiegebied. De sterkte voorspeld door het QPM lijkt echter fel overschat.

In ^{58}Ni echter voorspelt het QPM geen specifieke resonantie boven 9 MeV, maar slechts een brede structuur tussen 9 en 11 MeV. Mogelijk kan opnieuw een herverdeling van de sterkte deze structuur splitsen in aparte resonanties.

Een tweede mogelijkheid is dat de pygmee resonantie overeenkomt met de relatief sterke transitie die voorspeld wordt rond 7.7 MeV in beide kernen. Volgens het QPM bezit deze transitie voornamelijk een één-phonon karakter; de opmenging met twee- of drie-phonon toestanden is gering. Hierdoor

toont het weinig fragmentatie. Bovendien is het zo dat deze transitie in beide kernen bij ongeveer dezelfde energie voorkomt, net zoals de experimenteel waargenomen pygmee resonantie. De $E1$ sterkte ervan bedraagt in beide kernen slechts zo'n $14 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, minder dan de helft van wat in de metingen werd waargenomen. Mogelijk is, in dit geval, de interactie met twee- of drie-phononen onderschat, en kan een grotere constructieve interferentie zowel de fragmentatie (in het geval van ⁵⁶Fe) als de sterkte doen toenemen.

Hoewel het QPM de waargenomen structuren niet op een directe manier kan verklaren, is het toch duidelijk dat het eenvoudige beeld van een gladde lorentzstaart, zich uitstrekkend in dit energiegebied vanaf de GDR, niet opgaat. De interactie van de oorspronkelijke één-phonon toestanden met meer-phonon toestanden zorgt duidelijk voor een modificatie van deze staart via een proces van fragmentatie, constructieve en destructieve interferentie.

7.1.3 Een kandidaat voor $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ in ⁵⁸Ni?

Aangezien ⁵⁸Ni een sferische kern is, kunnen we verwachten dat het quadrupoolphonon 2_1^+ bij 1454 keV en het octupoolphonon 3_1^- bij 4475 keV zullen koppelen en een quintuplet aan toestanden zullen vormen waarvan de transitie van het 1^- -niveau naar de grondtoestand via NRF waarneembaar is. Bij een harmonische koppeling zal dit quintuplet dichtbij de som van de energie van beide phononen liggen, die 5929 keV bedraagt. Het QPM voorspelt dat deze $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ twee-phonon toestand bij 5800 keV ligt en een sterkte heeft van $B(E1) \uparrow = 6 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Geen van de geïdentificeerde $E1$ transities in ⁵⁸Ni kan echter in verband gebracht worden met deze toestand.

Er is echter een dipooltransitie bij 6027 keV, waarvoor geen pariteit kon bepaald worden. Indien we deze beschouwen als $E1$ transitie bedraagt de sterkte $B(E1) \uparrow = 5.8 \pm 0.2 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, en komt dus zeer goed overeen met de voorspelde waarde voor de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -toestand. In een (α, α') -experiment werd aan deze toestand trouwens wel een negatieve pariteit toegekend [61], en we kunnen dus veronderstellen dat we hier werkelijk met een $E1$ transitie te maken hebben. De gemeten asymmetrie in het ⁵⁶Fe $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -experiment bedraagt $6.8 \pm 3.7 \%$ terwijl de verwachte waarde voor een $E1$ transitie 26.3 % bedraagt. Blijkbaar wordt dit niveau eerder sterk gevoed vanuit niveaus tussen 10 en 12 MeV zodat de azimutale verstrooiing meer isotroop wordt.

Tabel 7.2: Theoretische en experimentele gegevens over de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -twee-phonon-toestand in ^{58}Ni en ^{56}Fe . De verwachte excitatie-energie is aangegeven, de energie en sterkte voorspeld door de QPM berekeningen en tenslotte de experimentele gegevens over de mogelijke kandidaten.

	$ 2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$	harmonische koppeling	QPM	NRF
^{58}Ni	E_x (keV)	5929	5800	6027.3 ± 0.7
	$B(E1) \uparrow$ ($10^{-3} e^2 fm^2$)	/	5.8	5.8 ± 0.2
^{56}Fe	E_x (keV)	5357	5100	5227.8 ± 0.4
				5403.6 ± 0.8
				5538.4 ± 0.8
	$B(E1) \uparrow$ ($10^{-3} e^2 fm^2$)	/	0.41	0.85 ± 0.13
				0.44 ± 0.11
			0.34 ± 0.07	

De energie van deze transitie ligt wel zo'n 100 keV hoger dan de som van de afzonderlijke phononen. In de zwaardere $Z = 50$ isotopen en $N = 82$ isotonen ligt deze meestal zo'n 200 keV lager [16, 102, 103]. Om het twee-phonon karakter te controleren zouden we het verval van deze toestand naar het 2_1^+ - of 3_1^- -phonon moeten vergelijken met het verval van respectievelijk het 3_1^- - of 2_1^+ -phonon zelf. In een experiment op ^{142}Nd [104] werd gevonden dat de sterkte van de vertakking naar de 3_1^- -toestand binnen de fout gelijk was aan de sterkte van het verval van het quadrupoolphonon naar de grondtoestand. In onze experimenten werd het verval naar het quadrupoolphonon geobserveerd, maar omdat het onmogelijk is de $E1$ en $E3$ sterkte die hiermee gepaard gaat, uit elkaar te halen, kan geen conclusie getrokken worden over het twee-phonon karakter van de 6027 keV transitie. De $E2$ transitie van het verval naar de 3_1^- -toestand werd niet gedetecteerd.

We kunnen bijgevolg niet met zekerheid concluderen dat de transitie bij 6027 keV afkomstig is van de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -toestand, alhoewel de QPM berekeningen dit suggereren en deze transitie de enige kandidaat lijkt in dit energiegebied. Tabel 7.2 vat de gegevens van energie en sterkte, theoretisch en experimenteel, samen.

Voor ^{56}Fe is de zoektocht naar een mogelijke $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -toestand lastiger. Vooreerst zijn een aantal mogelijke 3^- -niveaus bekend bij lage energie [98].

Om de energie bij harmonische koppeling te kennen moeten we echter de energie van het octupoolphonon kennen. In een meting met α -deeltjes werd vastgesteld dat de voornaamste component van dit phonon zich bij 4510 keV bevindt [65]. Tellen we deze energie op bij die van het quadrupoolphonon (847 keV), dan wordt de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -toestand verwacht bij 5357 keV.

Het QPM voorspelt een energie van 5100 keV en een sterkte $B(E1) \uparrow = 0.41 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. De metingen leveren in dit energiegebied drie mogelijke kandidaten, die ook voorgesteld zijn in tabel 7.2. In een redelijk energiegebied zijn dit de enige dipooltransities die in aanmerking komen. Alle transities werden waargenomen in de 6.5 MeV meting, en bijgevolg kunnen we verwachten dat de sterktes correct zijn en geen voedingseffecten met zich meedragen. Energetisch gezien, als we vergelijken met de situatie in ⁵⁸Ni, is de transitie bij 5403.6 keV de beste kandidaat, alhoewel de sterkte het dubbele bedraagt van wat het QPM voorspelt. We moeten echter wel rekening houden met het feit dat de QPM berekeningen gebaseerd zijn op een sferische grondtoestand, wat voor ⁵⁶Fe niet opgaat. De (α, α') -meting uit ref. [65] toont namelijk aan dat de grondtoestand prolaat gedefformeerd is, en zich mogelijk gedraagt als een stijve (asymmetrische?) rotor. Hierdoor zou de 2_1^+ -toestand geen quadrupoolvibratie zijn, maar het tweede lid van de grondtoestand-rotatieband. Volgens [65] vertoont de vermelde 3^- -toestand wel een vibrationeel gedrag, en kan als octupoolphonon behandeld worden.

Het is bijgevolg duidelijk dat de identificatie van twee-phonon toestanden in lichtere kernen zoals deze in de fp-schil niet eenvoudig is. In het geval van ⁵⁸Ni, dat semimagisch en sferisch is, kan toch met grote waarschijnlijkheid een kandidaat aangeduid worden, maar in het gedeformeerde ⁵⁶Fe blijkt dit minder duidelijk.

7.1.4 Vergelijking met één-deeltje-afschattingen

De overgangsterktes van elektrische (of magnetische) overgangen kunnen in verschillende kernen met elkaar vergeleken worden door gebruik te maken van één-deeltje-afschattingen. Deze afschattingen, afhankelijk van multipolariteit, pariteit, excitatie-energie en massagetal, worden uitgedrukt in Weisskopf-eenheden W.u. [105]. Voor elektrische dipoolovergangen wordt deze eenheid, Γ_w (in eV), gegeven door

$$\Gamma_w(E1) = 6.8 \cdot 10^{-2} \cdot A^{2/3} \cdot E_\gamma^3 \quad (7.2)$$

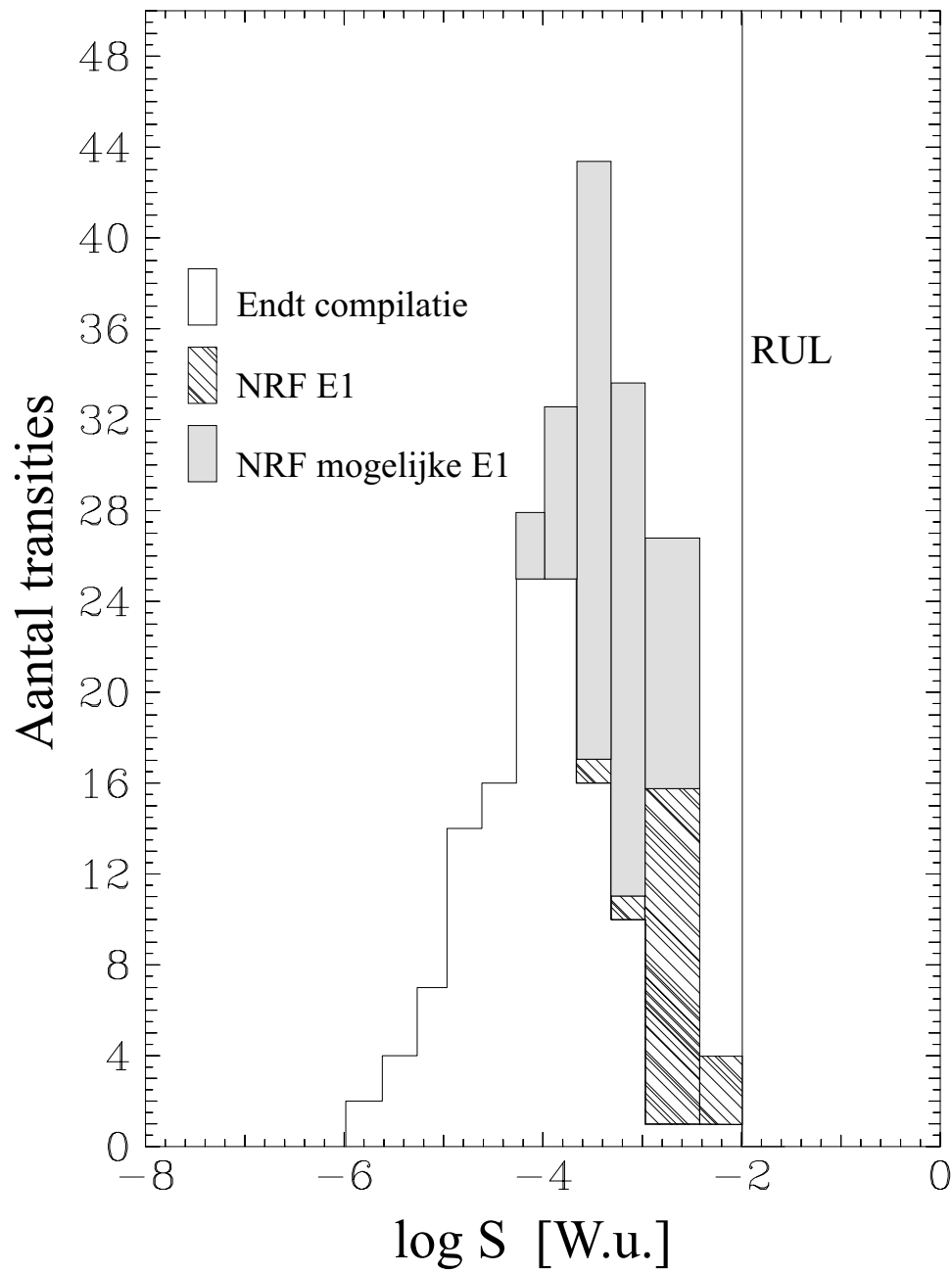
waarbij E_γ uitgedrukt wordt in MeV. Voor ^{56}Fe en ^{58}Ni wordt dit

$$\Gamma_w(E1) = 1.0 \cdot E_\gamma^3 \quad (7.3)$$

in beide gevallen.

De waargenomen $E1$ sterktes in ^{56}Fe en ^{58}Ni blijken steeds ver onder de afchatting te liggen, en variëren tussen 0.1 en 6 mW.u. De compilaties van overgangsterktes door Endt, rond 1980, voorzien ons van een overzicht, voorgesteld in Weisskopf eenheden, in verschillende massagebieden. Op basis van deze compilaties werd een aanbevolen bovenlimiet (RUL, *Recommended Upper Limit*) opgesteld voor de sterkte van verschillende types elektromagnetische straling in elk massagebied. Voor de $E1$ sterkte in het gebied $A = 45 - 90$ (ongeveer de fp -schil) werd een bovenlimiet opgesteld van 10 mW.u. [105]. Dit gebeurde op basis van 127 bekende $E1$ transities. Slechts twee hiervan hadden een sterkte boven 1 mW.u. Met de gegevens van ^{56}Fe en ^{58}Ni echter komen hier 18 nieuwe $E1$ transities bij, sterker dan 1 mW.u. Indien we alle sterke transities zonder pariteitstoekenning in rekening brengen, loopt dit aantal zelfs op tot 26. De sterkste transitie in ^{56}Fe (^{58}Ni) heeft een sterkte van 5.85 (6.32) mW.u. Deze waarden liggen nog steeds onder de RUL, maar aangezien de meeste waargenomen transities tot de sterkste van de compilatie behoren, is het waarschijnlijk veiliger de RUL iets te verhogen in dit massagebied. Figuur 7.4 geeft de Endt-compilatie, aangevuld met onze gegevens, weer. Het histogram is opgesteld op basis van $S = \Gamma_0/\Gamma_w$. Alle geïdentificeerde $E1$ overgangen zijn inbegrepen (gearceerde balken). De grijze balken stellen de transities voor die mogelijk $E1$ karakter hebben (dus alle transities die niet $M1$ of $J = 2$ karakter hebben). Uit de figuur is duidelijk op te maken dat de transities uit onze metingen tot de sterkste van de compilatie behoren, en de RUL dicht naderen.

Ook bij de NRF metingen op Sn-isotopen [53,91] bleek dat de waargenomen $E1$ transities tot de sterkste behoorden in het massagebied $A = 91 - 150$. Tien overgangen met sterktes die 1 mW.u. overstegen werden gevonden. De RUL werd echter niet overschreden. Voorts moet nog vermeld dat de laatste twee decennia in vele NRF experimenten (zie hoofdstukken 1 en 2) zeer sterke $E1$ transities werden gevonden in allerlei massagebieden. Bijna zonder uitzondering behoorden deze tot de sterkste van de Endt compilaties.



Figuur 7.4: Aanvulling van de Endt-compilatie voor het massagebied $A = 45 - 90$ met de experimentele gegevens, in functie van $\log S$. S is hierbij de vervalbreedte, uitgedrukt in Weisskopf eenheden.

7.1.5 Vergelijking met de GDR

In hoofdstuk 2 werd de dipoolreuzenresonantie reeds behandeld. In een collectief beeld kan deze gezien worden als een gedempte trilling van de protonen- en neutronendichtheden t.o.v. elkaar. Dit geeft aanleiding tot een brede resonantie met een uitloper in het lage-energie-gebied. De resonantie piekt over het algemeen tussen 15 en 20 MeV en heeft een breedte van zo'n 5 MeV. In een meer microscopisch beeld wordt de GDR opgebouwd door een coherente superpositie van één-deeltjes-overgangen. Voor de E1 GDR vertrekt men hierbij van de ongestoorde $1p - 1h$ 1^- -excitaties. Bij het invoeren van residuele interacties wordt dan het grootste gedeelte van deze sterkte naar hogere energieën verschoven. Menging met meer complexe toestanden ($2p - 2h$ bv.) zal de breedte doen toenemen. Een belangrijke bijdrage hierbij is de koppeling van de dipoolvibratie met quadrupooloscillaties. Dit blijkt bv. uit het verval van GDR toestanden naar het 2_1^+ -quadrupoolphonon [106]. Deze koppeling heeft ook invloed op de sterkte van de reeds vermelde $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -twee-phonon-toestanden [16, 53]. Bovendien is er nog de lijnverbreding tengevolge van deeltjesemissie, die ervoor zorgt dat de GDR boven de deeltjesdrempel als een continuum kan beschouwd worden. De foton-absorptie werkzame doorsnede kan bijgevolg goed beschreven worden door een lorentziaan [107]:

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_{GDR}}{1 + \frac{(E^2 - E_{GDR}^2)^2}{E^2 \cdot \Gamma_{GDR}^2}} \quad (7.4)$$

met σ_{GDR} de amplitude, E_{GDR} de excitatie-energie en Γ_{GDR} de resonantiebreedte.

Bij axiaal gedeformeerde kernen wordt de GDR opgesplitst: in het collectief model kan dit voorgesteld worden als een dipoolvibratie volgens de lange en de korte as. Ook bij kernen met een neutronenoverschot treedt een splitsing op; de zogenaamde isospinsplitsing. Doordat de GDR een isovectoriële excitatie is, kunnen namelijk zowel $T_< = T_0$ als $T_> = T_0 + 1$ modes geëxciteerd worden. De splitsing treedt dan op wegens de verschillende excitatie-energie van beide modes.

In fotonenverstrooiingsexperimenten op ^{56}Fe [106] werd inderdaad een dergelijke splitsing aangetoond. Het gebruikte theoretisch model voorspelde dat deze splitsing een isospin-splitsing was, alhoewel een oorsprong in de deformatie van ^{56}Fe ook niet uit te sluiten valt. Tabel 7.3 geeft de lorentzparameters weer van beide resonanties.

Tabel 7.3: De lorentz-parameters van beide componenten van de GDR in ⁵⁶Fe [21, 106].

	component 1	component 2
σ_{GDR} (mb)	52	46
E_{GDR} (MeV)	16.8	20.1
Γ_{GDR} (MeV)	4.33	4.09

Het is duidelijk dat de lage-energie-staart van de lorentziaan slechts een benaderende indruk kan geven van de $E1$ sterkte in het gebonden energiegebied. Hier kan de $E1$ respons niet echt behandeld worden met een kollektief model, maar moet op een microscopische manier de oorspronkelijke $1p - 1h$ - sterkte die achterblijft bij de vorming van de GDR behandeld worden. Bovendien bestaat de $E1$ respons er uit individuele transities, die sterk afhankelijk zijn van de interacties waardoor de GDR gevormd wordt. Niettemin kunnen we toch de algemene $E1$ sterkte in dit energiegebied vergelijken met die voorspeld door de lorentzstaart.

Hiervoor wordt de GDR-werkzame-doorsnede best voorgesteld door de gereduceerde overgangsprobabiliteit. Met de formules uit hoofdstuk 3 verkrijgen we als sterktefunctie:

$$b(E1, E) \uparrow_{GDR} = 249 \cdot \frac{\sigma(E)}{E} \quad (7.5)$$

waarbij $b(E1, E)$ in $10^{-3}e^2fm^2/\text{MeV}$, $\sigma(E)$ in mb, en E in MeV staat. Integreeren we $b(E1, E)$ van 5 tot 10 MeV, dan verkrijgen we als $E1$ sterkte in dit energiegebied een waarde van $B(E1) \uparrow = 222 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$. Natuurlijk moeten we er rekening mee houden dat bovenvermelde werkzame doorsnede die voor foto-absorptie is. Bijgevolg is ook de werkzame doorsnede voor inelastische verstrooiing inbegrepen. Om direct te kunnen vergelijken met de $E1$ sterkte uit de NRF experimenten moet eigenlijk de doorsnede voor elastische verstrooiing gekend zijn. Uit het experiment met gemerkte fotonen door Chapuran et al. [21] bleek dat de werkzame doorsnede voor verstrooiing waarbij de kern in de eerste 2^+ -toestand achterblijft, steeds kleiner is dan de helft van de elastische werkzame doorsnede. In het slechtste geval waarbij $\sigma_{\gamma,inel.} = \sigma_{\gamma,el.}/2$, verkrijgen we dan een ondergrens voor het elastisch gedeelte van de werkzame doorsnede. De $B(E1) \uparrow$ -waarde die hierbij hoort bedraagt $148 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$.

De $E1$ sterkte waargenomen in de NRF experimenten ligt dus wat lager in dit energiegebied: 60 - $127 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$ in vergelijking met 148 - 222 ·

$10^{-3}e^2fm^2$ voor de GDR staart. Procentueel gezien varieert dit dus van 27 tot 85 % van de lorentzstaart. Ook in de NRF metingen op de Sn-isotopen [53,91] werd slechts zo'n 25 % van de GDR staart teruggevonden. Enerzijds duidt dit dus op de te grote vereenvoudiging door de $E1$ respons voor te stellen als de uitloper van een gladde lorentzfunctie. Een kleine wijziging van de GDR parameters kan bovendien een grote invloed hebben op dit klein gedeelte van de totale sterkte. Aan de andere kant wijst dit er nog eens op dat de meeste dipoolsterkte waarvan het $E1$ - of $M1$ -karakter onbekend is, zal bijdragen tot de $E1$ sterkte.

Om onze resultaten te vergelijken met de volledige GDR kunnen we best overschakelen op de energie-gewogen somregel EWSR (*Energy Weighted Sum Rule*). Deze somregel stelt op een modelonafhankelijke manier een bovenlimiet voor van de sterkte die kan overgedragen worden op een kern onder invloed van een extern veld. De klassieke somregel voor dipoolsterkte wordt gegeven door [108]

$$EWSR = \sum_{\nu} E_{\nu} \cdot B(E1, \nu) \uparrow = \frac{9}{4\pi} \cdot \frac{e^2\hbar^2}{2M} \cdot \frac{NZ}{A} = 14.8 \cdot \frac{NZ}{A} [e^2fm^2MeV] \quad (7.6)$$

met M de nucleonmassa, N het neutronenaantal, Z het atoomnummer en A het massagetal.

De GDR in zijn geheel put deze somregel volledig uit. De EWSR bedraagt, respectievelijk voor ^{56}Fe en ^{58}Ni , 207 en 214 e^2fm^2MeV . Het gedeelte tussen 5 en 10 MeV bedraagt dan 0.24 - 0.50 % van de EWSR voor ^{56}Fe en 0.24 - 0.41 % voor ^{58}Ni . Via NRF kunnen we dus slechts een heel klein gedeelte van de totale $E1$ sterkte waarnemen, en het is dan ook niet verwonderlijk dat een theoretische reproductie van deze resultaten enorm gevoelig zal zijn aan de gebruikte parameters en interacties. Tabel 7.4 geeft boven- en ondergrenzen weer voor de $E1$ sterkte in ^{56}Fe en ^{58}Ni , maar nu uitgedrukt in % EWSR.

Figuur 7.5 toont een kwalitatieve vergelijking tussen de NRF resultaten voor ^{56}Fe die opnieuw werden uitgesmeerd ($\Delta=0.3$ MeV), en de lorentzstaart van de GDR. Ook de voorspelling door het QPM is aangegeven. Over het algemeen (zeker beneden 10 MeV) liggen de experimentele resultaten en de voorspelling van het QPM onder de GDR. De pygmee resonantie is echter duidelijk prominent aanwezig. We zien ook dat de meeste hoogenergetische transitie wel degelijk een $E1$ karakter zullen hebben.

Tabel 7.4: Boven- en ondergrenzen voor de $E1$ sterkte in ⁵⁶Fe en ⁵⁸Ni, uitgedrukt in % EWSR.

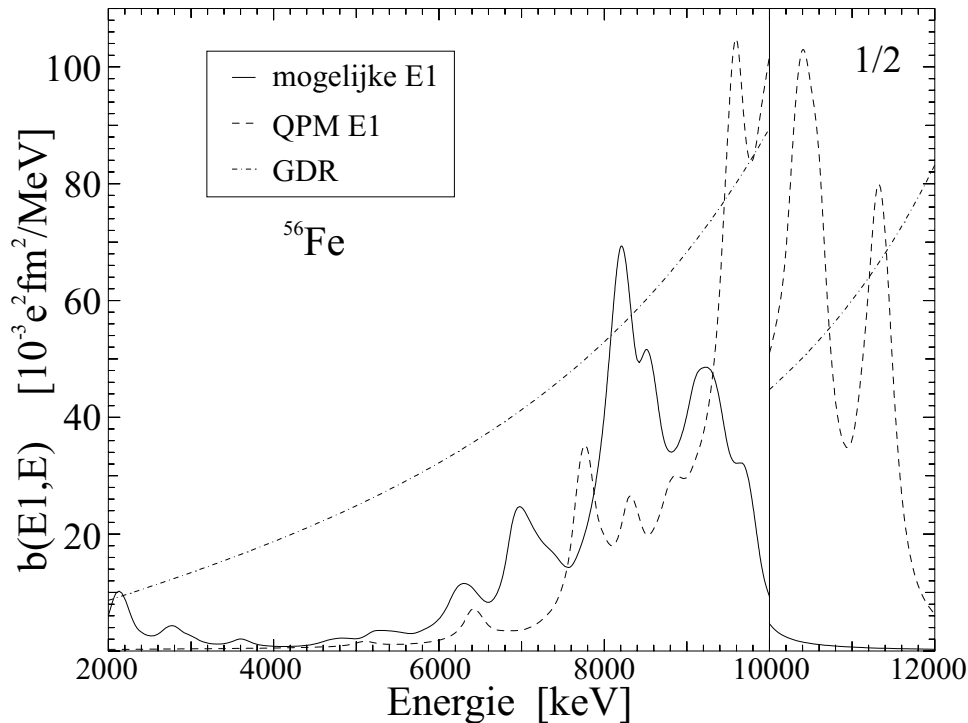
Energie- gebied (MeV)	% EWSR			
	ondergrens		bovengrens	
	⁵⁶ Fe	⁵⁸ Ni	⁵⁶ Fe	⁵⁸ Ni
5 - 10	0.243 ± 0.004	0.244 ± 0.005	0.500 ± 0.010	0.406 ± 0.007
7.5 - 9	0.150 ± 0.003	0.139 ± 0.003	0.254 ± 0.006	0.213 ± 0.005

7.1.6 De pygmee resonantie in de fp-schil

Wanneer figuren 7.1 en 7.2 worden vergeleken, is de meest in het oog springende gelijkheid de pygmee resonantie. Deze piekt in beide kernen bij 8.24 MeV, en uit tabel 7.1 blijkt dat de resonantie praktisch even sterk is, zowel wat betreft de onder- als bovengrenzen. In ⁵⁶Fe blijkt de resonantie iets breder doordat de sterkte verdeeld is over drie sterke transities. In ⁵⁸Ni wordt de resonantie voor het grootste gedeelte gevormd door één sterke transitie.

De veruit sterkste transitie in beide kernen vertoont een opvallende overeenkomst; ze hebben praktisch dezelfde excitatie-energie (8240 en 8237 keV) en sterkte (rond $17 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$). We kunnen ons afvragen of dit fenomeen nog voorkomt in andere kernen in de fp-schil. Hiervoor wendden we ons tot de metingen op een aantal fp-schil kernen, gedaan aan de vroegere NRF opstelling in Giessen [5]. In de meeste van deze metingen werden slechts de sterkste transities geobserveerd, al dan niet met pariteitstoewijzing. Omdat we echter juist geïnteresseerd zijn in deze transities, kunnen we toch een accurate vergelijking maken met onze resultaten voor ⁵⁶Fe en ⁵⁸Ni.

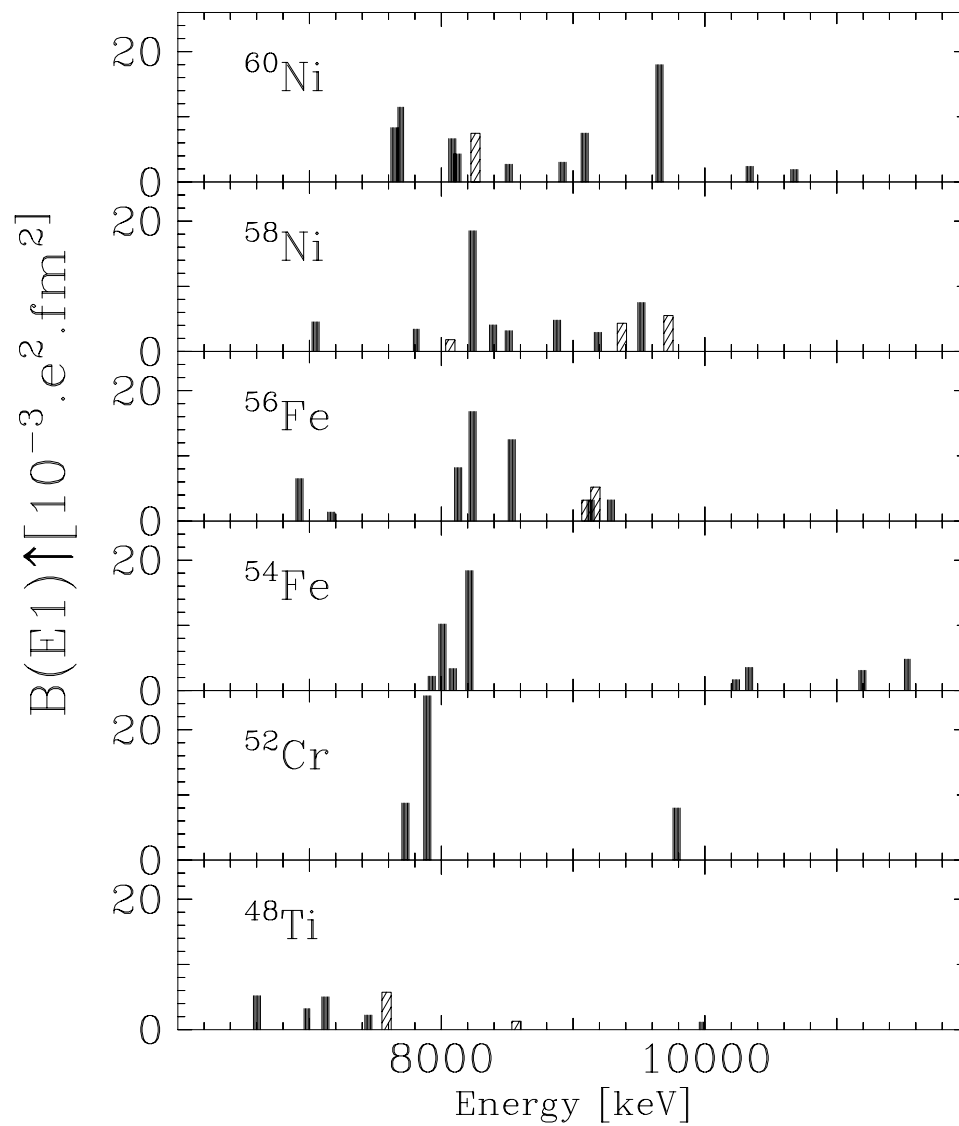
Figuur 7.6 vergelijkt de geobserveerde $E1$ transities in deze kernen. In ⁵⁴Fe [5] ligt de sterkste $E1$ transitie bij 8.22 MeV met een sterkte van $B(E1) \uparrow = 18.4 \pm 2.3 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Een aantal kleinere fragmenten verschijnen aan de lage-energie-zijde ervan. Voor ⁵²Cr [9] is de sterkste transitie verschoven naar 7.90 MeV; de sterkte bedraagt $B(E1) \uparrow = 25.1 \pm 9.1 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Vermits, zoals reeds vermeld in hoofdstuk 6.3.2, de sterktes gemeten door Kumagai et al [66] in een gemeenschappelijk experiment op ⁵⁶Fe en ⁵²Cr, systematisch te hoog zijn, werd de sterkte voor deze transitie overgenomen uit een testexperiment aan het Mainz Microtron [109], niettegenstaande de grote onzekerheid erop. Wanneer we deze grote fout in acht nemen, valt deze transitie toch binnen de systematiek. Opnieuw is er een kleiner fragment aan de lage-energiezijde.



Figuur 7.5: Vergelijking tussen de $E1$ sterkte, voorspeld door de lorentzstaart van de GDR en het QPM, en de mogelijke $E1$ transitie uit de NRF metingen tussen 2 en 12 MeV voor ^{56}Fe .

Deze systematiek lijkt gebroken in ^{60}Ni [5] en ^{48}Ti [8], die verder van de gesloten schil liggen. In ^{60}Ni is wel een sterke transitie aanwezig met vergelijkbare sterkte ($18 \pm 2 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$), die voorkomt bij 9.6 MeV. Tussen 7.5 en 9 MeV (ongeveer het gebied van de pygmee resonantie in ^{56}Fe en ^{58}Ni) bevinden zich wel een aantal zwakkere transitie, die op een sterke fragmentatie van de pygmee resonantie kunnen duiden. De totale geobserveerde sterkte in dit energiegebied bedraagt zo'n $55 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, met een zwaartepunt bij 8.00 MeV. Dit past betrekkelijk goed in de systematiek. Welke van de twee mogelijkheden ook overeenkomt met de pygmee resonantie, het is duidelijk dat de ^{60}Ni -kern zich anders gedraagt en niet zomaar in deze systematiek past.

In ^{48}Ti zien we een cluster van zwakke transitie met zwaartepunt rond 7.2 MeV. De geobserveerde $E1$ sterkte bedraagt $24 \pm 4 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Boven 8 MeV werd praktisch geen $E1$ sterkte teruggevonden. Als deze overeenkomt met een gefragmenteerde pygmee resonantie, dan is de sterkte fel geredu-



Figuur 7.6: Vergelijking van $E1$ transitie in verschillende fp-schil-kernen. De resultaten voor ^{56}Fe en ^{58}Ni zijn afkomstig uit dit werk. Gearceerde balken stellen tentatieve $E1$ -toewijzingen voor. Zie tekst voor discussie en referenties.

ceerd tot minder dan de helft van de overige kernen.

Heel recent werd in Darmstadt een NRF meting gedaan op $^{40,48}\text{Ca}$ [49]. In ^{48}Ca werd de pygmee resonantie overduidelijk teruggevonden. Deze komt, nogal gefragmenteerd, voor bij een energie van 8.4 MeV en heeft een sterkte van $B(E1) \uparrow = 61.5 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. In ^{40}Ca werd slechts weinig $E1$ sterkte gevonden in dit energiegebied, namelijk zo'n $5 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Op het eerste gezicht lijkt dit de neutronenschiltheorie (zie hoofdstuk 2) voor de pygmee resonantie te ondersteunen. ^{40}Ca heeft immers geen neutronenoverschot, en zou bijgevolg geen pygmee resonantie mogen vertonen, terwijl in ^{48}Ca , met 8 neutronen rond de $(N, Z) = 20$ schil, deze prominent is. Deze resultaten zijn echter wel in tegenspraak met een recent zware-ionen-experiment [110] op dezelfde isotopen. In dit experiment werd de neutronenschiltheorie getest door de $E1$ concentraties te meten van 6 tot 12 MeV. Hieruit bleek dat ten eerste dat geen echte $E1$ concentratie optrad rond 8 MeV, en ten tweede, dat de gemeten sterkte in beide isotopen zeer gelijklopend was. Tussen 8 en 10 MeV werd een sterkte gemeten van 4.9 en 3.6 % van de EWSR, respectievelijk voor ^{40}Ca en ^{48}Ca . Het is wel opvallend dat deze sterkte zeer groot is in vergelijking met wat normaal wordt gemeten in NRF experimenten. Zo bedragen de sterktes, gemeten in Darmstadt, slechts 0.025 en 0.29 % van de EWSR. Ook in de rest van de fp-schil put de pygmee resonantie maximaal zo'n 0.25 % van de ESWR uit.

Voorts kunnen we nog opmerken dat de sterkste $E1$ transitie in ^{48}Ca een sterkte heeft van $B(E1) \uparrow = 18-19 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, en voorkomt bij 7.3 MeV. Deze past zeer goed in de systematiek die hierboven opgesteld werd voor de rest van de fp-schil.

Om de natuur van de pygmee resonantie te kunnen begrijpen, is het noodzakelijk het gedrag ervan doorheen het ganse massagebied te kennen. De twee voornaamste parameters zijn hierbij de gemiddelde excitatie-energie en de sterkte van de resonantie (andere parameters kunnen de breedte, de fragmentatie enz ... zijn). In hoofdstuk 10 zal dit uitvoeriger bestudeerd worden, samen met de informatie uit de $N = 50$ - en $Z = 50$ -kernen. Hier kunnen we reeds stellen dat in de fp-schil de informatie nog te beperkt is om een echte samenhang te zien. Vooreerst is de sterkte-informatie eerder beperkt (zeker voor ^{54}Fe , ^{52}Cr en ^{48}Ti) zodat we enkel over ondergrenzen beschikken, en verder is de excitatie-energie in ^{60}Ni nog onbepaald. Op het eerste gezicht leveren deze parameters geen duidelijke trend in functie van

neutronenaantal of neutronenoverschot (aantal neutronen buiten de gesloten schil). Afgezien van ⁴⁸Ca kunnen we wel stellen dat de excitatie-energie lijkt toe te nemen met massagetal. In deze optiek lijkt het dan meer waarschijnlijk dat de resonantie in ⁶⁰Ni bij 9.6 MeV ligt, en niet rond 8.0 MeV. In hoofdstuk 10 zullen we dit verder bespreken en beargumenteren dat mogelijk beide concentraties overeenkomen met een pygmee resonantie.

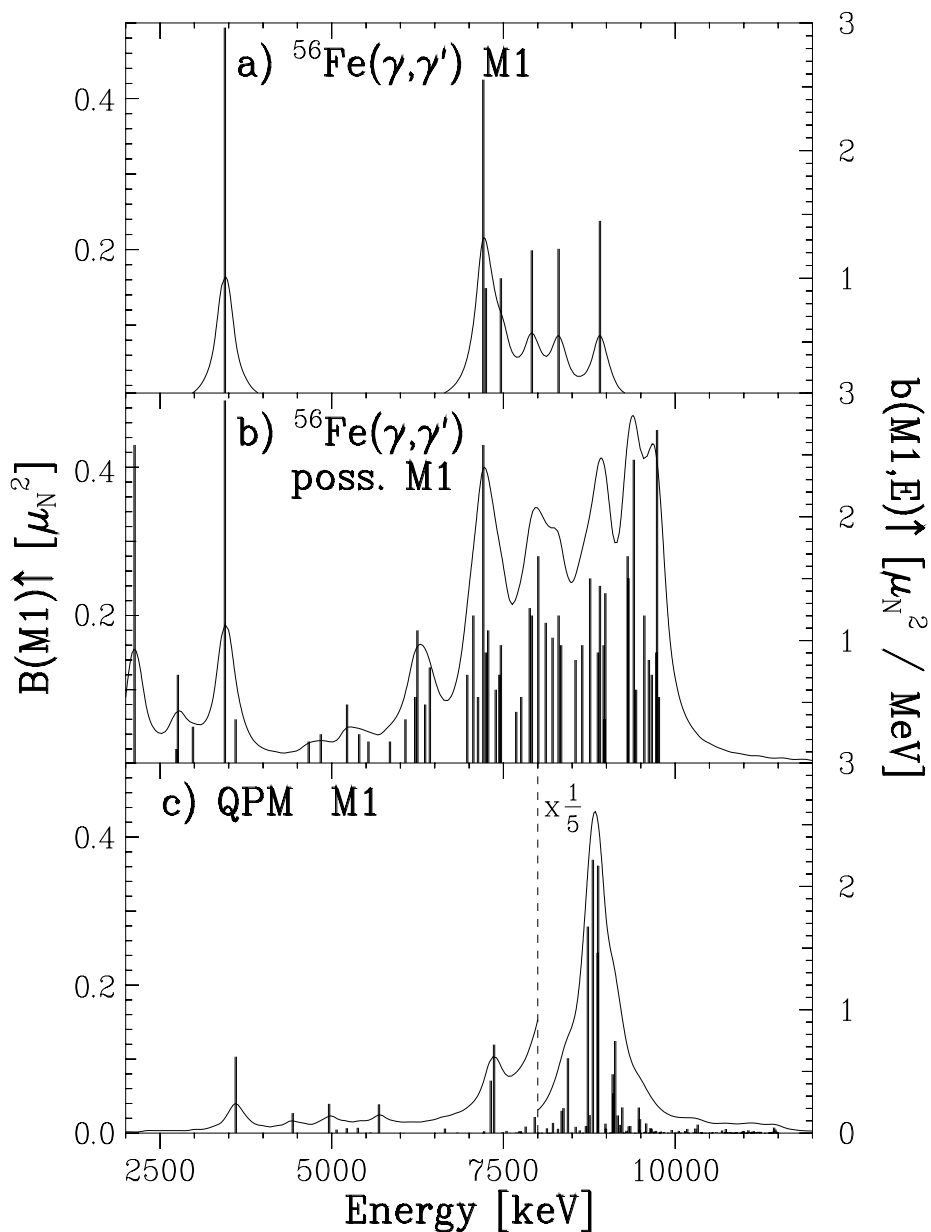
We moeten echter ook rekening houden met een mogelijk schil-effect, zodat beide afgesloten schillen $N, Z = 20$ en $N, Z = 28$ in rekening gebracht moeten worden. Dan kunnen we stellen dat zowel excitatie-energie als sterkte rond deze schillen pieken, behalve voor ⁴⁰Ca. Het is dus duidelijk dat we niet zomaar alle kernen in een systematiek kunnen inpassen, en uitbreiding van de kennis van de pygmee resonantie in dit massagebied is dan ook noodzakelijk. In dit opzicht zijn in Darmstadt verdere experimenten gepland op de rest van de Ca-isotopen ^{42,44,46}Ca [49] om de vorming van de pygmee resonantie bij toevoeging van neutronen aan de gesloten $N, Z = 20$ schil te bestuderen.

7.2 $M1$ sterkte

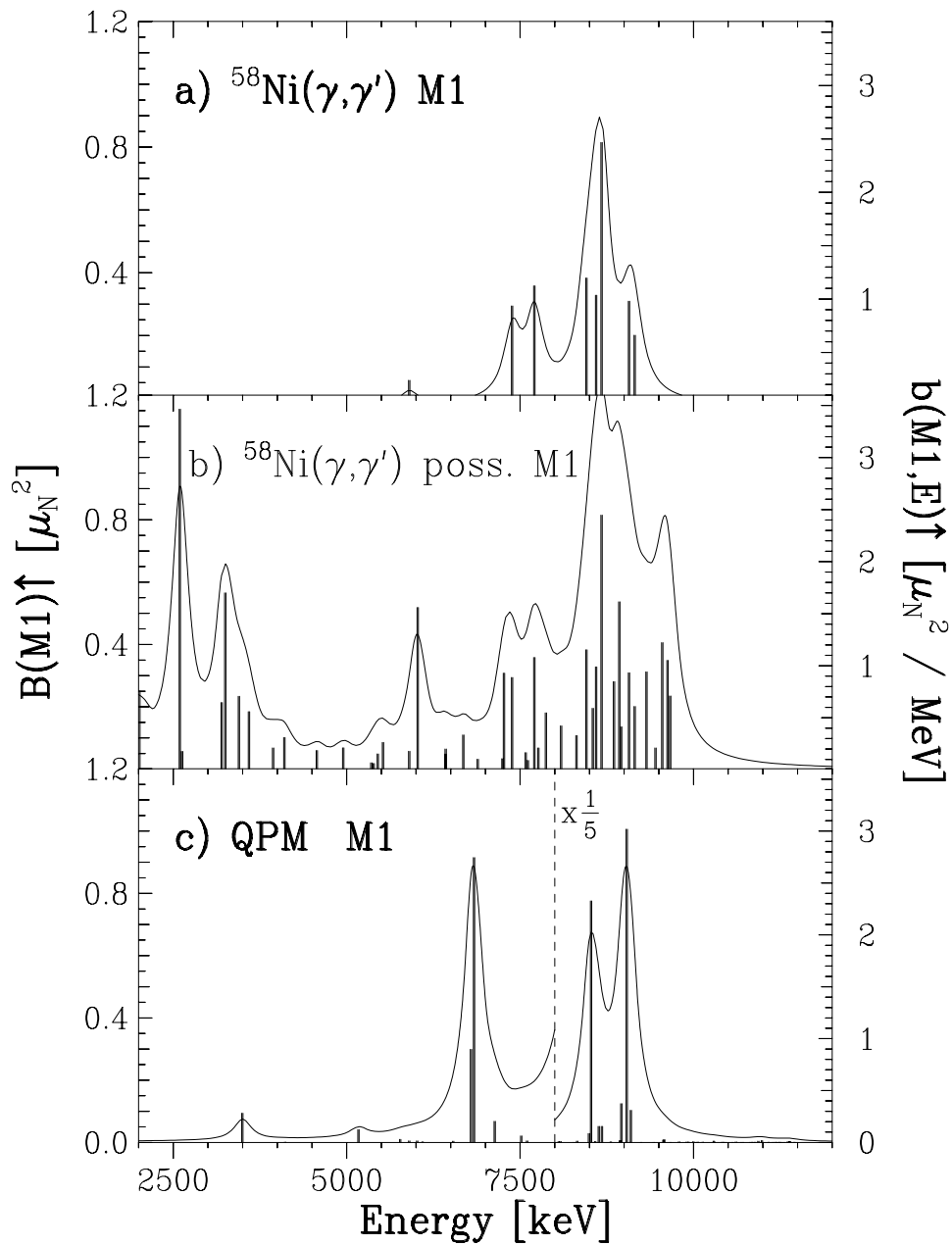
De geïdentificeerde $M1$ overgangen tussen 2 en 12 MeV zijn weergegeven in figuren 7.7(a) en 7.8(a). Opnieuw werden de resultaten uitgesmeerd met een Breit-Wigner functie met een smeringsparameter $\Delta = 0.3$ MeV. Het is duidelijk dat, in contrast met de $E1$ distributie, beide kernen hier een verschillend gedrag vertonen. In ⁵⁶Fe is er een sterke $M1$ transitie ($0.5 \mu_N^2$) aanwezig bij lage energie (3.4 MeV). Tussen 7 en 10 MeV zijn enkele zwakke transities ($\approx 0.2 \mu_N^2$) verspreid over het energiegebied.

In ⁵⁸Ni treedt geen laagenergetische $M1$ sterkte op. Tussen 7 en 10 MeV daarentegen vormen een aantal transities (ongeveer dubbel zo sterk als in ⁵⁶Fe) een resonantie, gecentreerd rond 8.6 MeV. Deze kunnen we identificeren met de spin-flip resonantie die bij deze energie verwacht wordt. De totale sterkte tussen 4 en 10 MeV bedraagt $2.71 \pm 0.07 \mu_N^2$, terwijl in hetzelfde energiegebied ⁵⁶Fe slechts een sterkte van $1.37 \pm 0.12 \mu_N^2$ vertoont.

Deze waarden zijn opnieuw te beschouwen als ondergrenzen. In figuren 7.7(b) en 7.8(b) zijn opnieuw alle mogelijke $M1$ transities opgenomen, dus alle transities zonder $E1$ of $J = 2$ toekenning. Ook mogelijke inelastische transities zijn aanwezig. De sterkte die hieruit resulteert kan dus beschouwd worden als bovengrens. Hierbij moeten we echter wel de opmerking maken



Figuur 7.7: $M1$ sterkte in ^{56}Fe tussen 2 en 12 MeV. Balken geven de individuele transitie weer (linkerschaal). De curve vertegenwoordigt dezelfde resultaten, maar uitgesmeerd met een Breit-Wigner functie met smeringsparameter 0.3 MeV. Deel (a) toont de transitie met een $M1$ toekenning. In deel (b) zijn alle mogelijke $M1$ transitie, dus alle die geen $E1$ of $J = 2$ toekenning hebben, weergegeven. Ook mogelijke inelastische transitie zijn inbegrepen. Deel (c) toont de resultaten van de QPM berekeningen voor de $M1$ sterkte.



Figuur 7.8: Hetzelfde als figuur 7.7 maar voor ^{58}Ni .

dat deze waarden fel overschat zullen zijn. We hebben immers in vorige sectie aangetoond dat het grootste deel van deze transities een $E1$ karakter zullen vertonen, zeker bij hogere energie. We hebben ook reeds vermeld dat de meeste laagenergetische transities, die zeker bij ^{58}Ni prominent aanwezig zijn in de figuur, $E2$ of inelastische transities zullen zijn. Het is zelfs zo dat een $M1$ karakter voor deze transities in het algemeen nog minder waarschijnlijk is dan $E1$ karakter, ook al omdat $M1$ transities in deze kernen met elektronen- en protonenverstrooiing zijn bestudeerd. Dergelijke grote sterkte bij lage energie zou zeker bekend moeten zijn.

In wat volgt, zullen we ons dus over het algemeen concentreren op de sterkte tussen 4 en 10 MeV. De *scissors* mode in ^{56}Fe zal apart behandeld worden. De bovenlimiet voor de sterkte in dit energiegebied bedraagt dan, voor beide kernen, ongeveer $7 \mu_N^2$. Bekijken we delen (b) van beide figuren dan kunnen de volgende opmerkingen gemaakt worden.

- (i) In ^{56}Fe is de *scissors* mode nog steeds de sterkste transitie.
- (ii) Er is nog steeds geen sprake van een resonantie in ^{56}Fe , analoog aan die in ^{58}Ni , zelfs als de meerderheid van de transities $M1$ karakter zou hebben.
- (iii) In ^{58}Ni blijft de resonantie bij 8.6 MeV duidelijk zichtbaar. Ook de kleinere concentratie $M1$ sterkte aan de laagenergetische kant ervan blijft aanwezig. De sterke transitie bij 6 MeV is eerder prominent, maar heeft waarschijnlijk een $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -karakter, zoals hierboven besproken. Hieruit blijkt dus dat de waarnemingen, afgeleid uit enkel de geïdentificeerde $M1$ transities, ook blijven gelden wanneer de dipooltransities met onbekende pariteit worden beschouwd.

Tabel 7.5 geeft de $M1$ sterktes, met onder- en bovenlimieten, voor de aangegeven energiegebieden in beide kernen. Voor ^{58}Ni worden de sterktes van beide waargenomen $M1$ concentraties ook nog apart weergegeven.

Tabel 7.5: Boven- en ondergrenzen voor de $M1$ sterkte in ^{56}Fe en ^{58}Ni .

Energiegebied	$B(M1) \uparrow (\mu_N^2)$			
	ondergrens		bovengrens	
	^{56}Fe	^{58}Ni	^{56}Fe	^{58}Ni
4 - 10 MeV	1.37 ± 0.12	2.71 ± 0.07	7.47 ± 0.22	6.66 ± 0.13
8 - 10 MeV		2.01 ± 0.07		4.57 ± 0.11
7 - 8 MeV		0.65 ± 0.02		1.24 ± 0.06

De bespreking van de $M1$ sterkte wordt opgedeeld in een aantal aspecten,

waarbij steeds onderscheid gemaakt wordt tussen de verschillende fenomenen in beide kernen. Eerst zullen we de spin-flip resonantie bespreken in ⁵⁸Ni, en het gedrag ervan in ⁵⁶Fe. We zullen vergelijken met theoretische voorspellingen en in hoeverre het QPM de resultaten reproduceert. Vervolgens wordt bestudeerd in welke mate de spin-flip in overeenkomst staat met andere experimenten, met name elektronen- en protonenverstrooiing. Daarna wordt de *scissors* mode in ⁵⁶Fe besproken. We behandelen eveneens de op één na sterkste *M1* transitie in ⁵⁶Fe apart, omdat deze mogelijk een ander karakter heeft dan de rest van de geobserveerde *M1* transities.

7.2.1 De spin-flip resonantie

Zoals besproken in hoofdstuk 2 wordt de spin-flip $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ verwacht rond 8-9 MeV. In ⁵⁸Ni is dit duidelijk het geval. Tussen 8 en 10 MeV is een concentratie aan *M1* sterkte, die piekt bij 8.6 MeV. Tussen 7 en 8 MeV is nog een kleiner fragment aanwezig. De sterktes hiervan werden reeds vermeld in tabel 7.5. In ⁵⁶Fe is er geen sprake van een resonantie en de sterkte is eerder vlak verspreid tussen 7 en 10 MeV. De sterkte bedraagt slechts ongeveer de helft van die in ⁵⁸Ni. Deze vlakke distributie wordt trouwens ook gereproduceerd in metingen met andere probes (zie volgende sectie).

Volgens de eerste schillenmodelberekeningen zouden beide kernen een zeer sterke spin-flip moeten vertonen. Zo voorspellen de berekeningen van Lipparini et al. [60] een sterkte in de buurt van $30 \mu_N^2$. Deze is wel, volgens de Clebsch-Gordan coëfficiënten, verdeeld over beide isospin-kanalen $T_< = T_0 \rightarrow T_0$ en $T_> = T_0 \rightarrow T_0 + 1$. Dit betekent dat nog altijd twee derden hiervan in het $T_<$ kanaal, bereikbaar in NRF, aanwezig is. Over het gehele massagebied bleken deze voorspellingen veel te hoog te liggen. Deze *quenching* van de *M1* sterkte is ook duidelijk in de hier bestudeerde kernen.

In een meer recente schillenmodelberekening door Nakada et al. [111] werd de $B(M1) \uparrow$ distributie in ⁵⁶Fe bestudeerd. Die plaatst de centroides van de $T_<$ en $T_>$ delen van de *M1* sterkte ver uit elkaar, respectievelijk bij 9 en 18 MeV. In onze metingen wordt bijgevolg enkel het $T_<$ gedeelte waargenomen. De berekende sterkte voor dit deel bedraagt $B(M1) \uparrow = 12.7 \mu_N^2$, en is geconcentreerd in een nauwe resonantie gecentreerd bij 9.1 MeV en met uitlopers tot 5 en 12 MeV. Dit is nog altijd bijna een factor tien meer dan geobserveerd in onze metingen. Nakada et al. vonden eveneens dat het orbitale- en spingedeelte van de *M1* operator een destructieve interferentie vertonen in dit energiegebied. Aangezien in deze berekening enkel twee ac-

tieve deeltjes in rekening werden gebracht, kan geen realistische reproductie van de fragmentatie van de sterkte verwacht worden. Grotere modelruimtes zouden gebruikt moeten worden, zoals bv. in referenties [48, 58]. In referentie [48] werden schillenmodelberekeningen gedaan op onder andere ^{52}Cr en ^{54}Fe , waarbij vier actieve nucleonen gebruikt werden. De fragmentatie kon op deze wijze wel goed gereproduceerd worden, en een *quenching* factor van $g_s^{eff} = 0.75 \cdot g_s^{free}$ kon eruit afgeleid worden. Men vond eveneens dat de zeer grote *quenching*, voorspeld door de eerdere berekeningen, voornamelijk te wijten is aan grondtoestandscorrelaties, en niet bv. aan meson-uitwisselingsstromen (MEC).

De QPM berekeningen uitgevoerd voor de M1 sterkte in ^{56}Fe leveren parallel maar eveneens meer gedetailleerde resultaten dan die uit ref. [111]. Voor de berekening van de 1^+ -niveaus werden alle één-phonon toestanden tot 15 MeV inbegrepen in de golf functie. Eigenlijk zijn er maar vier hiervan in beide kernen. Het aantal twee- en drie-phonon configuraties is veel groter. Deze zijn opgebouwd uit phononen van verschillende multipolariteit die koppelen tot 1^+ , op voorwaarde dat zij toegelaten zijn door symmetrie-overwegingen. Alle twee-phonon configuraties beneden 14 MeV en de drie-phonon toestanden die opgebouwd zijn uit collectieve phononen zijn zo opgenomen in de modelruimte. De $B(M1) \uparrow$ -waarden zijn uiteindelijk berekend met een *quenching* factor $g_s^{eff} = 0.8g_s^{free}$.

Deze zijn voorgesteld in deel (c) van figuur 7.7, tezamen met de uitgesmeerde curve (dezelfde smeringsparameter $\Delta = 0.3$ MeV als in vorige sectie werd gebruikt). Behalve voor enkele zwakke transitie bij lage energie is de grootste hoeveelheid sterkte geconcentreerd in de spin-flip resonantie, gecentreerd rond 8.8 MeV, met uitlopers tot respectievelijk 8 en 10 MeV. Dit is duidelijk in tegenstelling tot de vlakke distributie waargenomen in de experimenten. De sterkte, bevat in deze resonantie, bedraagt $9.9 \mu_N^2$, terwijl de totale sterkte tussen 4 en 10 MeV oploopt tot $10.2 \mu_N^2$. Deze waarde is op het eerste zicht in overeenstemming met de schillenmodelberekening van Nakada et al. [111]. Zij gebruikten echter een *quenching* factor van $g_s^{eff} = 0.5 \cdot g_s^{free}$. Niettegenstaande de meer realistische *quenching* factor in de QPM berekeningen, ligt de berekende sterkte toch nog altijd een stuk te hoog.

Blijkbaar is er voor ^{56}Fe niet alleen een discrepantie tussen de experimentele gegevens en de theoretische resultaten wat betreft de vorm van de M1 distributie, maar ook wat betreft de hoeveelheid sterkte hierin begrepen.

Het is mogelijk dat de fragmentatie van de sterkte heel wat onderschat is, zodat een redistributie van transities de vlakkere verdeling kan veroorzaken en de sterkte verminderen. Bij de NRF studie op de Sn-isotopen [53, 91] werd immers duidelijk dat de afwezigheid van $M1$ sterkte in de metingen te wijten was aan de sterke fragmentatie. Hierdoor vielen heel wat transities onder de detectielimiet. Omdat we in dit proefschrift veel lichtere kernen bestuderen, kunnen we verwachten dat de fragmentatie minder sterk zal zijn, en dat het grootste gedeelte van de $M1$ sterkte toegankelijk moet zijn. Het is waarschijnlijker dat het QPM de grondtoestandscorrelaties niet volledig genoeg behandelt. Het is eveneens mogelijk dat de deformatie van ⁵⁶Fe, niet opgenomen in de QPM berekeningen, een invloed heeft zodanig dat de resonantie uitgesmeerd wordt tot de waargenomen vlakke distributie.

In ⁵⁸Ni werd de spin-flip resonantie wel waargenomen rond 8.6 MeV. De sterkte werd reeds vermeld in tabel 7.5. De QPM berekeningen, voorgesteld in figuur 7.8(c), reproduceren de resonantie als een dubbele structuur, voornamelijk gevormd door twee sterke excitaties bij 8.5 en 9.6 MeV. Voor een volledige overeenkomst is de fragmentatie eerder onderschat. De sterkte in deze dubbele resonantie, $11 \mu_N^2$, overstijgt echter de experimenteel waargenomen sterkte vele malen, net zoals bij ⁵⁶Fe het geval was.

De berekeningen voorspellen ook een kleinere resonantie ($1.3 \mu_N^2$) gecentreerd rond 6.8 MeV. Waarschijnlijk kunnen de waargenomen transities rond 7.5 MeV hiermee overeenkomen. De geobserveerde sterkte varieert van 0.65 tot $1.24 \mu_N^2$ (zie ook tabel 7.5), en is aldus in goede overeenstemming met de berekende waarde, zeker als we meer fragmentatie en een kleine verschuiving in acht nemen.

Als besluit kunnen we dus stellen dat voor beide kernen de berekende spin-flip sterkte fel overschat is. Dit is heel waarschijnlijk een gevolg van het te weinig in rekening brengen van grondtoestandscorrelaties. De resonantie is duidelijk in ⁵⁸Ni, en wordt qua vorm goed gereproduceerd door het QPM. In ⁵⁶Fe treedt blijkbaar een effect op dat de spin-flip sterkte vermindert en uitsmeert tussen 7 en 10 MeV.

7.2.2 De spin-flip in andere experimenten

Om te bestuderen welke effecten een reductie van de spin-flip sterkte ('*quenching*') in NRF metingen teweeg kunnen brengen, is het interessant om te

Tabel 7.6: Vergelijking van de NRF *M1* sterkte in ^{58}Ni met die uit (e, e') experimenten [70].

^{58}Ni	$B(M1) \uparrow (\mu_N^2)$			
	NRF		(e, e')	$(e, e')^*$
Energiegebied	ondergrens	bovengrens		
8 - 10 MeV	2.01 ± 0.07	4.57 ± 0.11	6.62 ± 0.33	3.24 ± 0.14
7 - 8 MeV	0.65 ± 0.02	1.24 ± 0.06	1.47 ± 0.11	1.47 ± 0.11

* Zonder de vijf transities hieronder besproken.

vergelijken met de studies waarbij gebruik gemaakt werd van andere probes. Speciaal zijn we geïnteresseerd in experimenten met elektronen en protonen als probe. Hierbij wordt de rechtstreekse excitatie van 1^+ -niveaus bestudeerd, en niet de desexcitatie zoals in NRF. Een eventueel effect van vertakking, die in NRF de waargenomen sterkte doet verminderen, kan zo bestudeerd worden. Bij protonenverstrooiing heeft de slechtere resolutie bovendien het voordeel dat alle sterkte in een bepaald energie-interval geobserveerd wordt, ongeacht eventuele fragmentatie. Hierbij moet echter wel steeds rekening gehouden worden met de modelafhankelijkheid van de resultaten uit deze experimenten.

Zo'n tien jaar geleden werden elektronenverstrooiingsexperimenten gedaan aan de Darmstadt DALINAC, om de *M1*-sterkte-distributie in ^{58}Ni tussen 6 en 15 MeV in kaart te brengen [70]. In het energiegebied dat overlapt met dit, bestudeerd in dit proefschrift, vinden we een relatief gelijkaardig gedrag van de *M1* sterkte. Er werd een resonantie gevonden tussen 8 en 9.5 MeV, waarvan de sterkte $6.1 \mu_N^2$ bedraagt. Een kleinere concentratie rond 7.5 MeV werd gevonden met een totale sterkte van $1.5 \mu_N^2$. In de eerste kolommen van tabel 7.6 worden deze waarden vergeleken met de NRF resultaten. Hoewel de vorm van de distributie overeenkomt, liggen de (e, e') -sterktes toch een stuk hoger, en overstijgen zelfs de NRF bovenlimieten (die op zichzelf al fel overschat zijn). Het is daarom aangewezen even gedetailleerder de geobserveerde transities in beide experimenten met elkaar te vergelijken.

Hierbij moet men de verschillende resolutie in gedachten houden. De FWHM van pieken in de (e, e') bedraagt zo'n 30 keV, terwijl dit in NRF 7 keV bij 7 MeV bedraagt. Van de 20 *M1* transities waargenomen in (e, e') , kunnen er 7 door onze metingen bevestigd worden als *M1* transities. Hun sterktes zijn over het algemeen in goede overeenkomst. Uitzonderingen zijn

de transitie bij 7710 keV (NRF sterkte ongeveer half zo groot als die in (e, e')), en die bij 8680 keV (NRF sterkte dubbel zo groot als in (e, e')). Voor de transitie bij 8962 keV, geobserveerd in (e, e') bij 8967 keV, kon de NRF meting geen pariteit bepalen. Indien geanalyseerd als een $M1$ transitie, ligt de sterkte ver onder die gemeten in (e, e') , dus betreft het hier misschien twee verschillende transities. Acht andere transities lijken geen equivalent te hebben in de NRF spectra, alhoewel de (e, e') -sterktes toch boven onze detectielimieten zouden moeten liggen.

Meer opvallend is dat vijf transities (bij 8237, 8514, 8880, 9369 en 9523 keV) uit de (e, e') -experimenten, waaronder de twee sterkste, geïdentificeerd werden als $E1$ transities in de NRF metingen! Indien we deze $M1$ sterktes uit de (e, e') -metingen terugrekenen naar de vervalbreedte Γ_0 , dan komen deze goed overeen met de Γ_0 -waarden uit de NRF metingen. Bijgevolg kan er geen toevallige overlap zijn van een $E1$ en een $M1$ transitie bij praktisch dezelfde energie. Dergelijke overlap zou bovendien de azimuthale asymmetrie reduceren en een pariteitsbepaling verhinderen, wat duidelijk niet het geval is voor deze transities in de NRF meting. Voor de sterkste transitie bij 8237 keV paste de gemeten asymmetrie perfect bij de verwachte waarde voor negatieve pariteit (zie figuur 6.14).

Vermits de verstrooide elektronen in dit experiment werden gemeten onder hoeken van 93 tot 165°, is het mogelijk dat ook $E1$ niveaus worden gemeten. Onze metingen suggereren dat dit het geval is voor bovenvermelde vijf transities. Dit wordt bevestigd door een recent (p, p') experiment op ⁵⁸Ni aan het RCNP in Osaka [112]. Hierbij werden 160 MeV protonen verstrooid aan ⁵⁸Ni, en gemeten bij een verstrooiingshoek van 0°. Deze meting is hierdoor voornamelijk gevoelig specifiek voor $M1$ spin-flip transities. Voorlopige resultaten uit de analyse onthullen dat de sterkste piek in het spectrum voorkomt bij 8.68 MeV. Dit is ook de sterkste $M1$ transitie in onze metingen. De piekhoogtes bij 8.24 en 8.52 MeV zijn slechts half zo hoog. Dit betekent dat de (e, e') resultaten met enige omzichtigheid moeten behandeld worden, en dat de vijf besproken transities waarschijnlijk toch van $E1$ karakter zijn. Dit reduceert dan meteen de totale (e, e') $M1$ sterkte. Wanneer de bewuste transities weggelaten worden, is de overeenkomst tussen NRF en (e, e') een heel stuk beter (zie laatste kolom in tabel 7.6).

De $M1$ sterkte in ⁵⁸Ni wordt ook kwalitatief gereproduceerd door de oudere (p, p') metingen van Djalali et al. [45]. In dit artikel wordt echter geen numerieke waarde gegeven voor de sterkte, zodoende kunnen we enkel kwalitatief

vergelijken. In het spectrum wordt een verhoogde werkzame doorsnede opgemerkt tussen 6.4 en 10.5 MeV, met twee opvallende pieken bij 8.66 en 7.70 MeV. Dit komt overeen met de dubbele resonantie in de NRF waarnemingen. Djalali et al. beschouwden wel de piek bij 8.66 MeV als een mogelijke $E1$ transitie, maar dit blijkt dus niet zo te zijn als we de NRF en (e, e') resultaten ermee vergelijken. Bovendien moet opgemerkt worden dat ook hier de twee verdacht sterke transities uit de (e, e') metingen (8237 en 8516 keV) niet in het spectrum te bespeuren zijn, wat opnieuw pleit voor een $E1$ karakter ervan.

In een experiment met 65 MeV protonen ($\theta = 4$ tot 90°) op ^{58}Ni door Fujiwara et al. [113] werd het karakter van enkele transities bestudeerd. Eén $M1$ transitie, bij 7721 keV komt ook voor in de NRF metingen bij 7709.7 keV. Volgens Fujiwara et al. kan dit niveau een isoscalair ($f_{7/2}^{-1}f_{5/2}$) karakter hebben, alhoewel hun DWBA analyse dit niet zo goed reproduceert. Niettegenstaande vermelden we dit feit hier omdat het mogelijk is dat in ^{56}Fe een soortgelijke transitie optreedt (zie verder).

Ook op ^{56}Fe werden elektronenverstrooiingsexperimenten gedaan in Darmstadt [69], onder verstrooiingshoeken tot 165° . Tussen 5 en 10 MeV werden 18 $M1$ transities gevonden. Slechts één zwakkere transitie, bij 7169 keV, werd in de NRF metingen als $E1$ transitie geobserveerd. Van vier (sterke) transities kon het $M1$ karakter bevestigd worden door onze metingen. Zes verdere transities werden ook met NRF geobserveerd, maar hiervan kon de pariteit niet bepaald worden. De totale sterkte tussen 5 en 10 MeV bedraagt hier zo'n $6 \mu_N^2$. Dit is opnieuw meer dan geobserveerd in de NRF metingen, net als bij ^{58}Ni . Als we de transities zonder pariteitsbepaling in de NRF meting behandelen als $M1$ transities, dan bedraagt de totale $M1$ sterkte in hetzelfde energiegebied iets meer dan $2 \mu_N^2$, nog altijd een factor 3 lager. Als we de individuele sterktes vergelijken, dan zijn die in NRF steeds een factor 2 tot 3 kleiner.

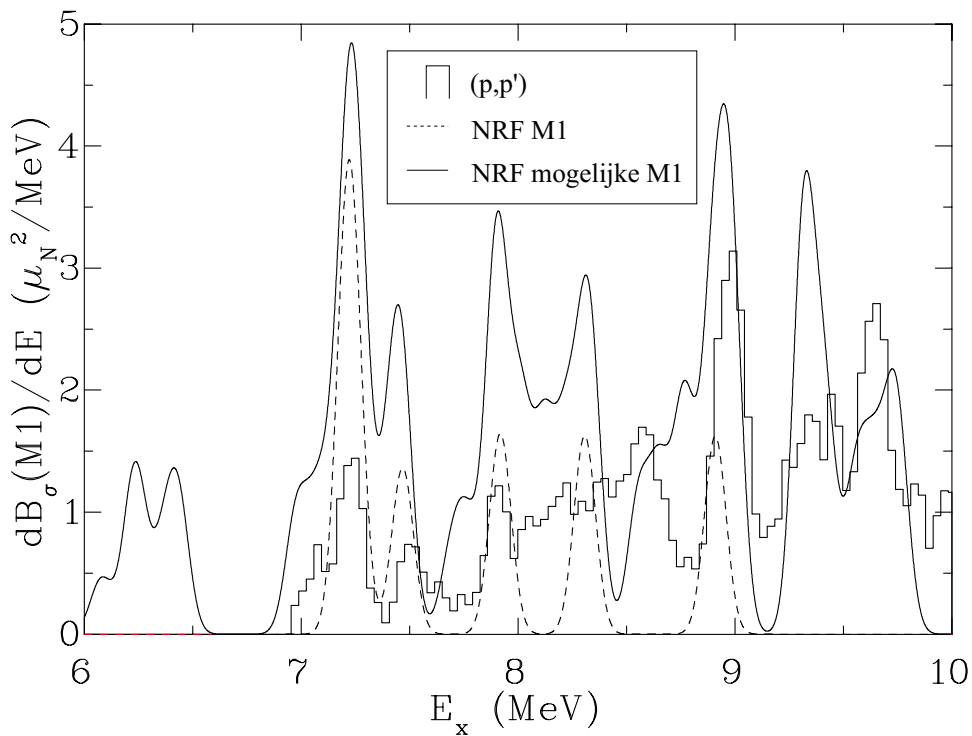
Het is wel zo dat, op de transitie bij 7211 keV na, de $M1$ distributie in beide metingen vlak blijft, en geen echte resonantie vertoont. De transitie bij 7211 keV is de sterkste in beide metingen, hoewel de sterkte in (e, e') dubbel zo groot is als in NRF. Het feit dat in de NRF metingen de individuele sterktes steeds hoger liggen dan bij de experimenten met elektronen, kan liggen aan de modelafhankelijkheid van de analysemethode van deze laatste. Vermits dit echter het geval is voor beide kernen, is het mogelijk dat een fysisch proces aan de basis hiervan ligt. We moeten ook rekening houden

met $M1$ transitie die waargenomen werden in (e, e') maar geen equivalent vertonen in de NRF spectra, hoewel de sterktes boven de detectielimieten zouden moeten liggen. Beide fenomenen kunnen veroorzaakt worden door een sterke vertakking van deze 1^+ -niveaus naar lager gelegen 0^- , 1^- , 2^- niveaus door middel van inelastische $E1$ transitie. Deze zijn immers, in het algemeen, bevoordeeld t.o.v. $M1$ transitie. Dit is niettegenstaande in tegenstelling tot een eenvoudige QPM berekening, waarin het vertakkingsgedrag van 1^+ -niveaus naar intermediaire één- en twee-phononen werd bestudeerd. Daaruit bleek dat de vertakking de $M1$ overgang naar de grondtoestand slechts binnen 1 % kon beïnvloeden. We bespreken dit verder in hoofdstuk 11.

Aan de TRIUMF-opstelling in Canada zijn (p, p') experimenten gebeurd op ⁵⁶Fe waarvan de resultaten echter niet gepubliceerd zijn [114]. Protonen met een energie van 280 MeV werden er verstrooid aan ⁵⁶Fe, en de werkzame doorsnede onder hoeken $\theta = 2.8 - 6.5^\circ$ werd gemeten. Figuur 7.9 toont de voorlopige resultaten voor de $M1$ sterkte ($b(M1, E) \uparrow$, histogram). De $M1$ sterkte lijkt er eveneens redelijk vlak verdeeld tussen 7 en 10 MeV, met een smalle resonantie rond 9 MeV. De absolute sterkte moet wel met omzichtigheid behandeld worden, daar de analyse slechts voorlopig is. Een kleine variatie bv. in de fit van de achtergrond kan deze waarden gevoelig veranderen. Kwalitatief gezien komt de sterktedistributie echter redelijk goed overeen met de NRF- en (e, e') -resultaten.

De NRF resultaten zijn eveneens voorgesteld op de figuur (gestreepte curve = geïdentificeerde $M1$ transitie; volle curve = mogelijke $M1$ transitie), uitgesmeerd met een smeringsparameter van 0.1 MeV, de energieresolutie van de (p, p') meting. Alle transitie kunnen geïdentificeerd worden met een stuk van de (p, p') $M1$ sterkte. Uit de vergelijking met de mogelijke $M1$ transitie (zie eerder) kunnen we besluiten dat in dit energiegebied toch enkele van de zwakkere transitie zonder pariteitsbepaling een $M1$ karakter zullen hebben. Hieruit volgt dat er toch een zekere mate van fragmentatie optreedt, waardoor NRF de volledige $M1$ sterkte niet in kaart kan brengen. Het gebied tussen 7 en 7.5 MeV, waar de overeenkomst tussen beide experimenten niet meer opgaat, wordt verderop besproken.

Als besluit kunnen we stellen dat het niet zo eenvoudig is om deze *in se* verschillende experimenten met elkaar te vergelijken. Kwalitatief toont een vergelijking meestal goede overeenkomsten, maar kwantitatief zijn er wel



Figuur 7.9: Vergelijking van de $M1$ sterktefunctie voor ^{56}Fe met (p, p') resultaten [114]. De geïdentificeerde $M1$ transitie uit de NRF meting zijn weergegeven (gestreepte curve), evenals de mogelijke $M1$ transitie (volle curve). Beide zijn uitgesmeerd met een smeringsparameter van 0.1 MeV. De (p, p') gegevens zijn weergegeven als histogram.

afwijkingen. Ten eerste moet de fragmentatie van de sterkte over meerdere niveaus beschouwd worden, waardoor NRF en (e, e') niet de volledige sterktedistributie in kaart kunnen brengen. Een tweede opmerking is dat de afwijking tussen individuele transities in verschillende experimenten te wijten kan zijn aan een sterke vertakking voor het verval van de 1^+ -niveaus. Hierdoor detecteert NRF een te kleine sterkte. Daarbij moeten we wel rekening houden met de modelafhankelijkheid van elektronen- en protonenverstrooiing, waardoor de identificatie van $M1$ transities verkeerd kan lopen, zoals overtuigend aangetoond in het geval van ⁵⁸Ni.

In ⁵⁸Ni observeren we dus duidelijk de verwachte spin-flip resonantie, hoewel de sterkte erin bevat kan onderschat zijn. In ⁵⁶Fe blijft de conclusie dat de resonantie zich niet duidelijk manifesteert, maar eerder gefragmenteerd is en uitgesmeerd tussen 7 en 10 MeV.

7.2.3 De *scissors* mode in ⁵⁶Fe

Naast de $M1$ sterkte tussen 7 en 10 MeV, die aan spin-flip transities kan toegeschreven worden, vertoont ⁵⁶Fe nog een sterke transitie bij lage energie: 3448.6 keV. Naar deze transitie wordt vaak verwezen als *scissors* mode [21, 64, 111]. In ⁵⁸Ni is er geen aanwijzing voor dergelijke grote $M1$ sterkte in dit energiegebied. De sterkte bedraagt $B(M1) \uparrow = 0.484 \pm 0.032 \mu_N^2$, en is daarmee de sterkste $M1$ transitie in ⁵⁶Fe.

De QPM berekeningen voor ⁵⁶Fe geven eveneens een (eerder zwakke) transitie weer bij 3607 keV. De sterkte hiervan bedraagt $0.10 \mu_N^2$. Volgens het QPM heeft het geassocieerde niveau voornamelijk een twee-phonon karakter. Het zou ontstaan uit de koppeling van het eerste 2^+ -niveau (quadrupoolphonon) en de isovectoriële *mixed-symmetry* (MS) 2^+_{ms} toestand: $|2^+_1 \otimes 2^+_{ms}; 1^+\rangle$. Deze toestand komt voort uit collectieve theoretische modellen zoals het IBM. Het kan beschouwd worden als een quadrupooloscillatie waarbij echter protonen en neutronen uit fase bewegen (zie ook hoofdstuk 2). Gezien het orbitaal en isovectorieel karakter ervan kan deze 1^+ -toestand beschouwd worden als analoog van de echte *scissors* mode die in goed gedeformeerde kernen voorkomt.

Dergelijke twee-phonon toestand werd reeds geobserveerd in NRF experimenten op Te-isotopen [34], en is bevestigd door QPM berekeningen. De analogie met de *scissors* mode werd er eveneens vastgesteld. Ook in ⁹⁴Mo werd zo'n toestand bestudeerd. Het verval ervan naar de voornaamste component van de 2^+_{ms} -toestand kon duidelijk de twee-phonon natuur bevestigen.

Aangezien de twee-phonon structuur een grotendeels orbitaal karakter impliceert, kan de discrepantie tussen de sterktes uit onze NRF meting op ^{56}Fe en uit de QPM voorspelling verklaard worden. In de berekeningen werd immers geen deformatie verondersteld. Het blijkt dat de transitie van deze MS toestand naar een sferische grondtoestand in eerste orde verboden is, maar in hoge mate versterkt wordt door zelfs een kleine deformatie [111].

Een eerste vergelijking met de (p, p') experimenten op ^{56}Fe [69, 114] toont aan dat deze excitatie in ^{56}Fe inderdaad voornamelijk een orbitaal karakter heeft. Omdat de analyse ervan echter nog niet volledig doorgevoerd is kan voorlopig nog geen waarde gegeven worden voor de verhouding orbitaal/spin-flip gehalte.

Volgens Ishkanov et al. [64] toont de gelijkens in de lage-energie-niveauschema's van ^{56}Fe en ^{48}Ti aan dat de collectieve eigenschappen van ^{56}Fe het midden houden tussen harmonische vibraties (zoals voor sferische kernen) en starre rotaties (zoals voor een axiaal gedeformeerde kern). Dit is niet in tegenspraak met de conclusies uit de (α, α') experimenten van Ballester et al. [65] (zie sectie 7.1.3), en er moet dus inderdaad rekening gehouden worden met een zekere axiale deformatie van de grondtoestand van ^{56}Fe . Uit het voorkomen van de *scissors* mode kan, toch bij goed gedeformeerde kernen, de quadrupooldeformatie δ afgeleid worden. RPA berekeningen leveren [115]

$$E_x = 66 \cdot \delta \cdot A^{-1/3} (\text{MeV}) \quad (7.7)$$

$$B(M1) \uparrow = 0.027 \cdot \delta \cdot A^{4/3} \mu_N^2. \quad (7.8)$$

Dit levert een δ op van 0.20 ± 0.00 in het eerste geval, en van 0.085 ± 0.006 in het tweede geval. De discrepantie tussen beide waarden kan te wijten zijn aan fragmentatie of vertakking van deze mode. In beide gevallen wordt dan immers de sterkte, en dus ook de deformatieparameter onderschat. Anderzijds is het mogelijk dat deze afhankelijkheid van de deformatieparameter van de echte *scissors* mode niet mag doorgetrokken worden voor deze MS 1^+ toestand in ^{56}Fe .

In de schillenmodelberekening van Nakada et al. [111] werd het verband tussen deze 1^+ -MS-toestand en zijn overgangsterkte naar de grondtoestand bestudeerd door middel van de zgn. *Hⁿ-cooling*-methode. Er bleek dat de theoretische 1^+ -MS-toestand verdeeld is over twee dichtbij elkaar gelegen schillenmodel-toestanden (1_2^+ en 1_3^+) rond 3.5 MeV. Het orbitaal karakter hiervan werd bevestigd. Voor deze twee toestanden bedraagt de overgangsterkte naar de grondtoestand respectievelijk $B(M1) \uparrow = 0.12$ en $0.30 \mu_N^2$.

De gesommeerde sterkte, $0.42 \mu_N^2$, ligt inderdaad dicht bij de experimentele waarde van $0.494 \mu_N^2$. In het NRF experiment is echter geen aanwijzing voor de twee componenten te vinden.

De experimentele sterkte komt goed overeen met die gemeten in de NRF experimenten uit referenties [21, 64]. In ref. [64] komt de gemeten Γ_0^2/Γ -waarde zeer goed overeen met die uit onze meting. Er werd echter een andere vertakkingsverhouding ($\Gamma_0/\Gamma = 0.50$) gehanteerd zodat de resulterende $B(M1) \uparrow$ -sterkte hoger ligt. Nochtans komt de vertakkingsverhouding uit dit werk ($\Gamma_0/\Gamma = 0.79$, uit zowel de 6.5 MeV- als 10 MeV meting) zeer goed overeen met die uit refs. [21, 101]. In de (e, e') metingen op ⁵⁶Fe [69], vermeld in vorige sectie, werd een sterkte gedetecteerd van $B(M1) \uparrow = 0.70 \pm 0.03 \mu_N^2$. Het kan dus zijn dat er nog meer vertakking, niet detecteerbaar in de NRF metingen, plaatsvindt. Aan de andere kant moeten de (e, e') metingen op ⁵⁶Fe met enige voorzichtigheid behandeld worden wegens de modelafhankelijkheid van de interpretatie ervan.

De QPM berekeningen voor ⁵⁸Ni voorspellen een gelijkaardige 1_{ms}^+ -toestand bij 3500 keV. We kunnen niet met zekerheid een bepaalde experimenteel waargenomen transitie hieraan toewijzen. De beste kandidaat lijkt de dipooltransitie bij 3593.9 keV, die ook door Metzger et al. werd waargenomen [67], en zodoende praktisch zeker met een $J = 1$ niveau overeenkomt. Helaas is geen pariteit bekend. Indien geanalyseerd als een $M1$ transitie bedraagt de sterkte $B(M1) \uparrow = 0.04 \mu_N^2$. Het QPM voorspelt ongeveer het dubbele ($0.09 \mu_N^2$). Gezien de sferische grondtoestand van ⁵⁸Ni is het natuurlijk logisch dat deze sterkte miniem is.

7.2.4 De 7211 keV transitie in ⁵⁶Fe

Wanneer we terug figuur 7.9 bekijken, dan valt op dat er een grote afwijking is tussen de NRF- en (p, p') -resultaten in het energiegebied 7-7.5 MeV. Dit is bijna volledig te wijten aan één transitie bij 7211 keV, die in NRF duidelijk werd geïdentificeerd als een $M1$ transitie. De sterkte bedraagt $B(M1) \uparrow = 0.425 \pm 0.026 \mu_N^2$, en is daarmee de sterkste $M1$ transitie naast de *scissors* mode. Ook in de elektronenverstrooiingsexperimenten op ⁵⁶Fe [69] werd deze transitie gedetecteerd. De sterkte bedroeg hier zelfs $B(M1) \uparrow = 0.91 \pm 0.04 \mu_N^2$.

Om de oorzaak hiervan te achterhalen is het belangrijk de specifieke selectiviteiten van de gebruikte probes op een rij te zetten.

- Reële fotonen exciteren praktisch uitsluitend dipooltoestanden zonder verdere selectiviteit, in het gebonden energiegebied.
- Achterwaartse verstrooiing van elektronen selecteert voornamelijk magnetische overgangen. Bij elektronenergieën beneden 50 MeV worden vooral *M1* excitaties geïnduceerd. Bovendien worden orbitale modes sterk geëxciteerd.
- Verstrooiing van protonen met een energie tussen 200 en 400 MeV selecteert voornamelijk isovectoriële overgangen met een spin-karakter. Orbitale en isoscalaire excitaties worden sterk onderdrukt.

De twee voor de hand liggende verklaringen waarom juist de transitie bij 7211 keV zo zwak lijkt in de (p, p') metingen zijn dus ofwel een voornamelijk orbitaal, ofwel een isoscalair karakter voor deze excitatie. De QPM berekeningen voor ^{56}Fe kunnen hierover geen uitsluitsel geven.

In deze optiek is het belangrijk de *M1* transities in ^{58}Ni even opnieuw te bekijken. In sectie 7.2.2 hebben we reeds aangehaald dat de *M1* transitie bij 7709 keV mogelijk een isoscalair $(f_{7/2}^{-1}f_{5/2})$ karakter heeft [113]. De sterkte gemeten in de (e, e') experimenten op ^{58}Ni [70] ($0.74 \mu_N^2$) bedraagt het dubbel van de transitie bij 8.66 MeV. In de (p, p') spectra [45] blijkt de werkzame doorsnede rond 7.7 MeV slechts de helft te bedragen van die rond 8.6 MeV (het artikel vermeldt geen $B(M1)$ \uparrow -waarden). Blijkbaar treedt hetzelfde effect op als in ^{56}Fe , en wordt de 7709 keV transitie onderdrukt in de (p, p') experimenten.

Mogelijk is deze transitie bij 7709 keV in ^{58}Ni verwant met de transitie bij 7211 keV in ^{56}Fe , en betreft het in beide gevallen een isoscalaire $(f_{7/2}^{-1}f_{5/2})$ configuratie. Beide transities vertonen bovendien een gelijkaardige sterkte in de NRF experimenten ($0.34 - 0.43 \mu_N^2$) en in de (e, e') experimenten ($0.74 - 0.91 \mu_N^2$).

Om het karakter van deze transities ondubbelzinnig vast te leggen, zijn meer experimenten nodig. Verstrooiing van deuteronen bv. kan het isoscalair gedeelte van de *M1* respons vastleggen.

Hoofdstuk 8

De experimenten op ^{92}Mo

8.1 Gegevens van de meetomstandigheden

8.1.1 Keuze van de eindpuntenergie

Aangezien de neutronendrempel voor ^{92}Mo opnieuw hoog ligt, 12.7 MeV, kiezen we in eerste instantie weer voor een meting met ongepolariseerde fotonen tot 10 MeV. Op deze manier kunnen we de dipolexcitaties tot 10 MeV bestuderen; dit gebied is namelijk nog praktisch niet bestudeerd. Zoals in vorige hoofdstukken vermeld, kunnen we beneden 6 MeV voedingseffecten en contaminatie vanwege inelastische lijnen gaan verwachten. We zouden dus kunnen opteren voor een tweede (γ, γ') -meting met een eindpuntenergie van 6.5 MeV, zoals het geval bij ^{56}Fe en ^{58}Ni . We kozen echter voor een meting met $E_{\gamma, \text{max}} = 8$ MeV.

In NRF metingen op $Z = 50$ Sn-isotopen [53, 91] werd namelijk vastgesteld dat de pygmee resonantie gesitueerd werd tussen 6 en 7 MeV. Uit de 10 MeV metingen op de $N = 50$ -kern ^{92}Mo bleek dit eveneens het geval. Om deze goed te kunnen bestuderen, werd daarom in tweede instantie geopteerd voor een meting met een eindpuntenergie van 8 MeV. Beneden 7 MeV wordt de fotonflux groot genoeg om transitie nauwkeurig te detecteren. Bovendien blijft de achtergrond tussen 5 en 8 MeV betrekkelijk laag, wat de sensitiviteit ten goede komt. Aangezien de eerste 2^+ -toestand in ^{92}Mo bij 1509 keV [116] voorkomt, kunnen de eerste inelastische transitie maar voorkomen beneden 6.5 MeV. Omdat de fotonflux tussen 7.5 en 8 MeV laag is, zullen eventuele inelastische lijnen zich maar manifesteren in het spectrum beneden 6 MeV. Op deze manier kunnen we dus de pygmee resonantie zuiver en volledig bestuderen.

We moeten hierbij wel in gedachten houden dat beneden zo'n 4 MeV de sterktes van transities kunnen afwijken van de werkelijke waarde door voedingseffecten. Metzger et al. [73] verrichtten echter een NRF meting op ^{92}Mo met een eindpuntenergie van 5.1 MeV, en het lage-energie-gedeelte van het niveauschema van ^{92}Mo kan bijgevolg als redelijk gekend verondersteld worden.

In wat volgt gaan we opnieuw de resultaten uit beide metingen combineren. Beneden 7.8 MeV (om rekening te houden met de lage fotonflux nabij de eindpuntenergie) zijn alle resultaten uit de 8 MeV meting afkomstig, tenzij anders vermeld. Een vergelijking tussen beide metingen kan opnieuw informatie verstrekken over voeding en inelastische transities.

Vóór de meting met gepolariseerde remstraling kozen we weer voor een eindpuntenergie van 12 MeV. In tegenstelling tot ^{56}Fe en ^{58}Ni kon de pariteit van enkele transities tussen 4 en 6 MeV bepaald worden, zij het tentatief. Dit is voornamelijk het gevolg van het gebruik van een stabilisatiesysteem voor de versterkers. Bij de langdurige $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen is dit namelijk uiterst belangrijk. In de volgende secties zullen we zien dat, in vergelijking met ^{56}Fe en ^{58}Ni , de pariteiten van veel meer transities konden bepaald worden.

8.1.2 De trefplaten

Aangezien de natuurlijke abundantie van ^{92}Mo slechts 14.8 % bedraagt, is het nodig sterk aangerijkte monsters te gebruiken. Deze werden ons opnieuw ter beschikking gesteld door het Kurchatov instituut in Moskou. Het materiaal (zowel voor de (γ, γ') - als $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen) bestond uit metallisch poeder, waarbij de aanrijningsgraad aan ^{92}Mo 92.20 % bedroeg. Dit werd verpakt in een dunne cilindervormige polyethyleenfolie met een diameter van ongeveer 2 cm. Van de overige isotopen (aanrijking max. 2 % voor ^{98}Mo) werd geen spoor gevonden in de spectra.

Tabel 8.1 geeft de gebruikte hoeveelheden weer in de drie experimenten. Ook de hoeveelheid boorzuur is aangegeven.

Tabel 8.1: Gegevens over de trefplaten bij de experimenten op ^{92}Mo .

kern	reactie	$E_{\gamma, max}$	gewicht NRF trefplaatjes	gewicht H_3BO_3
^{92}Mo	(γ, γ')	10 MeV	1.12 g ^{92}Mo (92.2 %)	3.04 g
	(γ, γ')	8 MeV	1.57 g ^{92}Mo (92.2 %)	4.17 g
	$(\vec{\gamma}, \gamma')$	12 MeV	4.89 g ^{92}Mo (92.2 %)	5.81 g

De verpakte monsters werden aan weerszijden omgeven met ongeveer even grote hoeveelheden kalibratiemateriaal (geperst H_3BO_3 -poeder). Deze symmetrische schikking voorkomt een correctie voor atomaire zelfabsorptie. Voor de meting bij 8 MeV werd nog een extra meting gedaan op H_3BO_3 , om het voedingsgedrag te kennen bij deze eindpuntenergie. Er bleek dat enkel de lijn bij 2124 keV in rekening moest gebracht worden. Details hierover zijn aanwezig in bijlage B.

In tabel 8.1 kan men zien dat, in tegenstelling to ^{56}Fe en ^{58}Ni , ook kalibratiemateriaal gebruikt werd voor de meting met gepolariseerde fotonen. Dit kalibratiemateriaal werd enkel gebruikt voor de optelling van de afzonderlijke deelspectra (zie hoofdstuk 5). Het is immers zo dat het hoge-energie-gedeelte van het niveauschema van ^{92}Mo helemaal niet gekend is. Uit de (γ, γ') -metingen bleek bovendien dat, hoewel de niveaudensiteit betrekkelijk hoog is, weinig echt zuivere sterke lijnen aanwezig zijn in het spectrum. Bij deelmetingen met een korte tijdsduur levert het spectrum dus weinig referentielijnen. De toevoeging van H_3BO_3 zorgt ervoor dat tenminste enkele duidelijke lijnen met goed gekende energie over heel het energiegebied beschikbaar zijn. Relatief gezien gebruikten we minder H_3BO_3 dan bij de (γ, γ') -metingen. We moeten immers het kalibratiemateriaal niet gebruiken voor de bepaling van sterktes, en dus is de statistische nauwkeurigheid op de oppervlakte van de H_3BO_3 -lijnen van veel minder belang.

8.1.3 Opstelling en meting

Tabel 8.2 geeft de gegevens weer van de gebruikte opstelling voor de metingen op ^{92}Mo . Efficiënties ϵ relatief t.o.v. een $3'' \times 3''$ NaI-kristal zijn weergegeven, evenals de diktes van de loodabsorbers voor elke detector. Zoals in hoofdstuk 6 werden de diktes van de loodabsorbers gekozen zodat de

Tabel 8.2: Specificaties voor de detectoropstelling bij de metingen op ^{92}Mo . Relatieve efficiënties ϵ en diktes D van de loodabsorbers zijn weergegeven per detector.

	G1		G2		G3		G4	
	ϵ (%)	D (cm)	ϵ (%)	D (cm)	ϵ (%)	D (cm)	ϵ (%)	D (cm)
$^{92}\text{Mo} (\gamma, \gamma')$	40	2.5	40	2.5	70	4.5	70	4.5
$^{92}\text{Mo} (\vec{\gamma}, \gamma')$	40	2.5	40	2.5	70	3.5	70	3.5

Tabel 8.3: Elektronenstroom (I_e), repetitiefrequentie, meetduur per detector en gemiddelde telkadans bij de verschillende experimenten. Voor de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ experimenten is ook de gemiddelde polarisatiegraad aangegeven.

	^{92}Mo		
	(γ, γ') 10 MeV	(γ, γ') 8 MeV	$(\vec{\gamma}, \gamma')$ 12 MeV
I_e (μA)	17	15	240
rep. freq. (Hz)	4000	3000	4000
duur (h)	260	430	710
telkadans (s^{-1})	400	220	420
P_γ (%)	15.31 ± 0.07		

telkadans in elke detector ongeveer gelijk is.

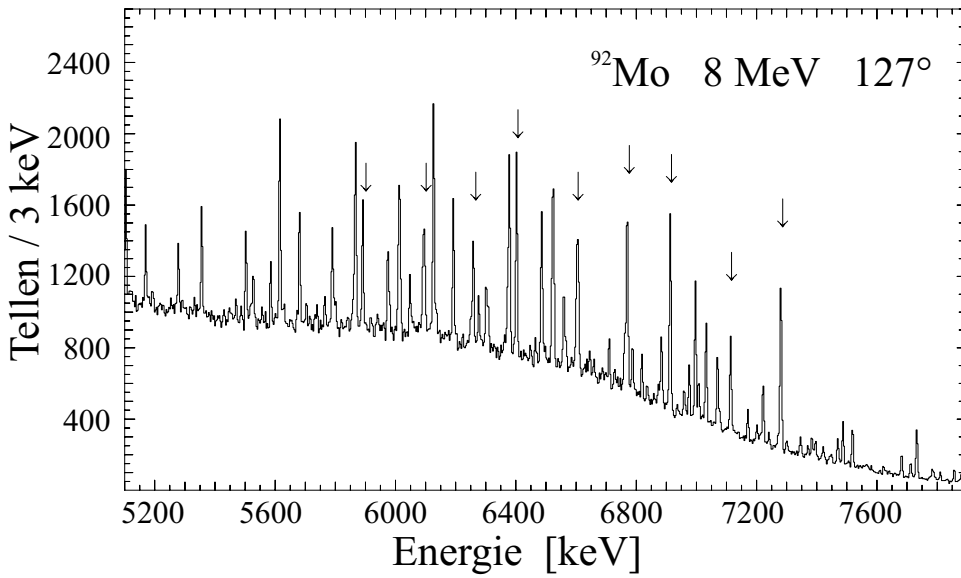
Tabel 8.3 geeft de gebruikte elektronenstroom en repetitiefrequentie weer voor de verschillende metingen. De meettijd per detector en gemiddelde telkadans (uitgemiddeld over de vier detectoren) is ook weergegeven. Voor de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen is ook de gemiddelde polarisatiegraad aangegeven.

8.2 De spectra

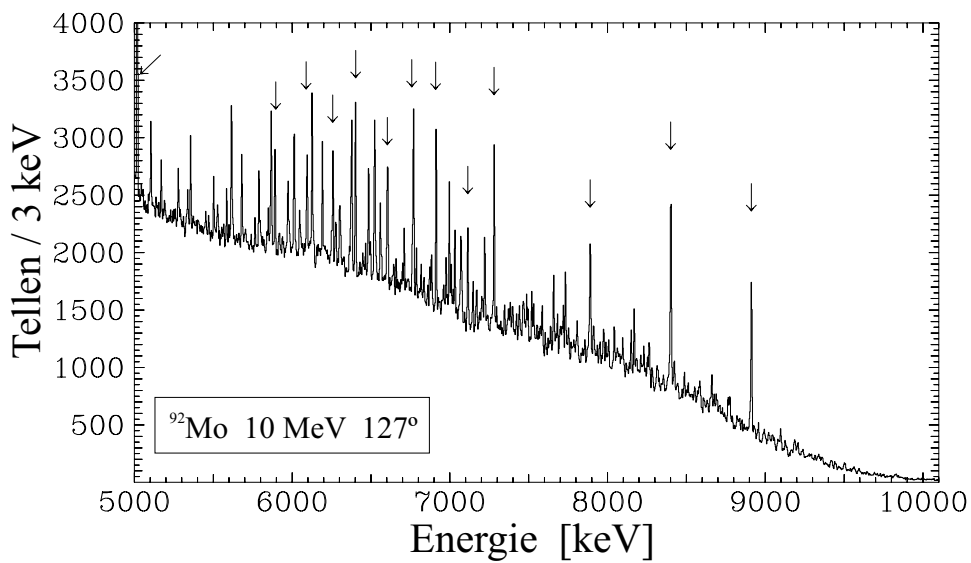
Figuur 8.1 geeft het finale spectrum weer van de 8 MeV meting op ^{92}Mo , genomen onder 127° . Het gebied tussen 5 en 8 MeV is voorgesteld. De aanwezige kalibratielijnen van de H_3BO_3 -standaard, met hun *escape*-lijnen, zijn aangeduid met pijltjes. De kwaliteit van het spectrum is duidelijk zichtbaar, niettegenstaande de grote hoeveelheid pieken.

Het spectrum van de 10 MeV meting op ^{92}Mo in het energiegebied van 5 tot 10 MeV, ook voor $\theta = 127^\circ$, is ter vergelijking weergegeven in figuur 8.2. Men kan weer de verbetering van het spectrum bij het gebruik van de lagere eindpuntenergie waarnemen in het overlappende energiegebied.

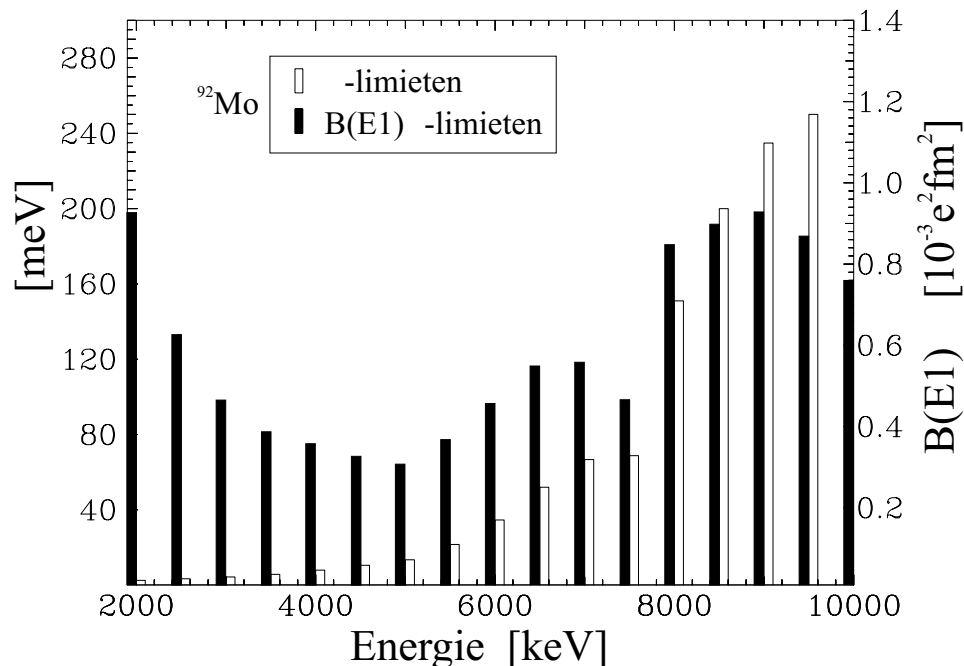
Uit de bekomen spectra kunnen we de detectielimieten voor beide experimenten afleiden. Dit gebeurt op dezelfde manier als besproken voor ^{56}Fe en ^{58}Ni (zie hoofdstuk 6). Figuur 8.3 geeft deze limieten weer. Op de linkschaal is de limiet voor Γ_0^2/Γ (open balken) voorgesteld, op de rechterschaal die voor $B(E1) \uparrow$ (gevulde balken). Tot en met 7.5 MeV werden de waarden gebruikt die berekend werden uit de 8 MeV spectra, erboven gebruiken we



Figuur 8.1: Het $\theta=127^\circ$ -spectrum uit de 8 MeV metingen op ^{92}Mo tussen 5 en 8 MeV. De kalibratielijnen zijn aangegeven met pijlen.



Figuur 8.2: Het $\theta=127^\circ$ -spectrum uit de 10 MeV metingen op ^{92}Mo tussen 5 en 10 MeV. De kalibratielijnen zijn aangegeven met pijlen.



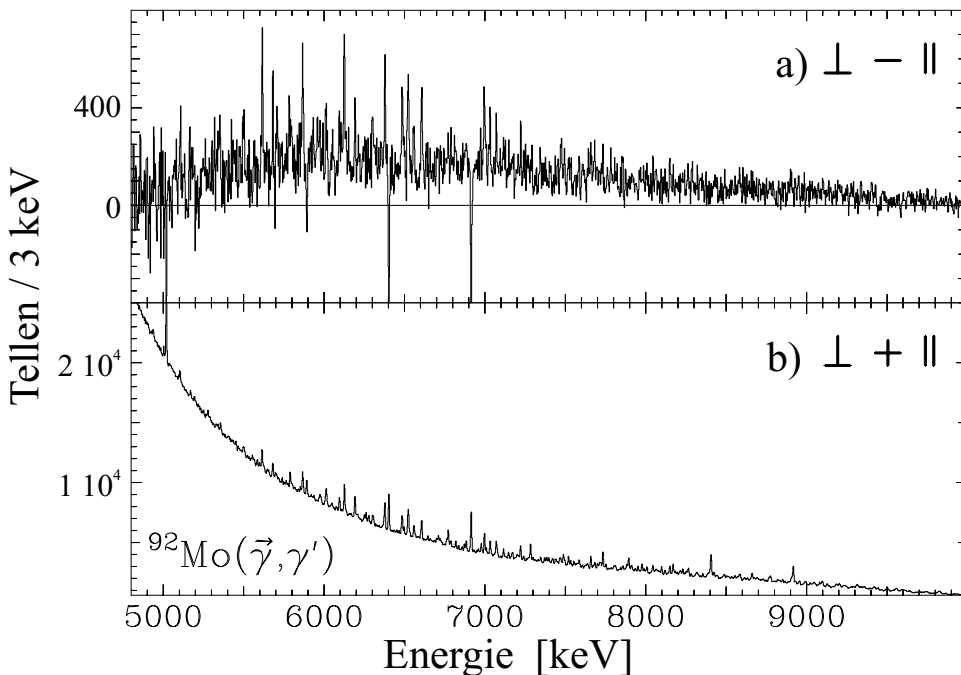
Figuur 8.3: Detectielimieten voor de metingen op ^{92}Mo . Tot en met 7.5 MeV zijn de limieten afkomstig van de 8 MeV spectra, vanaf 8 MeV uit de 10 MeV spectra.

deze uit de 10 MeV meting. De plotse toename van de limieten bij 8 MeV is goed te zien. Deze detectielimieten kunnen goed vergeleken worden met deze voor ^{56}Fe en ^{58}Ni . Opnieuw blijft de detectielimiet voor $B(E1) \uparrow$ in het gehele energiegebied onder $1 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$.

De spectra uit de metingen met gepolariseerde fotonen, tussen 4.8 en 10 MeV, zijn voorgesteld in figuur 8.4 op de volgende manier. In deel b) is de som gemaakt van de spectra loodrecht (\perp) en parallel (\parallel) met het polarisatievlak. We zien dat de achtergrond zeer snel stijgt beneden 6 MeV, een gevolg van de hoge eindpuntenergie. De kwaliteit van dit spectrum is beduidend minder dan bij de spectra van de (γ, γ') -metingen.

In deel a) hebben we echter het verschil van beide spectra gemaakt ($\perp - \parallel$). Veelbetekenend is de ligging van dit verschilspectrum: Tussen 5 en 9 MeV ligt dit duidelijk boven de nulwaarde. Dit betekent twee dingen:

- De meeste transities waargenomen tussen 6 en 9 MeV zullen negatieve pariteit hebben (verstrooiing preferentieel loodrecht op het polarisa-



Figuur 8.4: Het spectrum van de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen op ^{92}Mo tussen 4.8 en 10 MeV. In deel b) zijn de spectra loodrecht op (\perp) en parallel met (\parallel) het polarisatievlak opgeteld. Deel a) geeft het verschil spectrum weer.

tievlak). De positieve waarde van het gedeelte van dit spectrum tussen 5 en 6 MeV zal voornamelijk te wijten zijn aan *escape*-lijnen van deze transitie. We kunnen veronderstellen dat de meeste overgangen dipolair zijn, dus verwachten we heel wat $E1$ sterkte. De drie duidelijke negatieve pieken zijn afkomstig van ^{16}O ($E2$).

- Vermits boven 5.5 MeV het spectrum volledig boven nul ligt, kan men vermoeden dat ook heel wat $E1$ sterkte in de achtergrond zal verborgen zijn. Dit impliceert meteen ook een sterke fragmentatie van de $E1$ sterkte.

8.3 Resultaten voor ^{92}Mo

8.3.1 Overzicht van de resultaten

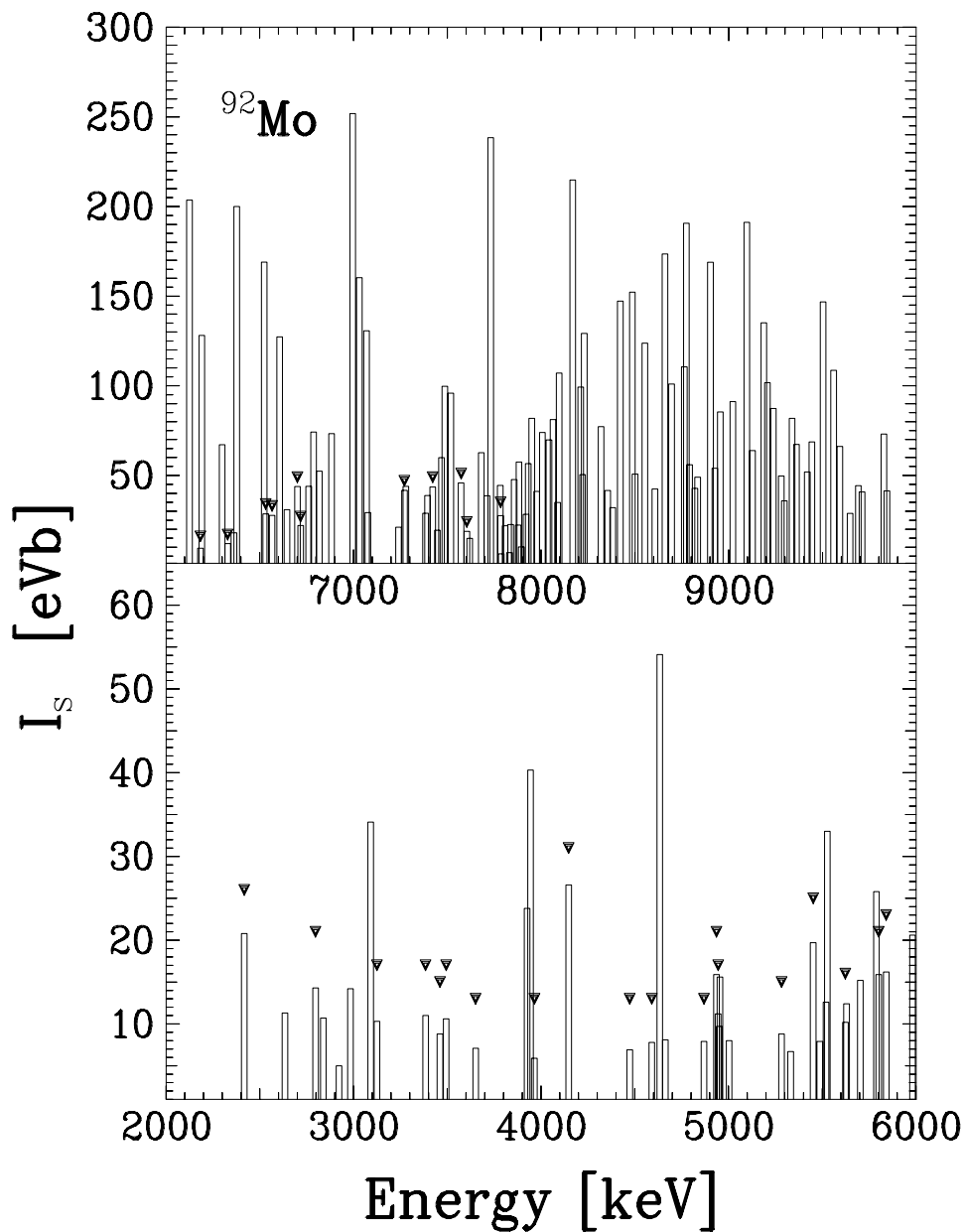
In totaal werden 145 transitie waargenomen in ^{92}Mo . Dit is meer dan het dubbel van de kernen in de fp-schil. De vier laagst gelegen transitie (zie

verder) zijn gekend als inelastische overgangen [116]. Verder zijn slechts vier transities waargenomen, waarbij een gekend niveau naar de grondtoestand vervalt [73]. Beneden 8 MeV werden 60 transities geobserveerd, waarvan 11 exclusief, in de 8 MeV meting. De 10 MeV meting leverde in hetzelfde energiegebied 33 extra transities op in vergelijking met de 8 MeV meting, en dit onderstreept duidelijk het belang van voeding (of vertakking) bij het gebruik van hoge eindpuntenergieën. De detectielimieten liggen namelijk lager in de de 8 MeV meting.

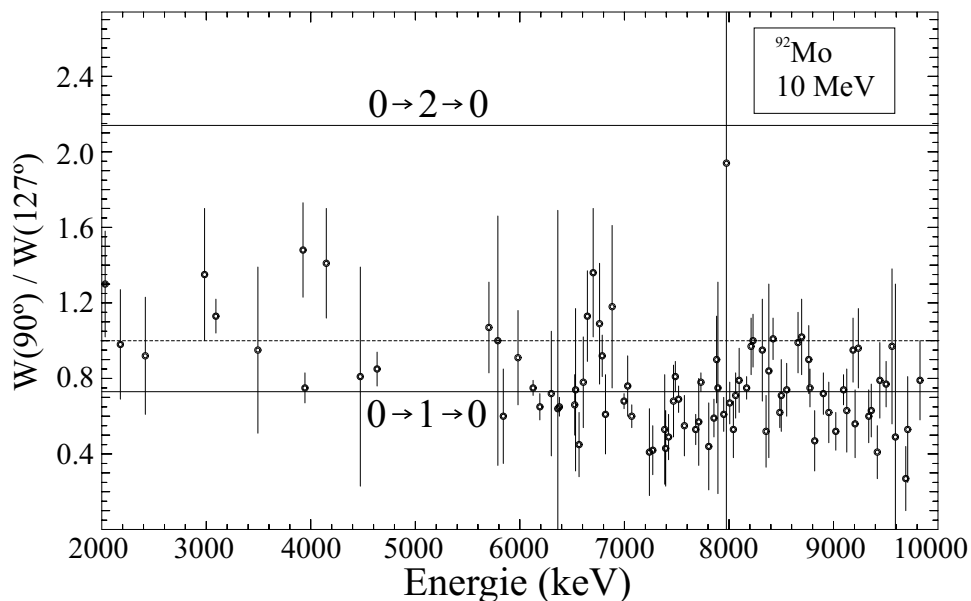
De geïntegreerde werkzame doorsnedes I_s van deze transities zijn voorgesteld in figuur 8.5. Voor het lage-energie-gebied is de schaal uitvergroot wegens de kleinere intensiteiten. Transities die enkel in de 10 MeV meting waargenomen werden kunnen onderhevig zijn aan voeding of een inelastisch karakter hebben en zijn daarom aangeduid met pijltjes. Beneden 5 MeV zijn drie sterke transities aanwezig. De twee bij 4633 en 3944 keV zullen later besproken worden als mogelijke kandidaten voor een $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -toestand in ^{92}Mo . Twee sterke transities, bij 3092 en 3926 keV, zijn reeds bekend als $E2$ grondtoestandsovergangen [116]. Voor de rest zijn de meeste transities in dit energiegebied betrekkelijk zwak, zeker als we vergelijken met de intensiteiten in ^{58}Ni . Vermits dit energiegebied reeds bestudeerd is in ref. [73] door Metzger, en weinig van de geobserveerde overgangen gekend zijn, kunnen we veronderstellen dat de meeste van deze transities een inelastische oorsprong hebben, ofwel afkomstig zijn van het verval van niveaus die zeer sterk gevoed worden.

In het gebied boven 6 MeV zijn niet echt zeer sterke transities geobserveerd, zoals wel het geval was in de fp-schil. De meeste intensiteiten liggen tussen 50 en 150 eVb. Dit duidt meteen al op een sterkere fragmentatie van de sterkte in deze kern. Ook het grote aantal wijst in deze richting.

Figuur 8.6 geeft de gemeten hoekverhoudingen $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ weer van de geobserveerde transities in de 10 MeV meting. Boven 5 MeV zijn blijkbaar de meeste transities dipolair van karakter. In dit energiegebied verwachten we weinig voeding, en dus kunnen we de waarde voor isotrope verstrooiing (1) buiten beschouwing laten, tenzij het inelastische transities betreft. Multipolariteiten kunnen bepaald worden tot bijna aan de eindpuntenergie. Beneden 5 MeV zien we dat de hoekverhouding onduidelijker wordt. Enkel voor enkele sterke overgangen is de multipolariteit ondubbelzinnig. We moeten wel vermelden dat sommige transities enkel zichtbaar waren in het 90° -spectrum. Na controle van de detectielimieten



Figuur 8.5: De gemeten intensiteiten I_s in ^{92}Mo . De resultaten van de 8- en 10 MeV metingen zijn gecombineerd. Transitie beneden 8 MeV, aangeduid met pijltjes, werden enkel in de 10 MeV spectra waargenomen, en kunnen sterk gevoed worden of inelastisch karakter hebben.



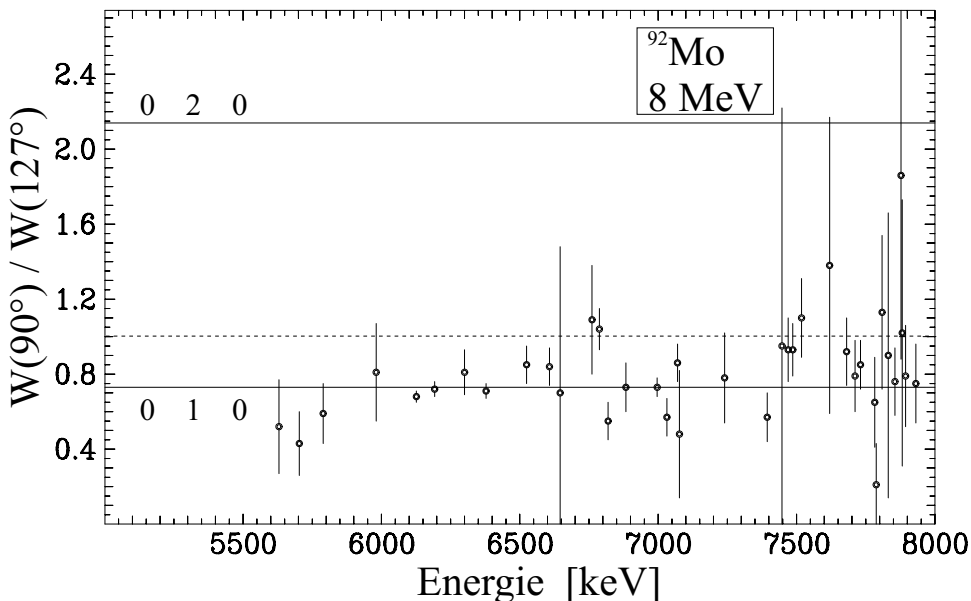
Figuur 8.6: De gemeten hoekverhoudingen uit de 10 MeV meting op ^{92}Mo tussen 2 en 10 MeV. De verwachte waarden voor dipool- en quadrupooltransities (volle lijnen) en voor een isotrope verstrooiing (stippellijn) zijn aangeduid.

bleek dat, moesten zij dipolair zijn, ze ook aanwezig zouden moeten zijn in het 127° spectrum. Bijgevolg kennen we aan deze transities een tentatief quadrupoolkarakter toe.

In figuur 8.7 worden de hoekverhoudingen van de transities uit de 8 MeV meting weergegeven in het gebied tussen 5 en 8 MeV. Dit is juist het gebied waar de pygmeeresonantie optreedt. Men kan uit de figuur opmaken dat in dit energiegebied bijna alle transities dipoolovergangen zijn. Slechts enkele transities nabij de eindpuntenergie vertonen een dubbelzinnig gedrag.

Als we het overlappende energiegebied in beide figuren bekijken dan is er vooral een verbetering merkbaar voor de transities tussen 6.5 en 7 MeV. In de 10 MeV meting kan de multipolariteit er voor de meeste transities slechts tentatief bepaald worden. De 8 MeV meting levert er echter beter gedefinieerde waarden.

Door de grote hoeveelheid transities is het onbegonnen werk een gedetailleerde vergelijking te geven tussen de hoekverhoudingen in beide metingen.



Figuur 8.7: De gemeten hoekverhoudingen uit de 8 MeV meting op ^{92}Mo tussen 5 en 8 MeV. De verwachte waarden voor dipool- en quadropooltransities (volle lijnen) en voor een isotrope verstrooiing (stippellijn) zijn aangeduid.

Bovendien is het grootste deel van de laagenergetische transities slechts exclusief in één van de metingen terug te vinden. Het volstaat te vermelden dat, voor praktisch alle gemeenschappelijke transities beneden 8 MeV, de 8 MeV meting de multipolariteit zeker kon vastleggen i.p.v. tentatief of helemaal niet in de 10 MeV meting.

Door combinatie van de beide metingen kon de multipolariteit van niet minder dan 132 transities bepaald worden. Hiervan bleken 74 overgangen een definitief dipoolkarakter te hebben. Van nog eens 45 kon het dipoolkarakter tentatief vastgelegd worden. Er werden ook 12 tentatieve quadropoolovergangen gevonden waarvan geen enkele reeds bekend was. Voor één transitie kon het quadropoolkarakter met zekerheid vastgelegd worden.

Van de vier niveaus die reeds geobserveerd werden [73, 116] kon van slechts twee de spin ($J = 1$) geverifieerd worden. De spin van de twee overige niveaus (beide $J = 2$) kon niet bepaald worden in onze metingen. De vier laagst gelegen transities die bekend staan als inelastische overgangen hebben een gemengde multipolariteit ($E2, M1$). Van twee kon in dit werk een multipolariteit bepaald worden (die uiteraard niet in tegenspraak is met

de gemengde multipolariteit).

Uit de intensiteiten en multipolariteiten kunnen weer de vervalbreedte-verhoudingen Γ_0^2/Γ berekend worden. Voor de transities zonder multipolariteitstoekenning veronderstellen we $J = 1$ als de excitatie-energie boven 4 of 6 MeV ligt, respectievelijk voor de 8 en 10 MeV meting. Voor transities beneden 4 MeV onder de eindpuntenergie van de meting waarin de transitie geobserveerd werd, veronderstellen we een isotrope hoekdistributie, en $J = 1$. Figuur 8.8 geeft de resultaten weer (gevulde balken).

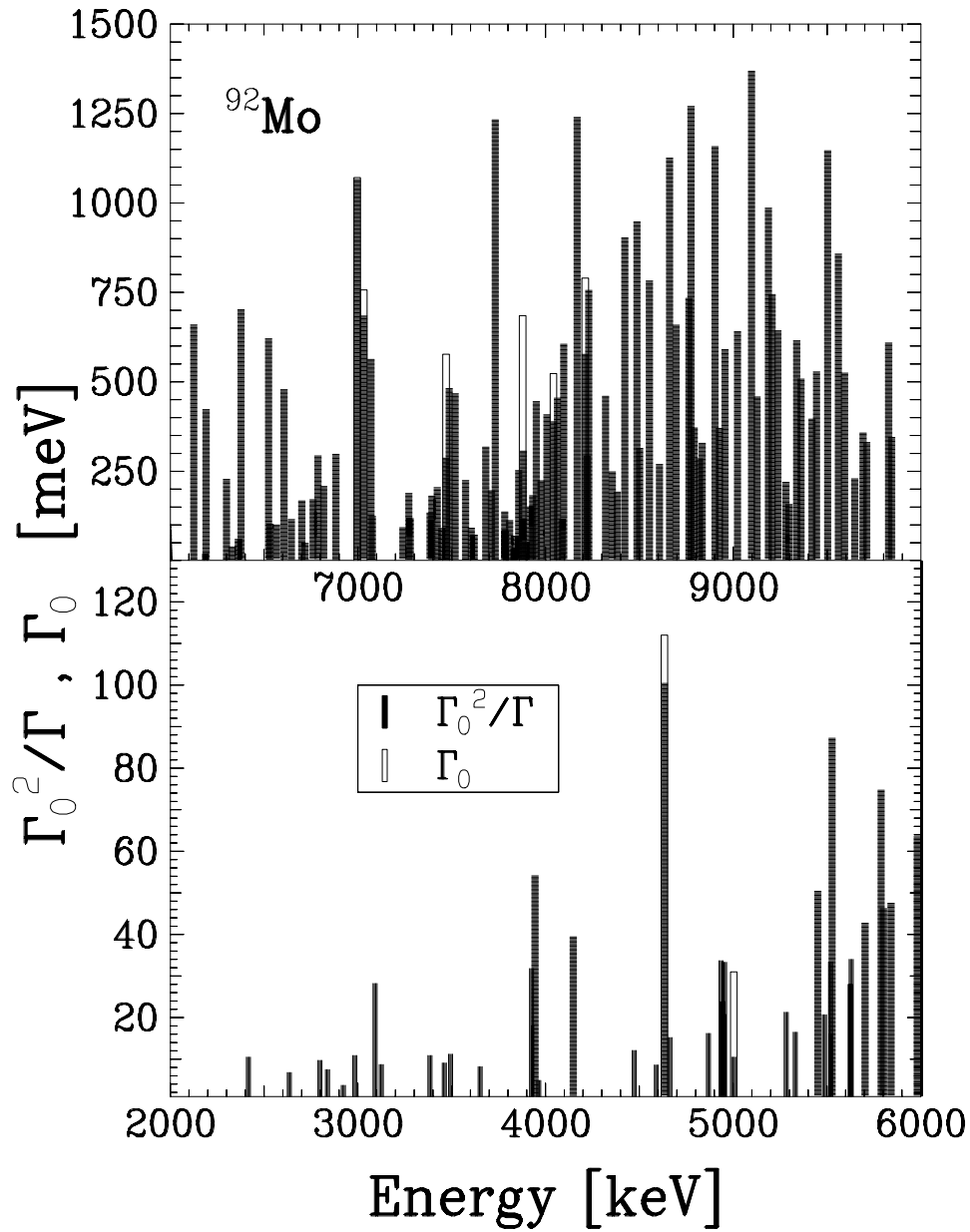
Indien geen vertakking werd waargenomen kan verondersteld worden dat $\Gamma_0^2/\Gamma = \Gamma_0$. Deze grondtoestandsvervalbreedtes moeten dan wel als ondergrens beschouwd worden (toch wanneer geen voeding te verwachten is). Bij waarneming van mogelijke vertakking (zie sectie 8.3.3) is Γ_0 berekend en weergegeven op de figuur met open balken.

De experimenten met gepolariseerde fotonen leveren 38 negatieve pariteiten op, waarvan 16 tentatief. Eén van deze tentatieve toekenningen komt echter overeen met een transitie met $J = (2)$. Dit geval wordt in volgende sectie besproken. In totaal kennen we dus 22 $E1$ en 15 tentatieve $E1$ transities.

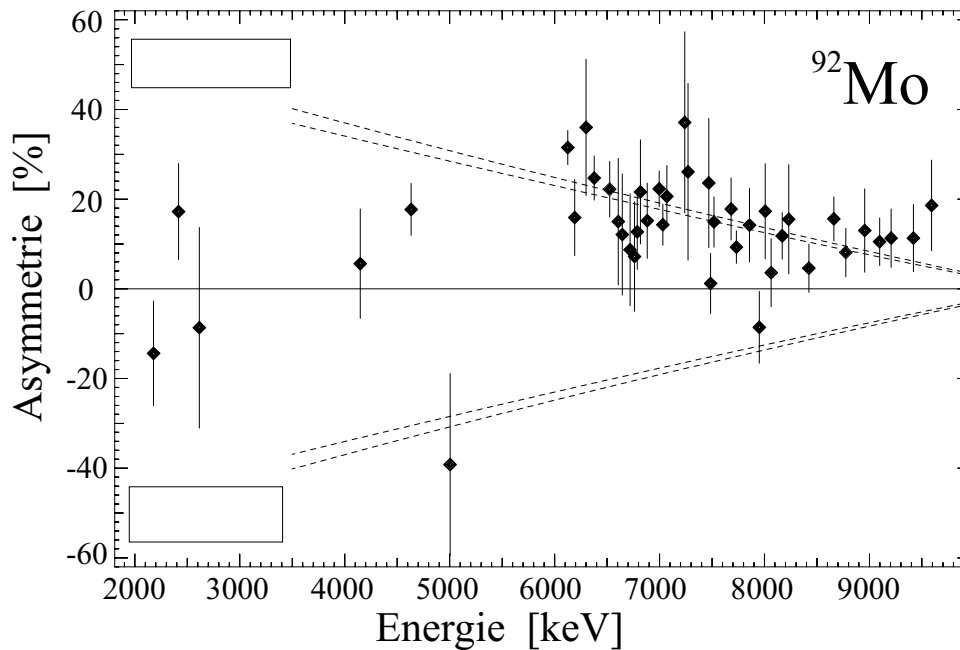
Slechts drie positieve pariteiten werden geobserveerd (7950.4, 5003.6 en 2178.8 keV), waarvan dan nog twee tentatief. De twee tentatieve toekenningen hebben betrekking op dipolaire transities, terwijl de zekere pariteit overeenkomt met een quadropoolovergang. Dit betekent dat slechts twee tentatieve $M1$ transities werden gedetecteerd. De $M1$ toekenning voor de transitie bij 2178.8 keV is bovendien zeer twijfelachtig omdat de transitie bekend staat als inelastisch [116]. Waarschijnlijk is de $M1$ sterkte zodanig gefragmenteerd, net als bij de NRF studie op de Sn-isotopen [53, 91], dat de meeste transities zwak zijn of zelfs onder de detectielimieten vallen.

Verder hebben we slechts 1 $E2$ overgang met zekerheid geïdentificeerd. Daar we echter $M2$ transities buiten beschouwing kunnen laten in NRF, bekomen we een totaal van 1 $E2$ en 12 tentatieve $E2$ transities.

Figuur 8.9 geeft de gemeten asymmetrieën (punten) weer uit de $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -meting op ^{92}Mo . Enkel deze asymmetrieën die een pariteitstoekenning toelaten zijn weergegeven om de figuur niet te verzwaren. De foutenbanden van de verwachte waarden voor $\pi = +$ en $\pi = -$ zijn eveneens weergegeven (stippellijnen). Beneden 4 MeV werden enkele asymmetrieën gemeten die een tentatieve pariteit opleverden, hoewel men op de figuur kan zien dat de verstrooiing betrekkelijk isotroop is. Niettegenstaande leveren de regels voor pariteitsbepaling (zie hoofdstuk 5) toch een tentatieve pariteitswaarde.



Figuur 8.8: Vervalbreedte-verhoudingen Γ_0^2/Γ (gevulde balken) voor de transities in ^{92}Mo . Wanneer vertakking werd waargenomen, is de resulterende grondtoestandvervalbreedte Γ_0 aangeduid met open balken.



Figuur 8.9: Gemeten asymmetriewaarden (punten) voor transitie in ^{92}Mo waarvoor de pariteit kon bepaald worden. De foutenbanden voor de verwachte waarden voor positieve of negatieve pariteit zijn aangeduid (stippellijnen).

Vermits we in dit energiegebied toch voeding of een inelastisch karakter verwachten, moeten deze pariteiten wel met enige voorzichtigheid beschouwd worden. Om het effect van voeding te illustreren, hebben we de asymmetrie van de grondtoestandsovergang vanuit de eerste 2^+ -toestand bij 1509 keV bepaald. Gezien het $E2$ karakter moet de pariteit positief zijn. De gemeten asymmetrie bedraagt echter 0.9 ± 0.1 %, en is daarmee bijna perfect isotroop. In hoofdstuk 11 zullen we aantonen dat deze toestand sterk gevoed wordt.

8.3.2 Gedetailleerde bespreking en vergelijking

Tabel 8.4 somt alle waargenomen transitieën op. Opnieuw zijn excitatie-energieën, spinwaarden, pariteiten, intensiteiten en vervalbreedte-verhoudingen Γ_0^2/Γ aangegeven. In eerste instantie veronderstellen we dat alle transitieën grondtoestandsovergangen zijn. Mogelijke inelastische transitieën zijn aangegeven met voetnoten en worden in de volgende sectie behandeld. Transitieën waarvoor eventuele vertakking waargenomen is zijn eveneens aangeduid. Voor deze transitieën is de grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 verschillend van Γ_0^2/Γ . Ronde haakjes betekenen tentatieve spin- of pariteitstoewijzingen. Beneden 7.8 MeV zijn alle transitieën afkomstig uit de 8 MeV meting tenzij anders vermeld.

Tabel 8.4: Transitieën in ^{92}Mo . Beneden 7.8 MeV zijn alle gegevens afkomstig uit de 8 MeV meting, tenzij anders vermeld. We veronderstellen enkel grondtoestandsovergangen. Mogelijk inelastische transitieën en waargenomen vertakking zijn aangeduid met voetnoten. Bij afwezigheid van zichtbare vertakking veronderstellen we $\Gamma_0 = \Gamma_0^2/\Gamma$. Ronde haakjes betekenen tentatieve toewijzingen.

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)
9843.0 ± 1.0	(1)	41.4 ± 10.7	348 ± 90
9827.0 ± 1.7	1	73.1 ± 8.9	612 ± 74
9710.5 ± 1.1	1	40.8 ± 9.3	334 ± 76
9691.0 ± 2.9		44.3 ± 26.6	361 ± 217
9646.7 ± 1.3	(1)	28.8 ± 10.6	233 ± 85
9592.3 ± 1.0	(1) ⁽⁻⁾	66.2 ± 16.2	528 ± 129
9559.3 ± 1.3	(1)	109 ± 14	861 ± 112
9502.8 ± 0.8	1	147 ± 11	1150 ± 88
9443.2 ± 0.8	1	68.7 ± 8.6	531 ± 67
9418.9 ± 1.2	(-)	51.9 ± 23.8	399 ± 183
9360.9 ± 0.7	1	67.3 ± 7.5	511 ± 57
9337.6 ± 0.8	1	81.8 ± 9.7	618 ± 74
9296.4 ± 2.9	(2)	35.8 ± 15.0	161 ± 68
9280.2 ± 2.3	(2)	49.7 ± 14.9	223 ± 67
9237.4 ± 0.8	1	87.3 ± 11.1	646 ± 82
9206.4 ± 0.8	1 ⁽⁻⁾	102 ± 13	748 ± 93

Voortgezet op volgende pagina

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)
9187.0 ± 0.8	1	135 ± 17	989 ± 122
9126.5 ± 1.0	1	63.9 ± 11.1	461 ± 80
9096.6 ± 0.6	1 ⁻	191 ± 10	1372 ± 73
9022.1 ± 0.8		91.2 ± 30.0	644 ± 212
8955.5 ± 0.6	1 ⁽⁻⁾	85.4 ± 9.0	594 ± 63
8926.3 ± 1.5	(1)	54.0 ± 14.2	373 ± 98
8902.5 ± 0.9	1	169 ± 12	1161 ± 79
8834.3 ± 2.0	(1)	49.0 ± 9.9	332 ± 67
8819.8 ± 0.6	1	42.8 ± 9.6	288 ± 65
8791.5 ± 0.8	(1)	55.9 ± 9.4	375 ± 63
8774.4 ± 0.4	1 ⁻	191 ± 10	1273 ± 69
8763.4 ± 0.5	1	111 ± 9	737 ± 61
8695.2 ± 1.4	1	101 ± 16	662 ± 106
8660.4 ± 0.3	1 ⁻	174 ± 17	1129 ± 108
8606.6 ± 0.8	(1)	42.4 ± 25.7	273 ± 165
8553.0 ± 1.3	1	124 ± 11	785 ± 72
8501.0 ± 1.7	1	50.7 ± 6.8	318 ± 43
8486.5 ± 1.4	1	152 ± 13	951 ± 78
8422.2 ± 0.9	(⁻)	147 ± 8	906 ± 47
8381.7 ± 0.8	(1)	32.0 ± 8.4	195 ± 51
8355.1 ± 1.6	1	41.6 ± 7.1	252 ± 43
8319.5 ± 0.6	1	77.2 ± 10.1	463 ± 61
8229.9 ± 0.7	1 ⁻	129 ± 17	759 ± 101
8220.8 ± 1.0	(1)	50.4 ± 11.9	296 ± 70
8211.0 ± 1.1 ^a	1	99.3 ± 13.1	580 ± 77
8168.4 ± 0.5	1 ⁻	215 ± 8	1243 ± 45
8096.4 ± 1.0	1	107 ± 10	609 ± 55
8088.1 ± 1.0	(2)	34.9 ± 9.5	119 ± 32
8063.4 ± 1.1	1 ⁽⁻⁾	81.2 ± 6.6	458 ± 37
8042.0 ± 1.2 ^a	1	69.8 ± 10.4	392 ± 58
8007.0 ± 1.4	1 ⁻	74.0 ± 6.1	411 ± 34
7976.3 ± 0.7		41.1 ± 14.8	227 ± 81
7950.4 ± 0.4	1 ⁽⁺⁾	81.8 ± 7.6	448 ± 41
7931.4 ± 0.9	1	56.6 ± 6.9	185 ± 23
7919.4 ± 1.0	(1)	28.3 ± 10.8	154 ± 59

Voortgezet op volgende pagina

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)
7894.3 ± 0.7	1	10.1 ± 1.5	54 ± 8
7881.8 ± 0.5	1	57.5 ± 7.4	310 ± 40
7877.6 ± 1.0 ^a	(1)	22.3 ± 4.5	120 ± 24
7856.6 ± 0.5	1 ⁻	47.7 ± 4.4	256 ± 24
7837.7 ± 1.5	(2)	22.6 ± 7.1	72 ± 23
7831.4 ± 1.3		6.9 ± 2.9	37 ± 15
7808.1 ± 1.1	1	21.9 ± 3.3	116 ± 18
7787.6 ± 1.0	(1)	6.3 ± 4.5	33 ± 24
7784.0 ± 0.6 ^b	(2)	27.6 ± 7.6	87 ± 24
7782.3 ± 0.9	1	44.4 ± 11.6	140 ± 36
7731.7 ± 0.5	1 ⁻	238 ± 7	1236 ± 35
7711.3 ± 0.5	1	38.6 ± 7.4	199 ± 38
7681.1 ± 0.5	1 ⁻	62.7 ± 4.6	321 ± 24
7619.5 ± 0.9	(1)	14.9 ± 4.0	75 ± 20
7604.4 ± 0.7 ^b	(1)	18.8 ± 6.1	94 ± 30
7573.6 ± 0.7 ^b	1	45.8 ± 6.2	228 ± 31
7518.4 ± 0.6	1 ⁻	95.9 ± 5.4	470 ± 26
7486.6 ± 0.5	1 ⁽⁻⁾	99.7 ± 9.2	485 ± 45
7469.1 ± 0.4 ^a	1 ⁽⁻⁾	59.9 ± 7.9	290 ± 38
7447.2 ± 1.6		19.4 ± 4.8	94 ± 23
7422.5 ± 1.1 ^b		43.5 ± 15.6	208 ± 75
7394.4 ± 0.4	1	38.8 ± 6.1	184 ± 29
7384.3 ± 0.6	1	28.9 ± 7.9	137 ± 37
7279.0 ± 1.1	(2)	43.9 ± 14.0	121 ± 39
7271.7 ± 0.5 ^b	-	41.7 ± 17.7	191 ± 81
7239.7 ± 1.1	1 ⁽⁻⁾	21.1 ± 3.1	96 ± 14
7076.9 ± 1.2	1	29.3 ± 5.7	127 ± 25
7069.6 ± 0.4	1 ⁻	131 ± 7	566 ± 32
7031.3 ± 0.3 ^a	1 ⁻	160 ± 20	688 ± 86
6995.9 ± 0.2 ^a	1 ⁻	252 ± 14	1069 ± 61
6883.1 ± 0.4	1 ⁻	73.3 ± 6.3	301 ± 26
6818.1 ± 0.4	1 ⁻	52.4 ± 7.0	211 ± 28
6787.3 ± 0.4	1 ⁻	74.2 ± 12.8	297 ± 51
6761.4 ± 0.4	1 ⁽⁻⁾	43.9 ± 8.7	174 ± 35
6718.5 ± 0.9 ^b	(2) ⁽⁻⁾	22.1 ± 4.2	52 ± 10

Voortgezet op volgende pagina

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)
6701.5 \pm 1.5 ^{bc}	(1)	43.8 \pm 13.3	171 \pm 52
6645.6 \pm 0.5	1 ⁽⁻⁾	30.9 \pm 3.6	119 \pm 14
6606.4 \pm 0.3	1 ⁻	127 \pm 9	482 \pm 32
6566.2 \pm 0.6 ^b	1	27.7 \pm 6.0	103 \pm 22
6532.4 \pm 0.8 ^{bc}	1	28.5 \pm 5.8	105 \pm 22
6524.4 \pm 0.2	1 ⁻	169 \pm 14	624 \pm 50
6377.6 \pm 0.3	1 ⁻	200 \pm 5	706 \pm 19
6362.7 \pm 0.6	(1)	18.0 \pm 5.4	63 \pm 19
6329.9 \pm 1.1 ^b	(1)	12.0 \pm 3.5	42 \pm 12
6300.2 \pm 0.3	1 ⁻	67.1 \pm 4.7	231 \pm 16
6191.5 \pm 0.2	1 ⁻	128 \pm 4	426 \pm 12
6184.3 \pm 2.5 ^b	(2)	9.4 \pm 7.6	19 \pm 15
6125.9 \pm 0.2	1 ⁽⁻⁾	204 \pm 4	663 \pm 13
5981.4 \pm 0.4	1	20.6 \pm 3.2	64 \pm 10
5841.7 \pm 1.1 ^b	1	16.2 \pm 3.4	48 \pm 10
5801.3 \pm 0.7 ^b	(1)	15.9 \pm 3.5	46 \pm 10
5789.1 \pm 0.3	1	25.8 \pm 3.3	75 \pm 9
5703.4 \pm 0.4	1	15.2 \pm 2.6	43 \pm 7
5629.9 \pm 1.9	1	12.4 \pm 2.1	34 \pm 6
5623.8 \pm 1.0 ^b	(1)	10.2 \pm 6.6	28 \pm 18
5527.4 \pm 0.5	(1)	33.0 \pm 3.4	87 \pm 9
5520.0 \pm 1.7 ^c	(1)	12.6 \pm 2.8	33 \pm 7
5487.2 \pm 1.0 ^c	(1)	7.9 \pm 2.8	21 \pm 7
5451.6 \pm 0.9 ^b	(1)	19.7 \pm 4.2	51 \pm 11
5331.7 \pm 0.9	(1)	6.7 \pm 2.3	16 \pm 6
5283.0 \pm 2.1 ^b	(1)	8.8 \pm 10.2	21 \pm 25
5003.6 \pm 0.4 ^a	(2) ⁺	8.0 \pm 1.8	10 \pm 2
4954.3 \pm 1.2 ^c	(1)	15.6 \pm 6.2	33 \pm 13
4950.7 \pm 1.4 ^c	(1)	9.7 \pm 5.4	21 \pm 11
4944.7 \pm 1.0 ^b	(1)	11.2 \pm 4.6	24 \pm 10
4936.1 \pm 0.6 ^b	(1)	15.9 \pm 3.1	34 \pm 7
4868.9 \pm 1.0 ^b	(1)	7.9 \pm 3.2	16 \pm 6
4663.2 \pm 0.6	1	8.1 \pm 1.7	15 \pm 3
4633.7 \pm 0.3 ^a	1 ⁽⁻⁾	54.1 \pm 2.6	101 \pm 5
4590.9 \pm 0.9 ^b	(2)	7.8 \pm 3.0	8.6 \pm 3.2

Voortgezet op volgende pagina

E_x (keV)	J^π	I_s (eVb)	Γ_0^2/Γ (meV)
4473.3 ± 1.1 ^b	(1)	6.9 ± 2.3	12 ± 4
4147.8 ± 0.9 ^b	(-)	26.6 ± 4.6	40 ± 7
3964.3 ± 1.3 ^b	(2)	5.9 ± 3.2	4.9 ± 2.6
3944.2 ± 0.3	1	40.3 ± 4.1	54 ± 6
3925.9 ± 0.2 ^a		23.8 ± 7.1	32 ± 10
3651.8 ± 1.1 ^b	(1)	7.1 ± 3.1	8.2 ± 3.5
3494.2 ± 0.4 ^{bc}	(1)	10.6 ± 2.3	11 ± 2
3461.0 ± 0.7 ^b	(1)	8.8 ± 2.5	9.1 ± 2.6
3384.5 ± 0.8 ^b	(1)	11.0 ± 3.1	11 ± 3
3124.8 ± 0.8 ^{bc}	(1)	10.3 ± 3.1	8.7 ± 2.7
3091.5 ± 0.2		34.1 ± 11.3	28 ± 9
2983.7 ± 0.6	(1)	14.2 ± 2.6	11 ± 2
2922.6 ± 0.6	(1)	5.0 ± 2.3	3.7 ± 1.7
2838.6 ± 0.5	(1)	10.7 ± 2.2	7.5 ± 1.5
2797.5 ± 1.1 ^b	(1)	14.3 ± 3.7	9.7 ± 2.5
2634.2 ± 1.5	(1)	11.3 ± 2.4	6.8 ± 1.4
2416.9 ± 0.5 ^{bc}	$1^{(-)}$	20.8 ± 3.2	11 ± 2
2414.0 ± 0.9 ^{bd}	(2)	15.4 ± 4.5	4.7 ± 1.4
2332.2 ± 0.6 ^{bd}	(1)	21.7 ± 3.5	10 ± 2
2178.8 ± 0.4 ^d	$1^{(+)}$	6.8 ± 2.6	2.8 ± 1.1
2032.8 ± 0.3 ^{bd}		34.7 ± 4.2	12 ± 1

^a Vertakking waargenomen, zie tabel 8.7 voor Γ_0 en vertakkingsverhouding.

^b Enkel waargenomen in de 10 MeV meting; sterktes bevatten voedingseffecten.

^c Mogelijk inelastische transitie.

^d Inelastische transitie [67, 116].

Er werden geen doubletten of multipletten waargenomen. Voor de transitie bij 7271.7 keV werd een negatieve pariteit waargenomen, alhoewel geen multipolariteit kon bepaald worden. Aangezien $M2$ transities in fotonenverstrooiing uiterst zwak zijn, kunnen we hier wel aannemen dat $J = 1$ en de transitie een $E1$ karakter heeft. De transitie bij 6718.5 keV bezit een tentatief negatieve pariteit, maar uit de 10 MeV meting werd voor de multipolariteit een tentatieve $J = (2)$ -toekenning gededuceerd. Wegens bovenvermelde reden moet dus één van deze toekenningen verkeerd zijn. De

Tabel 8.5: Vergelijking tussen onze resultaten en die uit ref. [73] voor de vier gemeenschappelijke transities.

Dit werk			Uit ref. [73]		
E_x (keV)	J^π	Γ_0^2/Γ (meV)	E_x (keV)	J^π	Γ_0^2/Γ (meV)
4633.7 ± 0.3	1^-	101 ± 5	4634 ± 2	1	86 ± 13
3944.2 ± 0.3	1	54 ± 6	3944 ± 2	1	40 ± 6
3925.9 ± 0.2		32 ± 10	3925 ± 2	2^+	18 ± 3
		$19 \pm 5^*$			
3091.5 ± 0.2		28 ± 9	3092 ± 2	2^+	9.3 ± 0.6
		$16 \pm 5^*$			

* Berekend met $J = 2$

transitie in kwestie is eerder zwak en werd enkel waargenomen in de 10 MeV meting.

De twee transities bij 2416.9 en 2178.8 keV hebben een tentatieve pariteitstoekenning, maar vermits beide transities inelastisch zijn (zie verder) lijkt dit eerder een statistische speling. Bovendien kan de transitie bij 2146.9 keV geen negatieve pariteit bezitten omdat ze ontstaat uit de cascade $2^+ \rightarrow 2^+$. In wat volgt zullen we dus deze pariteitstoekenningen als onjuist beschouwen.

In tabel 8.5 wordt een vergelijking gegeven tussen onze resultaten en die uit het NRF experiment van Metzger [73]. In dit experiment werden, naast de 2_1^+ -toestand bij 1509 keV, vier transities beneden 5.1 MeV gedetecteerd. Er is geen tegenspraak in excitatie-energie of multipolariteit. De sterktes berekend uit onze metingen liggen wel steeds hoger. Nochtans komen de resultaten uit de 8 MeV meting en verwachten we dus voor de drie hoogst gelegen transities weinig of geen voeding. De sterktes voor de 4633 keV transitie komen wel overeen binnen de fout. Op het eerste gezicht lijkt er wel een discrepantie in sterkte voor de twee 2^+ -niveaus. In onze meting werden deze waarden wel berekend met een isotrope hoekverdeling en $J = 1$. Indien we $J = 2$ overnemen uit ref. [73], dan bekomen we een betere overeenkomst. Deze waarden zijn ook getabelleerd. Enkel de sterkte van de transitie bij 3092 keV lijkt nu nog overschat, maar waarschijnlijk is dit te wijten aan de voeding die bij deze energieën merkbaar wordt.

Zeven transities werden ook teruggevonden in de $(p, p'\gamma)$ metingen uit ref. [117]. Het betreft de transities bij 3925.9, 3091.5 en 3944.2 keV, die ook

door Metzger werden teruggevonden [73] en grondtoestandsovergangen zijn, en de transities bij 2416.9, 2332.2, 2178.8 en 2032.8 keV die inelastisch zijn. De drie laatste zijn afkomstig van niet waargenomen niveaus (resp. 2^+ , 4^+ en 0^+) die naar de 2_1^+ -toestand vervallen. De 2416.9 keV transitie is afkomstig van het verval van het 2^+ -niveau bij 3925.9 keV, en we zullen in volgende sectie de vertakkingsverhouding berekenen en vergelijken met die uit de $(p, p'\gamma)$ meting.

Vermits het laagenergetische gedeelte van het niveauschema van ^{92}Mo in deze twee experimenten reeds bestudeerd is, kunnen we veronderstellen dat de meeste onbekende transities beneden 4 MeV eerder een inelastische oorsprong zullen hebben. De meeste kunnen echter niet als dusdanig geïdentificeerd worden. Dit zal ons in staat stellen in hoofdstuk 11 een aantal hypothesen op te stellen omtrent het voedingsmechanisme.

Wanneer we alle resultaten nu combineren, inclusief waargenomen vertakking, dan kunnen we de gereduceerde overgangsprobabiliteiten $B(J, \pi) \uparrow$ berekenen voor alle geïdentificeerde $E1$, $E2$ en $M1$ overgangen. Deze worden weergegeven in tabel 8.6.

Tabel 8.6: De geïdentificeerde $E1$, $M1$ en $E2$ transities in ^{92}Mo . De gereduceerde overgangsprobabiliteiten $B(E1) \uparrow$, $B(M1) \uparrow$ en $B(E2) \uparrow$ zijn berekend aannemend dat enkel de geobserveerde vertakking aanwezig is. De overgangsprobabiliteiten zijn gesommeerd en weergegeven in de laatste rij van elke tabelsectie.

E1			
Energy keV	J^π	Γ_0 meV	$B(E1) \uparrow$ $10^{-3} e^2 fm^2$
9592.3 ± 1.0	$(1)^{(-)}$	528 ± 129	1.7 ± 0.4
9418.9 ± 1.2	$(-)$	399 ± 183	1.4 ± 0.6
9206.4 ± 0.8	$1^{(-)}$	748 ± 93	2.8 ± 0.3
9096.6 ± 0.6	1^-	1372 ± 73	5.3 ± 0.3
8955.5 ± 0.6	$1^{(-)}$	594 ± 63	2.4 ± 0.3
8774.4 ± 0.4	1^-	1273 ± 69	5.4 ± 0.3
8660.4 ± 0.3	1^-	1129 ± 108	5.0 ± 0.5
8422.2 ± 0.9	$(-)$	906 ± 47	4.4 ± 0.2
8229.9 ± 0.7	1^-	759 ± 101	3.9 ± 0.5
8168.4 ± 0.5	1^-	1243 ± 45	6.6 ± 0.2

Voortgezet op volgende pagina

8063.4 ± 1.1	1 ⁽⁻⁾	458 ± 37	2.5 ± 0.2
8007.0 ± 1.4	1 ⁻	411 ± 34	2.3 ± 0.2
7856.6 ± 0.5	1 ⁻	256 ± 24	1.5 ± 0.1
7731.7 ± 0.5	1 ⁻	1236 ± 35	7.7 ± 0.2
7681.1 ± 0.5	1 ⁻	321 ± 24	2.0 ± 0.2
7518.4 ± 0.6	1 ⁻	470 ± 26	3.2 ± 0.2
7486.6 ± 0.5	1 ⁽⁻⁾	485 ± 45	3.3 ± 0.3
7469.1 ± 0.4	1 ⁽⁻⁾	442 ± 92	3.1 ± 0.6
7271.7 ± 0.5	-	191 ± 81	1.4 ± 0.6
7239.7 ± 1.1	1 ⁽⁻⁾	96 ± 14	0.7 ± 0.1
7069.6 ± 0.4	1 ⁻	566 ± 32	4.6 ± 0.3
7031.3 ± 0.3	1 ⁻	740 ± 122	6.1 ± 1.0
6995.9 ± 0.2	1 ⁻	1132 ± 65	9.5 ± 0.5
6883.1 ± 0.4	1 ⁻	301 ± 26	2.7 ± 0.2
6818.1 ± 0.4	1 ⁻	211 ± 28	1.9 ± 0.3
6787.3 ± 0.4	1 ⁻	297 ± 51	2.7 ± 0.5
6761.4 ± 0.4	1 ⁽⁻⁾	174 ± 35	1.6 ± 0.3
6645.6 ± 0.5	1 ⁽⁻⁾	119 ± 14	1.2 ± 0.1
6606.4 ± 0.3	1 ⁻	482 ± 32	4.8 ± 0.3
6524.4 ± 0.2	1 ⁻	624 ± 50	6.5 ± 0.5
6377.6 ± 0.3	1 ⁻	706 ± 19	7.8 ± 0.2
6300.2 ± 0.3	1 ⁻	231 ± 16	2.7 ± 0.2
6191.5 ± 0.2	1 ⁻	426 ± 12	5.2 ± 0.1
6125.9 ± 0.2	1 ⁽⁻⁾	663 ± 13	8.3 ± 0.2
4633.7 ± 0.3	1 ⁽⁻⁾	112 ± 8	3.2 ± 0.2
4147.8 ± 0.9	(-)	40 ± 7	1.6 ± 0.3
			137 ± 2

M1

Energy keV	J ^π	Γ ₀ meV	B(M1) ↑ μ _N ²
7950.4 ± 0.4	1 ⁽⁺⁾	448 ± 41	0.23 ± 0.02

E2

Energy keV	J ^π	Γ ₀ meV	B(E2) ↑ e ² fm ⁴
---------------	----------------	-----------------------	---

Voortgezet op volgende pagina

9296.4 ± 2.9	(2)	161 ± 68	14.4 ± 6.0
9280.2 ± 2.3	(2)	223 ± 67	20.1 ± 6.0
8088.1 ± 1.0	(2)	119 ± 32	21.3 ± 5.8
7837.7 ± 1.5	(2)	72 ± 23	15.1 ± 4.7
7784.0 ± 0.6	(2)	87 ± 24	18.9 ± 5.2
6718.5 ± 0.9	(2) ⁽⁻⁾	52 ± 10	23.5 ± 4.5
6184.3 ± 2.5	(2)	19 ± 15	12.8 ± 10.3
5003.6 ± 0.5	(2) ⁺	15 ± 6	29.7 ± 11.9
4590.9 ± 0.9	(2)	9 ± 3	26.1 ± 9.9
3964.3 ± 1.3	(2)	5 ± 3	30.8 ± 16.7
2414.0 ± 0.9	(2)	5 ± 1	352.7 ± 102.7
			565 ± 106

De waarden zijn opgeteld aan het einde van elke tabelsectie om de totale sterkte voor de verschillende types overgangen te bekomen. Deze zijn wel te beschouwen als ondergrenzen, omdat we voor een relatief groot aantal zwakkere transitiees geen pariteit konden bepalen.

8.3.3 Inelastische transitiees

Voor de bespreking van de mogelijke vertakkingen in ^{92}Mo gelden uiteraard dezelfde opmerkingen als bij de behandeling van ^{56}Fe en ^{58}Ni . De Ritz regel werd opnieuw toegepast op alle transitiees uit tabel 8.4, aangevuld met de bekende laagenergetische $J = 0, 1, 2$ niveaus uit ref. [116]. Tabel 8.7 geeft de resultaten weer.

Via de 8 MeV meting werden vier mogelijke inelastische transitiees gevonden, waarvan twee naar de 2_1^+ -toestand. Twee verdere vertakkingsmogelijkheden werden verworpen omdat de eindtoestand telkens één van de bekende inelastische lijnen was [116]. Bij toepassing van de Ritz regel op de transitiees waargenomen in de 10 MeV meting bleken er, energetisch gezien, meer dan 150 vertakkingsmogelijkheden waarbij transitiees op meerdere manieren inelastisch konden zijn. Vanzelfsprekend is het onmogelijk om daaruit de reële vertakkingen te filteren. Daarom hebben we enkel gecontroleerd op eventueel verval naar de eerste 2^+ -toestand. De resultaten daarvan zijn ook vermeld in tabel 8.7. Enkele vertakkingsmogelijkheden werden opnieuw verworpen na vergelijking met de transitiees uit de 8 MeV meting.

De vertakking van het 7031.3 keV niveau werd in beide metingen geobserveerd. Bij berekening van de vertakkingsverhouding bleek die in beide

Tabel 8.7: Mogelijke vertakking in ^{92}Mo . Energie van het vertakkende niveau E_x , van het eindniveau E_f , en van de inelastische transitie E_i zijn weergegeven. De berekende vertakkingsverhouding Γ_0/Γ en resulterende grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 zijn eveneens vermeld.

E_x (keV)	E_f (keV)	E_i (keV)	Γ_0/Γ	Γ_0 (meV)
8211.0 ± 1.1 ^a	1510 (2^+) ^b	6701.5 ± 1.5	0.73 ± 0.13	790 ± 100
8042.0 ± 1.2 ^a	1510 (2^+) ^b	6532.4 ± 0.8	0.75 ± 0.14	523 ± 64
7877.6 ± 1.0 ^c	2922.6 ± 0.6	4954.3 ± 1.2	0.30 ± 0.10	401 ± 114
7469.1 ± 0.4 ^c	2520 (0^+) ^b	4950.7 ± 1.4	0.66 ± 0.16	442 ± 92
7031.3 ± 0.3 ^d	1510 (2^+) ^b	5520.0 ± 1.7	0.93 ± 0.10	740 ± 122
6995.9 ± 0.2 ^c	1510 (2^+) ^b	5487.2 ± 1.0	0.94 ± 0.08	1132 ± 65
5003.8 ± 0.4 ^a	1510 (2^+) ^b	3494.2 ± 0.4	0.69 ± 0.23	15 ± 6
4633.7 ± 0.3 ^{ae}	1510 (2^+) ^b	3124.8 ± 0.8	0.90 ± 0.08	112 ± 8
3925.9 ± 0.2 ^{ae}	1510 (2^+) ^b	2416.9 ± 0.5 ^f	0.67 ± 0.16	28 ± 10
		2414.0 ± 0.9		

^a Vertakking enkel geobserveerd in de 10 MeV meting.
^b Niveau uit ref. [116].
^c Vertakking enkel geobserveerd in de 8 MeV meting.
^d Gewogen gemiddelde van beide metingen voor Γ_0/Γ .
^e Ritz regel werd toegepast met twee standaarddeviaties.
^f Kan één van beide zijn; zie tekst voor uitleg.

metingen praktisch gelijk te zijn, wat een aanwijzing is voor de geldigheid van deze vertakkingswijze. In de tabel is het gewogen gemiddelde van beide vertakkingsverhoudingen gegeven. De vertakkingen van de 4633.7 en 3925.9 keV-niveaus zijn vastgesteld in refs. [73, 117]. In onze experimenten moest de Ritz regel toegepast worden met twee standaarddeviaties om de vertakkingen terug te vinden.

Naast de NRF experimenten in ref. [73] mat Metzger ook rechtstreeks de grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 van het 4633.7 keV niveau door middel van een zelfabsorptie-experiment. Er werd een waarde gevonden van $\Gamma_0 = 145 \pm 40$ meV. Maken we gebruik van de Γ_0^2/Γ -waarde voor deze transitie in tabel 8.4, dan bekomen we een vertakkingsverhouding van $\Gamma_0/\Gamma = 0.70 \pm 0.20$. Binnen de fout is deze gelijk aan de waarde in tabel 8.7. Dit betekent dat het 4633.3 keV niveau (naast naar de grondtoestand) enkel, of toch voornamelijk, naar de 2_1^+ -toestand vervalft.

Een probleem stelt de vertakking van het 3925.9 keV niveau. Passen

we de Ritz regel toe met twee standaarddeviaties, dan komen twee finale toestanden in aanmerking. Beide zijn aangegeven in tabel 8.7. De vertakkingsverhouding is echter praktisch dezelfde in beide gevallen. In de tabel hebben we daarom het gewogen gemiddelde ervan weergegeven. De zo berekende vertakkingsverhouding van $\Gamma_0/\Gamma = 0.67 \pm 0.16$ komt trouwens zeer goed overeen met die, gemeten in het $(p, p'\gamma)$ experiment uit ref. [117]. Daar werd een waarde $\Gamma_0/\Gamma = 0.65 \pm 0.05$ bepaald. De uiteindelijke waarde voor Γ_0 werd berekend in de veronderstelling dat $J = 2$.

Hoofdstuk 9

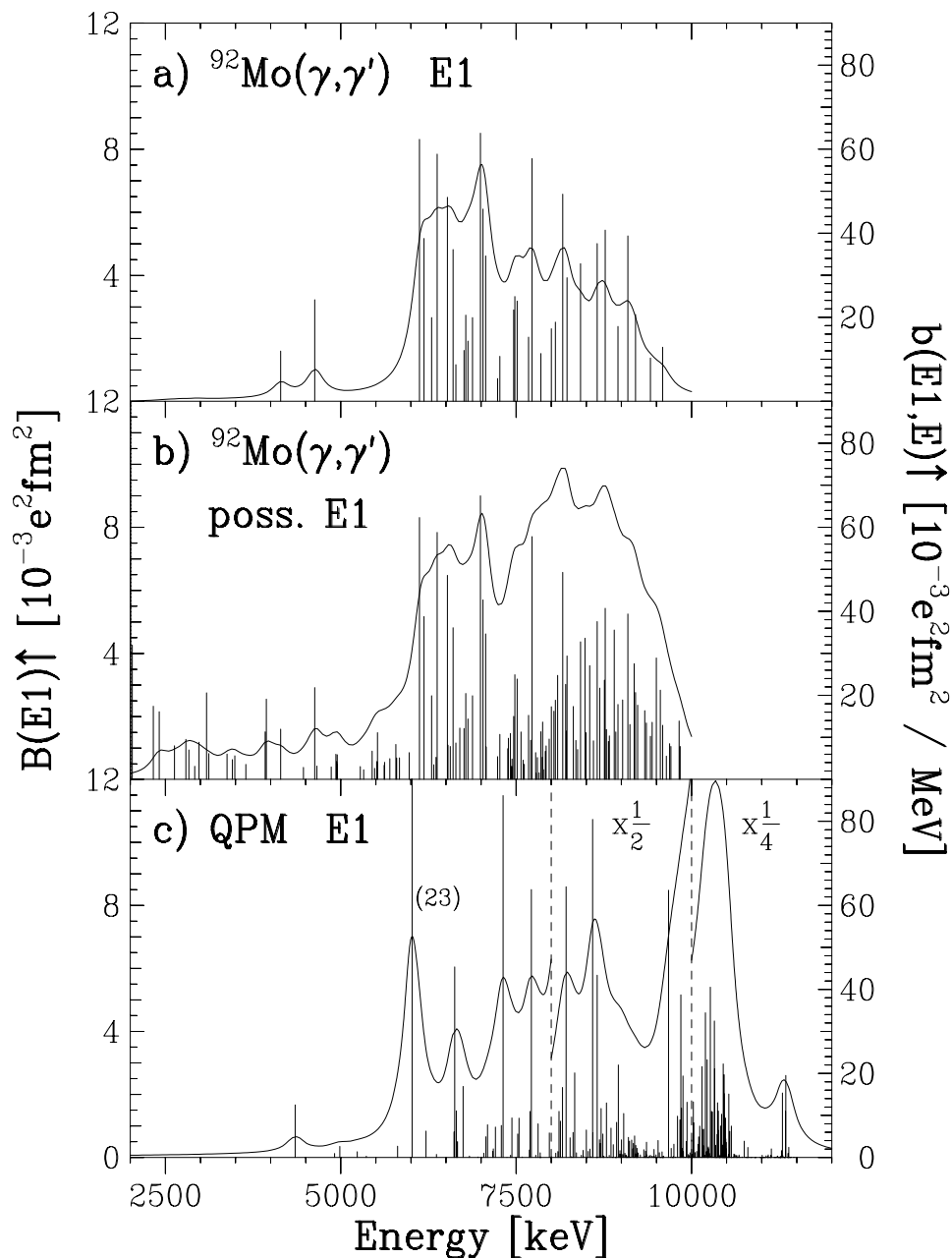
Interpretatie van de ^{92}Mo resultaten

9.1 $E1$ sterkte

Uit vorig hoofdstuk blijkt dat een groot deel van de geobserveerde transitie een $E1$ karakter bezit. Er wordt praktisch geen $M1$ sterkte gemeten in ^{92}Mo , en over het gehele energiegebied zijn zwakkere $E2$ overgangen gespreid. In tegenstelling tot ^{56}Fe en ^{58}Ni zijn er geen opvallend sterke $E1$ transitie gevonden.

Toch treedt er weer een concentratie aan $E1$ sterkte op, ditmaal gevormd door een cluster dicht bij elkaar liggende transitie rond 6.5 MeV. De sterkste transitie behoren hiertoe. Figuur 9.1 geeft de resultaten voor de $E1$ sterkte weer. In deel (a) zijn alle geïdentificeerde $E1$ transitie (balken, linkerschaal) vertoond met hun $B(E1) \uparrow$ -sterkte. De resultaten zijn opnieuw uitgesmeerd met een Breit-Wigner functie met een smeringsparameter van 0.3 MeV. Hieruit wordt de sterktefunctie $b(E1, E) \uparrow$ verkregen, en deze is eveneens in deel (a) weergegeven (curve, rechterschaal). De totale geïdentificeerde $E1$ sterkte in ^{92}Mo bedraagt $135 \pm 3 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Op de figuur is duidelijk de cluster transitie rond 6.5 MeV te zien, en we kunnen deze opnieuw identificeren met de pygmee resonantie. Stellen we het energiegebied van de pygmee resonantie vast op 6 - 7.5 MeV, dan bedraagt de sterkte erin $72 \pm 2 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$.

We moeten deze waarden natuurlijk beschouwen als ondergrens, omdat een deel van de transitie zonder pariteitsbepaling ook $E1$ karakter zullen hebben. Dit zal zeker gebeuren bij hogere energie, omdat daar de staart van



Figuur 9.1: $E1$ sterkte in ^{92}Mo tussen 2 en 12 MeV. Balken geven de individuele transitie weer (linkerschaal). De curve vertegenwoordigt dezelfde resultaten, maar uitgesmeerd met een Breit-Wigner functie met smeringsparameter 0.3 MeV. Deel (a) toont de transitie met een $E1$ toekenning. In deel (b) zijn alle mogelijke $E1$ transitie, dus alle die geen $M1$ of $J = 2$ toekenning hebben, weergegeven. Ook mogelijke inelastische transitie zijn inbegrepen. Deel (c) toont de resultaten van de QPM berekeningen voor de $E1$ sterkte.

de GDR moet opgebouwd worden. In deel (b) van figuur 9.1 zijn alle mogelijke *E1* transities weergegeven. Dit zijn deze uit deel (a), aangevuld met alle transities zonder $J = 2$ of $M1$ toekenning. Ook mogelijk inelastische transities zijn hier inbegrepen. Ook de sterktefunctie ($\Delta = 0.3$ MeV) is weergegeven. Drie waarnemingen kunnen gemaakt worden:

- De pygmee resonantie blijft praktisch ongewijzigd. Aan de meeste transities in dit energiegebied kon immers een *E1* karakter toegekend worden. Zelfs al moesten alle andere transities ook *E1* overgangen zijn, dan zou de pygmee resonantie nog duidelijk zichtbaar zijn.
- Boven 7.5 MeV zien we nu een toename van de *E1* sterkte. We kunnen deze verklaren als de opbouw van de lorentzstaart van de GDR. Dit impliceert dat de meerderheid van deze transities een *E1* karakter zal hebben. Het is duidelijk dat de sterkte wordt gevormd door vele zwakkere (in vergelijking met de pygmee resonantie) transities. De niveaudichtheid, en dus de fragmentatie, stijgt snel met energie en is heel wat groter dan in de fp-schil. De terugval van de sterkte nabij de eindpuntenergie kan te wijten zijn aan de lage fotonflux, maar kan ook een fysisch effect zijn (zoals in het geval van ^{56}Fe).
- Beneden 4 MeV is een praktisch constante, maar relatief zwakke, *E1* sterkte aanwezig. Aangezien dit energiegebied reeds bestudeerd is [73, 117] is het weinig waarschijnlijk dat dit grondtoestandsovergangen vanuit niveaus zijn. Wellicht zijn het niet-geïdentificeerde inelastische transities. In wat volgt zullen we ons dan ook vooral concentreren op het gebied boven 4 MeV.

De totale *mogelijke E1* sterkte, tussen 4 en 10 MeV, bedraagt nu $238 \pm 4 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, en is te beschouwen als bovengrens. Meer dan de helft hiervan is dus reeds geïdentificeerd als zijnde *E1* sterkte. De bovengrens voor de pygmee resonantie, tussen 6 en 7.5 MeV, bedraagt slechts $84 \pm 2 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Als we vergelijken met de waarde uit deel (a), dan bestaat deze resonantie dus zeker voor meer dan 85 % uit *E1* sterkte.

Tabel 9.1 geeft boven- en ondergrenzen weer voor de *E1* sterkte in de besproken energiegebieden. De *E1* sterkte is weergegeven in $10^{-3} e^2 fm^2$, en ook in % van de gewogen-som-regel EWSR. Via formule 7.6 bedraagt deze voor ^{92}Mo $338 \cdot e^2 fm^2 MeV$. Hoewel de sterkte in ^{92}Mo duidelijk groter is dan in de fp-schil, zowel in het volledige energiegebied als in de pygmee

Tabel 9.1: Boven- en ondergrenzen voor de $E1$ sterkte in ^{92}Mo , zowel in $B(E1) \uparrow$ -waarden als in % EWSR.

^{92}Mo Energiegebied	$B(E1) \uparrow (10^{-3} e^2 fm^2)$		% EWSR	
	ondergrens	bovengrens	ondergrens	bovengrens
4-10 MeV	135 ± 3	238 ± 4	0.294 ± 0.05	0.536 ± 0.009
6-7.5 MeV	72.1 ± 1.7	84.3 ± 2.1	0.143 ± 0.004	0.167 ± 0.003

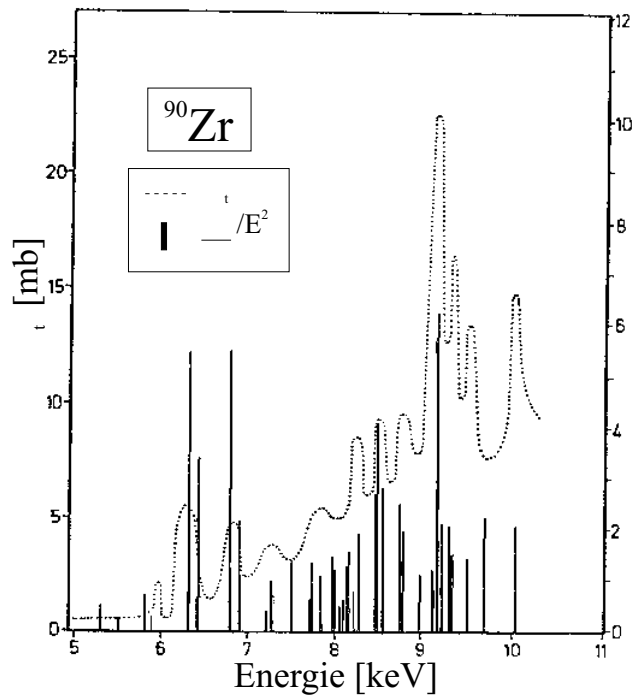
resonantie, is het relatieve aandeel van de EWSR ongeveer gelijk gebleven. Voor de pygmee resonantie is de bovengrens zelfs zo'n 30 % kleiner.

De verdeling van de $E1$ sterkte is zeer analoog met die in de $Z = 50$ $^{116,124}\text{Sn}$ -isotopen [53]. Ook daar werd een concentratie rond 6.5 MeV waargenomen. In elk van deze isotopen werden ongeveer 70-80 transities waargenomen. Het aantal in ^{92}Mo is bijna dubbel zo groot, maar hierbij moeten we rekening houden met de lage neutronendrempel (respectievelijk 9.5 en 8.5 MeV) in $^{116,124}\text{Sn}$. In hetzelfde energiegebied worden toch meer transities waargenomen in ^{92}Mo . Dit kan wijzen op een hogere graad van fragmentatie in de Sn-isotopen (die ook zwaarder zijn), waardoor een aantal transities onder de detectielimieten vallen.

Wanneer we de gedetecteerde $E1$ sterkte vergelijken, dan blijken de Sn-isotopen er iets meer te bevatten: 125 en 203 $10^{-3} e^2 fm^2$ tussen 5 en 8 MeV voor respectievelijk $^{116,124}\text{Sn}$. In hetzelfde energiegebied in ^{92}Mo detecteren we een sterkte tussen 80 en 120 $10^{-3} e^2 fm^2$. Ook voor de pygmee resonantie geldt hetzelfde.

We kunnen opnieuw de vervalbreedtes van de individuele transities omzetten naar Weisskopf eenheden (W.u.), om zo te vergelijken met de één-deeltje-afschattingen [118]. Net als in de fp-schil vallen de sterktes ver onder de afschatting. De meest intense transitie is zo'n 2.1 mW.u. Alle transities vallen tussen deze waarde en 0.05 mW.u. Achttien transities hebben een sterkte boven 1 mW.u. We kunnen de transities perfect inpassen in de compilatie van Endt voor het massagebied $A = 91-150$, hoewel ze alle tot de sterkere transities behoren. De transities in de Sn-isotopen, met vergelijkbare sterktes in W.u., werden op dezelfde manier ingepast. Een verhoging van de RUL, die op 10 mW.u. vastgesteld is, lijkt momenteel niet noodzakelijk.

Behalve een meting bij lage energie (< 5 MeV) zijn verder geen NRF experimenten gebeurd op ^{92}Mo , ook niet met gemerkte fotonen. Daarom is



Figuur 9.2: Vergelijking van de NRF transitie's [7] (balken, rechterschaal) en de totale werkzame verstrooiingsdoorsnede uit een experiment met gemerkte fotonen [5, 71] (curve, linkerschaal) in ^{90}Zr . De figuur werd overgenomen uit ref. [5].

het niet zo eenvoudig een schatting te maken van de sterkte die niet geobserveerd wordt in onze experimenten. We kunnen echter wel vergelijken met de naburige kern ^{90}Zr . Figuur 9.2 vergelijkt de sterktes van individuele transitie's uit een NRF meting gedaan in Giessen [5, 7] met de totale fotonenverstrooiings-werkzame-doorsnede gemeten in een experiment met gemerkte fotonen [5, 71]. De NRF vervalbreedtes (balken, rechterschaal) zijn herschaald met een factor $1/E^2$, om een grootte, evenredig met de werkzame doorsnede, te bekomen. De werkzame doorsnede uit het (γ_{tag}, γ') -experiment is als curve weergegeven (linkerschaal).

De vergelijking is puur kwalitatief. We zien dat, zeker beneden 10 MeV, praktisch alle structuren in de werkzame doorsnede overeenkomen met individuele transitie's. Boven 9 MeV lijken de NRF transitie's wel onderschat in sterkte. In het experiment met gemerkte fotonen werd ook, tussen 8 en 10.5 MeV, de werkzame doorsnede voor verval naar andere eindtoestanden

dan de grondtoestand gemeten [71]. Er bleek dat deze inelastische werkzame doorsnede tussen 8 en 9 MeV ongeveer drie keer zo klein was als de elastische werkzame doorsnede. Tussen 9 en 10 MeV liep dit echter op tot een factor 0.5 tot 0.6. Boven 10 MeV werd de doorsnede voor inelastisch verval even groot als de elastische.

Dit is te begrijpen, daar de overgangsprobabiliteit stijgt met de transitie-energie. Reduceren we de totale werkzame doorsnede bijgevolg tot de elastische, dan zullen de resultaten in de figuur beter overeenkomen bij hogere energie. In NRF metingen wordt meestal enkel de elastische doorsnede waargenomen, tenzij expliciet vertakking wordt waargenomen. Bij berekening van $B(E1) \uparrow$ -waarden wordt de sterkte dan onderschat. Uit deze vergelijking blijkt dus dat beneden 8 MeV de vertakking, en dus ook de onderschatting van de sterkte, van gering belang zal zijn. Tussen 8 en 10 MeV zal de sterkte wel wat onderschat worden.

Uit figuur 9.2 blijkt ook dat de fragmentatie van de sterkte beneden 8 MeV niet zo dramatisch zal zijn. We kunnen bijgevolg zeker zijn dat we ook in ^{92}Mo het grootste deel van de dipoolsterkte hebben waargenomen, zeker in het gebied van de pygme resonantie.

9.1.1 Vergelijking met QPM

Ook voor de $E1$ sterkte in ^{92}Mo werden QPM berekeningen uitgevoerd. Dit model wordt behandeld in bijlage C. Net als voor de berekeningen in de fp-schil werden alle één-phonon toestanden tot en met 25 MeV in rekening gebracht, om de invloed van de volledige GDR op de 1^- -toestanden correct te behandelen. Twee- en collectieve drie-phonon configuraties werden tot 12 MeV in de berekening opgenomen. De resultaten zijn weergegeven in deel (c) van figuur 9.1. Opnieuw werd de sterktefunctie $b(E1, E) \uparrow$ afgeleid uit de berekeningen. Dezelfde smeringsparameter ($\Delta = 0.3$ MeV) als voor de experimentele resultaten werden gebruikt.

Op het eerste gezicht is er zeker geen directe overeenkomst tussen experiment en berekening. De fragmentatie is duidelijk onderschat, zeker beneden 10 MeV. Beneden 4.3 MeV wordt geen sterkte voorspeld (de laagste voorspelde transitie bij 4.3 MeV heeft een twee-phonon karakter en wordt verderop apart besproken). Dit is een bevestiging van het vermoeden dat de meeste laagenergetische transities die waargenomen werden een inelastisch karakter zullen hebben. Daarom bespreken we enkel de sterkte boven 4 MeV.

Tabel 9.2: Vergelijking van de $E1$ sterktes in ^{92}Mo uit het QPM en de experimenten in de aangegeven energiegebieden.

Energiegebied (MeV)	$B(E1) \uparrow (10^{-3} e^2 fm^2)$		QPM
	ondergrens	bovengrens	
2 - 12	/	/	521
4 - 10	135 ± 3	238 ± 4	233
6 - 7.5	72 ± 2	84 ± 2	53
7.5 - 10	64 ± 2	154 ± 3	178

Het QPM voorspelt een totale sterkte (2-12 MeV) van $521 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Tussen 4 en 10 MeV bedraagt dit $233 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Deze waarde komt goed overeen met de bovenlimiet voor de waargenomen $E1$ sterkte. Tabel 9.2 vergelijkt de sterktes uit het QPM en de experimenten in verschillende energiegebieden. Het energiegebied voor de pygmee resonantie wordt vastgesteld op 6 - 7.5 MeV. Hier dient opgemerkt dat de vermelde onzekerheden vrij klein lijken, maar dan ook voornamelijk statistische fouten in rekening brengen, zoals besproken in sectie 5.8.

In het energiegebied 4-10 MeV, dat overlapt met de NRF waarnemingen, komt de sterkte goed overeen. Het is echter duidelijk dat het QPM de fragmentatie onderschat en een redistributie moet geïntroduceerd worden om ook een goede kwalitatieve overeenkomst te krijgen. De sterkte in het energiegebied van de waargenomen pygmee resonantie wordt iets onderschat door de theoretische berekeningen. Blijkbaar kan de sterke transitie rond 6.0 MeV geïdentificeerd worden met de pygmee resonantie. Ook de sterke transitie bij 7.2 MeV kan er deel van uitmaken. Beide zijn voornamelijk van één-phonon karakter. Niettemin is de gezamenlijke sterkte in dit energiegebied te klein om de resonantie te kunnen reproduceren. Wellicht moet een grotere constructieve interferentie tussen één- en twee-phonon configuraties in rekening gebracht worden. Hierbij kunnen we nog opmerken dat de pygmee resonantie in ^{56}Fe en ^{58}Ni eveneens mogelijk kon geïdentificeerd worden met dergelijke één-phonon toestanden, en dat de sterkte en fragmentatie in deze gevallen eveneens onderschat werd door het QPM.

Boven de pygmee resonantie (tussen 7.5 en 10 MeV) komt de berekende $E1$ sterkte overeen met de bovengrens voor de experimentele $E1$ sterkte. Opnieuw is de fragmentatie wat onderschat. Dit impliceert dat het grootste

deel van de waargenomen transitie bij deze energieën een $E1$ karakter moet hebben; op deze manier wordt de lorentzstaart van de GDR opgebouwd.

Boven 10 MeV voorspelt het QPM meer dan de helft van de totale voorspelde $E1$ sterkte (bemerkt de schaalvergroting in figuur 9.1(c)). De sterke resonantie tussen 10 en 10.5 MeV kan uiteraard niet geverifieerd worden door onze metingen. In het experiment met gemerkte fotonen op ⁹⁰Zr echter werd de $E1$ sterkte tussen 8.1 en 10.5 MeV afgeleid [71]. De sterkte bedroeg er $500 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Deze werd wel afgeleid uit de totale verstrooiingswerkzame-doorsnede, en is modelafhankelijk. Toch is dit een aanwijzing dat er in dit energiegebied heel wat $E1$ sterkte aanwezig is. Waarschijnlijk is deze betrekkelijk gefragmenteerd, en treedt heel wat vertakking op zodat de sterktes gemeten in NRF experimenten onderschat zouden zijn. Onze metingen op ⁹²Mo geven alleszins geen indicatie van een snel stijgende sterkte nabij de eindpuntenergie.

9.1.2 Vergelijking met de GDR

Figuur 9.3 vergelijkt de sterktefunctie van alle mogelijke $E1$ transitie in ⁹²Mo met de lorentzstaart van de GDR. De parameters, bepaald in een (γ, n) -experiment [119], zijn voorgesteld in tabel 9.3. Figuur 9.3 vergelijkt de lorentzstaart van de GDR (uitgedrukt als sterktefunctie $b(E1, E) \uparrow$, zie hoofdstuk 7) in het energiegebied 2 - 12 MeV met de uitgesmeerde NRF resultaten.

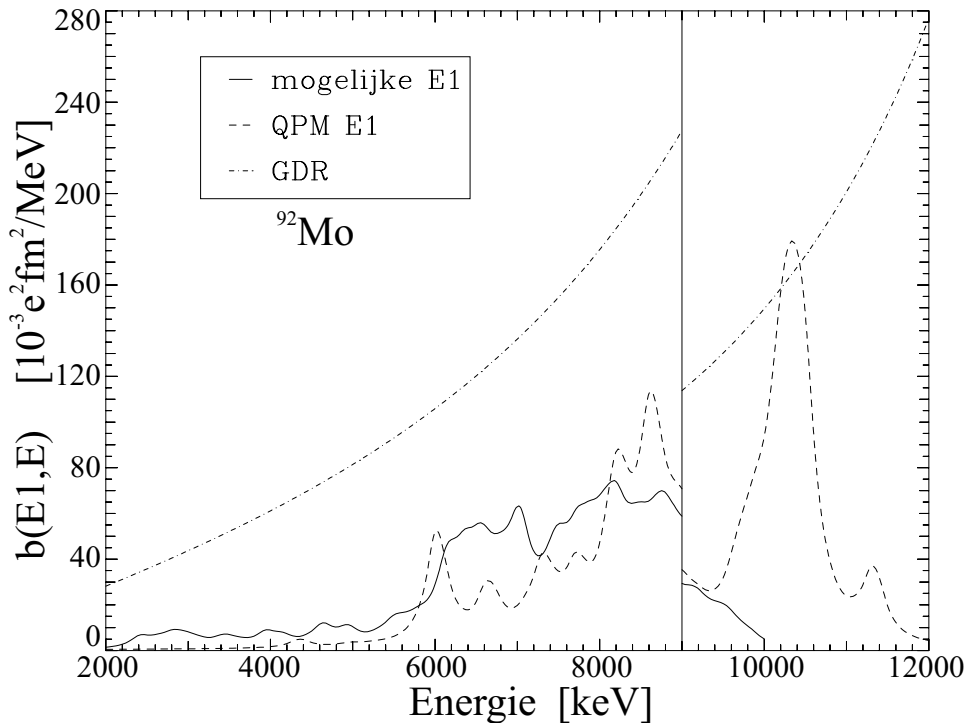
Tabel 9.3: De lorentzparameters van de GDR in ⁹²Mo [119].

σ_{GDR} (mb)	154
E_{GDR} (MeV)	16.9
Γ_{GDR} (MeV)	5.4

Hiervoor werden alle mogelijke $E1$ transitie uitgesmeerd ($\Delta = 0.3$ MeV), net zoals in deel (b) van figuur 9.1. Ook de QPM berekeningen werden op de figuur aangebracht. Op het eerste zicht is het duidelijk dat de GDR-extrapolatie de $E1$ sterkte in dit gebied erg overschat. De totale $E1$ sterkte die de GDR voorspelt loopt op tot boven $3600 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$! Het QPM voorspelt van 2 tot 12 MeV slechts zo'n 15 %

hiervan. Tussen 2 en 10 MeV, waar onze NRF metingen maximaal ongeveer $240 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ meten, voorspelt de GDR $2000 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, bijna een factor 10 meer.

Hoewel de GDR-extrapolatie over het algemeen teveel sterkte in het gebonden energiegebied voorspelt, is de discrepantie voor ⁹²Mo toch zeer



Figuur 9.3: Vergelijking tussen de $E1$ sterkte, voorspeld door de lorentzstaart van de GDR en het QPM, en de mogelijke $E1$ transities uit de NRF metingen tussen 2 en 12 MeV voor ^{92}Mo .

groot. Voor ^{56}Fe bedroeg de NRF sterkte zo'n 30 tot 90 % van de GDR voorspelling, in de Sn-isotopen was dit meer dan 25 %. Een oorzaak van deze discrepantie zou kunnen zijn dat de inelastische werkzame doorsnede zeer groot is. De GDR voorspelt namelijk de totale foto-absorptie-werkzame-doorsnede, terwijl NRF voornamelijk de werkzame doorsnede voor elastische verstrooiing meet. In vorige sectie hebben we echter aangetoond dat het inelastische deel van de werkzame doorsnede beneden 10 MeV niet al te groot zal zijn. De afwijking kan hierdoor dus niet (volledig) verklaard worden.

De discrepantie wordt echter nog groter als we de GDR nader bestuderen. De parameters in tabel 9.3 zijn deze gemeten via een (γ, n) -reactie. Normaal draagt deze reactie het grootste deel van de foto-absorptie-werkzame-doorsnede. Een kleiner deel ervan heeft meerdere neutronen of protonen in het uitgangskanaal. In ref. [119] werd voor een aantal kernen in het $N = 50$ gebied ook deze gedeeltes van de werkzame doorsnede gemeten. Voor de

meeste kernen droegen deze reacties weinig bij tot de GDR, behalve voor ^{92}Mo . Daar bleek vooral de (γ, p) -reactie belangrijk te zijn. De totale amplitude σ_{GDR} bedraagt dan 255 mb. Hierdoor komt de voorspelling van de lorentzstaart nog hoger te liggen. Tussen 2 en 10 MeV verkrijgen we dan een $E1$ sterkte van $3320 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, en tussen 2 en 12 MeV $6000 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$.

Deze onacceptabel hoge waarden kunnen we uitdrukken in % EWSR. Normaal gezien put de GDR deze somregel volledig uit. Voor ^{116}Sn bv. bedraagt de GDR sterkte 127 % van de EWSR. Voor ^{92}Mo (EWSR = $338 \cdot e^2 fm^2 MeV$) komt dit neer op 200 tot 300 % van de EWSR. Het is bijgevolg niet ondenkbaar dat de parameters voor de GDR in ^{92}Mo eerder overschat zijn.

Uit deze vergelijking blijkt dus nog eens dat de $E1$ respons beneden de deeltjesdrempel zich niet zo goed laat beschrijven door de lorentzstaart van de GDR. Belangrijke structuren in de respons worden er uiteraard niet door beschreven, maar ook een schatting van de sterkte in dit energiegebied via de GDR kan tot erg verkeerde resultaten leiden. Een goede kennis van de juiste parameters van de GDR is dus vereist.

9.1.3 De pygmee resonantie

Het is duidelijk dat de meest in het oog springende structuur in de $E1$ respons in ^{92}Mo de pygmee resonantie tussen 6 en 7.5 MeV is. Dit doet onmiddellijk denken aan de NRF resultaten in de Sn-isotopen [53, 91]. Ook daar werd een $E1$ concentratie gemeten in hetzelfde energiegebied. Blijkbaar vertonen het $N = 50$ en $Z = 50$ massagebied parallele resultaten. De pygmee resonantie in de Sn-isotopen vertoont wel een iets grotere sterkte. Dit wordt verder besproken in hoofdstuk 10.

Hier is het vooral van belang te onderzoeken of we de pygmee resonantie in andere kernen in het $N = 50$ gebied kunnen terugvinden. We hebben reeds het voorbeeld van ^{90}Zr aangehaald (figuur 9.2) [5, 7, 71] en er de werkzame doorsnede voor verstrooiing onderzocht. Naast de pygmee resonantie die tussen 6 en 7 MeV optreedt, zien we ook hoge waarden rond 8.5 en 9.2 MeV. Bij omvorming van werkzame doorsnedes naar $B(E1) \uparrow$ -waarden wordt de pygmee resonantie echter duidelijker geprononceerd door de factor $1/E_x$. De twee sterkste transitie in dit energiegebied bereiken een $B(E1) \uparrow$ van $20\text{-}25 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, terwijl de transitie bij 8.5 en 9.2 slechts respectievelijk 10 en $20 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ bereiken. De sterkte bevat in de pygmee

resonantie tussen 6 en 7.5 MeV bedraagt hier $81 \pm 2 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, en is daarmee bijna identiek aan die in ^{92}Mo . De fragmentatie voor ^{90}Zr is echter wel een stuk kleiner dan bij ^{92}Mo : de pygmee resonantie wordt er voornamelijk opgebouwd uit 4 sterke transities, ongeveer dubbel zo groot als de sterkste in ^{92}Mo . In ^{92}Mo wordt de pygmee resonantie opgebouwd uit minstens 11 relatief sterke transities. De breedte van de resonantie is ook wat groter in ^{92}Mo door deze fragmentatie, het pygmeegebied sterkt zich over 1.5 MeV uit, terwijl dit slechts 1 MeV is in ^{90}Zr . Deze fragmentatie is een gevolg van de twee extra protonen buiten de $Z = 40$ subschil.

Op figuur 9.2 is verder nog te zien dat ook zwakkere transities gedetecteerd werden. Dit betekent dat de geringe fragmentatie van de pygmee resonantie in ^{90}Zr een feit is, en niet te wijten aan hoge detectielimieten waardoor de zwakkere componenten niet meetbaar zouden zijn.

Ook ^{88}Sr , waarbij de protonen de subschil bij $Z = 38$ afsluiten, is bestudeerd met NRF [51]. In het energiegebied boven 5 MeV werden slechts 5 sterke $E1$ transities gevonden. Eén andere, zwakke, dipooltransitie bleef zonder pariteitstoekenning. Opnieuw vormt de sterkte een concentratie rond 6.5 MeV, gevormd door 3 sterke transities (rond $30 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$). De $E1$ sterkte tussen 6 en 7.5 MeV bedraagt er $86.8 - 95.6 \pm 5 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, en is opnieuw goed vergelijkbaar met ^{90}Zr en ^{92}Mo . De totale sterkte tussen 5 en 10 MeV loopt op tot $131 \pm 8 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$.

Recent werd ook de tussenliggende oneven-massa $N = 50$ kern ^{89}Y gemeten in een NRF experiment in Darmstadt [38], evenwel zonder multipolariteits- of pariteitsbepaling. Met een eindpuntenergie van 7 MeV kon slechts een gedeelte van de (eventuele) pygmee resonantie bestudeerd worden. Er werd één sterke transitie geobserveerd bij 6274 keV, met een $E1$ sterkte van $B(E1) \uparrow = 15 \pm 3 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ (het $E1$ karakter werd verondersteld). In het gebied van de pygmee resonantie werden verder 13 zwakke transities geobserveerd. Duidelijk is de fragmentatie, door de koppeling met een extra proton (t.o.v. ^{88}Sr) of een protongat (t.o.v. ^{90}Zr), sterk toegenomen. De totale $E1$ sterkte in het pygmee gebied bedraagt $35 \pm 3 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, ongeveer de helft van zijn even-even naburen. Natuurlijk moeten we er rekening mee houden dat slechts transities tot 6.7 MeV konden geobserveerd worden, en dat zich nog heel wat sterkte tussen deze energie en 7.5 MeV kan bevinden. Voorts zullen bij dergelijke sterke fragmentatie heel wat transities onder de detectielimieten vallen. Het is dus mogelijk dat de sterkte van de pygmee resonantie ook in deze kern dezelfde waarde aanneemt als in de andere $N = 50$

Tabel 9.4: Kwantitatieve vergelijking van de $E1$ sterktes in de $N = 50$ kernen in de aangegeven energiegebieden. Het aantal transitie N in de pygmee resonantie, en de gemiddelde energie ervan, zijn ook aangegeven.

Energie- gebied (MeV)	$B(E1) \uparrow (10^{-3} e^2 fm^2)$			
	⁹² Mo	⁹⁰ Zr	⁸⁹ Y *	⁸⁸ Sr
4 - 10	135 ± 2	153 ± 4	47 ± 3	131 ± 8
6 - 7.5	84 ± 2 **	81 ± 2	35 ± 3	87 ± 5
$\overline{E}_{pyg.}$ (MeV)	6.7	6.6	6.3	6.6
N	18-31	6-9	14	4

* Meting slechts tot 7 MeV.

** Bovengrens.

isotonen.

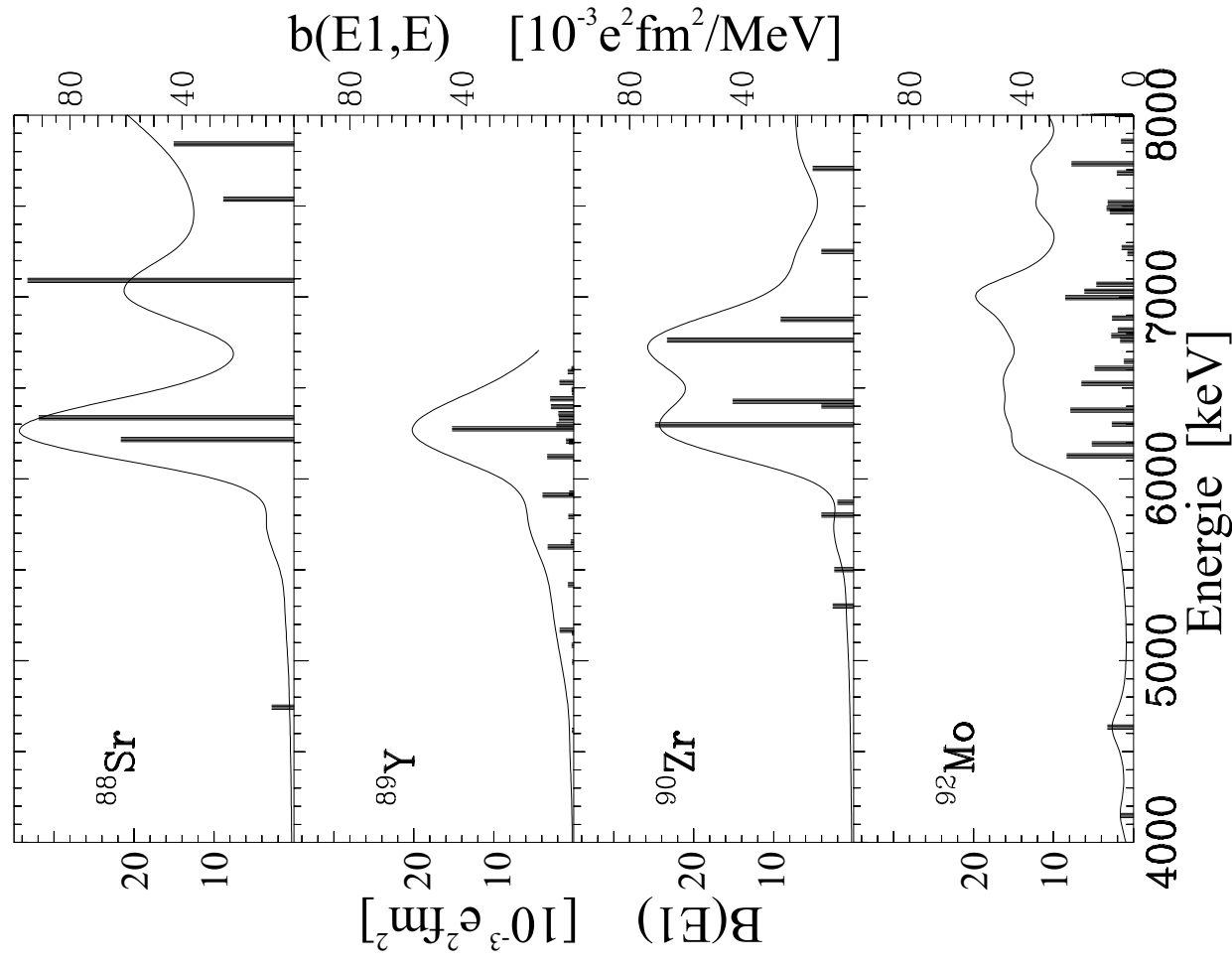
Figuur 9.4 vergelijkt de $B(E1) \uparrow$ -waarden van de transitie in deze kernen met deze voor ⁹²Mo, en dit in het energiegebied tussen 4 en 8 MeV. Het is duidelijk dat de energie van de pygmee resonantie vast blijft, maar dat de fragmentatie verschilt van kern tot kern. Door deze fragmentatie lijkt de resonantie in ⁹²Mo iets breder.

In tabel 9.4 wordt een kwantitatieve vergelijking gemaakt van de sterktes en de fragmentatie in deze kernen. Vooreerst zien we dat de sterktes in beide energiegebieden goed overeenkomen. De sterkte en gemiddelde energie van de pygmee resonantie blijft ook constant. Enkel ⁸⁹Y vertoont steeds lagere waarden, maar hier werden echter enkel transitie tot 7 MeV gemeten. Het aantal geobserveerde transitie in de pygmee resonantie is ook weergegeven, en weerspiegelt de fragmentatie. In ⁹²Mo treedt dus een veel grotere fragmentatie op dan in de gesloten-subschil-kernen ⁹⁰Zr en ⁸⁸Sr.

Hieruit blijkt dus dat voor de $N = 50$ isotonen de pygmee resonantie een vast gegeven is, zowel wat de sterkte als de energie ervan betreft. Voornamelijk het aantal protonen buiten een subschil blijkt de fragmentatie ervan te beïnvloeden.

9.1.4 Een kandidaat voor $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ in ⁹²Mo?

De koppeling van de quadrupoolvibratie (2_1^+ , 1509.5 keV [116]) en de octupoolvibratie (3_1^- , 2849.7 keV [116]) moet, in een harmonisch beeld, een 1^- -toestand opleveren bij 4359 keV. De QPM berekeningen voorspellen dat deze toestand bij 4353 keV ligt, en een sterkte heeft van $B(E1) \uparrow = 1.7$



Figuur 9.4: Vergelijking van de $E1$ sterkte in verschillende $N = 50$ kernen. Resultaten komen uit refs. [51] (^{88}Sr), [38] (^{89}Y) en [5,7] (^{90}Zr). Individuele transities zijn weergegeven (balken, linkerschaal) alsook de sterktefunctie (curve, rechterschaal; $\Delta = 0.3$ MeV).

Tabel 9.5: Theoretische en experimentele gegevens over de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^-\rangle$ -twee-phonon-toestand in ^{92}Mo . De verwachte excitatie-energie is aangegeven, de energie en sterkte voorspeld door de QPM berekeningen en tenslotte de experimentele gegevens over de mogelijke kandidaten.

^{92}Mo	E_x (keV)	J^π	$B(E1) \uparrow$ ($10^{-3} e^2 fm^2$)
harmonische koppeling	4359	1^-	/
QPM	4353	1^-	1.7
NRF	4633.7 ± 0.3 *	$1^{(-)}$	3.2 ± 0.2
	4147.8 ± 0.9	$-$	1.6 ± 0.3
	3944.2 ± 0.3	1	2.6 ± 0.3

* Vertakking inbegrepen.

$\cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Bij zwaardere kernen voorspelt het QPM over het algemeen deze ligging, en sterkte, zeer accuraat. In het $N = 82$ en $Z = 50$ massagebied ligt deze twee-phonon toestand praktisch altijd enkele tientallen tot 200 keV onder de voorspelling door de harmonische koppeling. In het $N = 50$ massagebied werd slechts één mogelijke twee-phonon toestand aangetroffen, nl. in ^{88}Sr [120]. Deze lag zo'n 200 keV boven de som van de afzonderlijke phononen.

In de NRF resultaten zijn geen $E1$ transities te vinden in de onmiddellijke omgeving van de voorspelde excitatie-energie, maar in een ruimer energiegebied kunnen we drie mogelijke kandidaten vinden. Deze worden voorgesteld in tabel 9.5 met hun sterktes en J^π -toekenning. We bespreken de drie kandidaten apart:

4633.7 keV: Multipolariteit en (tentatieve) pariteit van deze transitie zijn juist, maar de excitatie-energie ligt 270 keV hoger dan de voorspellingen. De sterkte bedraagt ongeveer het dubbele van de QPM voorspelling. Anderzijds vertoont deze transitie veel gelijkennis met de veronderstelde twee-phonon toestand in ^{88}Sr [120]; deze komt voor bij 4744 keV (200 keV hoger dan bij harmonische koppeling) en heeft een sterkte van $2.7 \pm 6 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Naar analogie is deze toestand dus de beste kandidaat. Recent echter werd in een NRF experiment op ^{88}Sr een positieve pariteit gemeten voor de 4744 keV toestand [41]. Het is echter niet duidelijk waar deze $M1$ sterkte bij deze energie vandaan

komt, en aangezien de analoge toestand in ^{92}Mo een negatieve pariteit vertoont, vinden we een tentatieve toekenning van deze pariteit veiliger. De gemeten asymmetrie van de 4633 keV transitie bedraagt $18 \pm 6\%$ ($P_\gamma = 32\%$), en wijst dus heel duidelijk op een negatieve pariteit, ondanks wat voeding die de verstrooiing isotroper maakt. De 4633.7 keV toestand in ^{92}Mo blijkt dus nog altijd de beste twee-phonon kandidaat. We hebben een vertakking van 10 % geobserveerd naar de 2_1^+ -toestand.

4147.8 keV Deze transitie kreeg een tentatieve negatieve pariteitstoekenning. De multipolariteit kon echter niet bepaald worden. Omdat $M2$ transities praktisch niet waarneembaar zijn in NRF veronderstellen we wel een $E1$ karakter. De sterkte komt goed overeen met deze voorspeld door het QPM. De transitie ligt echter 200 keV lager dan voorspeld. Volgens de systematiek van de twee-phonon toestand in het $Z = 50$ en $N = 82$ massagebied is dit echter niet uitzonderlijk.

3944.2 keV Voor deze dipooltransitie kon geen pariteit bepaald worden, en voorzichtigheid is dus geboden bij het beschouwen ervan als twee-phonon toestand. De sterkte is groter dan voorspeld. Het verschil in energie met de voorspellingen is reeds zo'n 400 keV. Bijgevolg lijkt de kandidatuur voor de twee-phonon toestand eerder onwaarschijnlijk. Bovendien komt deze transitie goed overeen met een $M1$ overgang, voorspeld door het QPM (zie verder).

De eerste twee transities lijken dus de beste kandidaten te zijn. Omdat geen vertakking naar de 3_1^- -toestand werd waargenomen, kunnen we niet ondubbelzinnig de juiste transitie bepalen.

Om het voorkomen van de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^->$ -toestand in de $N = 50$ regio, waarover heel weinig informatie beschikbaar is, systematisch te bestuderen zijn duidelijk nog verdere experimenten nodig. Vooreerst is het nodig de pariteiten van de 4744 keV en de 4633 keV transities, respectievelijk in ^{88}Sr en ^{92}Mo , ondubbelzinnig te bepalen. Verder zou de vertakking ervan naar de 3_1^- -toestand moeten gemeten worden om het twee-phonon karakter vast te leggen. Plannen in deze richting worden momenteel gemaakt aan de NRF-opstelling-in-opbouw in Dresden.

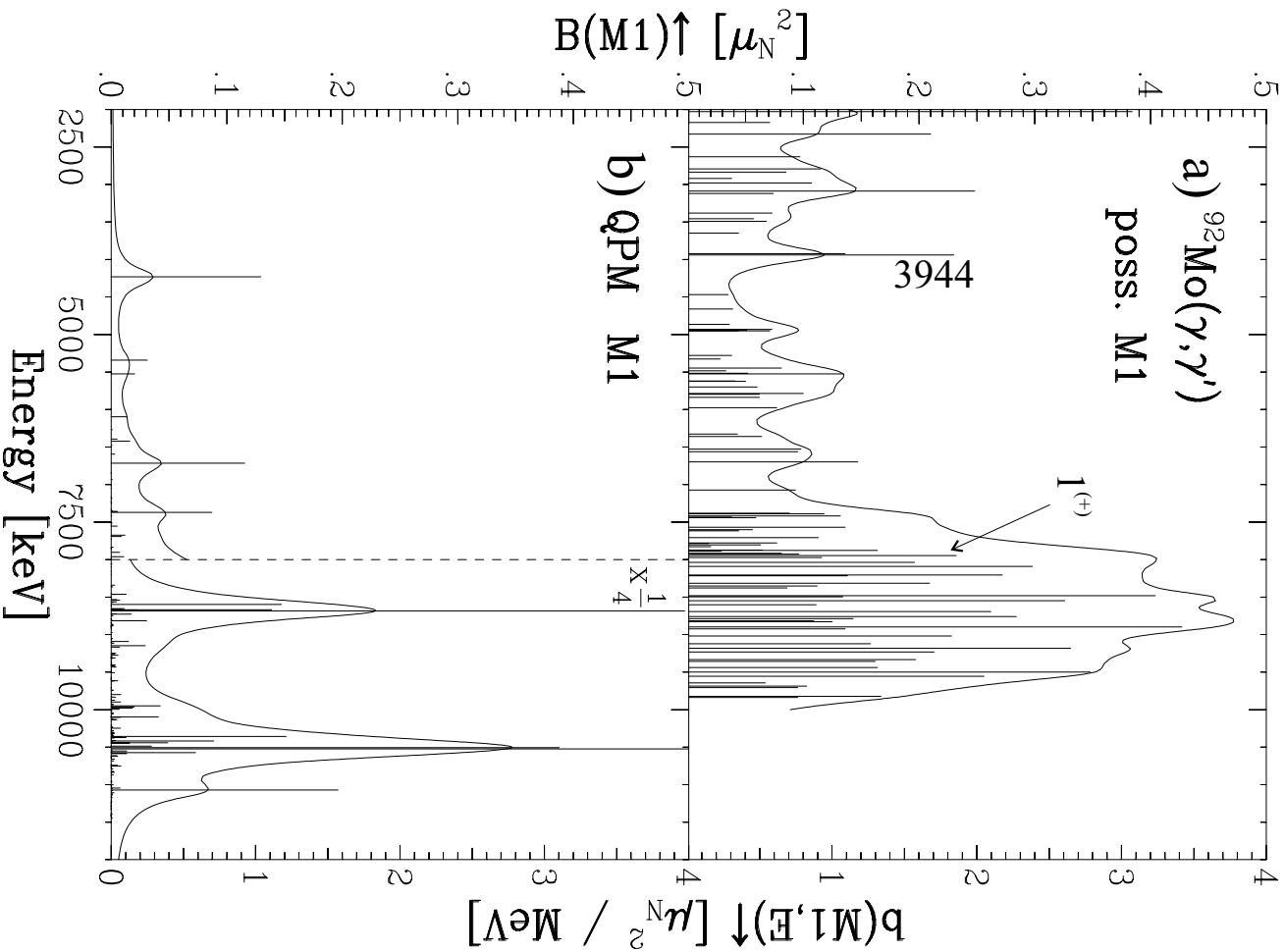
9.2 $M1$ sterkte

In ^{92}Mo werd slechts één tentatieve $M1$ overgang geobserveerd. Deze bevindt zich bij 7950.4 keV en heeft een sterkte van $0.23 \pm 0.02 \mu_N^2$. Vanzelfsprekend is het dus nutteloos deze transitie in een grafiek weer te geven en te vergelijken met de QPM berekeningen voor de $M1$ sterkte. Daarom worden in figuur 9.5(a) alle mogelijke $M1$ transities weergegeven, uitgedrukt in eenheden μ_N^2 . Deze bevatten de ene geïdentificeerde $M1$ transitie (aangeduid op de figuur) en alle transities zonder $E1$ of $J = 2$ toekenning.

Hierbij moeten we wel in gedachten houden dat een groot aantal van deze transities waarschijnlijk een $E1$ karakter heeft (zie vorige sectie). Hoedanook is de mogelijke $M1$ $g_{9/2} \rightarrow g_{7/2}$ spin-flip resonantie volledig gescheiden van de $E1$ pygmee resonantie. De pygmee resonantie piekt namelijk rond 6.7 MeV en houdt op bij 7.5 MeV, juist de energie waar de mogelijke $M1$ sterkte begint op te lopen. Bij lagere energie bevindt zich ook wat mogelijke $M1$ sterkte, maar we hebben al aangetoond dat de meerderheid van de transities beneden 4 MeV eerder een inelastische oorsprong zullen hebben. We concentreren ons eerst op de sterkte boven deze energie, en meer bepaald tussen 7.5 en 10 MeV. De totale mogelijke $M1$ sterkte bedraagt hier $7.9 \pm 0.2 \mu_N^2$. Van 4 tot 10 MeV bedraagt de sterkte $9.9 \pm 0.3 \mu_N^2$.

In deel (b) van figuur 9.5 zijn de resultaten van de QPM berekening weergegeven. Beneden 7.5 MeV wordt slechts heel weinig $M1$ sterkte voorspeld, en we kunnen er dus van uitgaan dat de meeste waargenomen transities in dit energiegebied geen $M1$ transities zullen zijn. De spin-flip respons bestaat volgens de berekeningen uit twee resonanties. De eerste piekt rond 8.6 MeV, waar de spin-flip sterkte verwacht wordt, en heeft tussen 7.5 en 10 MeV een sterkte van $4.6 \mu_N^2$. De tweede resonantie piekt bij 10.5 MeV en heeft een sterkte van $7.0 \mu_N^2$. Dit energiegebied is niet bestudeerd in onze NRF metingen. Tabel 9.6 geeft een vergelijking weer tussen de waargenomen mogelijke $M1$ sterkte en de QPM berekeningen in diverse energiegebieden.

Uit de tabel wordt duidelijk dat de experimentele sterkte in elk energiegebied fel overschat is. Dit is opnieuw een aanwijzing dat de meeste transities een $E1$ karakter zullen hebben. In alle andere studies voorspelt het QPM steeds een te grote $M1$ sterkte, zoals ook bij ^{56}Fe en ^{58}Ni het geval was. Het is evenwel mogelijk dat een kleine fractie van de geobserveerde transities $M1$ overgangen zijn en de voorspelde spin-flip resonantie rond 8.6 MeV reproduceren. De ene waargenomen $M1$ transitie bij 7.9 MeV kan hier deel van uitmaken.



Figuur 9.5: $M1$ sterkte in ^{92}Mo tussen 2 en 12 MeV. Balken geven de individuele transities weer (linkerschaal). De curve vertegenwoordigt dezelfde resultaten, maar uitgesmeerd met een Breit-Wigner functie met smeringsparameter 0.3 MeV. Deel (a) toont alle mogelijke $M1$ transities, dus alle die geen $E1$ of $J = 2$ toekenning hebben. Ook mogelijke inelastische transities zijn inbegrepen. Deel (b) toont de resultaten van de QPM berekeningen voor de $M1$ sterkte.

Tabel 9.6: Vergelijking tussen de experimentele $M1$ sterktes en de QPM berekeningen in de aangegeven energiegebieden. De experimentele sterktes zijn sterk overschatte bovengrenzen daar ze, op één na, enkel mogelijke $M1$ transities in rekening brengen.

Energie- gebied (MeV)	$B(M1) \uparrow (\mu_N^2)$	
	NRF	QPM
2 - 12	/	12
4 - 10	9.9 ± 0.3	5.0
7.5 - 10	7.9 ± 0.2	4.6
10 - 12	/	7.0

Of de spin-flip resonantie al dan niet gereproduceerd wordt in de metingen, heeft evenwel geen invloed op de fragmentatie van sterkte. Het QPM onderschat deze duidelijk. Bij de NRF metingen op de Sn-isotopen [53, 91] werden ook QPM berekeningen uitgevoerd voor de $M1$ sterkte. Daar bleken de berekeningen veel meer fragmentatie op te leveren, zodanig zelfs dat praktisch alle overgangswaarschijnlijkheden onder de detectielimieten van het experiment vielen. Dit was het gevolg van de koppeling van één-phonon toestanden met twee-phonon configuraties. De berekeningen voor ⁹²Mo werden volgens hetzelfde principe uitgevoerd: alle één-phonon 1^+ -toestanden tot 15 MeV werden inbegrepen in de golffunctie. Twee- en collectieve drie-phonon 1^+ -configuraties beneden 12 MeV werden in rekening gebracht. Een *quenching* factor van $g_s^{eff} = 0.8g_s^{free}$ werd gebruikt voor de berekening van de $B(M1) \uparrow$ -waarden.

Als conclusie kunnen we stellen dat de experimentele resultaten voor de $M1$ sterkte de QPM voorspellingen niet tegenspreken. Mogelijk kan zelfs de voorspelde spin-flip resonantie gereproduceerd worden. Niettegenstaande is de fragmentatie volgens het QPM behoorlijk onderschat.

In een (p, p') experiment op Mo-isotopen [45] werd de $M1$ respons bestudeerd. In ⁹²Mo werd $M1$ sterkte gevonden die zich tussen 7.5 en 10 MeV bevindt. Deze is opgesplitst in twee resonanties. Eén die piekt bij 8.0 MeV met een breedte (FWHM) van 0.7 MeV, en een andere die gecentreerd is rond 9.0 MeV en een breedte heeft van 1.1 MeV. $M1$ sterktes zijn helaas niet vermeld in deze publicatie, maar de resonantie bij hogere energie lijkt wat sterker. Dit beeld komt betrekkelijk goed overeen met wat de QPM berekeningen voorspellen, op een energiewaarschuiving van 1 tot 1.5 MeV na.

Merkwaardig is wel dat deze splitsing van de spin-flip sterkte in twee resonanties experimenteel enkel in ^{92}Mo voorkomt, en niet in de overige isotopen.

De eerste $M1$ transitie die het QPM voorspelt ligt bij 4234 keV en heeft volgens het model een sterkte van $0.13 \mu_N^2$. De toestand die ermee geassocieerd is, bezit, net zoals in ^{56}Fe , een *mixed-symmetry* twee-phonon karakter. De waargenomen transitie die best dit resultaat reproduceert, is aangeduid op figuur 9.5 en bevindt zich bij 3944.2 keV. De waargenomen $M1$ sterkte ervan bedraagt $0.23 \pm 0.2 \mu_N^2$. De zwakkere transitie bij 3925.9 keV zou ook in aanmerking komen, maar volgens refs. [117, 120, 121] komt deze overeen met een 2^+ -niveau. De transitie bij 3944.2 blijft dus de enige kandidaat. Zij werd waargenomen in de 8 MeV meting, en de sterkte kan dus slechts in geringe mate onderhevig zijn aan voeding. De sterkte is dus groter zijn dan die voorspeld door het QPM.

9.3 *E2* sterkte

We dienen nog op te merken dat in ^{92}Mo een relatief groot aantal $E2$ transities werden teruggevonden, zeker als we vergelijken met de ^{56}Fe en ^{58}Ni resultaten of de vroegere metingen op $^{116,124}\text{Sn}$. Deze overgangen zijn over het algemeen zwak en komen verspreid over het bestudeerde energiegebied voor. Enkele ervan, bij lage energie, zijn reeds bekend als afkomstig zijnde van het verval van 2^+ -niveaus naar de grondtoestand [116]. We mogen echter niet uitsluiten dat een gedeelte van deze transities een inelastische oorsprong heeft.

De totale geobserveerde $E2$ sterkte over het ganse energiegebied bedraagt $565 \pm 106 e^2 fm^4$. Het grootste deel hiervan wordt echter bepaald door de sterkte van de laagste $E2$ transitie bij 2414.0 keV ($353 e^2 fm^4$). Omdat deze, nochtans sterke, transitie niet gekend is [116], vermoeden we een inelastische oorsprong. In dit geval bedraagt de totale $E2$ sterkte voor verval naar de grondtoestand maar $213 \pm 28 e^2 fm^4$.

Hoofdstuk 10

De pygmee resonantie

10.1 Theoretische benaderingen

Om het optreden van de pygmee resonantie te verklaren zijn momenteel twee enigszins verschillende theoretische benaderingen vooropgesteld. De eerste veronderstelt dat de pygmee resonantie veroorzaakt wordt door een oscillatie van extra neutronen aan het oppervlak van de kern (*neutron skin*). In zekere zin is deze gebaseerd op de studie van de lichte halo kernen, waar neutronen zich uitstrekken tot ver buiten de gemiddelde massadistributie. Microscopisch gezien komt dit neer op een sterk coherente interferentie tussen vele $\nu(p, h)$ -configuraties.

Een tweede theorie veronderstelt in een macroscopisch beeld dat een gedeelte van de volledige kern oscilleert t.o.v. de bulkmassa van de kern. Dit kan geassocieerd worden met het optreden van *clustering* (α -deeltjes . . .) in de kern. Microscopisch kan dit gereproduceerd worden aan de hand van $1p - 1h$ -sterkte die achterblijft bij lage energie, wanneer die door residuele interacties bij hogere energie de GDR vormt.

Het is evident dat beide theorieën maar kunnen gevalideerd worden door experimentele resultaten doorheen het gehele massagebied te bestuderen. Hiervoor is het eerst noodzakelijk de theorieën in omloop wat nader te bekijken, om het gedrag van de pygmee resonantie dat erdoor voorspeld wordt, vast te stellen. Naderhand kunnen we dan pogen een systematiek in de experimentele resultaten op te stellen, en kijken welke theorie deze het best reproduceert. Het spreekt voor zich dat we hier de theoretische benaderingen niet in detail kunnen bespreken. We zullen slechts schematisch de principes en de voorspellingen behandelen. Voor een meer uitgebreide bespreking

verwijzen we naar de vermelde referenties.

10.1.1 *Neutron skin benaderingen*

De eerste simpele hydrodynamische modellen van Mohan et al. [122] en Suzuki et al. [123] voorspelden reeds een dipolaire pygmee resonantie (PR) bij stabiele kernen met een dunne neutronenhuid. Hierbij oscilleren de valentie-neutronen t.o.v. de kernbolk. De PR werd voorspeld in het energiegebied 6 - 10 MeV met een sterkte van de orde van 1% van de EWSR. Daarbij zou de sterkte sterk afhankelijk zijn van de verhouding N/Z (N =neutronenaantal, Z =protonenaantal). Deze theorie voorspelde bv. voor ^{48}Ca een PR bij 3.4 MeV, met een sterkte van 2.7 % EWSR. In het reeds vermelde NRF experiment op $^{40,48}\text{Ca}$ [49] werd de PR teruggevonden rond 8.2 MeV met een sterkte van 0.29 % EWSR, en is dus in tegenspraak met de theoretische voorspelling. Suzuki et al. beschouwden echter slechts een systeem met twee neutronen buiten de ^{46}Ca -kern. Bovendien werden geen vrijheidsgraden toegelaten voor de neutronen in ^{46}Ca . De valentieneutronen werden dus afzonderlijk van de bulkneutronen beschouwd. Met deze methode wordt voorspeld dat zowel de PR sterkte als de energie stijgen met neutronenoverschot ($N - Z$).

Een meer realistische microscopische benadering door Chambers et al. [124], met behulp van dichtheids-functionaal-theorie, levert een betere overeenkomst voor ^{48}Ca . Hier werden 8 valentieneutronen beschouwd t.o.v. de ^{40}Ca -kern. Bovendien werd de restrictie dat de bulkneutronen in fase moeten oscilleren met de protonen niet opgelegd. De berekeningen voorspellen de PR rond 7.6 MeV, waarbij maar 1.6 % van de EWSR wordt uitgeput. Bovendien werd in ^{40}Ca geen PR voorspeld. Dit is in goede overeenstemming met het NRF experiment op deze Ca-isotopen [49], hoewel de geobserveerde sterkte toch nog 5 keer lager ligt dan voorspeld.

Deze microscopische theorie voorspelt dat de $E1$ sterkte bevat in de pygmee resonantie stijgt met neutronenoverschot, terwijl de energie ervan met deze parameter moet dalen. Dit laatste is duidelijk in tegenspraak met het hydrodynamisch model van Suzuki et al.

Hetzelfde principe werd toegepast bij RPA (*Random Phase Approximation*) berekeningen door Adams et al. voor de pygmee resonantie in ^{208}Pb [125]. Uit deze berekeningen blijkt dat de PR bestaat uit een grotendeels coherente superpositie van kleine amplitudes van neutron $p - h$ configuraties. Het aandeel van protonconfiguraties hierin bedraagt minder dan 10 %. Deze

berekeningen voorspellen voor ^{208}Pb twee $E1$ concentraties, namelijk bij 8.7 en 9.5 MeV. Het aandeel van deze twee resonanties in de somregel EWSR bedraagt 2.4 %. Volgens de auteurs worden deze voorspellingen bevestigd door verschillende experimenten ((γ, n) , $(e, e\prime)$. . .) waar concentraties in de werkzame doorsnede werden geobserveerd tussen 9 en 11 MeV, met $E1$ sterktes tussen 3 en 6 % van de EWSR.

Ten eerste is deze bevinding min of meer in tegenspraak met de berekeningen van Chambers et al. [124]. De energie van de PR wordt immers geacht te dalen met $N - Z$. In ^{208}Pb ($N - Z = 44$) ligt de PR echter hoger dan in ^{48}Ca ($N - Z = 8$). Ten tweede werd geen rekening gehouden met de gemerkte-fotonen-verstrooiingsexperimenten van Laszewski et al. [26] op ^{208}Pb en naburige isotopen. In deze experimenten werden ook sterkteconcentraties gevonden bij 5.5 en 7.2 MeV. De $E1$ sterkte van deze twee resonanties bedraagt samen zo'n 1.4 % van de EWSR. Hierbij is de eerste concentratie de sterkste. Een NRF experiment op ^{206}Pb [12] leverde analoge resultaten, waarbij de sterkte in de $E1$ resonantie rond 5.5 MeV 0.19 % EWSR bedroeg. Ook in $^{206,207}\text{Pb}$, ^{209}Bi en ^{nat}Tl werden concentraties gevonden in hetzelfde energiegebied. Verder werden in $N = 82$ isotopen eveneens concentraties gevonden rond 6.5 en 8 MeV [25]. Deze experimentele resultaten komen bijgevolg meer overeen met de voorspellingen van Chambers et al.

In (n, γ) -experimenten door Igashira et al. [126] werden enkele van bovenstaande theorieën getest op kernen in het $N = 82 - 126$ massagebied. Een 'pygmee' resonantie werd er teruggevonden bij energieën van 1 tot 6 MeV met sterktes van 0.01 tot 1 % EWSR. Theoretische reproductie van de (n, γ) -spectra toonde aan dat de PR gevormd wordt door een superpositie van $\nu(p - h)$ configuraties, ontkoppeld van de GDR. Uit de experimentele resultaten blijkt dat zowel de sterkte (in % EWSR) als de energie praktisch lineair stijgt met neutrongetal N in het massagebied $N = 82 - 126$, maar dat ook een opvallend schil-effect optreedt rond $N = 82$; zowel energie als sterkte dalen dramatisch (energie 5.5 - 1 MeV, sterkte twee grootte-orde) bij overgang van $N = 79$ (^{134}Cs) naar $N = 83$ (^{142}Pr). Dergelijk schil-effect wordt niet voorspeld door de besproken *neutron skin* theorieën.

Een model, analoog aan het hydrodynamisch model van Suzuki et al. werd opgesteld door Van Isacker et al. [52]. Dit werd opgesteld in termen van klassieke oscillaties van proton- en neutroendensiteiten bij sferische kernen. Hierbij werd een aparte oppervlaktedensiteit voor de neutronenhuid opgesteld. Energie en sterkte van de pygmee resonantie werd er opgesteld, relatief

t.o.v. de GDR parameters. De volgende afhankelijkheden werden gevonden:

$$\frac{E_{PR}}{E_{GDR}} \sim \sqrt{\frac{Z}{Z + N_c}} \cdot f(N_h) \quad (10.1)$$

$$\frac{B(E1) \uparrow_{PR}}{B(E1) \uparrow_{GDR}} \sim \frac{(N - N_c) \cdot Z}{(Z + N_c) \cdot N} \cdot \frac{E_{GDR}}{E_{PR}} \quad (10.2)$$

waarbij N_c het aantal neutronen in de kernbolk voorstelt. Deze verhoudingen zijn verder ook afhankelijk van de dikte van de neutronenhuid N_h , gekarakteriseerd door de factor $f(N_h)$. Zo vermindert de verhouding (10.1) sterk, voor eenzelfde aantal protonen en neutronen in de bulk, wanneer de neutronenhuid dikker wordt. In dit geval kan de kern meestal niet meer als sferisch beschouwd worden, en gaat het model niet meer op.

Dit model levert dus resultaten op, analoog aan die van Suzuki et al. [123], maar voorziet in meer gedetailleerde afhankelijkheden van protonen- en neutronengetallen. Nochtans is het niet evident deze vergelijkingen toe te passen op de experimentele resultaten doordat het bestaan en de dikte van een neutronenhuid rond de kern moet gekend zijn (voor o.a. de bepaling van N_c), en de GDR parameters voldoende nauwkeurig moeten bepaald zijn.

10.1.2 Lokale oscillaties

Laagenergetische $E1$ sterkte zou ook kunnen veroorzaakt worden, in een macroscopisch beeld, door de oscillatie van een gedeelte van de kern t.o.v. de rest. Door het bestaan van clusters van nucleonen in de kern kan dit ontstaan, en bijgevolg zou dergelijke sterkte aanwezig moeten zijn in alle kernen, en vooral in semimagische kernen, waar de fragmentatie gering zal zijn. Volgens een schatting door Iachello [54] zou in de Sn-isotopen dergelijke sterkte moeten voorkomen rond 6.5 MeV, wat inderdaad experimenteel geverifieerd is door NRF experimenten [53]. Dit kan ook beschouwd als een breking van globale isospin-symmetrie, terwijl een lokale isospin-symmetrie (van de clusters) bewaard blijft [55].

Deze theorie werd ook behandeld in een microscopische benadering door Oros et al. [56]. Berekeningen in een schematisch RPA-model toonden het volgende aan. Wanneer de oorspronkelijke $1p - 1h$ -sterkte door de residuele interacties naar hogere energieën wordt opgetrokken om de GDR te vormen, blijft een gedeelte van deze sterkte bij lage energie achter. Deze wordt 'gevangen' tussen de oorspronkelijke $1p - 1h$ -toestanden, en geeft dus aanleiding tot een serie kleinere resonanties beneden de GDR. Terwijl de GDR dus de coherente, volledige oscillatie van de kern voorstelt, kunnen deze pygmee

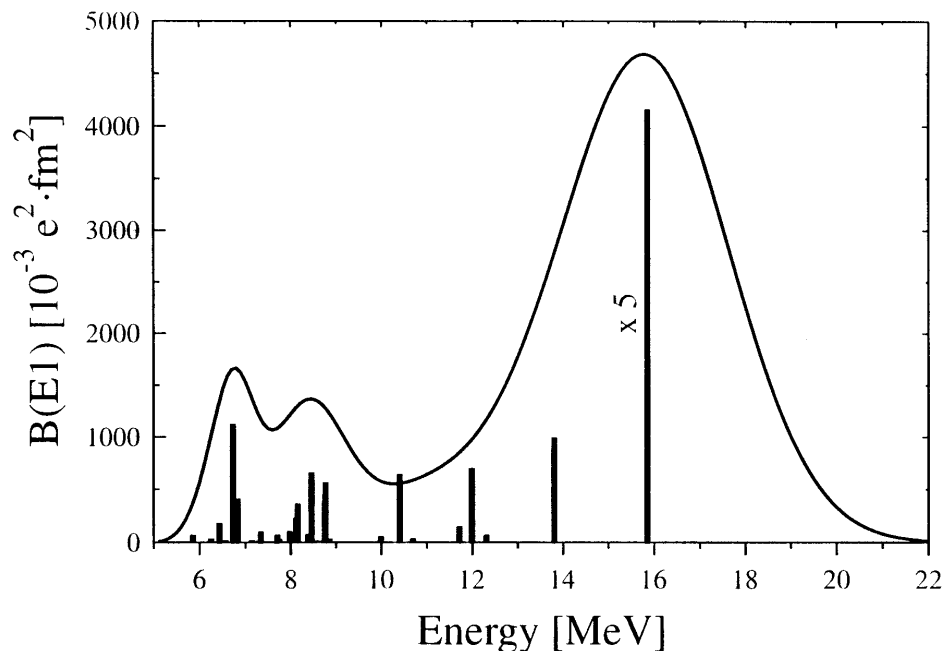
resonanties gezien worden als slechts gedeeltelijk coherente, en minder collectieve, oscillaties, waarbij dus slechts een gedeelte van de kern bijdraagt. Ook het QPM, toegepast in dit proefschrift, verklaart de pygmee resonantie op deze manier [31, 53]. Hier is het een gedeeltelijke constructieve interferentie van één- en twee-phonon-toestanden die de pygmee resonantie vormt. Zowel in $^{116,12}\text{Sn}$ [53] als ^{140}Ce [31] leverde dit een goede overeenkomst op met de experimentele gegevens.

Het model van Oros et al. werd toegepast om deze resonanties te bestuderen in ^{116}Sn . Figuur 10.1 geeft het resultaat weer. De berekende sterktes van de $E1$ transities worden weergegeven met balken, en de sterkte is ook uitgesmeerd met variabele smeringsparameter om de GDR weer te geven. Duidelijk is de pygmee resonantie bij 6.5 MeV te zien, en dit komt zeer goed overeen met de NRF resultaten [53]. De sterkte is wel overschat met een factor 5, maar deze berekeningen gebeurden dan ook op een schematische manier. Oros et al. toonden bovendien aan dat het voorkomen, en de energie, van de pygmee resonantie zeer weinig afhankelijk zijn van de gebruikte interacties in het model, maar bijna zuiver afhangen van de verdeling van de $1p - 1h$ -toestanden.

Op basis van deze theorie wordt verwacht dat de energie van de pygmee resonantie zal afnemen bij zwaardere kernen, omdat daar de spatiëring van de orbitalen kleiner wordt, en de $1p - 1h$ -toestanden dus bij lagere energie zullen voorkomen. Voor de sterkte kan geen systematische afhankelijkheid van de kernparameters vooropgesteld worden, omdat die sterk zal afhangen van de individuele $1p - 1h$ -spectra per kern.

10.2 Experimentele verificatie en systematiek

Uit de bovenstaande bespreking is duidelijk geworden dat beide benaderingen van de pygmee resonantie voorlopig gedeeltelijk geldig zijn. In bepaalde geïsoleerde gevallen kan steeds overeenstemming bereikt worden met het experiment. Het is echter door de systematiek van de pygmee resonantie te bestuderen in hele reeksen kernen dat een juiste theorie kan opgesteld worden. Dit kan gebeuren door studie van isotopen- of isotonenreeksen, van dubbel magische en semimagische kernen en van kernen in het midden van een schil. Dit proefschrift levert informatie in de fp-schil en de $N = 50$ -schil. We hebben reeds onze gegevens aangevuld met die van andere kernen in deze massagebieden. In wat volgt, zullen we proberen deze informatie door



Figuur 10.1: $E1$ sterkte in ^{116}Sn (balken) volgens de RPA berekeningen van Oros et al. [56]. De resultaten werden uitgesmeerd met een gaussiaan (curve) waarvan de breedte lineair varieert met energie. De figuur werd overgenomen uit ref. [56]

te trekken naar zwaardere kernen, meer bepaald het $Z = 50$, $N = 82$ en $Z = 82$ gebied.

Tabel 10.1 geeft de gemiddelde energie en sterkte weer van de pygme resonantie in verschillende massagebieden. De waarden zijn eerder approximatief omdat het gemiddelden betreft uit een aantal kernen. Voor de fp-schil en de $N = 50$ kernen werden reeds waarden en referenties gegeven per kern. Het $Z = 50$ gebied betreft de twee Sn-isotopen $^{116,124}\text{Sn}$ uit ref. [53]. De gegevens voor het $N = 82$ gebied zijn afkomstig van ^{140}Ce [31], en in mindere mate, wat de energie betreft, voor ^{140}Ce en ^{138}Ba uit ref. [25]. Ook de gegevens uit de (n, γ) -metingen uit ref. [126] worden vermeld voor het gebied rond $N = 82$. Voor het $Z = 82$ gebied zijn de gegevens afkomstig van de (γ_{tag}, γ') -metingen uit ref. [26] en een NRF meting op ^{206}Pb [12]. In de tabel zijn zoveel mogelijk onder- en bovengrenzen aangegeven. Voor massagebieden waar meerdere kernen werden bestudeerd zijn de extreme waarden

Tabel 10.1: Vergelijking van de gemiddelde energie E_{PR} , sterkte $B(E1) \uparrow$ en sterkte in % EWSR van de pygmee resonantie in verschillende massagebieden. Zie tekst voor referenties.

	fp-schil	$N = 50$	$Z = 50$	$N = 82$	$Z = 82$
E_{PR} (MeV)	8.2	6.5	6.5	6.5	5.5
$B(E1) \uparrow$ ($10^{-3}e^2fm^2$)	20 - 60	70 - 90	80 - 180	$> 80^a$ $\approx 750^c$	253^b $\approx 1300^c$
$B(E1) \uparrow$ (% EWSR)	0.14 - 0.29	0.14 - 0.18	0.12 - 0.20 ^d	$> 0.11^a$ $\approx 1^c$	0.19^b $\approx 1^c$

^a Uit NRF op ^{140}Ce en ^{138}Ba , tot 6.7 MeV [31, 40].

^b Uit NRF op ^{206}Pb [12].

^c Uit modelafhankelijke analyse van (n, γ) [126].

^d Respectievelijk voor ^{116}Sn en ^{124}Sn .

gebruikt.

Voorts kan het belangrijk zijn gegevens te hebben over kernen in het midden van de schil. Hiervoor gebruiken we de NRF resultaten voor een aantal Ge-isotopen [11]. Metingen met een eindpuntenergie van 9 MeV, met pariteitsbepaling, werden gedaan op $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ ($Z = 32$, $N = 38 - 44$). Bij de bespreking veronderstellen we dat alle geobserveerde transitie zonder pariteitsbepaling $E1$ karakter hebben.

In ^{70}Ge wordt $E1$ sterkte ($31 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$) waargenomen tussen 4 en 9 MeV zonder noemenswaardige structuur. Bij het sluiten van de subschil bij $N = 38$ treedt blijkbaar geen pygmee resonantie op, of is de sterkte teveel gefragmenteerd en uitgesmeerd. De sterkte in hetzelfde energiegebied voor ^{72}Ge loopt op tot $54 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$. In deze kern is wel een brede structuur aanwezig tussen 5.5 en 7.1 MeV aanwezig met een sterkte van $26 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$. Het sluiten van de $N = 40$ subschil heeft dus wel wat effect. In ^{74}Ge is de totale sterkte reeds verhoogd tot $63 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$. Een resonantie tussen 6.5 en 8 MeV treedt op met een sterkte van $32 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$. ^{76}Ge tenslotte toont wat verspreide sterkte ($55 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$) tussen 4 en 10 MeV. Ditmaal treden twee resonanties op, de eerste tussen 5 en 6.2 MeV, en een tweede tussen 6.7 en 7.5 MeV. De gezamenlijke sterkte bedraagt $30 \cdot 10^{-3}e^2fm^2$.

Het is duidelijk dat in het midden van een schil de pygmee resonantie niet meer zo prominent is. Blijkbaar treedt fragmentatie op. Bij het sluiten

van de subschil bij $N = 40$ komt de resonantie redelijk tot haar recht, maar bij toevoeging van meer neutronen splitst deze op, en blijft de geobserveerde sterkte relatief constant.

Om deze gegevens te toetsen aan de verschillende theorieën gaan we eerst bestuderen of er doorheen het massagebied bepaalde trends op te merken zijn aan de hand van de vermelde parameters in tabel 10.1. Daarna zullen we enkele van de massagebieden nog apart bekijken.

Energie: Uit de tabel is duidelijk te zien dat de gemiddelde energie van de pygme resonantie daalt naarmate de kern zwaarder wordt. Dit kan verklaard worden door de *neutron skin* theorieën van Chambers et al. en Van Isacker et al. De benadering van Iachello en Oros et al. geldt echter ook; de spatiëring van de één-deeltjes-niveaus daalt immers bij zwaardere kernen. We zouden kunnen veronderstellen dat de energie voornamelijk afhangt van de gesloten schil, onafhankelijk of deze door protonen of neutronen gevormd wordt. E_{PR} is namelijk gelijk in het $N = 50$ en $Z = 50$ gebied. Hier vormt het $N = 82$ gebied echter een probleem, omdat de PR er ook bij 6.5 MeV ligt. We moeten wel rekening houden met het feit dat de $N = 82$ kernen in configuratie niet zoveel verschillen van het $Z = 50$ gebied. Mogelijk is er wel een miniem verschil. Zo varieert de energie van 6.4 MeV voor ^{116}Sn tot 6.6 MeV voor ^{124}Sn . De gegevens voor het $N = 82$ gebied zijn voornamelijk afkomstig van (γ_{tag}, γ') waar de resolutie een stuk lager ligt dan bij NRF. Hierdoor is E_{PR} eerder een grove schatting. Verder is het zo dat E_{PR} ongeveer een MeV lager ligt bij de $Z = 82$ kernen, maar hier moeten we in gedachten houden dat de gegevens afkomstig zijn van kernen die ook nabij de gesloten $N = 126$ schil liggen. In die zin moeten we dan deze gegevens apart beschouwen van de $N = 82$ gegevens omdat het een hogere schil betreft.

Momenteel voldoen beide benaderingen van de pygme resonantie. De theorie van Suzuki et al. kunnen we verwerpen, daar deze voorspelt dat de energie stijgt met neutronenaantal. Ook de observaties van Igashira et al. blijken niet bevestigd te worden door onze gegevens: de energie daalt niet dramatisch bij het bereiken van een gesloten schil. We hebben ook de evenredigheid 10.1 opgesteld door Van Isacker et al. getest. E_{PR}/E_{GDR} bleek in alle gevallen tussen 0.4 en 0.5 te liggen, en lijkt dus eerder onafhankelijk van de factor $\sqrt{Z/(Z + N_c)}$. We moeten

echter wel vermelden dat hierbij niet steeds duidelijk is welke waarde voor N_c moet gebruikt worden.

In het geval van de resultaten voor beide Sn-isotopen kunnen we testen of, volgens Van Isacker et al., E_{PR}/E_{GDR} daalt met toename van het neutronenoverschot. We kunnen immers aannemen dat N_c (en Z) in beide kernen gelijk is. De energie van de GDR bedraagt 15.57 ± 0.10 voor ^{116}Sn en 15.29 ± 0.10 MeV voor ^{124}Sn [127], terwijl de PR respectievelijk bij 6.40 en 6.65 MeV voorkomt [53]. Berekenen we de verhouding, dan bekomen we 0.41 ± 0.01 en 0.44 ± 0.01 , respectievelijk. Blijkbaar treedt geen daling op door de dikkere neutronenhuid in ^{124}Sn , en lijkt de theorie van Van Isacker et al. niet op te gaan in dit geval.

Sterkte $B(E1) \uparrow$: De sterkte lijkt te stijgen met de massa. Dit kan te wijten zijn aan het stijgende neutronenoverschot. In dit opzicht is duidelijk dat de $N = 82$ gegevens uit de NRF metingen onvolledig zijn; de maximum-energie waarbij gemeten werd ligt namelijk ongeveer halverwege de pygmee resonantie. De informatie uit de (n, γ) -metingen blijkt duidelijk overschat binnen de systematiek.

Het is niet eenvoudig de evenredigheid (10.2) van Van Isacker et al. te testen. Vooreerst is er de onduidelijkheid over N_c , en verder kan de $E1$ sterkte van de GDR niet nauwkeurig genoeg bepaald worden om een duidelijke lineaire afhankelijkheid vast te stellen.

Sterkte (% EWSR): Hoewel de sterkte zelf stijgt met de massa, lijkt het percentage van de EWSR bevat in de pygmee resonantie nogal constant te blijven. Hierbij moeten we wel de onder- en bovengrenzen in acht nemen, en de soms onvolledige informatie per masagebied. Een stijgende trend is zeker niet aanwezig; bij het vergelijken van de bovengrenzen lijkt het percentage % EWSR eerder lichtjes te *dalen*.

Uit deze algemene beschouwingen kunnen we dus reeds de theorie van Suzuki et al. en de waarnemingen van Igashira et al. weerleggen. Het blijft echter onduidelijk of nu de neutronenhuid dan wel clustering in de kern verantwoordelijk zijn voor de pygmee resonantie. Voor beide benaderingen zijn argumenten beschikbaar. We zullen proberen enkele eigenschappen in de afzonderlijke masagebieden te vinden.

fp-schil: We hebben de pygmee resonantie reeds besproken in hoofdstuk 7. Het bleek dat er moeilijk trends kunnen vastgesteld worden. Rond de gesloten $N, Z = 28$ (^{56}Fe , ^{54}Fe , ^{58}Ni) schil lijken de parameters van de PR eerder constant. Ook de gegevens van ^{48}Ca lijken hierin te passen. Misschien bepaalt vooral de gesloten $N = 28$ schil de PR-eigenschappen. Verder weg van de gesloten schil (^{52}Cr , ^{48}Ti) lijkt zowel de energie als de sterkte wat te dalen en bovendien treedt fragmentatie op in ^{48}Ti . In dit opzicht lijkt het plausibel dat de PR in ^{60}Ni bij 8.0 MeV i.p.v. bij 9.6 MeV ligt. De extra neutronen zorgen dan voor een verlaging van energie en voor fragmentatie. De sterkte erin bevat zou redelijk constant blijven. Dit is dan in tegenspraak met de *neutron skin* theorieën, de extra neutronen zorgen immers niet voor een versterking van de PR. De sterke transitie bij 9.6 MeV zou kunnen overeenkomen met een tweede resonantie zoals Oros et al. voorspellen.

Een probleem vormt hier wel de PR in ^{40}Ca . Er werd geen resonantie gevonden, wat ten voordele uitvalt van de neutronenhuid-opvatting. Eigenaardig is dan wel dat in een kern zoals ^{58}Ni , met slechts twee neutronen extra de PR zo duidelijk optreedt. Men zou bovendien kunnen verwachten dat dan in ^{60}Ni of ^{56}Fe de resonantie duidelijker én sterker optreedt, wat niet het geval blijkt. Een mogelijke verklaring voor deze uiteenlopende bevindingen zou kunnen zijn dat in ^{40}Ca de pygmee resonantie wel aanwezig is, maar bij hogere energie ligt (boven de gebruikte eindpuntenergie van 10 MeV). Deze kern bevindt zich namelijk in de $N, Z = 20$ schil en uit tabel 10.1 kunnen we veronderstellen dat in dit massagebied de PR hoger zal liggen.

Ge-isotopen: In deze kernen, midden in de schil tussen $N, Z = 28$ en $N = 50$, kunnen we op basis van de gegevens hierboven vermeld, een aantal bemerkingen maken. Vooreerst treedt heel wat fragmentatie op in vergelijking met de fp-schil, en de resonantie is minder uitgesproken. Als ze voorkomt, is het bij energieën (5-8 MeV) intermediair tussen beide schillen. Ook de sterkte is wat gereduceerd in vergelijking met het $N, Z = 28$ en $N = 50$ gebied (typisch $20\text{-}30 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$). Dit is opnieuw in duidelijke tegenspraak met de bevindingen van Igashira et al. De sterkte lijkt eveneens niet echt toe te nemen met neutronenoverschot, tenzij ze zo gefragmenteerd is dat slechts een beperkte hoeveelheid sterkte kan gedetecteerd worden.

$N = 50$: Uit de gegevens in dit gebied (zie hoofdstuk 9) blijkt dat het

aantal protonen in het midden van de schil slechts invloed heeft op de fragmentatie van de sterkte, en niet zozeer op de energie of de sterkte zelf. Het neutronenoverschot (buiten de $Z = 38$ of $Z = 40$ subschil) heeft dus weinig invloed en de parameters van de PR worden dus voornamelijk bepaald door het afsluiten van de $N = 50$ schil. Dit wijst dus eerder in de richting van de theorie van Oros et al.

$Z = 50$: Tussen de twee Sn-isotopen blijkt E_{PR} lichtjes te stijgen met neutronenaantal, terwijl de sterkte toeneemt. In het kader van de *neutron skin* benadering lijkt dit logisch. Toch kan dit ook enigszins verklaard worden door het beschouwen van de opvulling van de orbitalen. De energie van de PR wordt grotendeels bepaald door de afgesloten $Z = 50$ schil. Wanneer meer neutronen de orbitalen tussen $N = 50$ en $N = 82$ opvullen, kunnen meer deeltje-gat excitaties voorkomen, wat de sterkte opdrijft. Dit is natuurlijk een intuïtieve benadering, en individuele berekeningen per kern zijn nodig om dit gegeven te kunnen reproduceren.

$N = 82$: In dit massagebied zijn de gegevens voorlopig schaars en we kunnen dan ook weinig vergelijkingen maken tussen de kernen in kwestie. Het is wel eerder opvallend dat de energie van de pygmee resonantie gelijkaardig is aan die in de twee vorige massagebieden. Bij het beschouwen van het neutronenoverschot zou, zeker in vergelijking met het $N = 50$ gebied, de energie lager moeten liggen. De $1p - 1h$ theorie van Oros et al. is sterk afhankelijk van de ligging van de orbitalen en kan dus a priori weinig voorspellen over ligging en sterkte van de pygmee resonantie in dit massagebied.

$Z = 82, N = 126$: Hier zijn de gegevens opnieuw compatibel met beide theorieën. Bij het bereiken van een nieuwe afgesloten schil ligt de energie lager, terwijl de resonantie sterker geworden is. Uit de (γ_{tag}, γ') -metingen [26] blijkt dat de pygmee resonantie prominent aanwezig is bij de Pb-isotopen en bij Bi (bij deze kernen is de $Z = 82$ schil afgesloten). Bij Tl en Hg echter, waarbij de protonenschil niet afgesloten is (respectievelijk $Z = 81$ en $Z = 80$) is de werkzame doorsnede in het gebied van de pygmee resonantie een stuk kleiner. Dit lijkt hetzelfde effect als in de Ge-isotopen, waar eveneens geen schil afgesloten is. Bovendien moet vermeld worden dat deze metingen een tweede resonantie opleveren rond 9 MeV.

Uit bovenstaande bespreking blijkt dus dat het niet eenvoudig is een verklaring voor de pygmee resonantie op te stellen. De *neutron skin* theorie van Chambers et al. [124] kan een aantal gegevens verklaren, maar er zijn duidelijk ook tegenspraken. De cluster theorie van Iachello [54] en de microscopische theorie van Oros et al. [56] zijn echter ook meestal toepasbaar. Punten van discussie zijn vooral de gegevens van ^{40}Ca en van ^{60}Ni .

Het is duidelijk dat de experimentele gegevens nog te schaars zijn. Metingen in kernen in het midden van schillen kunnen nuttige informatie opleveren. Voorts zijn de gegevens in het $N = 82$ massagebied onvolledig. Meting van volledige isotopen- of isotonenreeksen is eveneens aangewezen. Aan de andere kant kunnen verfijningen van de theorie eventueel bepaalde fenomenen, die hierboven vermeld werden, verklaren. Verdere berekeningen zoals die van Oros et al. [56] voor een aantal specifieke kernen kunnen hopelijk meer inzicht bieden in het mechanisme van de vorming van de pygmee resonantie.

Hoofdstuk 11

Voeding en vertakking

In dit laatste hoofdstuk bespreken we tenslotte één van de belangrijkste nadelen van de NRF methode. Hierop is nog zelden de nadruk gelegd, maar we zullen aantonen dat het fenomeen van vertakking, en, ermee gepaard gaande, voeding en inelastische lijnen, zeer belangrijk is voor een juiste interpretatie van de resultaten en dat men een zekere voorzichtigheid in acht moet nemen bij de interpretatie en vergelijking met andere experimenten.

We hebben reeds vele keren vermeld dat voeding van laagenergetische niveaus door vertakking van hoger gelegen niveaus problemen veroorzaakt, en onder andere metingen met verschillende eindpuntenergieën noodzaakt. De oorzaak van het probleem is tweevoudig:

- In NRF wordt de desexcitatie van niveaus geobserveerd wordt. Dit staat in contrast met bv. (e, e') - of (p, p') -metingen waar de rechtstreekse excitatie vanuit de grondtoestand wordt geobserveerd. Deze desexcitatie veroorzaakt een intensiteit evenredig met Γ_0^2/Γ . Wanneer de totale vervalbreedte Γ van het niveau niet gekend is (en dit is meestal zo), kan de juiste waarde voor Γ_0 niet bepaald worden. Dit heeft vooral een *onderschatting* van de geobserveerde sterkte van deze niveaus tot gevolg. Een bijkomend gevolg hiervan is dat bepaalde niveaus door deze vertakking gevoed worden, waardoor de intensiteit in de desexcitatie van deze niveaus *overschat* zal worden.
- Door het gebruik van remstraling worden alle niveaus met voldoende grote Γ_0 bevolkt. Directe excitatie, voeding, vertakking en bijhorende inelastische en elastische lijnen komen dus simultaan voor waardoor het spectrum complexer wordt. Eventuele waargenomen vertakking

kan niet met zekerheid vastgesteld worden. Bij bevolking van slechts één niveau zou men ondubbelzinnig de vertakking kunnen waarnemen.

De gevolgen voor de interpretatie van de spectra zijn drievoudig:

- De sterkte van niveaus waarvoor geen, of slechts gedeeltelijke, vertakking wordt waargenomen, wordt onderschat. Vermits de kans op vertakking (op basis van energetische beschouwingen, en het hoger aantal niveaus waarnaar de vertakking kan gebeuren) stijgt met de energie van het niveau, zal dit voornamelijk het geval zijn voor hoog-energetische niveaus.
- De sterkte van niveaus die hierdoor gevoed worden, zal overschat worden. Dit zal voornamelijk gebeuren bij laagenergetische niveaus. In het intermediaire energiegebied kunnen beide processen optreden. Dit effect kan gedeeltelijk opgevangen worden door metingen met verschillende eindpuntenergie. Voeding is afhankelijk van de gebruikte eindpuntenergie en van de niveaudichtheid van de kern in kwestie.
- Door de vertakking zullen een aantal inelastische lijnen in het spectrum aanwezig zijn. We beschikken enkel over de Ritz regel om deze op een tentatieve manier terug te vinden. Bovendien moeten zowel de transitie van het vertakkende niveau naar de grondtoestand, de transitie van het gevoede niveau naar de grondtoestand en de inelastische transitie zelf zichtbaar zijn in het spectrum. Ondubbelzinnige identificatie van een inelastische transitie blijft dus onmogelijk. Bovendien zullen we, als bovenstaande voorwaarde niet vervuld is, een aantal echte inelastische transities niet kunnen identificeren en dus verkeerdelijk beschouwen als grondtoestandsovergangen van eventueel fictieve niveaus.

Van deze fenomenen is voeding eigenlijk het enige dat we kunnen bestuderen, door middel van de metingen met verschillende eindpuntenergieën. Door de studie hiervan kunnen we echter ook inzicht krijgen in het mechanisme van vertakking en de bijhorende inelastische lijnen.

In ^{56}Fe kunnen we de hoeveelheid voeding bestuderen door de resultaten uit de 10 MeV, 6.5 MeV en 7.6 MeV (ref. [21]) metingen te vergelijken. Hiervoor beschouwen we best de verhoudingen van de geobserveerde Γ_0 -waarden bekomen in de metingen bij de verschillende eindpuntenergieën: $R = \Gamma_0^{10\text{MeV}}/\Gamma_0^{7.6\text{MeV}}$ of $\Gamma_0^{10\text{MeV}}/\Gamma_0^{6.5\text{MeV}}$. Wanneer bv. een transitie enkel

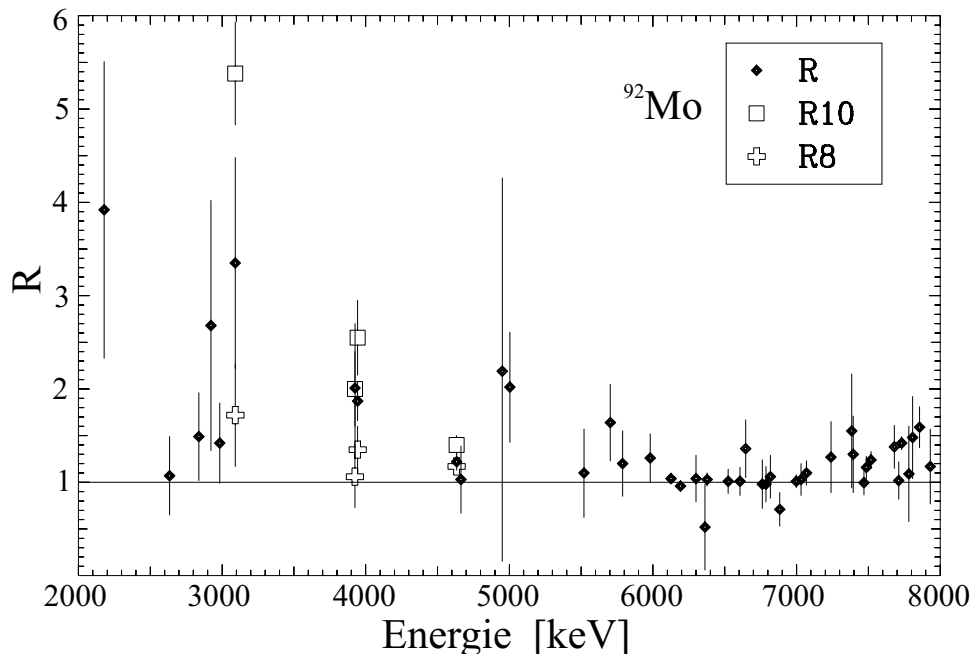
zichtbaar is in het 10 MeV spectrum, kunnen we $\Gamma_0^{6.5MeV}$ vervangen door de detectielimiet bij deze energie, wat een onderlimiet oplevert voor R .

Voor excitatie-energieën tussen 6 en 7.6 MeV zijn de R -waarden gelijk aan 1 binnen de fout. Dit duidt op een verwaarloosbare voeding in dit energiegebied (behalve voor twee transities bij 7116 en 7134 keV, die besproken werden in hoofdstuk 6). Beneden 6.5 MeV varieert R tussen 1 en 5, en voor de laagste transitie (2133 keV) wordt $R = 9.5$. Behalve voor deze laatste transitie is er geen echte trend waarneembaar in het voedingsproces. We moeten natuurlijk rekening houden met mogelijke inelastische transities in dit energiegebied. Laten we de R -waarden voor deze buiten beschouwing, dan varieert R slechts tussen 1 en 2.5, een bepaalde, maar toch geen drastische, voeding indicierend. Opnieuw is geen systematiek in functie van de energie vast te stellen.

Voor de *scissors* mode bij 3448 keV bedraagt $\Gamma_0^{10MeV}/\Gamma_0^{7.6MeV}$ 1.32 ± 0.22 terwijl $\Gamma_0^{10MeV}/\Gamma_0^{6.5MeV}$ 1.65 ± 0.10 bedraagt. Dit kan erop wijzen dat dit niveau lichtjes gevoed wordt door niveaus tussen 6.5 en 7.6 MeV. Boven 3.5 MeV vallen alle waarden voor $\Gamma_0^{10MeV}/\Gamma_0^{6.5MeV}$ en $\Gamma_0^{10MeV}/\Gamma_0^{7.6MeV}$ mooi samen. Dit ondersteunt de veronderstelling dat voeding maar belangrijk wordt beneden 4 MeV onder de eindpuntenergie (zie verder, en ref. [11]).

In ^{58}Ni is de situatie weer iets complexer, door de grote hoeveelheid laagenergetische transities. De meeste R -waarden ($R = \Gamma_0^{10MeV}/\Gamma_0^{6.5MeV}$) liggen tussen 1 en 5. Voor zes transities beneden 4 MeV lijkt de voeding hoger (R tussen 5 en 12), en de twee transities bij 2598 en 3254 keV vertonen uitermate hoge waarden van $R = 25$ en 40! In hoofdstuk 6 werd reeds de mogelijkheid besproken dat deze transities inelastisch zijn. De uitzonderlijk hoge R -waarden bevestigen dit nog eens. Laten we deze buiten beschouwing, en ook alle transities die door de Ritz regel als inelastisch bestempeld werden, dan blijft R tussen 1 en 5. Net als in ^{56}Fe is er geen duidelijke afhankelijkheid van de energie te bemerken. De voeding in ^{58}Ni is wel iets belangrijker dan in ^{56}Fe .

Voor ^{92}Mo gebruiken we $R = \Gamma_0^{10MeV}/\Gamma_0^{8MeV}$. Deze verhouding weerspiegelt de invloed op de voeding vanwege de niveaus tussen 8 en 10 MeV. Boven 4 MeV kunnen we veronderstellen dat de 8 MeV meting sterktes levert die niet aan voeding onderhevig zijn, maar beneden deze energie kunnen niveaus zowel in de 8 als in de 10 MeV meting gevoed worden. Figuur 11.1 geeft deze verhoudingen R weer (ruiten).



Figuur 11.1: De verhoudingen $R = \Gamma_0^{10\text{MeV}}/\Gamma_0^{8\text{MeV}}$ in ^{92}Mo (ruiten). De waarde voor $R=1$ is eveneens aangegeven. Open vierkanten geven $R10$ weer, de verhouding van de sterktes uit de 10 MeV meting t.o.v. de waarden uit ref. [73], behorend bij een eindpuntenergie van 5.1 MeV. Open kruisen geven $R8$ weer, idem als $R10$ maar voor sterktes uit de 8 MeV meting.

We zien dat de meeste waarden boven 5 MeV rond $R = 1$ liggen. Dit betekent nog eens dat voeding beneden zo'n 4 MeV onder de eindpuntenergie weinig rol speelt. Beneden deze energie lijkt R , op enkele uitzonderingen na, te stijgen tot een waarde van 4. De vertakking van niveaus tussen 8 en 10 MeV naar deze niveaus neemt dus snel toe.

Bij deze energieën wensen we ook een beeld te krijgen van de absolute voeding zowel in de 10 MeV als 8 MeV meting; dit betekent dat we moeten vergelijken met niet door voeding beïnvloede sterktes. Daarvoor kunnen de 4 transities uit de 5.1 MeV meting van Metzger [73] dienen. We gebruiken hierbij de waarden $R10 = \Gamma_0^{10\text{MeV}}/\Gamma_0^{5.1\text{MeV}}$ en $R8 = \Gamma_0^{8\text{MeV}}/\Gamma_0^{5.1\text{MeV}}$. Deze zijn ook aangeduid op figuur 11.1 met respectievelijk open vierkanten en open kruisen.

Uit de waarden voor $R8$ kunnen we afleiden dat de voeding slechts belangrijk wordt voor niveaus beneden 3.5 MeV, en dan nog niet echt drama-

tisch. De R_{10} -waarden liggen echter een heel stuk hoger. Het niveau bij 4633 keV wordt nog niet echt veel gevoed, maar onder 4 MeV neemt het effect snel toe. Vooreerst zijn hier natuurlijk de vele niveaus tussen 8 en 10 MeV voor verantwoordelijk. Anderzijds is het ook zo dat niveaus tussen bv. 6 en 8 MeV veel meer bevolkt worden in de 10 MeV meting dan in de 8 MeV meting (door de intensere remstraling in dit energiegebied). Hierdoor zal voeding vanuit niveaus beneden 8 MeV ook nog versterkt worden. Het is niettemin duidelijk dat het gebruik van een hogere eindpuntenergie zowel de grootte van de voeding als de energie vanaf waar die optreedt, sterk beïnvloedt.

Uit deze observaties kunnen we reeds de volgende conclusies trekken:

- Voeding begint maar op te treden vanaf ongeveer 4 MeV beneden de eindpuntenergie. Dit geldt zeker tot eindpuntenergieën van 10 MeV. Bij een hogere waarde van de eindpuntenergie wordt zowel de grootte van de voeding als de energie vanaf waar die optreedt verhoogd.
- Voeding hangt niet enkel af van de excitatie-energie van het desbetreffende niveau, maar ook van de individuele structuur ervan. We kunnen dit afleiden uit de schommelende waarden voor de voeding in ^{56}Fe en ^{58}Ni , en in mindere mate in ^{92}Mo .

We kunnen deze conclusies vergelijken met een studie van de voeding die gedaan werd in het kader van de NRF metingen op Ge-isotopen [11]. Bij deze studie werd beroep gedaan op statistische berekeningen. Een gedeeltelijk artificieel niveauschema werd opgesteld, gebruik makend van de GDR en niveaudensiteitsparameters. Men nam een typisch remstralingspectrum aan voor de exciterende fotonen, en enkel excitatie van 1^- -toestanden werd toegelaten. Alle primaire γ -transities (direct afkomstig van het geëxciteerde niveau) en secundaire γ -transities (via cascades) naar een bepaald niveau werden berekend.

Berekening van de totale γ -populatie voor een aantal experimentele en artificiële niveaus resulteerde in de conclusie dat voeding (primair en secundair) meest waarschijnlijk afkomstig is van niveaus 2 tot 3 MeV hoger. Dit zou betekenen dat voeding, bij gebruik van 10 MeV remstraling, enkel beneden 6 MeV waarneembaar wordt en beneden 4 MeV zelfs drastisch. Dit wordt gedeeltelijk bevestigd door onze waarnemingen. De drastische voeding beneden 4 MeV is niet waargenomen.

We kunnen dit ook meer intuïtief verklaren: Als voeding vooral afkomstig is van niveaus 2-3 MeV hoger, en we bedenken dat de fotonflux slechts 1 tot 2 MeV beneden de eindpuntenergie hoog genoeg wordt voor een serieuze populatie van deze vertakkende niveaus, dan bekomen we inderdaad dat voeding belangrijk wordt zo'n 4 tot 5 MeV beneden de eindpuntenergie. Het is trouwens deze schatting die de keuze van de eindpuntenergieën bij de metingen op ^{56}Fe en ^{58}Ni bepaalde.

De beste methode om de voeding te bestuderen is eigenlijk het gedrag van de laagste toestand 2_1^+ in de verschillende metingen. Deze ligt echter in alle drie de kernen beneden 2 MeV, waar de efficiëntie ϵ_N niet goed gekend is. Door de loodabsorbers daalt ϵ_N beneden 2 MeV. Zeker voor ^{56}Fe , waar de 2_1^+ -toestand bij 847 keV ligt, is een bepaling van zijn sterkte niet mogelijk. Bij ^{58}Ni en ^{92}Mo ligt deze rond 1.5 MeV. Hier kunnen we wel een ondergrens voor de sterkte bepalen (de geëxtrapoleerde waarde voor ϵ_N zal namelijk te hoog zijn). Tabel 11.1 geeft de $Rx = \Gamma_0^{x\text{MeV}}/\Gamma_0^{\text{NDS}}$ -waarden weer, waarbij x voor de eindpuntenergie in kwestie staat, en NDS voor de getabelleerde waarde in Nuclear Data Sheets (^{58}Ni : ref. [61]; ^{92}Mo : ref. [116]).

Tabel 11.1: De verhoudingen $Rx = \Gamma_0^{x\text{MeV}}/\Gamma_0^{\text{NDS}}$ voor de eerste 2_1^+ -toestand in ^{58}Ni en ^{92}Mo , waarbij x staat voor de gebruikte eindpuntenergie, en NDS voor de gekende waarden uit Nuclear Data Sheets [61, 116]. Deze waarden zijn ondergrenzen.

^{58}Ni		^{92}Mo	
$R_{6.5}$	R_{10}	R8	R10
4.2 ± 0.5	21 ± 2	5.7 ± 1.9	60 ± 5

Voor dit niveau wordt het effect dus betrekkelijk groot, zeker bij het gebruik van 10 MeV remstraling. Bij de Sn-isotopen [53, 91] werd dit ook waargenomen, maar daar werden alle niveaus tot 2.5 MeV nog een stuk meer gevoed ($\Gamma_0^{10\text{MeV}}/\Gamma_0^{4.1\text{MeV}}$ tot 200). Blijkbaar speelt de niveaudensiteit een grote rol, ook op de energie vanaf waar drastische voeding begint op te treden. Dit werd ook opgemerkt bij vergelijking van de twee Sn-isotopen: In ^{124}Sn is de voeding van deze laagenergetische niveaus minder prominent dan in ^{116}Sn . Dit kan veroorzaakt worden door de lagere deeltjesdrempel (S_n ligt 1 MeV lager dan in ^{116}Sn). Er zijn dus minder niveaus beschikbaar bij hogere energie die voor voeding kunnen zorgen.

De belangrijke populatie van het 2_1^+ -niveau kan maar voor een klein gedeelte verklaard worden door de geobserveerde vertakkingen (zie tabellen 6.8, 6.11 en 8.7). Bovendien kan het grootste gedeelte van de voeding van de overige laagenergetische niveaus ook niet in verband gebracht worden met vertakkingen. Voor dit verschijnsel kunnen we drie verklaringen opstellen:

1. Het tekort aan 'geschikte' inelastische transitieën kan wijzen op een voedingsmechanisme dat bestaat uit een grote hoeveelheid kleine vertakkingen van vele hoger gelegen niveaus. De overeenstemmende inelastische transitieën zullen dan zeer zwak zijn, en meestal beneden de detectielimieten vallen. Dit kan gebeuren via primaire inelastische transitieën of via een geheel van cascades.
2. De aanwezigheid van enkele zeer sterke laagenergetische transitieën (vooral in ^{58}Ni) die ervan verdacht worden inelastisch te zijn, leidt tot de mogelijkheid dat een aantal niveaus zodanig sterk vertakken dat het verval ervan naar de grondtoestand niet meer zichtbaar is in de spectra. Bijgevolg kan de Ritz regel niet meer toegepast worden en kunnen deze transitieën niet als inelastisch geïdentificeerd worden.
3. In ^{92}Mo werden een aantal vertakkingen gevonden waarin ook intermediaire 0^+ - en 4^+ -niveaus een rol spelen. Het verval van deze toestanden naar de grondtoestand kan natuurlijk niet waargenomen worden in NRF, en de Ritz regel kan hier geen oplossing bieden. Dit is indirect een bewijs dat vertakking ook via verschillende cascades gebeurt (bv. $0^+ \rightarrow 1^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+ \dots$), en dat ook dergelijke niveaus zouden moeten opgenomen worden om de Ritz regel toe te passen.

Argumenten voor deze suggesties kunnen gevonden worden in de experimenten met gemerkte fotonen van Chapuran et al. [21] op ^{56}Fe . We hebben reeds vermeld dat in dit experiment de differentiële werkzame doorsnede gemeten werd voor verval naar de 2_1^+ -toestand. Deze doorsnede bleek over het algemeen slechts half zo sterk als de elastische werkzame doorsnede, en vertoonde geen noemenswaardige structuur. Ze is eerder vlak tussen 6 en 10 MeV. Blijkbaar is deze doorsnede het resultaat van een cumulatief effect van vele niveaus die zwak vertakken naar de 2_1^+ -toestand. De gemiddelde vertakingsverhouding naar de grondtoestand van de niveaus boven 6 MeV werd geschat op $\Gamma_0/\Gamma \gtrsim 0.7$. Dit betekent dat de vertakking naar de 2_1^+ -toestand zeker een stuk belangrijker is dan werd waargenomen in onze metingen, en dat dit gebeurt op een manier die overeenkomt met verklaring (1).

Ook de vergelijking met (e, e') -experimenten kan informatie opleveren. Voor ^{56}Fe en ^{58}Ni werden een aantal $M1$ transities uit de (e, e') -metingen niet teruggevonden in de NRF experimenten, alhoewel de detectielimieten voor beide types experimenten ongeveer gelijk is. Een verder aantal transities werden wel waargenomen in NRF, maar met een erg gereduceerde sterkte. Een sterke vertakking, volgens verklaring (2), kan hiervan de oorzaak zijn. Dit is echter in tegenspraak met een eenvoudige QPM berekening waarin de vertakking van pure één-phonon 1^+ -toestanden naar intermediaire één- en twee-phonon toestanden werd bestudeerd. Aangezien $E1$ verval dominant is, werden enkel intermediaire toestanden met $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ beschouwd. Dit resulteert in een slechts heel geringe vertakking die de grondtoestandsvervalbreedte met minder dan 1 % beïnvloedt. De meeste vertakking en voeding moet volgens deze berekening ontstaan uit 1^- -toestanden. Aangezien er bij lage energie meer 2^+ -toestanden zijn, geschikt om bevolkt te worden via $E1$ transities, dan $0^-, 1^-, 2^-$ -toestanden, lijkt dit wel logisch. Het verklaart echter niet de discrepanties tussen de (e, e') -metingen en NRF.

Concluderend kunnen we stellen dat voeding een typisch probleem is voor NRF, dat echter te omzeilen valt door het gebruik van verschillende eindpuntenergieën. De ermee gepaard gaande vertakking is echter minder evident te bepalen, en kan in vele gevallen een juiste sterktebepaling beletten. Men moet bijgevolg enigszins voorzichtig zijn bij de interpretatie van NRF resultaten. Dit nadeel weegt echter niet op tegen de vele voordelen van de methode, zoals besproken in de inleiding van dit proefschrift.

Hoofdstuk 12

Conclusie en vooruitblik

Conclusie:

In dit proefschrift hebben we elektrische en magnetische dipoolovergangen naar gebonden toestanden bestudeerd in de fp-schil kernen ^{56}Fe en ^{58}Ni , en in de $N = 50$ kern ^{92}Mo . Hiervoor hebben we gebruik gemaakt van de lineaire elektronenversneller in Gent om remstraling met verschillende maximale fotonenergieën te produceren. Via de verstrooiing van deze fotonen aan de kernen (NRF methode) kunnen we excitatie-energie, sterkte en multipolariteit van de desexcitatiestraling afleiden uit de gemeten spectra. Dit kan gebeuren op een volledig modelonafhankelijke manier. Dit is, naast de uitstekende energieresolutie, één van de fundamentele voordelen van NRF. Bovendien kunnen we, door gebruik van gepolariseerde remstraling, op een eveneens modelonafhankelijke manier, de pariteit van de straling bepalen, en daarmee het $E1$ of $M1$ karakter van de transitie vastleggen.

Het bepalen van multipolariteit en pariteit gebeurt op basis van hoekdistributiemetingen. De Ge-detectoren die gebruikt werden om de spectra op te meten, werden hiervoor op de meest gunstige manier gerangschikt. Om de multipolariteit van de uitgezonden straling te bepalen is het voldoende om ongepolariseerde remstraling te gebruiken, en de verstrooide fotonen onder hoeken van 90° en 127° te detecteren. Het verschil in hoekdistributie voor dipool- en quadrupooltransities is immers maximaal bij deze hoeken. De productie van gepolariseerde remstraling gebeurde op basis van de *off-axis* techniek. De elektronenbundel werd hierbij schuin gericht op de remstralingradiator. De resulterende straling loodrecht op deze radiator is dan gedeeltelijk lineair gepolariseerd. Door selectie hiervan via een collimator beschikken we over gepolariseerde fotonen, en kunnen we bovendien de rich-

ting van de elektrische veldvector, en dus het polarisatievlak, instellen. Het meten van de fotonen, verstrooid parallel met, en loodrecht op, dit polarisatievlak, levert een verstrooiingsasymmetrie op die de pariteit van de straling weerspiegelt. $E1$ transities leveren namelijk fotonen op die preferentieel loodrecht op dit vlak verstrooid worden, terwijl dit voor $M1$ transities er parallel mee is. Het fundamentele voordeel bij dit alles is de zeer hoge repetitiefrequentie en hoge elektronenintensiteit van de versneller; dit reduceert de benodigde meettijd gevoelig in vergelijking met de meeste gelijkaardige versnellers.

In de drie kernen werd de dipoolrespons gemeten tot en met 10 MeV. Op ^{56}Fe en ^{58}Ni werden eveneens experimenten gedaan met een maximale fotonenergie van 6.5 MeV, en dit om de volledige respons van 2 tot 10 MeV te kunnen bepalen. Op ^{92}Mo werd een additionele meting met een eindpuntenergie van 8 MeV uitgevoerd, om het gebied tussen 6 en 7 MeV nader te kunnen bestuderen. Voor alle kernen kon de pariteit van de sterkste transities bepaald worden uit $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -metingen bij een eindpuntenergie van 12 MeV.

In ^{56}Fe en ^{58}Ni werden elk zo'n 60 transities geobserveerd. Voor sommige werd vertakking waargenomen, die werd opgenomen in de berekening van de grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 . Deze resultaten werden gedetailleerd vergeleken met eerdere NRF experimenten. In beide kernen kon de pariteit van 35 transities bepaald worden. De sterkste bleken een $E1$ karakter te hebben.

In ^{92}Mo werden 145 transities waargenomen tussen 2 en 10 MeV. Eventuele geobserveerde vertakking werd opnieuw in rekening gebracht. Voor de grote meerderheid kon een dipoolkarakter afgeleid worden. Met pariteitsbepaling kwamen we 37 $E1$ transities en slechts één tentatieve $M1$ overgang. Over heel het energiegebied gespreid komen ook wat zwakke $E2$ transities voor. De dipoolsterkte is in ^{92}Mo duidelijk meer gefragmenteerd dan in de fp-schil kernen, en de sterktes van individuele transities liggen er ook lager.

Voor alle kernen werden microscopische berekeningen gedaan in het kader van het QPM, om de distributie van de $E1$ en $M1$ sterkte van een theoretische achtergrond te voorzien. Uit vergelijking van de NRF resultaten met deze QPM voorspellingen, met andere experimenten (zoals (e, e') en (p, p') en (γ_{tag}, γ')), en met de GDR, kon een inzicht gekregen worden in een aantal fenomenen die in deze kernen voorkomen. In wat volgt, delen we de bespreking op in een beschouwing van de $E1$ sterkte en van de $M1$ sterkte.

E1 sterkte:

In alle kernen bestaat het grootste deel van de sterkte uit *E1* sterkte. Deze komt voornamelijk voor tussen 5 en 10 MeV. De totale *E1* sterkte bedraagt $60 - 140 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ voor de fp-schil kernen en $135 - 240 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ voor ^{92}Mo . De eerste waarde komt telkens overeen met de geïdentificeerde *E1* sterkte, de tweede waarde is een bovengrens, berekend door alle dipooltransities zonder pariteitsbepaling als *E1* te beschouwen. We hebben aangetoond dat deze bovengrens redelijk accuraat zal zijn, en de meeste transities dus een *E1* karakter zullen hebben. Voorts werd aangetoond dat de *E1* distributie veel structuur vertoont, en dat een naïeve extrapolatie van de GDR in dit gebied kan aanleiding geven tot een verkeerde inschatting van de sterkte. De berekende *E1* sterkte, voorspeld door het QPM in dit energiegebied, komt steeds goed overeen met de waargenomen bovengrenzen. De gedetailleerde structuur ervan wordt echter minder goed gereproduceerd door het QPM.

Zowel in ^{58}Ni als in ^{92}Mo werden goede kandidaten gevonden voor de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -twee-phonon-toestand. In ^{58}Ni bevindt deze zich bij 6027 keV, met een sterkte van $6 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Helaas kon geen pariteit bepaald worden en het *E1* karakter van de transitie naar de grondtoestand blijft dus onbepaald. Deze toestand wordt echter door het QPM voorspeld met dezelfde sterkte. In tegenstelling tot observaties bij zwaardere semimagische kernen, ligt deze twee-phonon-toestand zo'n 100 keV hoger dan bij een harmonische koppeling van het quadrupool- en octupoolphonon.

In ^{92}Mo hebben we drie kandidaten gevonden voor dergelijke toestand. De beste kandidaat lijkt de 1^- -toestand bij 4633 keV. De sterkte bedraagt $3.2 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Ook hier bevindt deze zich 270 keV hoger dan bij een puur harmonische koppeling. Het QPM voorspelt dat deze toestand bij de energie van de harmonische koppeling voorkomt, met een sterkte van slechts $1.7 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$.

In ^{56}Fe tenslotte werden ook enkele mogelijke kandidaten gevonden voor deze twee-phonon-toestand, tussen 5.2 en 5.6 MeV, die echter wat zwakker zijn dan in de andere kernen. Een duidelijke toekenning is echter voorlopig niet mogelijk.

Voor de kandidaat-twee-phonon-toestanden in ^{58}Ni en ^{92}Mo werd een geringe vertakking waargenomen naar de 2_1^+ -toestand. Om het twee-phonon karakter ondubbelzinnig vast te leggen, zou echter de *E2* transitie naar de 3_1^- -toestand moeten bestudeerd worden, maar deze werd niet geobserveerd in onze metingen.

Wanneer de $E1$ sterktes in ^{56}Fe en ^{58}Ni vergeleken worden met één-deeltjes-afschattingen, dan blijken de transities tot de sterkste te behoren in dit massagegebied (tot 6 mW.u.). Dit benadert de aanbevolen bovenlimiet (RUL) voor $E1$ sterkte, opgesteld via een compilatie van gegevens in dit massagegebied. Het lijkt dus veiliger de RUL te verhogen voor dit massagegebied.

De $E1$ sterktes in ^{92}Mo liggen ook aan de hoge kant (1-2 mW.u.) in vergelijking met de compilatie in het massagegebied $A = 91 - 150$, maar noodzaken niet onmiddellijk een verhoging van de RUL (10 mW.u.).

De belangrijkste structuur waargenomen in de $E1$ sterkte is de pygmee resonantie. In ^{56}Fe en ^{58}Ni treedt deze op rond 8.2 MeV en wordt in beide gevallen gevormd door slechts enkele sterke transities. De sterkte van deze resonantie bedraagt in beide gevallen $35 - 60 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Bij een studie van andere kernen in dit massagegebied bleek dat ook daarin de pygmee resonantie zich manifesteert, en wel bij dezelfde energie en praktisch gelijke sterkte. De QPM berekeningen konden de pygmee resonantie niet correct reproduceren, maar een aantal concentraties aan $E1$ sterkte zouden ermee kunnen overeenstemmen. Bij berekeningen voor Sn-isotopen werd gevonden dat de pygmee resonantie vooral bepaald wordt door een constructieve interferentie tussen één- en twee-phonon configuraties. In dit massagegebied is deze interactie blijkbaar onderschat door het QPM.

In ^{92}Mo treedt de pygmee resonantie ook duidelijk op, zij het meer gefragmenteerd, rond 6.5 MeV. De sterkte bedraagt hier $70 - 85 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$, en is daarmee wat groter dan in de fp-schil. In naburige $N = 50$ kernen werden opnieuw gelijkaardige concentraties van $E1$ sterkte aangetroffen, bij dezelfde energie en met dezelfde sterkte, zij het minder gefragmenteerd.

Voor de verklaring van de pygmee resonantie zijn er twee theorieën beschikbaar. De eerste veronderstelt, macroscopisch gezien, dat een dunne neutronenschil rond de kernbolk verantwoordelijk is voor dit verschijnsel. Een tweede is gebaseerd op zgn. lokale modes, waarbij een gedeelte van de kern oscilleert t.o.v. de rest. Microscopisch gezien komt dit neer op $1p - 1h$ -sterkte die achterblijft tussen de originele $1p - 1h$ -toestanden wanneer het grootste deel van de sterkte door residuele interacties de GDR vormt.

Om een zicht te krijgen op welke theorie het meest plausibel is, werd gepoogd een systematiek op te stellen van de parameters van de pygmee resonantie doorheen het massagegebied. Naast de fp-schil ($N, Z = 28$) en het $N = 50$ massagegebied werden gegevens opgezocht uit het $N, Z = 20$, het $Z = 50$, het $N = 82$ en het $Z = 82, N = 126$ massagegebied. Een aantal

vaststellingen werden gemaakt:

- De energie van de pygmee resonantie lijkt te dalen met de massa. Die varieert van 8.2 MeV tot 5.5 MeV in de zwaarste massagebieden.
- De sterkte $B(E1) \uparrow$ lijkt te stijgen met de massa, maar ook met het aantal neutronen binnen een isotopenreeks.
- De sterkte, uitgedrukt t.o.v. de gewogen-som-regel EWSR, blijft praktisch constant, of daalt lichtjes met de massa.
- In het midden van een schil daalt de energie lichtjes, is de sterkte kleiner dan in de naburige afgesloten schillen, en treedt meer fragmentatie op.

Op basis van deze bemerkingen is het nog niet mogelijk een bepaalde theorie de voorkeur te geven; veel gegevens zijn nog onvolledig en voor beide theorieën treden zowel bevestigingen als tegenspraken op.

M1 sterkte:

Voor alle kernen geldt dat de waargenomen $M1$ transitie tot de zwakkere behoren in het spectrum. In ^{92}Mo kon zelfs maar één tentatieve $M1$ transitie worden waargenomen. In beide fp-schil kernen werden 7 $M1$ transities geobserveerd. De totale $M1$ sterkte $B(M1) \uparrow$ tussen 4 en 10 MeV bedraagt er $2.7 \mu_N^2$ voor ^{58}Ni en $1.4 \mu_N^2$ voor ^{56}Fe . In deze kernen wordt een $M1$ spin-flip resonantie verwacht rond 8-9 MeV. De $M1$ respons in beide kernen is echter verschillend. In ^{58}Ni is duidelijk meer sterkte aanwezig dan in ^{56}Fe , en zij is ook geconcentreerd in een resonantie rond 8.6 MeV. In ^{56}Fe zijn verscheidene zwakke $M1$ transities gedetecteerd, die een eerder vlakke distributie vertonen tussen 7 en 10 MeV. Nochtans voorspelt het QPM voor beide kernen een sterke spin-flip resonantie bij 9 MeV.

De sterkte voorspeld in deze resonantie bedraagt echter ongeveer $10 \mu_N^2$, en is daarmee erg overschat. Heel waarschijnlijk is het zo dat grondtoestandscorrelaties hiervoor verantwoordelijk zijn. Voor ^{58}Ni wordt de vorm en de energie van de spin-flip resonantie wel goed gereproduceerd door het QPM, maar de fragmentatie is eerder onderschat. Een kleiner fragment van deze resonantie bij 7 MeV wordt wel goed gereproduceerd.

In ^{56}Fe treedt dus een discrepantie op tussen de experimentele resultaten en de QPM berekeningen, niet alleen in sterkte maar ook wat betreft de vorm van de $M1$ distributie. De waargenomen vlakke distributie wordt

trouwens ook bevestigd door (e, e') - en (p, p') -metingen. Het is mogelijk dat een eventuele deformatie van ^{56}Fe hiervan de oorzaak is.

De resultaten van ^{56}Fe en ^{58}Ni werden vergeleken met (e, e') - en (p, p') -metingen. Over het algemeen bleek dat de $M1$ sterkte in NRF experimenten lager uitvalt. Mogelijk ligt een sterke vertakking van de 1^+ -niveaus aan de oorsprong hiervan. We hebben wel aangetoond dat in sommige gevallen de modelafhankelijkheid van (e, e') teveel $M1$ sterkte kan opleveren. De vergelijking met (p, p') leverde een goede kwalitatieve overeenkomst.

Bij ^{92}Mo is er dus geen sprake van een geobserveerde spin-flip resonantie. Het QPM voorspelt wel een dubbele resonantie (8.5 en 10.6 MeV) met een totale sterkte van ongeveer $10 \mu_N^2$. De $M1$ transitie die waargenomen werd heeft echter maar een sterkte van $0.2 \mu_N^2$. Het is echter mogelijk dat een gedeelte van de transities zonder pariteitstoekenning toch $M1$ karakter hebben, en er zich wel degelijk een spin-flip resonantie bevindt in ^{92}Mo . We hebben aangetoond dat, als dit zo is, deze volledig gescheiden is van de $E1$ pygmee resonantie. Waarschijnlijk is de sterkte, en de fragmentatie, voorspeld door het QPM, opnieuw overschat. De dubbele vorm van de resonantie werd wel bevestigd door (p, p') -metingen.

In tegenstelling tot ^{58}Ni en ^{92}Mo werd bij ^{56}Fe een sterke $M1$ transitie aangetroffen bij lage energie. Dit wordt dikwijls beschouwd als een *scissors* mode, zoals bij zware goed gedeforbeerde kernen. Deze transitie komt voor bij 3448 keV en heeft een sterkte van $B(M1) \uparrow = 0.48 \mu_N^2$.

De QPM berekeningen voorspellen bij deze energie een toestand met twee-phonon karakter, gevormd uit de koppeling van het quadrupoolphonon 2_1^+ en de *mixed-symmetry* 2_{ms}^+ -toestand. Uit de literatuur blijkt dat dergelijke toestand algemeen voorkomt in bijna sferische kernen. De transitie naar een sferische grondtoestand is in eerste orde verboden, maar een kleine deformatie kan de sterkte gevoelig opdrijven. Het twee-phonon karakter impliceert een orbitaal karakter, en kan daarom als een analoog van de echte *scissors* mode worden gezien.

De QPM berekeningen onderschatten nogal de sterkte van deze transitie, maar er werd dan ook verondersteld dat ^{56}Fe sferisch is. De experimentele sterkte van deze transitie, en de vertakking naar de 2_1^+ -toestand, komen goed overeen met deze gemeten in een aantal andere experimenten.

Ook in ^{58}Ni en ^{92}Mo werd een dergelijke toestand voorspeld door het QPM (rond 3-4 MeV), zij het met geringe overgangsterkte. Enkele kan-

didaten (zonder pariteitsbepaling) uit de experimentele resultaten konden worden voorgesteld, maar er kon niets definitiefs beslist worden.

Uit de vergelijking van de $M1$ sterkte uit de NRF meting op ^{56}Fe met (e, e') - en (p, p') -metingen bleek dat de transitie bij 7211 keV zich eigenaardig gedraagt: Zowel in NRF als (e, e') was dit de sterkste $M1$ transitie boven 4 MeV. In het (p, p') -spectrum is deze transitie zeer zwak. Mogelijk heeft deze transitie dus een voornamelijk isoscalair of orbitaal karakter. In de literatuur vonden we dat in ^{58}Ni een niveau bestaat, rond 7.7 MeV, dat mogelijk een isoscalair ($f_{7/2}^{-1}f_{5/2}$) karakter heeft. Waarschijnlijk kunnen beide transities met elkaar in verband gebracht worden.

Uiteindelijk werd nog een nadeel van de NRF methode belicht: voeding en vertakking. Het voedingsprobleem kan opgevangen worden door metingen te doen met verschillende eindpuntenergieën, zoals in dit proefschrift. Enkel beneden zo'n 4 MeV onder de eindpuntenergie van de gebruikte remstraling wordt voeding van niveaus belangrijk.

De vertakking stelt een groter probleem voor, daar we in NRF de desexcitatie van niveaus bestuderen. Aan de hand van de verschillende metingen, en van vergelijking met andere experimenten, hebben we vastgesteld dat deze vertakking enerzijds via cascades van zwakke transities gebeurt. Aan de andere kant zijn er ook aanwijzingen dat sommige niveaus zeer sterk vertakken zodat de transitie naar de grondtoestand niet meer kan geobserveerd worden. De geobserveerde transities in NRF metingen moeten dus met de nodige voorzichtigheid geïnterpreteerd worden.

Vooruitblik:

We hebben in dit proefschrift de drie kernen ^{56}Fe , ^{58}Ni en ^{92}Mo , uitgebreid bestudeerd. Er blijven echter, binnen deze studie, nog enkele onopgeloste vragen. Waar is de spin-flip resonantie in ^{92}Mo ? Waarom is er in ^{56}Fe geen sprake van een echte $M1$ resonantie? Waar ligt precies de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -toestand in ^{92}Mo ? Kan men de *mixed-symmetry* twee-phonon toestand terugvinden in ^{58}Ni en ^{92}Mo ?

De studie van de $M1$ respons in deze kernen kan dus meer informatie gebruiken. Zo zijn gedetailleerde (p, p') -experimenten nuttig om de sterkte en vorm van de spin-flip resonantie te bestuderen. Aanvullend zouden ook (d, d') -metingen op ^{56}Fe welkom zijn, om de isoscalaire $M1$ respons in kaart te brengen, en het karakter van de 7211 keV-transitie in ^{56}Fe te bepalen.

De $E1$ respons bij hogere energie is met de hier besproken metingen reeds goed bestudeerd. De informatie over de lager gelegen $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -twee-phonon toestanden is echter nog te beperkt. Nieuwe NRF metingen met lagere eindpuntenergie en goede sensitiviteit zouden een oplossing kunnen bieden. Vooreerst moeten de pariteiten van de mogelijke kandidaten ondubbelzinnig bepaald worden. Daarnaast zouden de vertakkingen ervan nauwkeurig moeten gemeten worden om het twee-phonon karakter definitief vast te leggen. Aan de nieuwe NRF opstelling in Dresden wordt binnenkort begonnen met metingen. Met een hoge intensiteit en quasi continue bundel moet men zeker aan deze voorwaarden kunnen voldoen.

Het onderzoek naar dipooltoestanden stopt zeker niet met de studie van enkele kernen; we hebben duidelijk gemaakt in het geval van de pygmee resonantie, dat meer informatie nodig is over het ganse massagebied, en ook in het midden van schillen. Het karakter van de pygmee resonantie kan maar duidelijk gemaakt worden door de systematiek ervan te bestuderen. In dit opzicht moet de $E1$ respons in de fp-schil nog nader bestudeerd worden, zeker bij kernen verder verwijderd van de gesloten schil. Op verschillende Ca-isotopen zijn reeds NRF metingen gepland in Darmstadt.

Ook de gegevens over de $E1$ pygmee resonantie in het $N = 82$ gebied zijn nog te beperkt. NRF metingen met hoge eindpuntenergie kunnen de pygmee resonantie volledig in kaart brengen, en zo de opgestelde systematiek aanvullen. Het spreekt ook voor zich dat dit alles in een theoretische omkadering moet plaatsvinden.

Uiteindelijk hebben we aangetoond dat NRF een krachtige methode is voor de studie van dipooltoestanden, zeker in het geval van $E1$ transities. De methode is echter niet alleenstaand, en vergelijking met andere methodes is aangewezen om extra informatie in te winnen over bepaalde fenomenen. We hebben in dit proefschrift niet alleen bijgedragen tot de oplossing van een aantal vragen, we hebben er ook nieuwe gesteld. Verder onderzoek in het gebied van de structuur van de kern moet hiervoor nieuwe inzichten brengen. Zonder twijfel zal NRF hierbij een belangrijke rol spelen, dat bewijzen de nieuwe en verbeterde opstellingen in Darmstadt en Dresden.

Bijlage A

De ^{56}Co kalibratiebron

^{56}Co is een *E.C.*- en β^+ -actief isotoop. Het verval naar ^{56}Fe met een vervaltijd van 77.27 ± 0.03 dagen. In de tabel worden de γ -stralen die hierbij uitgezonden worden weergegeven met hun respectieve relatieve intensiteiten (per verval; conversie-elektronen zijn hierin vervat). Deze werden gebruikt om de efficiëntie in arbitraire eenheden van de verschillende Ge-detectoren te bepalen. De gegevens zijn afkomstig uit refs. [87, 88].

Tabel A.1: Gegevens van de kalibratiebron ^{56}Co . De energieën E_γ en de relatieve intensiteiten I_γ van de uitgezonden γ -stralen worden weergegeven.

E_γ (keV)	I_γ (%)
847.764 ± 0.006	99.958 ± 0.005
1037.844 ± 0.004	14.03 ± 0.20
1175.099 ± 0.008	2.28 ± 0.03
1238.287 ± 0.006	67.0 ± 0.7
1360.206 ± 0.006	4.29 ± 0.04
1771.350 ± 0.015	15.51 ± 0.14
1810.722 ± 0.017	0.65 ± 0.01
1963.714 ± 0.012	0.713 ± 0.011
2015.179 ± 0.011	3.03 ± 0.05
2034.759 ± 0.011	7.78 ± 0.12
2113.107 ± 0.012	0.376 ± 0.007
2212.921 ± 0.010	0.388 ± 0.015
2598.460 ± 0.010	16.9 ± 0.3
3009.596 ± 0.017	1.06 ± 0.03
3201.954 ± 0.014	3.18 ± 0.10
3253.417 ± 0.014	7.79 ± 0.25
3272.998 ± 0.014	1.85 ± 0.06
3451.154 ± 0.013	0.93 ± 0.03
3548.180 ± 0.120	0.19 ± 0.01

Bijlage B

Het boorzuur kalibratiemateriaal

Van boorzuur gebruiken we transitieën in de kernen ^{11}B en ^{16}O . De natuurlijke abundanties zijn respectievelijk 80.1 % en 99.8 %, de grondtoestanden hebben $J^\pi = 3/2^-$ en 0^+ . De specifieke gegevens worden in tabellen B.1 - B.5 opgenomen.

Tabel B.1: Gegevens van de kalibratiestandaard H_3BO_3 . Voor de niveaus in ^{11}B en ^{16}O worden de excitatie-energieën, levensduur τ , vertakkingsverhouding Γ_0/Γ , de grondtoestandsvervalbreedte Γ_0 en de geïntegreerde werkzame doorsnede I_s gegeven.

kern	E_x (keV)	τ (fs)	Γ_0/Γ (%)	Γ_0 (meV)	I_s (eVb)
^{11}B	2124.69 ± 0.03	5.35 ± 0.31	100	123 ± 7	52.4 ± 3.0
	4444.89 ± 0.50	1.18 ± 0.04	100	558 ± 19	162.8 ± 5.5
	5020.31 ± 0.30	0.34 ± 0.01	85.6 ± 0.6	1657 ± 50	216.3 ± 7.1
	6742.9 ± 1.8	22 ± 5	70 ± 2	21 ± 5	2.5 ± 0.6
	6791.8 ± 0.3	1.7 ± 0.2	67.5 ± 1.1	261 ± 31	7.4 ± 0.9
	7285.51 ± 0.43	0.57 ± 0.04	87.0 ± 2.0	1005 ± 74	94.9 ± 8.0
	7977.84 ± 0.42	0.57 ± 0.06	46.2 ± 1.1	534 ± 58	14.9 ± 1.7
	8560.3 ± 1.8	0.70 ± 0.07	56 ± 2	527 ± 56	15.5 ± 1.9
	8921.0 ± 0.6	0.151 ± 0.001	95 ± 1	4150 ± 48	285.5 ± 6.2
^{16}O	6917.1 ± 0.6	6.78 ± 0.19	100	97 ± 3	39.0 ± 1.1
	7116.86 ± 0.14	12.0 ± 0.7	100	55 ± 3	12.5 ± 0.8

Gegevens ontleend aan [128–131]

Tabel B.2: De energieën van transities in H_3BO_3 die gebruikt worden voor de energiekalibratie. Deze zijn aangegeven voor verstrooiingshoeken $\theta = 90, 127^\circ$. Bovendien zijn de *escapelijnen* weergegeven. Voor elke transitie is de gebruikte hoekverdeling $W(\theta)$ aangegeven.

90°		127°	
E_γ (keV)	W	E_γ (keV)	W
2124.47 ± 0.03	1.000	2124.20 ± 0.03	1.000
$2895.19 \pm 0.42^*$		$2894.70^* \pm 0.42$	
4443.93 ± 0.50	1.000	4442.77 ± 0.50	1.000
3932.93 ± 0.50		3931.77 ± 0.50	
3421.93 ± 0.50		3420.77 ± 0.50	
5019.08 ± 0.30	0.939	5017.60 ± 0.30	1.005
4508.08 ± 0.30		4506.60 ± 0.30	
3997.08 ± 0.30		3995.60 ± 0.30	
7282.92 ± 0.43	0.931	7279.80 ± 0.43	1.006
6771.92 ± 0.43		6768.80 ± 0.43	
6260.92 ± 0.43		6257.80 ± 0.43	
8917.12 ± 0.60	0.987	8912.44 ± 0.60	1.001
8406.12 ± 0.60		8401.44 ± 0.60	
7895.12 ± 0.60		7890.44 ± 0.60	
6915.50 ± 0.60	1.226	6913.56 ± 0.60	0.571
6404.50 ± 0.60		6402.56 ± 0.60	
5893.50 ± 0.60		5891.56 ± 0.60	
7115.15 ± 0.14	0.755	7113.11 ± 0.14	1.020
6604.15 ± 0.14		6602.11 ± 0.14	
6093.15 ± 0.14		6091.11 ± 0.14	

* Inelastische transitie; $5020 \rightarrow 2125$ keV

Tabel B.3: Belangrijkste elektromagnetische overgangen in ^{11}B . Spin en pariteit zijn aangegeven voor de niveaus. Mogelijke eindtoestanden E_f zijn aangegeven met de vertakkingsverhouding.

E_x (keV)	J^π	J^π	vertakkingsverhouding (%)	naar de eindtoestand bij E_f (keV)		
		0	2125	4445	5020	7286
2125	$1/2^-$	100				
4445	$5/2^-$	100				
5020	$3/2^-$	85.6 ± 0.6	$14.4 \pm 0.6^*$			
7286	$5/2^+$	87 ± 2	< 1	5.5 ± 0.1	7.5 ± 0.1	
7978	$3/2^+$	46.2 ± 1.1	$53.2 \pm 1.2^{**}$	< 0.06	< 0.09	0.85 ± 0.04
8921	$5/2^-$	95 ± 1	< 1	4.5 ± 0.5	< 1	< 1

* 2895 keV

** 5853 keV

Cursief: Niet waargenomen.

Tabel B.4: De mengverhoudingen δ voor de weergegeven transitie in ^{11}B en de multipolariteiten voor de twee grondtoestandsovergangen in ^{16}O . De mengverhoudingen staan in de Steffen-Krane conventie [132], en werden gebruikt om de hoekdistributies te berekenen. Waar onbekend, werd $\delta = 0$ aangenomen.

E_γ (keV)	δ
2125	
4445	-0.19 ± 0.03
5020	0.03 ± 0.05
7286	
8921	-0.11 ± 0.04
6917	$E2$
7117	$E1$

Uit [128]

Tabel B.5: De fracties S (%) van de piekoppervlaktes van H_3BO_3 -lijnen in de spectra die vrij zijn van voeding, voor de verschillende gebruikte eindpuntenergieën.

E_x (keV)	S (%)		
	10 MeV *	8 MeV	6.5 MeV
2125	72.2 ± 3.0	75.7 ± 2.0	80.0 ± 1.4
4445	95.5 ± 1.0	100	100
5020	99.0 ± 0.5	100	100

* Uit [11, 84]

Bijlage C

QPM

We wensen hier het principe van het QPM (*Quasiparticle Phonon Model*) kort toe te lichten. De berekeningen werden uitgevoerd door Dr. Ponomarev van het *Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics JINR* in Dubna, Rusland.

In het model worden geëxciteerde toestanden in een even-even kern behandeld als fononen. De phonon-creatie-operatoren worden voorgesteld door $Q_{\lambda\mu i}^+$. Multipolariteit en projectie worden voorgesteld door λ en μ . De index i onderscheidt fononen met dezelfde λ maar verschillende excitatie-energie. De phonon-creatoren hebben een microscopische structuur:

$$Q_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\tau} \sum_{jj'mm'}^{n,p} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} C_{jmj'm'}^{\lambda\mu} [\alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'}^+]_{\lambda\mu} - (-1)^{\lambda-\mu} \varphi_{jj'}^{\lambda i} C_{j'm'jm}^{\lambda-\mu} [\alpha_{j'm'} \alpha_{jm}]_{\lambda-\mu} \}, \quad (\text{C.1})$$

waarbij $\alpha_{j,m}^+$ ($\alpha_{j,m}$) creatie- (annihilatie) operatoren van quasideeltjes voorstellen in het één-deeltje-niveau $j = |n, l, j\rangle$. Door de fermionstructuur van de fononen wordt voldaan aan quasi-boson commutatierregels:

$$[Q_{\lambda\mu i}, Q_{\lambda'\mu' i'}^+] = \delta_{\lambda,\lambda'} \delta_{\mu,\mu'} \delta_{i,i'} \frac{1}{2} \sum_{jj'} [\psi_{jj'}^{\lambda i} \psi_{jj'}^{\lambda' i'} - \varphi_{jj'}^{\lambda i} \varphi_{jj'}^{\lambda' i'}] - \sum_{jj'j_2} \sum_{mm'm_2} \alpha_{j,m}^+ \alpha_{j',m'} \{ \psi_{j'j_2}^{\lambda i} \psi_{jj_2}^{\lambda' i'} C_{j'm'j_2m_2}^{\lambda\mu} C_{jmj_2m_2}^{\lambda'\mu'} - (-1)^{\lambda+\lambda'+\mu+\mu'} \varphi_{jj_2}^{\lambda i} \varphi_{j'j_2}^{\lambda' i'} C_{jmj_2m_2}^{\lambda-\mu} C_{j'm'j_2m_2}^{\lambda'-\mu'} \}. \quad (\text{C.2})$$

De phononstructuur (de coëfficiënten ψ en φ) en de corresponderende energieën $\omega_{\lambda i}$ worden berekend door de quasideeltje RPA eigenwaarde ver-

gelijkingen op te lossen. De modelhamiltoniaan bevat termen die corresponderen met een gemiddeld veld voor neutronen en protonen, monopool paarvorming en een residuele interactie. De RPA vergelijkingen leveren zowel collectieve oplossingen als pure twee-quasideeltjes-configuraties.

Vertrekkende van deze één-phonon toestanden worden meer complexe configuraties opgebouwd: twee-phonon $[Q_{\lambda\mu,i}^+ \otimes Q_{\lambda'\mu',i'}^+]_{JM}$, drie-phonon $[[Q_{\lambda\mu,i}^+ \otimes Q_{\lambda'\mu',i'}^+]_{J'M'} \otimes Q_{\lambda''\mu'',i''}]_{JM}$, en meer-phonon configuraties.

Uiteindelijk worden de golffuncties van de toestanden J^π ontwikkeld in deze basis:

$$\begin{aligned} \Psi^\nu(JM) = & \left\{ \sum_{\alpha_1} S_{\alpha_1}^\nu(J) Q_{\alpha_1}^+ + \sum_{\alpha_2\beta_2} \frac{D_{\alpha_2\beta_2}^\nu(J)}{\sqrt{1 + \delta_{\alpha_2,\beta_2}}} \right. \\ & \times [Q_{\alpha_2}^+ Q_{\beta_2}^+]_{JM} + \sum_{\alpha_3\beta_3\gamma_3} \frac{T_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^\nu(J)}{\sqrt{1 + \delta_{\alpha_3,\beta_3,\gamma_3}}} \\ & \left. \times [Q_{\alpha_3}^+ Q_{\beta_3}^+ Q_{\gamma_3}^+]_{JM} + \dots \right\} |ph, \end{aligned} \quad (C.3)$$

$$\delta_{\alpha_3,\beta_3,\gamma_3} = \delta_{\alpha_3,\beta_3} + \delta_{\alpha_3,\gamma_3} + \delta_{\beta_3,\gamma_3} + 2\delta_{\alpha_3,\beta_3}\delta_{\alpha_3,\gamma_3},$$

waar dit in realistische berekeningen (zoals in dit proefschrift) tot en met de drie-phonon term berekend wordt. Met α, β en γ worden de combinatie $\{\lambda, \mu, i\}$ bedoeld, met α', β' en γ' de combinatie $\{\lambda, i\}$. De index $\nu = (1, 2, \dots)$ duidt aan of de toestand J^π de eerste, tweede, ... is in het totale energiespectrum van het systeem. Men neemt aan dat elke combinatie α, β en γ van fononen maar één keer voorkomt.

Om de excitatie-energieën van de toestanden en de coëfficiënten S , D en T te bepalen, wordt de QPM hamiltoniaan gediagonaliseerd in de gebruikte phononbasis. De matrixelementen tussen verschillende configuraties worden berekend door gebruik te maken van de QPM hamiltoniaan en de fermionsstructuur van de fononen. In de berekeningen voor dit proefschrift werden de termen in de hamiltoniaan, die corresponderen met twee-phonon uitwisseling, verwaarloosd (zij karakteriseren directe koppeling tussen één- en drie-phonon-configuraties). Deze matrixelementen zijn immers veel kleiner dan deze corresponderend met één-phonon uitwisseling. Deze laatste koppelen twee-phonon-configuraties met één- en drie-phonon-configuraties ($U_{\beta'}^{\alpha'}(\gamma')$).

De modelhamiltoniaan ziet er dus als volgt uit:

$$H = \sum_{\alpha'} \omega_{\alpha'} Q_{\alpha'}^+ Q_{\alpha'} + \sum_{\alpha', \beta', \gamma'} U_{\beta'}^{\alpha'}(\gamma') Q_{\alpha'}^+ Q_{\beta'}^+ Q_{\gamma'} + H_{Pauli}, \quad (C.4)$$

waar de phononen α' en β' in de tweede term gekoppeld worden tot impulsmoment γ' . De laatste term H_{Pauli} betekent een Pauli correctie, die afkomstig is van het toepassen van de commutatieregels. Deze is voornamelijk verantwoordelijk voor een energieverhuizing in de meer-phonon-configuraties. Deze is essentieel in het beschrijven van de eigenschappen van de $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -toestand.

De fermionoperator die de elektromagnetische transitie beschrijft kan ontwikkeld worden als een oneindige som van phonon operatoren. Door het feit dat RPA grondtoestands correlaties in rekening gebracht worden wordt bv. de directe γ -excitatie van meer-phonon-toestanden vanuit de grondtoestand toegelaten. De directe excitatie van twee-phonon-toestanden zal wel veel zwakker zijn vergeleken met één-phonon-toestanden. Dit is nog meer het geval met de excitatie van drie-phonon-toestanden. Daarom werden in de berekeningen de matrixelementen die drie-phonon-componenten van de golffunctie bevatten, verwaarloosd. Deze zijn voornamelijk verantwoordelijk voor een verdere fragmentatie van de sterkte.

Bibliografie

- [1] F. R. Metzger, *Prog. Nucl. Phys.* **7**, 53 (1959).
- [2] U. Kneissl, H. H. Pitz, and A. Zilges, *Progr. Part. Nucl. Phys.* **37**, 349 (1996).
- [3] A. Richter, in *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Physics, Florence, Italy*, edited by P. Blasi and R. A. Ricci (Tipografica Compositori Bologna, 1983), Vol. 2, p. 189.
- [4] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, and O. Scholten, *Phys. Lett.* **137B**, 27 (1984).
- [5] U. E. P. Berg, Habilitation thesis, University Giessen, 1985.
- [6] U. E. P. Berg, *Journal de Physique* **C4**, 359 (1984).
- [7] U. E. P. Berg, K. Ackermann, K. Bangert, C. Bläsing, W. Naatz, M. K. Brussel, T. E. Chapuran, and B. H. Wildenthal, *Phys. Lett.* **140B**, 191 (1984).
- [8] A. Degener, C. Bläsing, R. D. Heil, A. Jung, U. Kneissl, H. H. Pitz, H. Schacht, S. Schennach, R. Stock, and C. Wesselborg, *Nucl. Phys.* **A513**, 29 (1990).
- [9] U. E. P. Berg, D. Rück, K. Ackermann, K. Bangert, C. Bläsing, K. Kobras, W. Naatz, R. K. M. Schneider, R. Stock, and K. Wienhard, *Phys. Lett. B* **103**, 301 (1981).
- [10] K. Ackerman, K. Bangert, U. E. P. Berg, G. Junghans, R. K. M. Schneider, R. Stock, and K. Wienhard, *Nucl. Phys.* **A372**, 1 (1981).
- [11] A. Jung, S. Lindenstruth, H. Schacht, B. Starck, R. Stock, C. Wesselborg, R. D. Heil, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, and F. Steiper, *Nucl. Phys.* **A584**, 103 (1995).

- [12] R. Ratzek, U. E. P. Berg, C. Bläsing, A. Jung, S. Schennach, R. Stock, F. Urban, and H. Wickert, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 568 (1986).
- [13] K. Govaert, W. Mondelaers, E. Jacobs, D. De Frenne, K. Persyn, S. Pommé, M. L. Yoneama, S. Lindenstruth, K. Huber, A. Jung, B. Starck, R. Stock, C. Wesselborg, R. D. Heil, U. Kneissl, and H. H. Pitz, *Nucl. Instrum. Meth.* **A337**, 265 (1994).
- [14] K. Govaert, L. Govor, E. Jacobs, D. De Frenne, W. Mondelaers, K. Persyn, M. L. Yoneama, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, K. Huber, S. Lindenstruth, R. Stock, K. Heyde, A. Vdovin, and V. Yu. Ponomarev, *Phys. Lett. B* **335**, 113 (1994).
- [15] V. Yu. Ponomarev, J. Bryssinck, L. Govor, F. Bauwens, O. Beck, D. Belic, P. von Brentano, D. De Frenne, C. Fransen, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, and V. Werner, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4029 (1999).
- [16] J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. De Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Yu. Ponomarev, and V. Werner, *Phys. Rev. C* **59**, 1930 (1999).
- [17] R.-D. Herzberg, C. Fransen, R. Fischer, O. Beck, D. Belic, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, U. Kneissl, B. Krischok, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Wolpert, and A. Zilges, *Phys. Rev. C* **56**, 2484 (1997).
- [18] A. Wolpert, O. Beck, D. Belic, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, and H. H. Pitz, *Phys. Rev. C* **58**, 765 (1998).
- [19] J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. De Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Yu. Ponomarev, and V. Werner, *Phys. Rev. C* **61**, 024309 (2000).
- [20] J. Bryssinck, Biennial report 1998-1999, University Gent, dept. Subatomic and Radiation Physics.

- [21] T. Chapuran, R. Starr, R. Vodhanel, and M. K. Brussel, *Phys. Rev. C* **30**, 54 (1984).
- [22] R. M. Laszewski, R. Alarcon, and S. D. Hoblit, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 431 (1987).
- [23] R. Alarcon, R. M. Laszewski, and D. S. Dale, *Phys. Rev. C* **40**, R1097 (1989).
- [24] P. Axel, K. Min, and D. Sutton, *Phys. Rev. C* **2**, 689 (1970).
- [25] R. M. Laszewski, *Phys. Rev. C* **34**, 1114 (1986).
- [26] R. M. Laszewski and P. Axel, *Phys. Rev. C* **19**, 342 (1979).
- [27] W. Ziegler, C. Rangacharyulu, A. Richter, and C. Spieler, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2515 (1990).
- [28] W. Ziegler, N. Huxel, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, and C. Spieler, *Nucl. Phys.* **A564**, 366 (1993).
- [29] M. Wilhelm, J. Eberth, G. Pascovici, E. Radermacher, H. G. Thomas, P. von Brentano, H. Prade, and R. M. Lieder, *Nucl. Instrum. Meth.* **A381**, 462 (1996).
- [30] J. Eberth, *Progr. Part. Nucl. Phys.* **28**, 495 (1992).
- [31] R.-D. Herzberg, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R. Fischer, N. Huxel, T. Klemme, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, and A. Zilges, *Phys. Lett. B* **390**, 49 (1997).
- [32] J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, and A. Zilges, *Nucl. Phys.* **A636**, 139 (1998).
- [33] H. Kaiser, P. von Brentano, E. Caurier, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, L. K. P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, A. Poves, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, and I. Wiedenhöver, *Nucl. Phys.* **A660**, 41 (1999).

- [34] R. Schwengner, G. Winter, W. Schauer, M. Grinberg, F. Becker, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, T. von Egidy, R.-D. Herzberg, N. Huxel, L. Kaübler, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, J. Ott, N. Pietralla, H. Prade, S. Raman, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, H. Schnare, T. Servene, S. Skoda, T. Steinhardt, C. Stoyanov, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, and A. Zilges, *Nucl. Phys.* **A620**, 77 (1997).
- [35] P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Schlegel, and R. Schulz, *Nucl. Phys.* **A650**, 267 (1999).
- [36] J. Enders, N. Huxel, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2010 (1997).
- [37] J. Enders, N. Huxel, U. Kneissl, P. von Neumann-Cosel, H. H. Pitz, and A. Richter, *Phys. Rev. C* **57**, 996 (1998).
- [38] J. Reif, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R.-D. Herzberg, N. Huxel, L. Kaübler, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, A. Richter, C. Schlegel, H. Schnare, R. Schwenger, T. Servene, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, and A. Zilges, *Nucl. Phys.* **A620**, 1 (1997).
- [39] P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, L. Esser, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Meise, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. Thomas, I. Wiedenöver, G. Winter, and A. Zilges, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2029 (1996).
- [40] R.-D. Herzberg, C. Fransen, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, L. Käubler, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, and I. Wiedenhöver, *Phys. Rev. C* **60**, 051307(R) (1999).
- [41] L. Kaübler, H. Schnare, R. Schwengner, P. von Brentano, F. Dönau, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, M. Grinberg, E. Grosse, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. Prade, A. Richter, S. Skoda, C. Stoyanov, H.-G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, and I. Wiedenhöver, *Eur. Phys. J.* **A7**, 15 (2000).

- [42] N. Pietralla, C. Fransen, D. Belic, P. von Brentano, C. Friessner, U. Kneissl, A. Linneman, A. Nord, H. H. Pitz, T. Otsuka, I. Schneider, V. Werner, and I. Wiedenhoöver, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1303 (1999).
- [43] G. M. Crawley, N. Anantamaran, A. Galonsky, C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis, J. C. Jourdain, and P. Kitching, *Phys. Rev. C* **26**, 87 (1982).
- [44] K. Hosono, M. Fujiwara, H. Ikegami, M. Kondo, N. Matsuoka, T. Saito, and T. Yamazaki, *Nucl. Phys.* **A454**, 237 (1986).
- [45] C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis, J. C. Jourdain, N. Anantaraman, G. M. Crawley, A. Galonsky, and P. Kitching, *Nucl. Phys.* **A388**, 1 (1982).
- [46] C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis, J. C. Jourdain, N. Anantaraman, G. M. Crawley, A. Galonsky, and J. Duffy, *Nucl. Phys.* **A410**, 399 (1983).
- [47] H. Wörtche, Ph.D. thesis, Technische Hochschule Darmstadt, 1994.
- [48] P. von Neumann-Cosel, A. Poves, J. Retamosa, and A. Richter, *Phys. Lett. B* **443**, 1 (1998).
- [49] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 274 (2000).
- [50] L. Cannel, Ph.D. thesis, University Illinois, 1976.
- [51] K. Wienhard, C. Bläsing, K. Ackermann, K. Bangert, U. E. P. Berg, K. Kobras, W. Naatz, D. Rück, R. K. M. Schneider, and R. Stock, *Z. Phys.* **A302**, 185 (1981).
- [52] P. Van Isacker, M. A. Nagarajan, and D. D. Warner, *Phys. Rev. C* **45**, R13 (1992).
- [53] K. Govaert, F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, E. Jacobs, W. Mondelaers, L. Govor, and V. Yu. Ponomarev, *Phys. Rev. C* **57**, 2229 (1998).
- [54] F. Iachello, private communication and workshop on low-lying dipole excitations in Darmstadt, 1997.
- [55] F. Iachello, *Phys. Lett. B* **160**, 1 (1985).

- [56] A. Oros, K. Heyde, C. De Coster, and B. Decroix, *Phys. Rev. C* **57**, 990 (1998).
- [57] H. Nakada, T. Sebe, and T. Otsuka, *Nucl. Phys.* **A571**, 467 (1994).
- [58] E. Caurier, A. Poves, and A. P. Zuker, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1517 (1995).
- [59] R. Vennink and P. Glaudemans, *Z. Phys.* **A294**, 241 (1980).
- [60] E. Lipparini, S. Stringari, M. Traini, and R. Leonardi, *Nuovo Cimento* **31A**, 207 (1976).
- [61] M. R. Bhat, *Nucl. Data Sheets* **80**, 789 (1997).
- [62] S. K. Patra and C. R. Praharaj, *Phys. Rev. C* **44**, 2552 (1991).
- [63] G. Scharff-Goldhaber and C. B. Dover, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **26**, 239 (1976).
- [64] B. S. Ishkanov, I. M. Kapitonov, A. Y. Ugaste, V. I. Shvedunov, and E. V. Shirokov, *Physics of Atomic Nuclei* **57**, 2041 (1994).
- [65] F. Ballester, E. Casal, and J. B. A. England, *Nucl. Phys.* **A501**, 301 (1989).
- [66] N. Kumagai, T. Ishimatsu, E. Tanaka, K. Kageyama, and G. Isoyama, *Nucl. Phys.* **A329**, 205 (1979).
- [67] F. Metzger, *Nucl. Phys.* **A158**, 88 (1970).
- [68] C. Bläsing, Dissertation, Universität Giessen, 1982.
- [69] G. Hartung, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, 1989.
- [70] W. Mettner, A. Richter, W. Stock, B. C. Metsch, and A. G. M. Van Hees, *Nucl. Phys.* **A473**, 160 (1987).
- [71] R. Alarcon, R. M. Laszewski, A. M. Nathan, and S. D. Hoblit, *Phys. Rev. C* **36**, 954 (1987).
- [72] K. Wienhard, C. Bläsing, K. Ackermann, K. Bangert, U. Berg, K. Kobras, W. Naatz, D. Rück, R. Schneider, and R. Stock, *Z. Phys.* **A302**, 185 (1981).

- [73] F. Metzger, Phys. Rev. C **15**, 193 (1977).
- [74] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear structure* (W. A. Benjamin, New York, 1969), Vol. 1.
- [75] J. Heisenberg and H. P. Blok, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **33**, 569 (1983).
- [76] H. Überal, *Electron Scattering from Complex Nuclei* (Academic Press, New York - London, 1971), Vol. A+B.
- [77] F. Baker, L. Bimbot, B. Castel, R. W. Ferguson, C. Glashauser, A. Green, O. Hausser, K. Hicks, K. Jones, C. A. Miller, S. K. Nanada, R. D. Smith, M. Vetterli, J. Wambach, R. Abegg, D. Beatty, V. Cups, C. Djalali, R. Henderson, K. P. Jackson, R. Jeppeson, J. Lisanti, M. Morlet, R. Sawafta, W. Unkelbach, A. Willis, and S. Yen, Phys. Lett. B **237**, 337 (1990).
- [78] O. Häusser, M. C. Vetterli, R. W. Ferguson, C. Glashauser, R. G. Jeppesen, R. D. Smith, R. Abegg, F. T. Baker, A. Celler, R. L. Helmer, R. Henderson, K. Hicks, M. J. Iqbal, K. P. Jackson, K. P. Jackson, K. W. Jones, J. Lisanti, J. M. C. A. Miller, R. S. Sawafta, and S. Yen, Phys. Rev. C **43**, 230 (1991).
- [79] F. Osterfeld, Rev. Mod. Phys. **64**, 491 (1992).
- [80] S. Skorka, in *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, edited by W. Hamilton (North-Holland, Amsterdam, 1975), p. 283.
- [81] S. J. Skorka, J. Hertel, and T. W. Retz-Schmidt, At. Data and Nucl. Data Tab. **2**, 347 (1966).
- [82] L. W. Fagg and S. S. Hanna, Rev. Mod. Phys. **31**, 711 (1959).
- [83] M. Ferentz and N. Rosenzweig, in *Alpha-, Beta- and Gamma-ray spectroscopy*, edited by K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam, 1965), p. 1687.
- [84] A. Jung, Dissertation, Universität Giessen, 1992.
- [85] W. Mondelaers, K. V. Laere, A. Goedefroot, and K. Van Den Bossche, Nucl. Instrum. Meth. **A368**, 278 (1996).
- [86] W. Mondelaers, Doctoraatsverhandeling, Universiteit Gent, 1999.

- [87] W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig, H. Münzel, and H. Klewe-Nebenius, Chart of the Nuclides (Karlsruhe 1981).
- [88] A. Lorenz, *Handbook on Nuclear Activation Data* (IAEA, 1987), p. 187.
- [89] G. G. Ohlsen and P. W. Keaton, Nucl. Instrum. Meth. **109**, 41 (1973).
- [90] F. Partovi, Ann. Phys. **27**, 79 (1964).
- [91] K. Govaert, Doctoraatsverhandeling, Universiteit Gent, 1996.
- [92] K. H. Kobras, Diplomarbeit, Universität Giessen, 1981.
- [93] K. Huber, 1991, persoonlijke mededeling.
- [94] M. J. Martin, Nucl. Data Sheets **47**, 797 (1986).
- [95] H. Hanewinkel, Diplomarbeit, Universität Köln, 1981.
- [96] S. Albers, A. Clauberg, A. Dewald, C. Wesselborg, and A. Zilges, Verhandl. DPG (VI) **23**, 227 (1988).
- [97] L. I. Schiff, Phys. Rev. **83**, 252 (1951).
- [98] H. Junde, H. Dailing, Z. Chunmei, H. Xiaoling, H. Baohua, and W. Yaodong, Nucl. Data Sheets **51**, 1 (1987).
- [99] B. Singh, Nucl. Data Sheets **62**, 603 (1991).
- [100] P. B. Smith and W. Segeth, Nucl. Phys. **A398**, 397 (1982).
- [101] B. S. Ishkanov, I. M. Kapitonov, E. V. Shirokov, B. A. Yur'ev, L. I. Govor, A. M. Demidov, and O. K. Zhuravlev, Phys. Atomic Nuclei **61**, 515 (1998).
- [102] T. Eckert, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, R. Fischer, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, S. W. Yates, and A. Zilges, Phys. Rev. C **56**, 1256 (1997).
- [103] R.-D. Herzberg, I. Bauske, P. von Brentano, T. Eckert, R. Fischer, W. Geiger, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, and A. Zilges, Nucl. Phys. **A592**, 211 (1995).

- [104] M. Wilhelm, S. Kasemann, G. Pascovici, E. Radermacher, P. von Brentano, and A. Zilges, *Phys. Rev. C* **57**, 577 (1998).
- [105] P. M. Endt, *At. Data Nucl. Data Tables* **23**, 547 (1979).
- [106] T. Bowles, R. Holt, H. Jackson, R. Laszewski, R. McKeown, A. Nathan, and J. Specht, *Phys. Rev. C* **24**, 1940 (1981).
- [107] H. Steinwedel and J. Jensen, *Z. Naturforschung* **A5**, 413 (1950).
- [108] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear structure* (W. A. Benjamin, New York, 1975), Vol. 2.
- [109] D. Rück, Dissertation, Insitutut für Kernphysik, Giessen, 1982.
- [110] S. Ottini-Hustache, N. Alamanos, F. Auger, B. Castel, Y. Blumenfeld, V. Chiste, N. Frascaria, A. Gillibert, C. Jouanne, V. Lapoux, F. Marie, W. Mittig, J. C. Roynette, and J. A. Scarpaci, *Phys. Rev. C* **59**, 3429 (1999).
- [111] H. Nakada and T. Otsuka, *Phys. Rev. C* **55**, 2418 (1997).
- [112] Y. Fujita, Persoonlijke mededeling, 1999.
- [113] M. Fujiwara, Y. Fujita, I. Katayama, S. Morinobu, T. Yamazaki, and H. Ikegami, *Nucl. Phys.* **A410**, 137 (1983).
- [114] H. Wörtche, Persoonlijke mededeling, 1998.
- [115] D. Bes and R. Broglia, *Phys. Lett. B* **84**, 141 (1984).
- [116] C. Baglin, *Nucl. Data Sheets* **66**, 347 (1992).
- [117] C. Papadopoulos, A. Hartas, and P. Assimakopoulos, *Nucl. Phys.* **A254**, 93 (1975).
- [118] P. Endt, *At. Data Nucl. Data Tables* **26**, 47 (1981).
- [119] H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Leprêtre, A. DeMiniac, and A. Veyssiere, *Nucl. Phys.* **A227**, 427 (1974).
- [120] F. Metzger, *Phys. Rev. C* **11**, 2085 (1975).
- [121] T. Milliman, J. Connelly, J. Heisenberg, F. Hersman, and J. Wise, *Phys. Rev. C* **41**, 2586 (1990).

- [122] R. Mohan, M. Danos, and L. Biedenharn, *Phys. Rev. C* **3**, 1740 (1971).
- [123] Y. Suzuki, K. Ikeda, and H. Sato, *Prog. Theor. Phys.* **83**, 180 (1990).
- [124] J. Chambers, E. Zaremba, J. P. Adams, and B. Castel, *Phys. Rev. C* **50**, R2671 (1994).
- [125] J. Adams, B. Castel, and H. Sagawa, *Phys. Rev. C* **53**, 1016 (1996).
- [126] M. Igashira, H. Kitazawa, M. Shimizu, H. Komano, and N. Yamamuro, *Nucl. Phys.* **A457**, 301 (1986).
- [127] A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veysièrè, and K. Kernbach, *Nucl. Phys.* **A219**, 39 (1974).
- [128] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* **A433**, 1 (1985).
- [129] D. Millener, D. Allburger, E. Warburton, and D. Wilkinson, *Phys. Rev. C* **26**, 1167 (1982).
- [130] R. Moreh, W. Sellyev, and R. Vodhanel, *Phys. Rev. C* **22**, 1820 (1980).
- [131] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* **A460**, 20 (1986).
- [132] K. S. Krane and R. M. Steffen, *Phys. Rev. C* **2**, 724 (1970).