

Nivåtetthet og γ -styrkefunksjon for ^{57}Ni



Masteroppgave i kjernefysikk ved
Oslo Syklotronlaboratorium

Odd Terje Helle
Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo

Desember 2006

Forord

Lettere trist er følelsen når jeg nå kan si meg ferdig med dette arbeidet, men glad er jeg utvilsomt for å ha nådd frem. En veldig stor takk går til min tålmodige veileder Magne Guttormsen. Hans faglige overblikk og dyktighet har løst mange floker og drevet meg fremover hele tiden. Ellers vil jeg takke Ann-Cecilie Sunde, Sunniva Siem og Naeem Ul Hasan Syed for deres oppmuntring og alle råd. Helt avgjørende har også innflytelsen og vennskapet til mine medstudenter Anna Nikitina, Unni Lorentzen og Gry Merete Tveten vært.

En epoke der jeg rent faglig har vært i nærheten av veldig engasjerte og dyktige fysikere er nå over, dessuten er mine bohem år nå kommet til ende. Nye utfordringer venter.

Odd Terje Helle

Oslo, desember 2006

Innhold

1	Innledning	1
2	Eksperimentell metode	5
2.1	Detektoroppstilling	5
2.2	Signalbehandling og datalagring	7
2.3	Partikkelidentifikasjon	8
2.4	Tidsspekteret	12
2.5	α -spektrene	12
2.6	Gamma-spektrene	17
2.7	Tilbakefolding av γ -spektrene	18
2.7.1	Responsfunksjonen	18
2.7.2	Foldings-iterasjonsmetoden	21
2.7.3	Comptonsubtraksjonsmetoden	21
3	Førstegenerasjonsmatrisen	25
3.1	Førstegenerasjonsmetoden	25
3.2	Oslometoden; ekstraksjon av nivåtetthet og γ -styrkefunksjon . . .	30
3.2.1	Normalisering av nivåtettheten	32
3.2.2	Normalisering av transmisjonskoeffisienten	33
4	Eksperimentelle resultater	35
4.1	Nivåtettheten	35
4.2	Gamma-styrkefunksjonen	40
5	Termodynamiske egenskaper	48
5.1	Mikrokanonisk ensemble	48
5.2	Kanonisk ensemble	53
6	Konklusjon	58
A	Tillegg	59
A.0.1	Kjernerdefomasjon	59

Kapittel 1

Innledning

Ved Oslo Syklotronlaboratorium har man i mange år studert globale egenskaper til atomkjerner. Hovedvekten lå først på kjerner tilhørende de sjeldne jordarter (massetall $A = 140-180$), der man finner både sterkt deformerte og tilnærmet sfæriske kjerner. I de par siste år er lette kjerner som $^{93-98}\text{Mo}$, $^{56,57}\text{Fe}$ og $^{50,51}\text{V}$ også blitt undersøkt. Denne oppgaven behandler isotopen nikkel (^{57}Ni) som vi forventer vil klarlegge nærmere egenskapene i det lettere masseområdet.

Undersøkelsene søker å ekstrahere nivåtetthet og γ -styrkefunksjon for kjernene. Fra nivåtettheten kan man videre studere termodynamiske variabler som entropi, temperatur og varmekapasitet. Resultatene og påfølgende publikasjoner har etterhvert blitt mange og interessante. I de sjeldne jordartene har γ -styrkefunksjonen avslørt en ny resonans [1, 2, 3] kalt ”pygme-resonansen”, mens det i den kanoniske varmekapasiteten er observert S-lignende kurver tolket som indikasjon på en annenordens faseovergang [4, 5]. For de lettere kjernene har γ -styrkefunksjonen ved lave energier (~ 3 MeV) indikert en overraskende oppgang, kalt ”soft pole”, i enkelte kjerner [6, 7, 8, 9]. Tolkningen av denne er ennå ikke tilfredsstillende løst.

For å samle inn data som beskriver strukturer og egenskaper ved en atomkjerne, så må vi forstyrre den fra sin rolige eksistens i grunntilstanden. Ved å bombardere en utvalgt isotop, ofte en metallfolie (target) bestående av en høyt anrikt isotop, med en stråle av kjente prosjektil overføres eksitasjonsenergi til kjernen. Når kjernen så henfaller ned mot grunntilstanden, sender den ut γ -stråler som beskriver henfallsprosessen. Analysen av γ -strålene kan avsløre de indre strukturene for kjernen. I dette eksperimentet ble ^3He benyttet som prosjektil på et ^{58}Ni target. De reaksjonene som er interessante i denne sammenhengen er:

- $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, ^3\text{He}\gamma)^{58}\text{Ni}$; inelastisk spredning fra coulombvekselvirkning mellom prosjektil og target

- $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)^{57}\text{Ni}$; ”pick up”-reaksjon gjennom overføring av ett nøytron fra prosjektil til target.

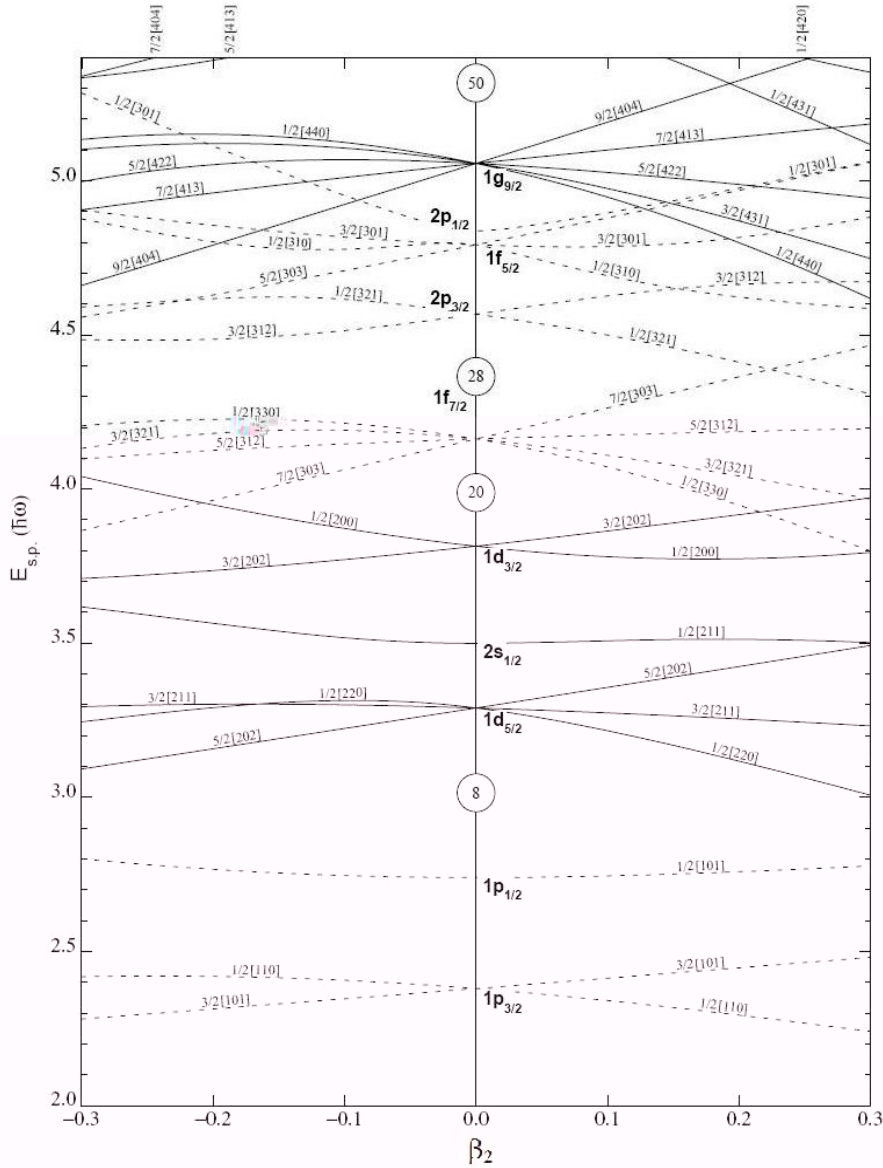
Reaksjonene kalles direkte reaksjoner i motsetning til ”compound”-reaksjoner. Prosessene overfører høy eksitasjonsenergi og lave spinnverdier $2 - 6\hbar$ som setter et spinnvindu på populasjonen av nivåer. Denne oppgaven behandler bare ^{57}Ni , altså data fra ”pick up” reaksjonen.

Fra skallmodellen vil grunntilstand konfigurasjonen av nukleonene i $^{28}\text{Ni}_{29}$ være karakterisert ved at protonene fyller opp $1f_{7/2}$ skallet, mens det er ett nøytron alene i $2p_{3/2}$. Energigapet mellom de to skallene er i denne modellen stort (28 er magisk tall) og strukturelle effekter ved å krysse gapet forventes å kunne ses i resultatene. Er kjernen deformert brukes ofte Nilssonmodellen, vist i figur 1.1, for å beskrive kollektive effekter som vibrasjon og rotasjon av enpartikkel nivåene. Nivåene kommer her nærmere hverandre jo mer deformert kjernen er og skalleffekter blir derfor mindre synlige. For $^{28}\text{Ni}_{29}$ antar vi en deformasjon på $\beta_2 \sim 0.17$ (se vedlegget).

Nivåtetthet kan beskrives som antall måter kjernen kan arrangeres på i et gitt energi-intervall, altså antall tilgjengelige nivåer per enhet eksitasjonsenergi. Slik røper nivåtettheten indre strukturer for kjernen og deres avhengighet av eksitasjonsenergi. Man deler nivåtettheten opp i to områder, et diskret- og et kontinuum- området. Det første tilsvare lav eksitasjonsenergi og lav nivåtetthet slik at overganger mellom nivåene både kan identifiseres ved spektroskopi og er bra beskrevet ved modellene nevnt ovenfor. Ved høy nok eksitasjonsenergi, ser man ikke lenger diskrete overganger, men ett kontinuum som tilsvare at nivåene er så tett i hverandre at vi ikke kan skille dem fra hverandre. For kontinuum området gjøres derfor antagelsen at alle nivåer blir likt populert og dermed kan vi beskrive/analysere dem ved statistiske modeller/metoder. I denne oppgaven søker vi å holde oss i kontinuum området og benytter en statistisk modell presentert i kapittel 3, men vi forventer allikevel å se skallstrukturer i nivåtettheten.

Gamma stråling i kontinuum blir kalt statistiske γ -stråler. De kjennetegnes av dipol overganger med høy energi sammen med lave spinnverdier og opptrer i kaskader. Vi beskriver kaskadene statistisk og tilskriver nivåene en sannsynlighet for å bli populert som er avhengig av nivåene over og deres sannsynlighet for å henfalle med multipolaritet XL ved en gitt eksitasjonsenergi. Slik vil sannsynligheten for å bli populert fluktuere i styrke med nivåene. Distribusjonen av den gjennomsnittlige henfallssannsynligheten mellom nivåer i kontinuum området kan uttrykkes som funksjon av γ -strålenes energi og gir da γ -styrkefunksjonen. Denne gir informasjon om hvilke γ -stråler kjernen vil foretrekke å sende ut og kjente trekk er de store resonansene ved ~ 16 MeV. Vårt forsøk strekker seg ikke så langt opp, men resultatene kan forventes å være avhengig av dem allikevel.

I dette arbeidet benytter vi den såkalte ”Oslometoden” [11] for å ekstrahere både nivåtettheten og γ -styrkefunksjonen for ^{57}Ni . Denne oppgaven vil kartlegge ett eksitasjonsområdet der nivåtettheten og γ -styrkefunksjonen er lite kjent fra



Figur 1.1: Nilsson-diagram for protoner/nøytroner ($Z/N \leq 50$) hentet fra [10]. Diagrammet viser enkeltpartikkel energiene i enhet av oscillator energi $\hbar\omega$ ved korresponderende deformasjon $\beta = \beta_2$, der negative paritetstilstander er indikert ved prikkete- mens positive pariteter er heltrukne- linjer. Med en deformasjon på $\beta_2 \sim 0.17$ blir avstanden mellom nivåene redusert mot en tilnærmet konstant avstand slik at skalleffekter synes mindre fremtredende. Her gir ett aksial- og et $R_2(\pi)$ - symmetrisk potensial at enpartikkel-tilstandene kan beskrives ved de asymptotiske kvantetallene $\Omega[Nn_z\Lambda]$. Der Ω er totalprojeksjonen av spinnet ($j = l + s$) på symmetriaksen, N er oscillator kvantetallet, n_z er antall oscillatorkvanter langs z -aksen og Λ er banespinnets projeksjon langs symmetriaksen. Det odde protonet i ^{57}Ni vil da være beskrevet ved $1/2[321]$.

før. Motivasjonen bak er mangfoldig og god, men i bunnen ligger ønsket om å forstå kjernens struktur og egenskaper på en stadig bedre og utfyllende måte. God kunnskap om nivåtettheten er viktig som datagrunnlag i beregninger av reaksjonstverrsnitt, for eksempel i astrofysiske modeller av nukleonsyntese eller desintegrasjons prosesser for reaktoravfall. Gamma-styrkefunksjonen kan ses på som et mål for de midlere elektromagnetiske egenskapene til kjernen og dermed fundamental for å forstå det mangfold av reaksjoner der γ -stråler inngår. I tillegg ønsker vi å se om det er en soft pole struktur også i ^{57}Ni . De termodynamiske variabler gir også god innsikt i egenskapene for kjernen.

Eksperimentets oppsett og vanlige metodiske grep i eksperimentell fysikk, blir skildret i kapittel 2. I kapittel 3 blir Oslometoden gjort rede for med en teoretisk vinkling. Deretter anvendes metoden på dette eksperimentets datagrunnlag og resultatene i form av ekstrahert nivåtetthet og γ -styrkefunksjon blir presentert i kapittel 4. De utledede termodynamiske variabler presenteres i kapittel 5 før det oppsummeres i kapittel 6.

Kapittel 2

Eksperimentell metode

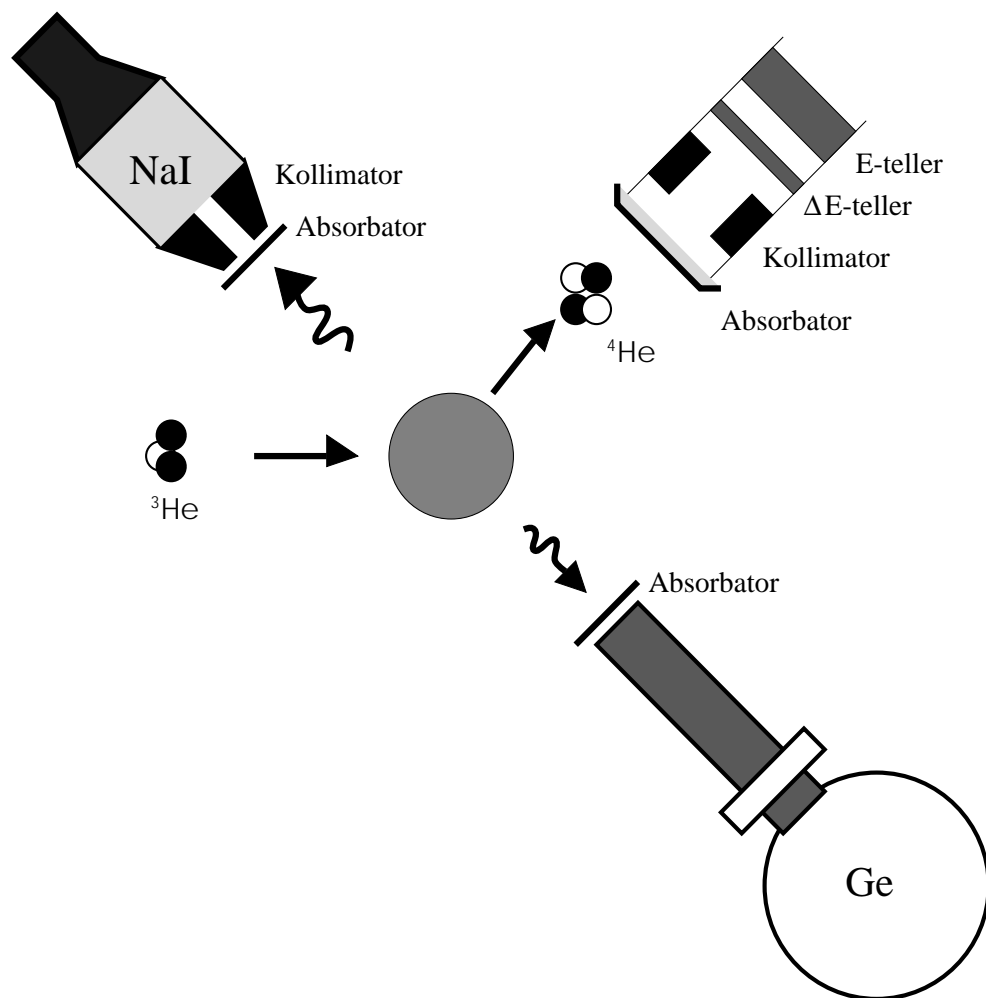
Denne oppgaven bygger på data fra et eksperiment utført ved Oslo Syklotronlaboratorium, Universitetet i Oslo, våren 2005. Reaksjonen som ble studert var $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)^{57}\text{Ni}$ og har en Q-verdi på 8.359 MeV. Intensiteten på ^3He -strålen var i størrelsesorden 1 nA. Det ble brukt et 3.56 mg/cm^2 tykt selvberende target av naturlig nikkell med en renhet på, 99.8% $_{28}\text{Ni}$. Isotopsammensetningen er gitt i tabell 2.1. Dette ble beskyttet med ^3He -partikler akselerert av en MC-35 Scanditronix syklotron til en energi på 38 MeV, og telleroppsettet CACTUS [12] ble brukt til deteksjon av γ -strålingen og de utgående partiklene.

Isotop	Prosentandel (%)
^{58}Ni	68.08
^{60}Ni	26.22
^{61}Ni	1.14
^{62}Ni	3.63
^{64}Ni	0.96

Tabell 2.1: Isotopisk sammensetning av $_{28}\text{Ni}$ -target.

2.1 Detektoroppstilling

Multidetektorsystemet CACTUS [12] består av 28 5" x 5" NaI(Tl)-scintillasjonstelere og to Ge-detektorer til registrering av γ -stråling, og åtte partikkelteleskop av silisium til registrering av utgående partikler. Under dette eksperimentet ble ingen av Ge-detektor brukt. Scintillasjonstelerne og Ge-detektoren er plassert på en kuleformet ramme rundt targetkammeret, mens partikkelteleskopene er stilt opp inne i selve kammeret. Her er det vakuumbeskyttet, slik at partiklene fra reaksjonen ikke blir bremsede eller spredt før de når teleskopene. Det eksperimentelle oppsettet



Figur 2.1: Detektoroppstillingen.

er vist skjematisk i figur 2.1. Partikkelteleskopene danner en symmetrisk ring rundt targetet, og vinkelen mellom teleskopene og stråleretningen er $\theta = 45^\circ$. Denne vinkelen er valgt som et kompromiss for å få et brukbart virkningstverrsnitt for $(^3\text{He}, \alpha)$ -reaksjonen og ikke et for stort virkningstverrsnitt for de elastisk spredte ^3He -partiklene. Slik vil man unngå at det oppstår uønskede summasjonseffekter i tellerne.

Hvert partikkelteleskop består av en ca. 140 μm tykk frontteller (ΔE -teller) og en ca. 1500 μm tykk slutteller (E-teller) som stopper partikkelen. Under forsøket vil coulombvekselvirkning mellom prosjektilet og elektroner i targetet føre til en partikkelstrøm av løsrevne lavenergetiske δ -elektroner. Disse forhindrer man i å nå tellerne ved å ha en 19 μm tykk absorberende aluminiumsfolie foran tellerne. Skjevt innkommende partikler kunne tenkes å treffe i detektorens randsone og dermed avsette for lite i telleren. Derfor er en 4 mm tykk aluminiumskollimator med diameter 3 mm også plassert foran tellerne. Oppsettet av partikkelteleskopene gir at partiklenes totale energi er gitt ved:

$$E_{tot} = \Delta E + E \quad (2.1)$$

der mengde avsatt energi i ΔE og E gjør oss i stand til å effektivt identifisere og skille partiklene (se avsnitt 2.3).

Partikkelteleskopene har en energiopløsning på ca. 300 keV (FWHM) og en total romvinkel på omtrent 3% av 4π . Halvverdibredden for NaI(Tl)-detektorene er 80 keV ved 1.33 MeV og de har en høy og konstant effektivitet. Dette gjør dem bedre egnet enn Ge-detektorene til å måle den høyenergetiske γ -strålingen fra kontinuum, siden Ge-detektorene har en lav effektivitet ved disse γ -energiene. Av denne grunn brukte vi bare en type γ -detektorer. De 28 NaI(Tl)-detektorene er utstyrt med en 10 cm tykk blykollimator med indre diameter 9 cm, og har en total effektiv romvinkel på ca. 15% av 4π . Foran alle γ -detektorene er det plassert 2 mm tykke Cu-absorbatorer for å stoppe lavenergetisk γ -stråling (røntgenstråling).

2.2 Signalbehandling og datalagring

En detaljert beskrivelse av signalbehandlingen og elektronikken finnes i [12]. Når partikkel- og γ -detektoren blir truffet av henholdsvis en partikkel og et γ -kvant, genereres et elektrisk signal. Signalet blir forsterket for å kunne drives videre gjennom elektronikken, hvor signalet blir digitalisert og testet i forhold til koin-sidenskrav, detektorenes dødtid, og ”pile-up”-hendelser.

Den totale dødtiden etter en hendelse er i størrelsesorden 100-200 μs . Dette tilsvarer den tiden det tar for front-end CPU-en å behandle en hendelse. For at en hendelse skal aksepteres og lagres må visse betingelser være oppfylt. De viktigste kravene er:

- Ett og bare ett partikkelteleskop fyrer i et tidsintervall større enn 30 ns (som er tiden mellom to påfølgende strålepulser fra syklotronen). Hvis to

eller flere detektorer fyrer innenfor et mindre tidsintervall, kan man ikke vite hvilken kjernereaksjon eventuell γ -stråling kommer fra.

- Tidsintervallet mellom to partikler som treffer samme detektor, må være større enn $4 \mu\text{s}$ for at energisignalene ikke skal overlappe hverandre og adderes ("pile-up").
- Hvis ΔE -telleren fyrer må også den tilhørende E-telleren fyre innen 50 ns, siden forholdet mellom energien avsatt i ΔE -telleren og E-telleren brukes til å identifisere hvilken type partikkel som registreres.
- Dersom en partikkel detekteres (både front- og slutteller har fyrt), må det også detekteres γ -stråling innen 200 ns. Dette kravet gjelder for å ta opp partikkel- γ -koinsidensspekteret.

Alle hendelser som ikke oppfyller ett eller flere av disse punktene forkastes.

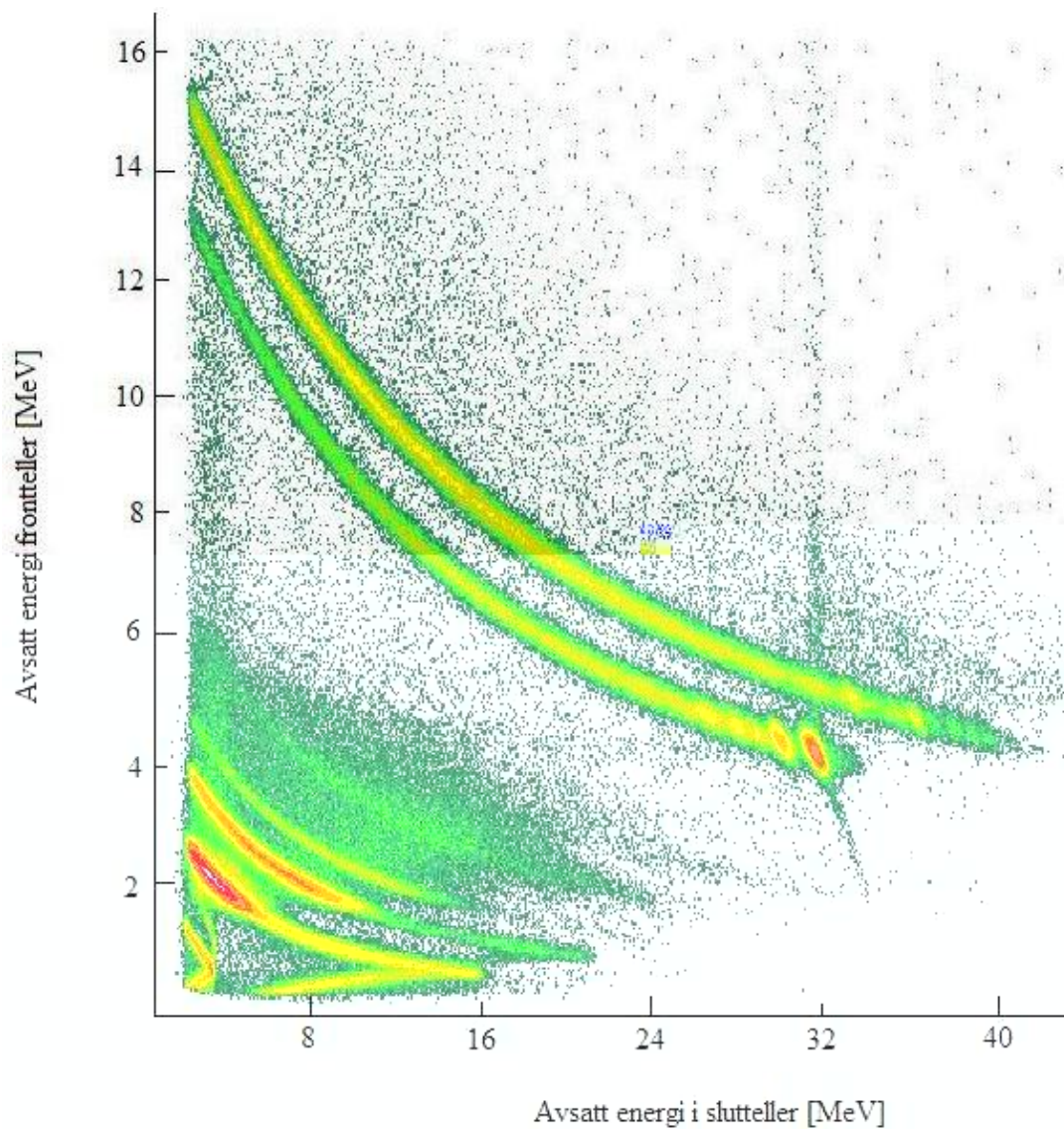
De aksepterte hendelsene ble lagret på disk i en "event-by-event"-struktur [13]. For hver hendelse skrives det ut et bitpattern-ord, som inneholder informasjon om hvilke detektorer som har fyrt. Etter pattern-ordet listes de forskjellige parametre E , ΔE , T_1 , $E_{\gamma 1}$, T_2 , $E_{\gamma 2}, \dots$, T_n , $E_{\gamma n}$. Her er T_i tiden et γ -kvant med energi $E_{\gamma i}$ bruker på å nå detektoren etter partikkelen, innenfor 200 ns. Partikkelens ankomsttid tas som starttid $t_0 = 0$ og γ -kvantets ankomsttid gir stopptiden, slik at T_i er tidsforskjellen mellom partikkelen og γ -kvant i .

2.3 Partikkelidentifikasjon

Under eksperimentet vil det strømme ut flere forskjellige partikler som vil detekteres i partikkelteleskopene. Dette vil være protoner, deuteroner, tritoner, ^3He og α -partikler. Skal vi kunne studere den ønskede reaksjonen ($^3\text{He}, \alpha$) må vi være i stand til å identifisere og skille mellom de registrerte partiklene. Dette er mulig siden en ladet partikkel som beveger seg i ett materiale vil miste sin energi først og fremst gjennom ionisering og dette er beskrevet matematisk av Bethe-Bloch-formelen [14].

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]. \quad (2.2)$$

Her er N_a Avogadros tall ($6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), r_e er den klassiske elektronradiusen ($2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$), m_e er elektronmassen og c er lyshastigheten i vakuum. Størrelsene ρ , Z og A er henholdsvis tettheten, atomnummeret og atomvekten til det absorberende materialet. Ladningen i enhet e til den innkommende partikkelen er gitt ved z , $\beta = v/c$ for den innkommende partikkelen og $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.



Figur 2.2: $E-\Delta E$ -plott. Her er de forskjellige detekterte partikkeltypene samlet i "bananer". Den øverste bananen representerer α -partikler og den under ${}^3\text{He}$ -partikler. Intensiteten fra de elastisk spredte ${}^3\text{He}$ partiklene er tydelig ved ca 32 MeV avsatt i slutt-telleren. (Nærmere omtale se tekst).

Det midlede eksitasjonspotensialet er gitt ved I , og W_{max} er maksimal energi-overføring i en enkelt kollisjon.

Ligning 2.1 gir det gjennomsnittlige energitapet pr. veilengde. Vi ser at energitapet varierer med ladning og hastighet til den traverserende ladde partikkelen. Dessuten øker energitapet ettersom den ladde partikkelen bremses opp. Dermed vil den avsatte energimengde i front og slutt-telleren til partikkelteleskopene være karakteristisk for de forskjellige partikkeltypene i vårt forsøk. Vi plotter da energi avsatt i ΔE -telleren som funksjon av energi avsatt i E-telleren. Resultatet er ett plott der vi har separert og identifisert de forskjellige partikkeltypene i "bananer" (se figur 2.2). Nederst er protonene, stigende finner vi så deutroner, tritoner, ^3He -partikler og øverst α -partikler. For protonene ser vi en horisontal "arm" ved maksimalt avsatt energi i E-telleren som går tilbake mot mindre avsatt energi, dette er svært raske protoner, som derav avsetter mindre energi ved passering gjennom E-telleren. Det som detekteres under protonene er sannsynligvis veldig raske elektroner. Hoppet opp til ^3He skyldes en økning av z med en faktor 1. Av plottet ser vi den store elastiske toppen som avsetter ca. 32 MeV i E-telleren. Den diagonale halen utfra denne toppen er trolig en "channeling" effekt som stammer fra detektorkrystallets struktur og gjør at for lite energi blir avsatt i ΔE -telleren. Den vertikale linjen tilsvarer tilfellet der det kommer en partikkel som bare avsetter energi i E-telleren sammen med en elastisk spredt ^3He -partikkel. Fra bananplottet kan man så beregne rekkevidden og dermed skille ut α -bananen fra de andre.

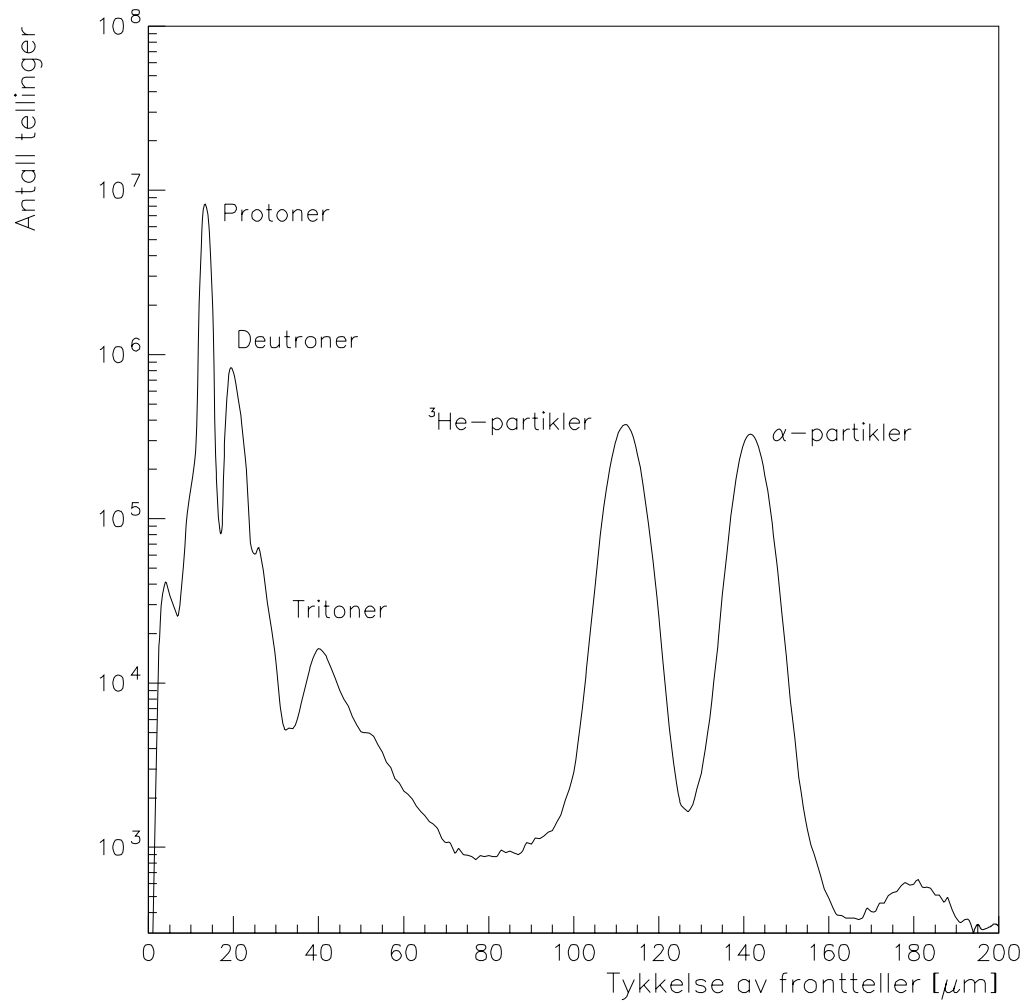
Hvor dypt inn i et medium en partikkel penetrerer er avhengig av dens initiale kinetiske energi E og kan utledes fra Bethes formel [15]. Forenklet er den slik:

$$R(E) = \rho(E/M) \frac{M}{z^2}, \quad (2.3)$$

der z er ladningen for partikkelen og $\rho(E/M)$ er en funksjon av energien dividert med massen til partikkelen. Antar man nå at partikkelen stopper i E-telleren kan man uttrykke tykkelsen av ΔE -telleren ved hjelp av rekkevidden $R(E)$ til α -partiklene ved

$$d_{\Delta E} = R_{\alpha}(\Delta E + E) - R_{\alpha}(E), \quad (2.4)$$

som beskriver at rekkevidden til α -partiklene med hele energien minus rekkevidden deres med energien avsatt i E-telleren gir tykkelsen på ΔE -telleren. Sorterer man da dataene med R_{α} får man et tykkelsesspekter der α -partiklene vil samles i en topp med sentroide som viser ΔE -tellerens tykkelse målt i μm . Hadde man brukt rekkeviddekurven for en annen partikkel, ville denne partikkeltypen gitt tykkelsen $d_{\Delta E}$. Figur 2.3 viser tykkelsesspekteret vi genererte med R_{α} og stemmer med $d_{\Delta E}$ tilnærmet lik 140 μm .



Figur 2.3: Tykkelsesspekter med rekkeviddekurve for α -partikler. Vi ser at frontdetektoren er ca. 140 μm tykk.

2.4 Tidsspekteret

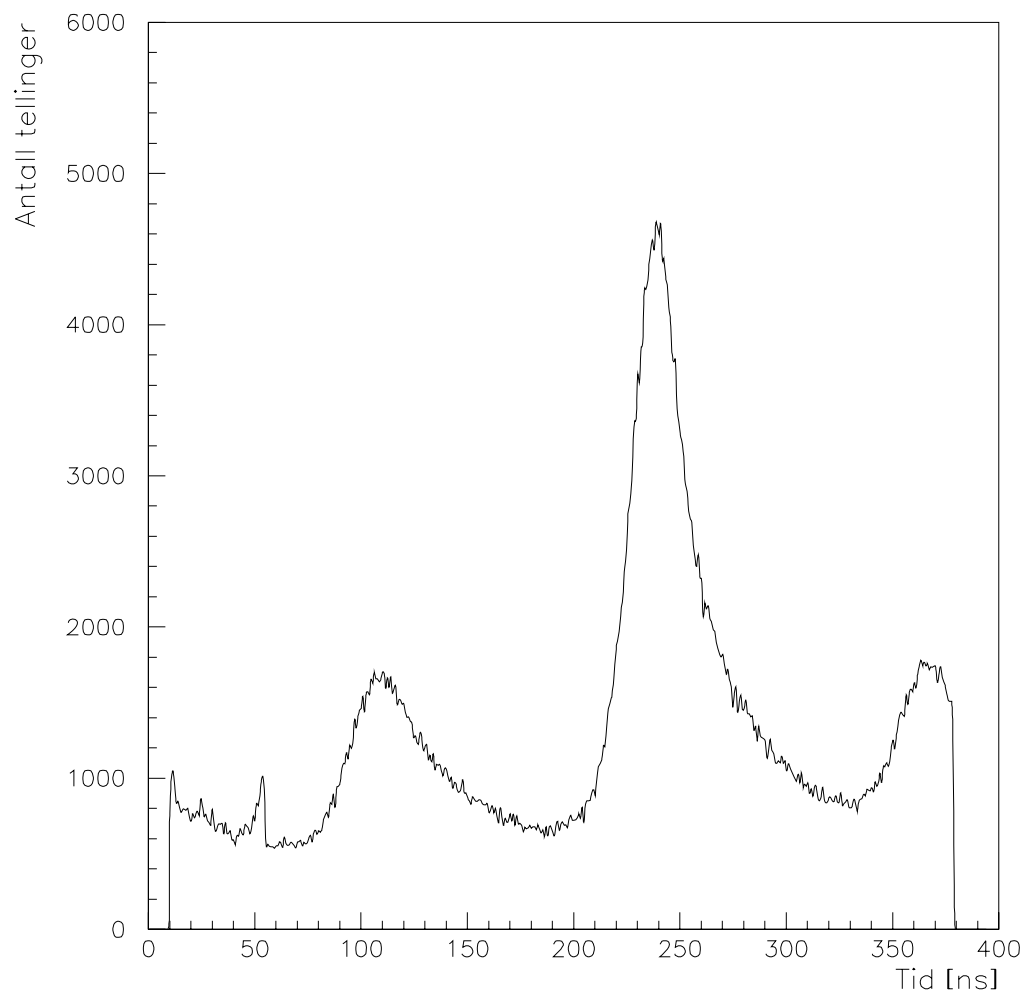
For å kunne avgjøre om γ -strålingen som detekteres er i koinsidens med en ladd partikkel og dermed stammer fra samme kjernereaksjon, så måler vi tiden mellom dem. Er tiden mellom dem mindre en et gitt tidsvindu, lagres hendelsen i tidsspekteret fra NaI-tellerne. Det genererte tidsspekteret kan til slutt brukes for å finne de sanne koinsidenser fra rådataene.

Figur 2.4 viser tidsspekteret generert med et tidsvindu på 200 ns. Her gir x-aksen, ΔT , det registrerte tidsintervallet mellom deteksjonen. De tre toppene oppstår fordi partiklene fra syklotronen kommer støtvis med periode på 65 ns (den inverse av syklotronfrekvensen). Alle de sanne koinsidensene befinner seg innenfor den store toppen ved ca 250 ns med halvverdibredde (FWHM) på 28 ns. Disse tilsvarer en ΔT på 0 ns, men befinner seg her fordi tidssignalene forsinkes med 250 ns i signalbehandlingen. Skjevheten i den sanne koinsidenstoppen skyldes forsinkede γ -kvant fra isomere tilstander. I koinsidenskravet er det α -partikkelen som gir start signalet for måling av ΔT , mens γ -kvantet gir stopp. Siden periodisiteten på strålen (65ns) er mindre en tidsvinduet, vil vi få hendelser som passerer koinsidenskravene der partikkelen og γ -kvant(ene) ikke tilhører samme strålepuls. Toppen til høyre tilsvarer altså hendelser der en partikkel fra en reaksjon i en strålepuls blir målt i koinsidens med γ -kvant fra en reaksjon i den påfølgende strålepuls og dermed gir en stor ΔT . For toppen til venstre for de sanne koinsidensene er det motsatt, partikkelen kommer fra en reaksjon i strålepulsen etter den pulsen med reaksjonen γ -kvantet kommer fra. Begge disse to toppene er bygget opp av slike tilfeldige koinsidenser. De små skarpe toppene helt til venstre er effekter som blandt annet skyldes at ikke hele stopp-signalet kommer innenfor tidsvinduet, venstre flanke i firkantpulsene kommer dermed ikke med, da blir dette lagret her. I tillegg er det en jevn rygg av tilfeldig bakgrunnsstråling i hele spekteret

For å skille ut de sanne koinsidensene sorterer vi dataene med ett vindu på den store toppen og ett på en av de tilfeldige toppene. Hendelsene inkrementert fra det første vinduet blir dekrementert ved hjelp av det andre vinduet slik at de dataene vi har etter sorteringen antas å stamme fra sanne koinsidente kjernereaksjoner.

2.5 α -spektrene

Ved hjelp av tykkelsesspekteret (se figur 2.3) klarer man nå enkelt å skille ut α -partiklene under sortering og generere et α -spekter som vist i figur 2.5 øverste panel. Her er det ingen krav om koinsidens og spekteret kalles derfor "singles". For å sortere ut de α -partiklene som er i koinsidens med ett eller flere γ -kvant, setter vi ett nytt vindu bestemt av tidsspekteret (se figur 2.4) og sorterer en gang til. Dette gir α -koinsidensspekteret som vist i det midterste panel av figur 2.5, spekteret viser bare strukturer fra eksiterte tilstander i target.



Figur 2.4: Tidsspekter for NaI-tellerne.

En eksitert kjerne kan henfalle ved å sende ut forskjellig antall γ -kvant. Antall γ -kvant i en henfallskaskade er definert som den totale γ -multiplisiteten. Multiplisiteten gir altså en fordeling der denne varierer med kjernens eksitasjonsenergi. Forskjellen mellom singles og det koincidente α -spektrene vil derfor være bestemt av γ -multiplisiteten og kan uttrykkes som

$$N_{koins} \approx N_{singles} M_{\gamma} \Omega, \quad (2.5)$$

hvor N_{koins} er antall hendelser med koinsidens og $N_{singles}$ er antall hendelser der det er observert en α -partikkel. M_{γ} er antall γ -kvant i hendelsen og Ω er den effektive romvinkelen til detektoren. Eksperimentelt finner vi størrelsen $N_{koins}/N_{singles}$ og uttrykker den midlere multiplisiteten, $\langle M \rangle$ som

$$\langle M \rangle \propto \frac{N_{koins}}{N_{singles}}. \quad (2.6)$$

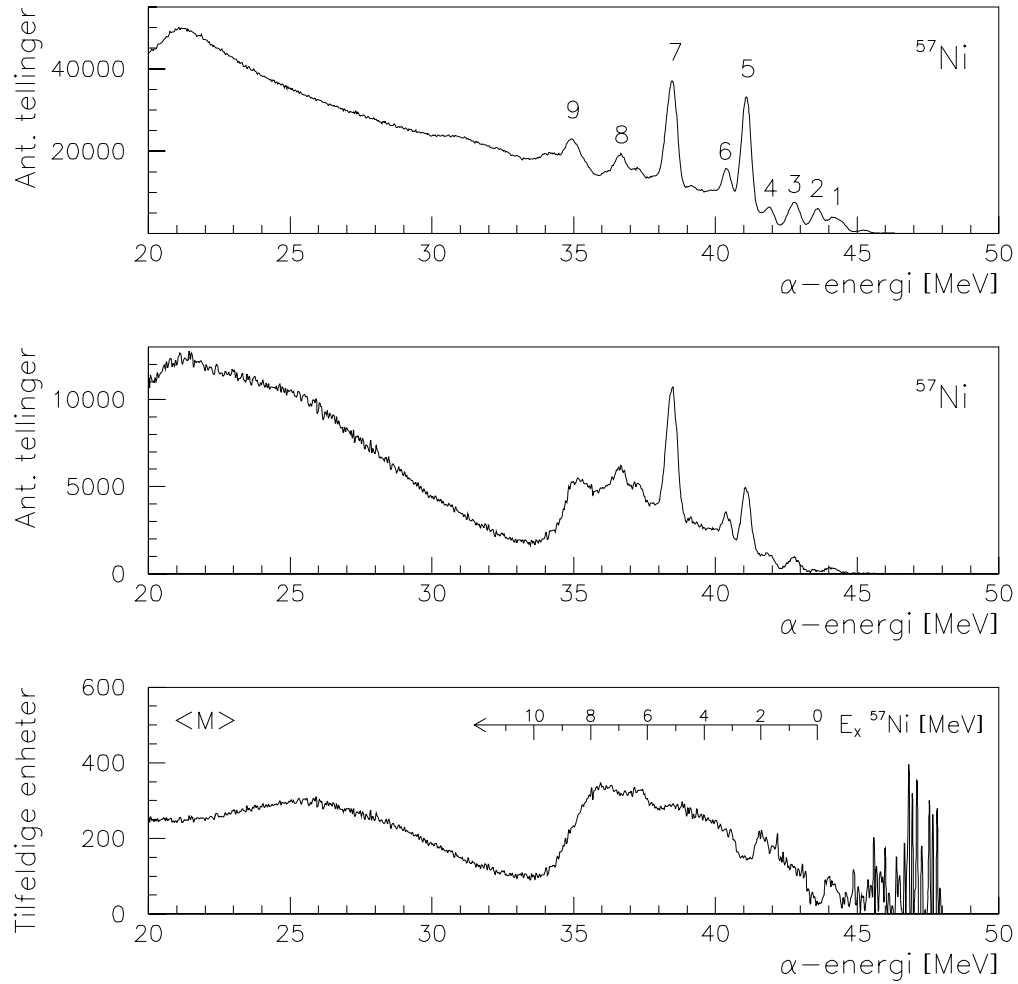
Det nederste panel i figur 2.5 viser resultatet ved å dele de to spektrene over på hverandre. Her er det koincidente spekteret multiplisert med en faktor 1000 av visuelle grunner. Y-aksens enheter må ses som vilkårlig, men uttrykker multiplisiteten. Formen på multiplisitets-spekteret gir direkte innsyn i kjernens henfallsmønster. Multiplisiteten vil stige jamt med økende eksitasjonsenergi dersom ingen annen mulighet for henfall åpner seg. X-aksen til alle panelene gir α -partiklenes energi. Denne er maksimal når kjernen ikke eksiteres, dvs. når grunntilstanden populeres. Fra reaksjonskinematikk der vi kjenner Q-verdien til reaksjonen beregnes E_{alpha} for vår interessante reaksjon $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)^{57}\text{Ni}$ til 43.6 MeV. Ser vi bort fra at noe av energien vil gå til rekylbevegelse av ^{57}Ni kan vi da relatere α -partiklenes energi til kjernens eksitasjonsenergi ved

$$E_{tot} \approx E + E_{\alpha}, \quad (2.7)$$

der $E_{tot} = E_{\alpha} = 43.6$ MeV.

Strukturene i figur 2.5 blir forklart i det følgende. Topp 2 ved 43.6 MeV er grunntilstanden for ^{57}Ni noe kinematikken gir oss, men også det faktum att toppen forsvinner i α -koincidensspekteret og har en markant dupp i multiplisitets-spekteret støtter dette. Hadde target bare vært av rent ^{58}Ni ville det ikke vært energetisk mulig å få tellinger høyere enn denne energien, men da vi har naturlig nikkel med sammensetning som gitt i tabell 2.1 får vi tellinger høyere enn dette.

Tabell 2.2 viser hvor den enkelte isotops grunntilstand vil plassere seg i singles-spekteret, av åpenbare grunner bryr vi oss mest om ^{60}Ni . Topp 1 er altså grunntilstand i ^{59}Ni , den forsvinner ikke helt i koinsidens da tidsopløsningen gjør at denne toppen også inneholder både første- (339.4 keV) og andre- (464.9 keV) eksiterte nivå i ^{59}Ni [16]. Første og andre eksiterte nivå i ^{57}Ni (0.769 MeV og 1.113 MeV henholdsvis) vil bygge opp topp tre. Den nedgangen vi her ser i koincidensspekteret, kan komme av en forurensing der vi treffer aluminiumsrammen som holder target. Dette kan medføre at vi populerer grunntilstanden i ^{26}Al ved



Figur 2.5: Øverste bilde viser det totale α -spekteret, det koinsidente α -spekteret er i midten og multiplisitetsspekteret nederst. Se tekst for forklaring av tegn på figurene.

Reaksjon	Grunntilstand (E_{α})
$^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)$	43.6 MeV
$^{60}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)$	44.5 MeV
$^{61}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)$	48.1 MeV
$^{62}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)$	45.4 MeV
$^{64}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)$	46.4 MeV
$^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \alpha)$	42.3 MeV
$^{12}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)$	33.7 MeV

Tabell 2.2: Oversikt over de reaksjonene som finner sted i target og deres grunntilstand i figur 2.5. Forurensing av ^{27}Al og ^{12}C er også med.

42.3 MeV. Topp 4 forsvinner ikke i koinsidens og må dermed være en eksitert tilstand, men ^{57}Ni har sitt tredje eksiterte nivå ved 2.58 MeV som tilsvarer 41.0 MeV i α -energi og dermed utgjør topp 5. Eneste forklaring som synes sannsynlig er den eksiterte tilstanden ved 2.70 MeV [10] i ^{59}Ni som vil havne her. Nedgangen i koinsidens for topp 5 skyldes at multiplisiteten, slik det nederste panelet viser, dropper markant her og nok er minst en faktor mindre enn for eksempel topp 7. Det ser ut til å være mindre sannsynlig å henfalle via dette nivået. De videre toppene (6,7,8 og 9) er alle bygd opp av eksiterte tilstander i ^{57}Ni som vist i tabell 2.3. Den lille humpen til venstre for topp 9 kan skyldes en forurensing av ^{12}C som da eventuelt kommer fra oljedamp i vakuumpumpen.

Den markante nedgangen i koinsidensspekteret ved 34 – 35 MeV tyder på at det her er en annen effekt som konkurrerer med γ -utsendelse. Da nøytronbindingsenergien $B_n = 10.247$ MeV [16] for ^{57}Ni tilsvarer en α -energi på 33.4 MeV, kan ikke nøytronemisjon forklare den tidlige nedgangen i γ -utsendelsen. For protonene er bindingsenergien, B_p , til ^{57}Ni lik 7.329 MeV og gir α -energien 36.3 MeV, men i tillegg møter protonene coulomb-barrieren som også må overvinnnes om de skal unslippe kjernen. Coulomb-barrieren kan uttrykkes som:

$$E_C = \frac{Z_p Z_{Ni} e^2}{4\pi\epsilon_0(R_p + R_{Ni})} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \cdot \frac{Z_p Z_{Ni}}{(A_p^{1/3} + A_{Ni}^{1/3})}. \quad (2.8)$$

Her er $R_i = r_0 A_i^{1/3}$, og med $r_0 = 1.2$ fm er $e^2/4\pi\epsilon_0 r_0 \approx 1$ MeV. Med ladningstall $Z_p = 1$ og $Z_{Ni} = 28$, og massetall $A_p = 1$ og $A_{Ni} = 57$, får man $E_C = 5.78$ MeV for ^{57}Ni . Altså er energien som må tilføres kjernen for at den skal sende ut et proton; $E_C + B_p = 13.1$ MeV. Dette gir α -energien 30.5 MeV og kan dermed ikke forårsake den tidlige nedgangen. Derimot viser multiplisitets-spekteret at det rundt 7.5 MeV eksitasjonsenergi begynner en markant nedgang av multiplisiteten. Det ser derfor ut som det begynner en konkurrerende henfallsvei ved denne energien. Eneste forklaring synes å være at kjernen sender ut protoner al-

likevel, da ved hjelp av tunneling-effekten. Alle nivåene som tenkes å populeres i de forskjellige toppene omtalt over og avbildet på figur 2.5 er samlet i tabell 2.3.

Topp nr.	Populerte nivåer (MeV) med spinn og paritet i parentes
1	$0^*(\frac{3}{2}^-), 0.339^*(\frac{5}{2}^-), 0.465^*(\frac{1}{2}^-)$
2	$0(\frac{3}{2}^-), 0.878^*(\frac{3}{2}^-)$
3	$0.769(\frac{5}{2}^-), 1.113(\frac{1}{2}^-)$
4	$2.705^*(\frac{11}{2}^-)$
5	$2.443(\frac{5}{2}^-), 2.578(\frac{7}{2}^-)$
6	$3.234(\frac{7}{2}^-), 3.370(\frac{7}{2}^-)$
7	$5.239(\frac{7}{2}^-)$
8	$6.955(\frac{3}{2}^-), 7.131(\frac{7}{2}^-)$
9	$8.236(\frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+), 8.780(\frac{3}{2}^+)$

Tabell 2.3: Tabell over de nivåene som bidrar til toppene i figur 2.5. Nivåer merket med stjerne (*) er fra kjernen ^{59}Ni mens de uten er fra vår interessante ^{57}Ni kjerne. Alt er hentet fra [10].

2.6 Gamma-spektrene

Reaksjonskinematikken gjør oss i stand til å gjøre α -partiklenes energi om til eksitasjonsenergi i kjernen (se ligning (2.6) og nederste panel i figur 2.5). De koincidente hendelsene inkorporerer vi i en partikkel- γ -matrise. Her vil hver kolonne tilsvare en spesiell γ -energi E_γ , mens hver rad korresponderer med en bestemt eksitasjonsenergi E . Denne matrisen kan vi utforske ved hjelp av matrisemanipuleringsprogrammet MAMA beskrevet i [17]. Projiserer vi for eksempel ned hele matrisen på x-aksen får vi det totale γ -spekteret som vist i figur 2.7. Spekteret kan grovt deles i to; toppstruktur fra 0 – 3 MeV og et kontinuum fra 3 – 11 MeV.

Ser vi nærmere på det første området, slik det nederste panelet i figur 2.7 viser, så sees ganske skarpe topper. Disse tilsvare overganger i kjernen som populerer diskrete nivåer som vi i det følgende prøver å forklare. Den høye første toppen rundt 0.35 MeV (topp 1) synes å komme fra overgangen $I^\pi = \frac{1}{2}^- (E = 1.113 \text{ MeV}) \rightarrow I^\pi = \frac{5}{2}^- (E = 0.769 \text{ MeV})$, men selv om alle hendelsen i spekteret har passert koinsidenskravene, så vil spekteret inneholde karakteristiske trekk av fotoners vekselvirkning med materie. For eksempel vil tilbakespredning av γ -kvant fra omgivelsene gi en typisk energi som kan være med i denne første toppen. Den andre toppen ved ca. 0.5 MeV (topp 2) er en typisk konsekvens av dette; fra pardannelse av e^+ og e^- foran detektoren annihilerer e^+ og γ -kvantet på 0.511 MeV kan detekteres. Topp 3 har derimot minst to relevante overganger;

$\frac{5}{2}^{-}(E = 0.769 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3}{2}^{-}(E = \text{grunntilstanden})$ og $\frac{7}{2}^{-}(E = 3.370 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{7}{2}^{-}(E = 2.578 \text{ MeV})$ gir begge γ -energier rundt 0.8 MeV. Den brede toppen litt over 1.1 MeV (topp 4) kan være bygd opp av overganger fra $\frac{3}{2}^{+}, \frac{5}{2}^{+}(E = 8.236 \text{ MeV})$ til enten $\frac{7}{2}^{-}(E = 7.131 \text{ MeV})$ eller $\frac{3}{2}^{-}(E = 6.955 \text{ MeV})$. Topp 5 ligger ved ca. 1.3 MeV og gjør overgangen; $\frac{5}{2}^{-}(E = 2.443 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{1}{2}^{-}(E = 1.113 \text{ MeV})$ til en kandidat. Den siste toppen omkring 2.6 MeV (topp 6), er for bred til å være oppbygd av en enkelt overgang. Her nevnes tre forklaringer som kunne bygd opp denne toppen; $\frac{7}{2}^{-}(E = 2.578 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3}{2}^{-}(\text{grunntilstanden})$, $\frac{7}{2}^{-}(E = 5.239 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3}{2}^{-}(E = 2.578 \text{ MeV})$ eller $\frac{7}{2}^{-}(E = 3.370 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3}{2}^{-}(E = 2.578 \text{ MeV})$. Overgangene som er kommentert over er fremstilt grafisk i figur 2.6.

2.7 Tilbakefolding av γ -spektrene

For høye γ -energier så vi ingen klare toppler (øverste panel i figur 2.7), men heller et kontinuum med bred energifordeling. Her er nivåtettheten så stor at vi ikke klarer å skille ut de forskjellige overgangene. Skal vi være i stand til å dra ut pålitelig informasjon fra dette området, så må vi se nærmere på hvordan dette kontinuum oppstår og gjøre hva vi kaller en tilbakefolding av γ -spekteret.

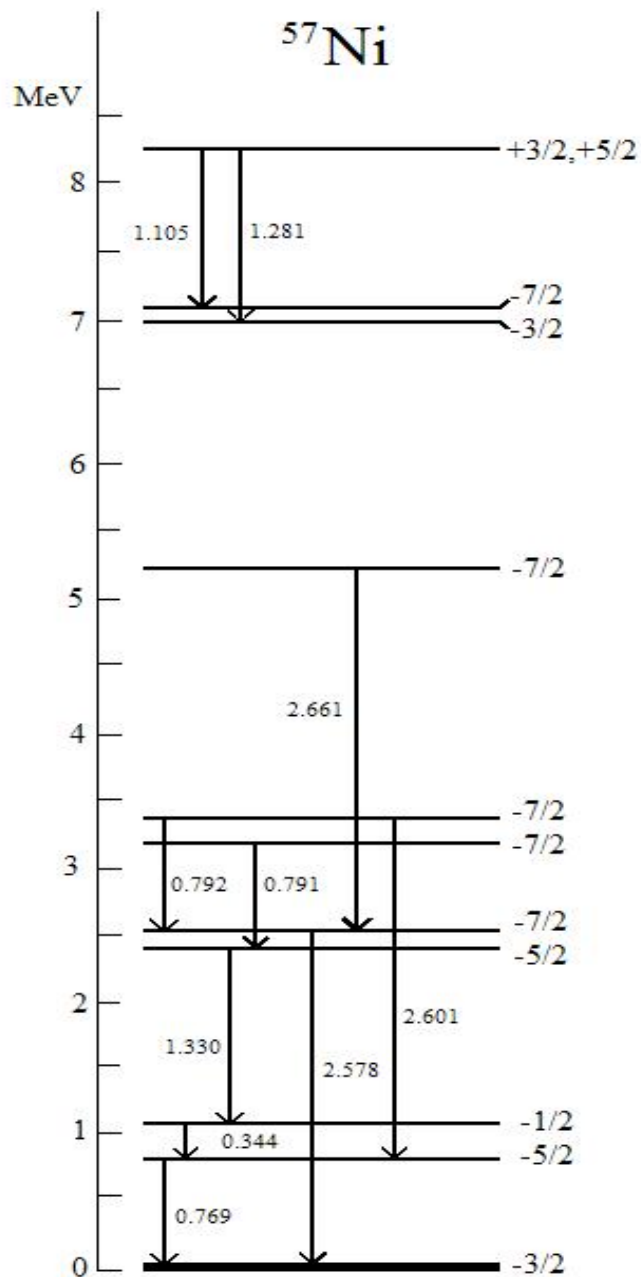
2.7.1 Responsfunksjonen

Vi har allerede nevnt (avsnitt 2.6) effekter av fotonenes vekselvirkning med materie, og disse karakteristika finner selvfølgelig sted i detektorkrystallet til NaI-tellerne og påvirker hvor mye energi som avsettes der. Det er i hovedsak tre prosesser som finner sted:

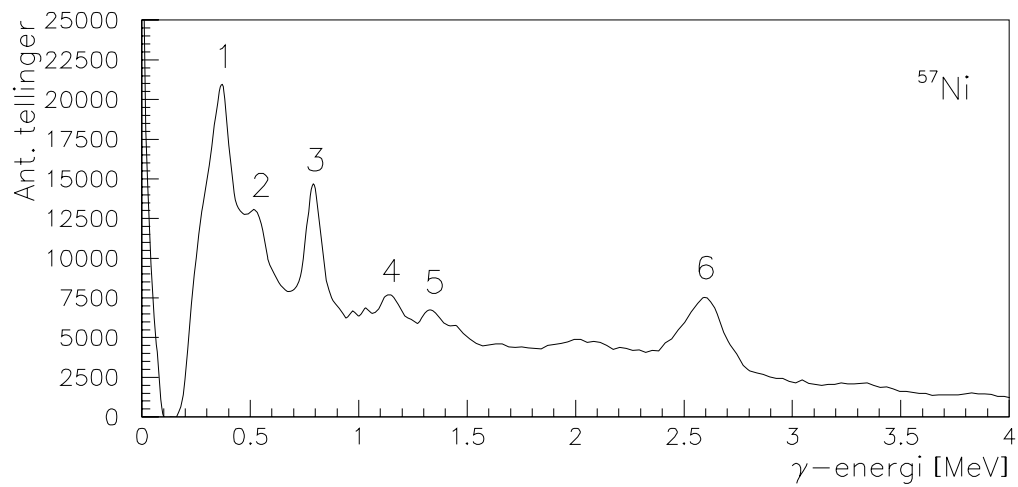
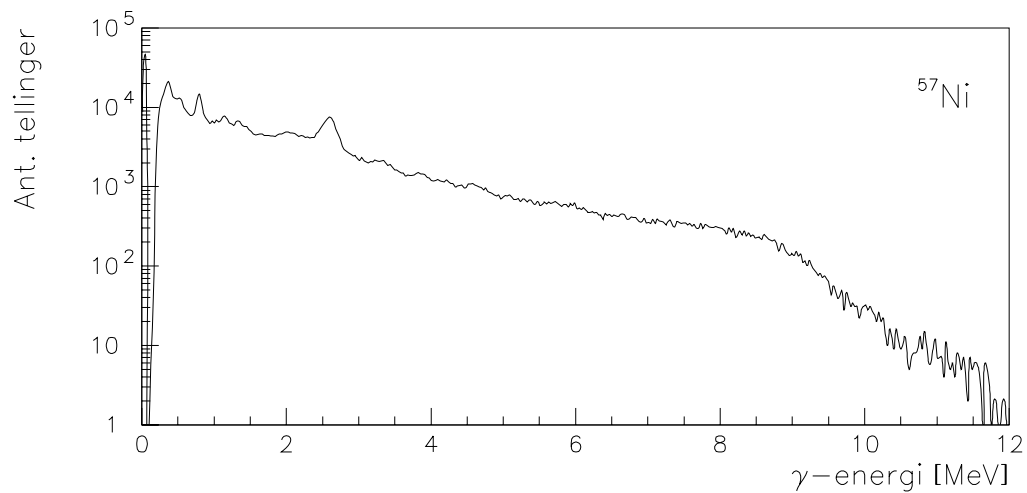
- All energi avsettes gjennom fotoelektrisk effekt eller multiple Compton-spredninger.
- Fotonet gjennomgår Compton-spredninger og det spredte fotonet unslipper detektoren.
- Ved pardannelse danner fotonet e^{+} og e^{-} -par som annihilerer og ett foton eller begge kan gå ut av detektoren.

Første tilfelle gir fullenergitorper i spekteret, mens det neste er årsaken til Compton-ryggen. Siste effekt vil medføre ”single-escape”, ”double-escape” eller annihillasjonsbidrag til vårt målte spekter.

Sendes en monoenergetisk γ -stråle inn mot en detektor, vil vi altså få et helt spekter av γ -energier. Denne responsen til detektoren er avhengig av energien til den innkommende γ -strålen. Ved å benytte flere stråleenergier har man kartlagt responsfunksjonene for NaI-tellerne i CACTUS [18]. Gjennom interpoleringer mellom de benyttede stråleenergiene og tilpassing av oppløsningen sitter



Figur 2.6: Overganger i kjernen ^{57}Ni [10] som er kommentert i teksten. Energiene (i MeV) til overgangene er indikert ved pilen for den enkelte overgang. Merk at figuren ikke er et fullstendig nivåskjema.



Figur 2.7: γ -spekteret fra NaI-tellerne i koinsidens med α -partiklene. Øverst sees det totale spekteret, mens det nederste panelet fokuserer på det lavenergetiske området med toppstruktur. Toppene 1 – 6 er kommentert i teksten.

man igjen med en responsmatrise \mathbf{R} . Elementene $R_{i,j}$ uttrykker den kartlagte responsen til detektoren i kanal i når den blir truffet av en γ -stråle med energi j . Alle energier j er normalisert ved $\sum_i R_{i,j} = 1$.

2.7.2 Foldings-iterasjonsmetoden

Multipliserer man responsmatrisen med det sanne spekteret, så får vi det foldede spekteret:

$$\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \dots & R_{1N} \\ R_{21} & R_{22} & \dots & R_{2N} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ R_{N1} & R_{N2} & \dots & R_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_N \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

eller i matrisenotasjon: $f = \mathbf{R}u$. Her er f det foldede og u det såkalte ufoldede (sanne) spekteret som vi ønsker å generere. Dersom \mathbf{R} kan inverteres, ville vi hatt en løsning gitt ved $u = \mathbf{R}^{-1}f$. Imidlertid gir denne metoden store fluktuasjoner i u . I stedet bestemmes u gjennom en iterasjonsprosedyre, beskrevet i ref. [18]. Her finnes stadig bedre tilnæringer av u ved å folde dem og så sammenligne med råspekteret r . Prosedyren har fire steg:

- 1) Den første tilnærming for det tilbakefoldede spekteret er råspekteret

$$u^0 = r \quad (2.10)$$

- 2) Vi folder:

$$f^0 = \mathbf{R}u^0. \quad (2.11)$$

- 3) Neste tilnærming blir så beregnet ved å addere $r - f^0$ til foregående tilnærming:

$$u^1 = u^0 + (r - f^0). \quad (2.12)$$

- 4) Vi utfører en ny folding, nå av u^1 og får f^1 :

$$u^2 = u^1 + (r - f^1). \quad (2.13)$$

Når vi oppnår at $u^i \sim u^{i-1}$ så er også $f^i \sim r$, der i er iterasjonsindeksen, da stopper vi prosedyren.

2.7.3 Comptonsubtraksjonsmetoden

Det ufoldede spekteret u ekstrahert ovenfor, har en del unaturlig høye topper. Denne fluktuasjonen i hver kanal i skyldes den høye oppløsningen til responsmatrisen brukt for å finne u . Ved hjelp av Comptonsubtraksjonsmetoden [18] kan vi

reduere denne effekten. Utgangspunktet er det tilbakefoldede spekteret, heretter omtalt som u_0 .

Først definerer vi et nytt spekter $v(i)$ som representerer det observerte spekteret minus Comptonbidragene:

$$v(i) = p_f(i)u_0(i) + w(i), \quad (2.14)$$

her er $p_f u_0 = u_f$ fullenergibidraget i spekteret, og $w = u_s + u_d + u_a$ er bidraget fra strukturene som dannes av single/double escape- og annihilasjonsprosesser. Av dette beregner vi:

$$u_s(i - i_{511}) = p_s(i)u_0(i), \quad (2.15)$$

$$u_d(i - i_{1022}) = p_d(i)u_0(i), \quad (2.16)$$

$$u_a(i_{511}) = \sum_i p_a(i)u_0(i), \quad (2.17)$$

der i_{511} og i_{1022} er kanalene med respektive energier på 511 og 1022 keV. Sannsynlighetene p er normert slik at

$$p_f + p_s + p_d + p_a = 1, \quad (2.18)$$

der verdien finnes i tabell 1 i [18]. Nå tilpasses oppløsningen til spektrene u_f , u_s , u_d og u_a til det observerte ved å glatte dem med en oppløsning på 1.0 FWHM. Deretter finner vi Comptonbakgrunns-spekteret

$$c(i) = r(i) - v(i). \quad (2.19)$$

Dette spekteret har kraftige fluktasjoner fra kanal til kanal siden det avhenger av u_0 -spekteret. Da Compton-spredte fotoner varierer lite med energien, kan man glatte c med en stor oppløsning på 1.0 FWHM. Deretter trekker man fra Compton-spekteret c og strukturene w fra det observerte spekteret r , og man korrigerer for fullenergisannsynligheten p_f :

$$u(i) = [r(i) - c(i) - w(i)]/p_f(i). \quad (2.20)$$

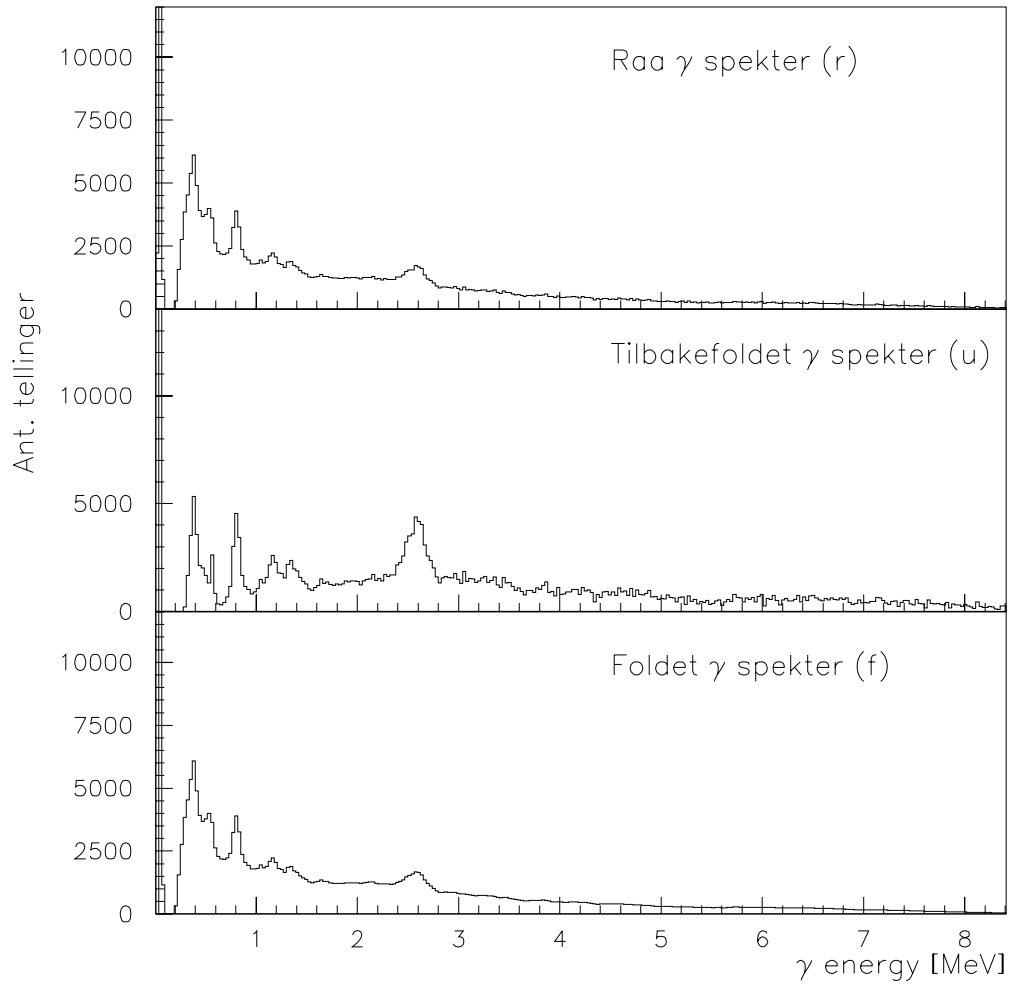
Tilslutt regnes den sanne γ -energifordelingen $U(i)$ ut ved å korrigere for den totale deteksjonseffektiviteten ϵ_{tot} , som er energiavhengig:

$$U(i) = u(i)/\epsilon_{tot}(i). \quad (2.21)$$

Den totale γ -effektiviteten finnes i tabell 1 i [18].

I figur 2.8 ser man resultatet av denne metoden. Øverste panel viser det observerte rå-spekteret r , nederste det foldede spekteret f og i midten det ønskede tilbakefoldede spekteret u . Den gode overensstemmelsen mellom r og f bekrefter

metodens suksess. Vi gjenkjenner de seks toppene fra figur 2.7 og i det tilbakefoldede spekteret kan vi se effekten klart. Tilbakespredningen fra omgivelsene som bygde opp den venstre flanken av topp 1 (første topp fra venstre her) og gjorde toppen skjev, er nå borte. Dessuten har single-escape toppen ved 0.5 MeV blitt redusert og avslørt enn annen topp litt høyere som tidligere var gjemt. Nedgangen i tellinger rundt 1 MeV skyldes subtraksjonen av double-escape effekten. Generelt synes Compton-ryggen å være fjernet tilfredsstillende. Spektrene er fremkommet fra partikkel- γ -matrisen der det er satt ett vindu (velger ut rader som vi vil projiserer ned på x-aksen) som tilsvarer eksitasjonsenergi mellom 6 – 8 MeV.



Figur 2.8: Øverst ser vi det observerte råspekteret. I midten har vi det ufoldede spekteret som ved folding gir oss det foldede spekteret vist nederst. Alle panelene reflekterer situasjonen med eksitasjons energi på 6 – 8 MeV.

Kapittel 3

Førstegenerasjonsmatrisen

En eksitert kjerne vil henfalle mot grunntilstanden gjennom en kaskade (generasjoner) av γ -stråler. Partikkel- γ -matrisen vi har generert, inneholder alle generasjonene av γ -stråler som ^{57}Ni har sendt ut for å komme til ro i grunntilstanden. Informasjon fra overgangene, spesielt de første γ -kvantene i hver kaskade reflekterer mange av kjernens egenskaper. Disse første γ -utsendelsene i hver kaskade kaller vi førstegenerasjons- γ -stråling, og de neste kan beskrives som andre generasjon osv. For å trekke ut førstegenerasjonsmatrisen fra partikkel- γ -matrisen, kan prosedyren presentert under fra referanse [19] benyttes. Hver rad i førstegenerasjonsmatrisen gir en energifordelingen av førstegenerasjons- γ -stråling for hvert eksitasjons område. Fra disse førstegenerasjonsspektrene har gruppen ved Oslo Syklotronlaboratorium utviklet en metode, kalt ”Oslometoden”, for simultan ekstraksjon av nivåtettheten ρ og γ -transmisjonskoeffisienten \mathcal{T} [20].

3.1 Førstegenerasjonsmetoden

De rådende tidsoppløsninger på detektorer gjør det umulig å direkte plukke ut de første overgangene i en γ -kaskade, dessuten vil ikke de forskjellige generasjonene være separerbare i energi. Ved en substraksjonsteknikk kan vi likevel finne førstegenerasjonsspektrene [19]. Utgangspunktet er den tilbakefoldede (E_i, E_γ) -matrisen vi fant i avsnitt (2.7). For hvert eksitasjonsområdet E_i (heretter kalt bin) trekker vi for det tilhørende γ -spekteret f_i , fra en vektet sum av γ -spektrene g_i , fra alle de laveliggende eksitasjonsbin. Førstegenerasjonsspekteret h_i for E_i er da gitt som

$$h_i = f_i - g_i, \quad (3.1)$$

der g_i er gitt ved

$$g_i = \sum_j n_{ij} w_{ij} f_{ij}. \quad (3.2)$$

Her er koeffisientene w_{ij} ukjente og representerer sannsynligheten av γ -henfall fra bin i til bin j , slik at $\sum_j w_{ij} = 1$. Koeffisientene n_{ij} bestemmes slik at $f_i \times n_i$ gir samme antall kaskader for alle eksitasjonsområder. Figur 3.1 illustrerer metoden.

Normering av n_{ij} kan utføres via to forskjellige metoder:

1. *Singles-normering*: Reaksjonstverrsnittet til det totale (singles) partikkel-spekteret, er proporsjonalt med antall populære nivåer og derfor også med antall kaskader. Definerer vi det observerte reaksjonstverrsnittet for bin i og bin j som σ_i og σ_j henholdsvis, kan normeringsfaktoren uttrykkes som

$$n_{ij} = \sigma_i / \sigma_j. \quad (3.3)$$

2. *Multiplisitetnormering*: La antall tellinger til spekteret f_j være gitt ved arealet $A(f_j)$. Anta da at multiplisiteten M_j for bin j er kjent, da er reaksjonstverrsnittet σ_j proporsjonalt med $A(f_j)/M_j$, og ligning (3.3) gir da

$$n_{ij} = A(f_i)M_j / A(f_j)M_i. \quad (3.4)$$

Tester gjort på simulerte γ -spektre, der man har tilgang til de eksakte første-generasjonsspektrene, gav at begge metodene over fungerte meget tilfredsstillende [19]. I praksis vil eksperimentets betingelser avgjøre fra gang til gang den metode som fungerer best.

Det kan være nødvendig å innføre en korreksjon til arealet av førstegenerasjonsspekteret dersom man har valgt upassende vektfunksjoner w . Dette gjøres ved å substituere g med αg , slik at arealet av førstegenerasjonsspekteret blir

$$A(h_i) = A(f_i) - \alpha A(g_i), \quad (3.5)$$

der $M_i = 1$. Mer generelt er

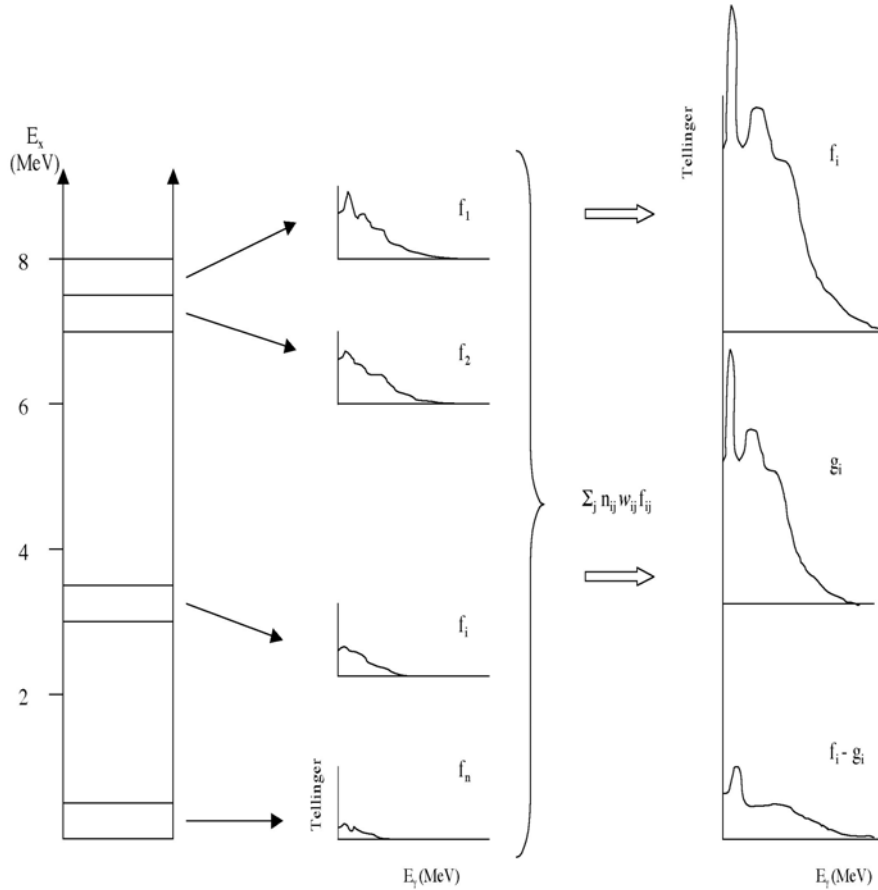
$$A(h_i) = A(f_i) / M_i, \quad (3.6)$$

og ved å kombinere ligningene (3.5) og (3.6) finner man at

$$\alpha = (1 - 1/M_i)A(f_i) / A(g_i). \quad (3.7)$$

De ukjente w_{ij} verdiene finnes via det faktum at dersom førstegenerasjonsspekteret h_i er normert til 1, så tilsvarer w_{ij} -verdiene nettopp dette spekteret. Med andre ord benytter vi den påviste minimale avhengigheten førstegenerasjonsspekterene har til forskjellige vektfunksjoner w_{ij} [19] og bestemmer de rette vektfunksjonene w gjennom en iterasjonsprosess. Følgende steg benyttes:

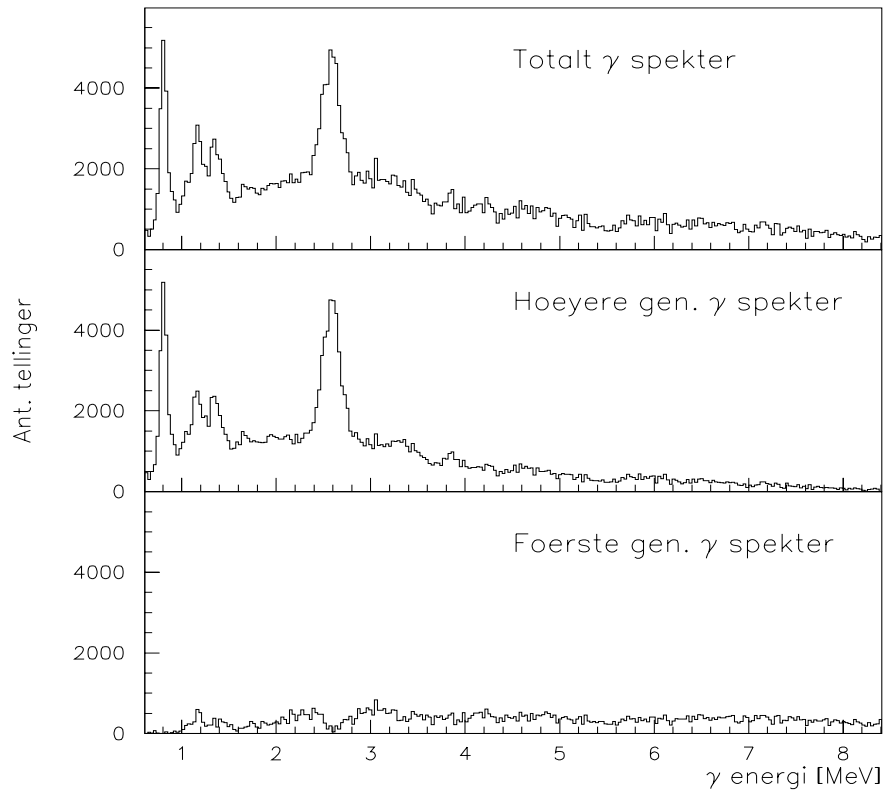
- (1) Velg en prøvfunksjon w_{ij} .
- (2) Kalkuler h_i .



Figur 3.1: Illustrasjon av førstegenerasjonsmetoden.

- (3) Transformer h_i til w_{ij} , la h_i ha samme energikalibrering som w_{ij} og normer arealet av h_i til 1.
- (4) Dersom $w_{ij}(\text{ny}) \sim w_{ij}(\text{gammel})$, avsluttes iterasjonen, hvis ikke fortsett fra punkt (2).

Utførte konvergenstester viser at konvergens oppnås etter svært få iterasjoner [19]. I dette tilfelle ble konvergens oppnådd etter 27 iterasjoner. Metoden kan benyttes i alle eksitasjonsområder, både i kontinuum og i områder med drastiske endringer i nivåtetthet. I figur 3.2 er det vist spektre for $E_i = 4 - 6$ MeV. Øverst er det totale γ -spekteret f_i , i midten den vektete summen gitt ved matrisen g_i og nederst differansen mellom dem h_i . Førstegenerasjonsspektret h_i har en liten dupp ved 2.6 MeV som kan tyde på at det er trukket fra for mye i metoden her, mens strukturene ved lav γ -energi synes bra reproduisert i g_i og tilsvarende trukket fra i førstegenerasjons-spekteret (siden γ -multiplisiteten generelt er større enn 1).



Figur 3.2: Ekstraherte førstegenerasjonsspektre i nederste panel, fremkommet ved subtraksjon av de høyere generasjons spektre (midten) fra det totale γ -spektrene (øverst). Panelene viser eksitasjonsområdet 4 – 6 MeV.

I bunnene på metoden ligger det antagelser og spesielt en skiller seg ut som den viktigste av disse [20]; en eksitert kjernes γ -henfallsmønster er uavhengig av populasjonsmekanismene. Altså vil en tilstand populert direkte ved (${}^3\text{He}, \alpha$) gi samme henfallsmønster som samme tilstand populert ved henfall fra høyere liggende eksiterte tilstander. Dette anses som gyldig dersom:

- (1) en jevn fordeling av energien oppnås i hele kjernen før γ -henfall,
- (2) for hvert eksitasjonsintervall populeres det tilnærmet samme spinnverdier,
- (3) for de samme intervaller er antall populære tilstander med positive og negative paritet omtrent likt.

Om oppfylt, vil dette gi gyldighet til subtraksjonsteknikken skissert over.

Dannelse av en diskret tilstand som resultat av fullstendig termalisering av en eksitert kjerne finner sted i løpet av et meget kort tidsintervall, $\sim 10^{-18}$ s. Sammenligner vi med den tiden det tar før den eksiterte kjernen sender ut et foton (levetiden $t_{1/2} \sim 10^{-15}$ s), så synes det som om ”pick-up” reaksjonen vår er av ”compound” -karakter. Dette gjør at vi kan betrakte henfallet som statistisk og ikke avhengig av populasjonsmekanismen. Derimot kan $t_{1/2}$ ved lave eksitasjonsenergier konkurrere med termaliseringstiden slik at reaksjonen blir av mer direkte natur og metoden kan derfor tenkes å være upålitelig ved lav eksitasjonsenergi. Derfor settes det en nedre eksitasjonsgrense E_i^{lav} i den genererte førstegenerasjonsmatrisen $P(E_i, E_\gamma)$ på rundt 4 – 5 MeV, og bare førstegenerasjons-spektre fra eksitasjonsbin over denne grensen blir med i den videre analysen. Den første antagelsen ser derfor ut til å holde. Rent tekniske problemer gjør at man også må sette en E_γ^{lav} grense og ekskludere lave γ -energier (vanligvis ~ 1 MeV) fra videre analyse. Formen på $P(E_i, E_\gamma)$ og analysen av denne vil bestemme de brukte grensene fra forsøk til forsøk (bestemmer også en øvre $E_i^{høy}$, som vanligvis er B_n).

Kaskadene fra γ -henfall i kontinuum vil bevare det midlere spinn for hvert steg til yrast-linjen er nådd. Derfra henfaller kjernen nedover yrast-linjen til den når grunntilstanden. Denne populeringen av grunntilstanden beskrives som sideføding og ved å studere intensiteten av sidefødingen for hvert eksitasjonsbin kan man oppnå informasjon om den initiale spinnfordelingen. Metoden er beskrevet i [21, 22] og i [20] er den anvendt for å undersøke den andre antagelsen for masseområdet til de sjeldne jordarter (massetall $A = 140 - 180$. Her så man at denne intensiteten varierer så lite mellom de forskjellige bins at det for det studerte energiområdet synes som om det populeres tilnærmet de samme spinnverdier i hvert bin. Den tredje antagelsen er også studert i [20] og man fant at antall positive og negative populære paritetstilstander ved de forskjellige eksitasjonsenergier synes å være likt [20, 23] i dette masseområdet. Nå trenger ikke dette å være direkte overførbart til vår lette kjerne med bare 57 nukleoner. Den nødvendigvis mye lavere nivåtettheten i ${}^{57}\text{Ni}$ kan medføre at populasjonen av nivåer ikke er en ren statistisk prosess og γ -henfallsmønstret dermed avhengig

av den enkelte populasjonsmekanismen. I verste fall kan enkelte eksitasjonsbin populære svært annerledes spinnverdier i forhold til de andre binnene eller de kan være tilnærmet helt dominert av en polaritet. Allikevel, nylige troverdige resultater basert på førstegenerasjonsspektre ekstrahert ved denne metoden for de nærliggende kjernene $^{50,51}\text{V}$ og ^{56}Fe (se henholdsvis [8, 9]) gjør at metoden synes anvendelig også her.

3.2 Oslometoden; ekstraksjon av nivåtetthet og γ -styrkefunksjon

Førstegenerasjonsmatrisen $P(E_i, E_\gamma)$ vi fant over, inneholder hva vi trenger for å ekstrahere både nivåtettheten og transmisjonskoeffisienten for ^{57}Ni . Normaliserer vi matrisen for hvert eksitasjonsbin E_i og setter summen lik 1, uttrykker matrisen sannsynlighetene for γ -henfall:

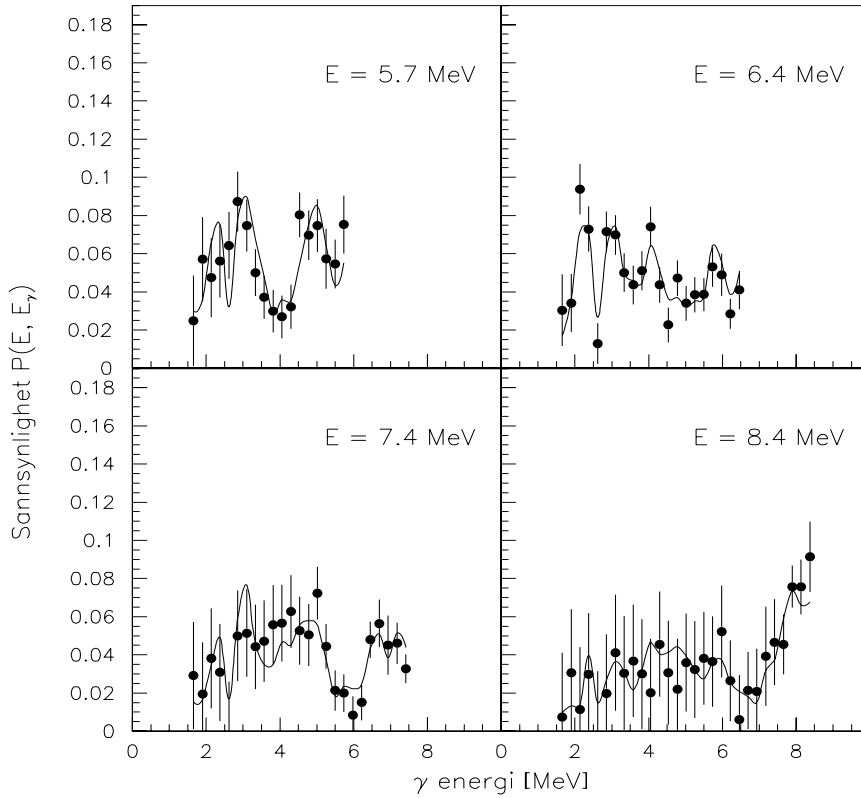
$$\sum_{E_\gamma=E_\gamma^{\min}}^{E_i} P(E_i, E_\gamma) = 1, \quad (3.8)$$

der summasjonen av P går over alle γ -energiene E_γ , fra minste E_γ^{\min} til maksimale E_i for hvert tilhørende eksitasjonsbin E_i . Oslometoden [20] benytter så den generaliserte Brink-Axel hypotesen [24, 25] som sier at vi på enhver indre tilstand kan bygge de andre indre tilstandene. Slik kan vi i kontinuum området faktorisere $P(E_i, E_\gamma)$ slik at sannsynligheten for γ -henfall fra E_i til E_f der γ -energien er $E_\gamma = E_i - E_f$ er proporsjonal med nivåtettheten $\rho(E_f)$ og γ -transmisjonskoeffisienten \mathcal{T} . Dermed kan den eksperimentelt normerte førstegenerasjonsmatrisen, $P(E_i, E_\gamma)$, uttrykkes ved en teoretisk tilnærming som også tilfredsstillende ligning (3.8):

$$P(E_i, E_\gamma) = \frac{\mathcal{T}(E_\gamma)\rho(E_i - E_\gamma)}{\sum_{E_\gamma=E_\gamma^{\min}}^{E_i} \mathcal{T}(E_\gamma)\rho(E_i - E_\gamma)}. \quad (3.9)$$

Denne faktoriseringen antar at enhver eksitert tilstand dannet fra en annen eksitert tilstand innehar de samme egenskaper som om den var dannet fra grunn-tilstanden. Altså vil \mathcal{T} ikke være avhengig av eksitasjonsenergien som videre gir ingen temperaturavhengighet til den eksiterte tilstandens kjernetemperatur T . Det finnes bevis for at bredden på kjempedipolresonansen (GDR) varierer med kjernetemperaturen T til tilstanden den ble dannet fra [26, 27]. I det forholdsvis lave eksperimentelt tilgjengelige eksitasjonsområdet vi studerer, vil trolig den tilhørende kjernetemperaturen endres lite med eksitasjonsenergien ($T \sim \sqrt{E}$), så i vår videre behandling av \mathcal{T} antar vi at T er konstant og \mathcal{T} er uavhengig av eksitasjonsenergien.

Løsningen av ligning (3.9) blir bestemt ved en iterasjonsprosedyre vist i [11]. Her reproduseres den eksperimentelle $P(E_i, E_\gamma)$ ved å finne globale χ^2 -minimum



Figur 3.3: Sammenligning av eksperimentelle førstegenerasjonsspektre fra $P(E_i, E_\gamma)$ og spektralfordelingen kalkulert fra de ekstraherte funksjonene $\rho(E)$ og $\mathcal{T}(E_\gamma)$ funnet fra χ^2 prosedyren (se tekst). Eksitasjons energien E_i er indikert på figuren for hvert panel og alle spektrene er normalisert til 1.

verdier for hvert datapunkt i de to funksjonene ρ og \mathcal{T} . Figur 3.3 viser resultatet av prosedyren for fire forskjellige eksitasjonsbin, hver på 0.24 MeV. De eksperimentelle datapunktene (fylte sirkler) fra $P(E_i, E_\gamma)$ blir meget godt reproduert av den spektrale fordelingen kalkulert fra de ekstraherte funksjonene $\rho(E)$ og $\mathcal{T}(E_\gamma)$.

Siden det er to funksjoner som skal bestemmes, så finnes det uendelig mange løsninger, og det er umulig å finne en unik løsning for ρ og \mathcal{T} . Det er derimot vist [11] at alle løsninger med samme χ^2 -verdier kan bestemmes ved å innføre to transformasjoner (se ligning (3.3) og (3.4)) og bruke de på en vilkårlig valgt løsning. De gitte transformasjonene er [11]

$$\tilde{\rho}(E_i - E_\gamma) = A \exp[\alpha(E_i - E_\gamma)] \rho(E_i - E_\gamma) \quad (3.10)$$

og

$$\tilde{\mathcal{T}}(E_\gamma) = B \exp(\alpha E_\gamma) \mathcal{T}(E_\gamma), \quad (3.11)$$

der A, B og α er frie parametere som fungerer som generatorer under transformasjonene. Ingen av disse kan vi bestemme unikt da det er uendelig mange løsninger, men vi kan plukke ut den løsningen som synes mest reell ved å sammenligne og tilpasse mot kjente data for ρ og \mathcal{T} .

3.2.1 Normalisering av nivåtettheten

Ved lav eksitasjonsenergi antar vi at de fleste diskrete nivåer i ^{57}Ni er oppdaget. Vi finner nivåene fra databasen ENSDF [16] og legger de inn i bins like store som den eksperimentelle energiopløsningen (240 keV). Dermed kan vi tilpasse den eksperimentelle nivåtettheten med kjente nivåer per eksitasjonsbin og oppnå en fysikalsk normering av parametrene A og α . Ved høy eksitasjonsenergi så kan vi kalkulere nivåtettheten ved nøytronbindingsenergien B_n fra kjente data for nøytronresonans-seperasjonen D . Fremgangsmåten er vist i [11] som bygger på [28] og gir at den totale nivåtettheten ved B_n er gitt ved

$$\rho(B_n) = \frac{2\sigma^2}{D} \frac{1}{(I+1) \exp(-\frac{(I+1)^2}{2\sigma^2}) + I \exp(\frac{-I^2}{2\sigma^2})}, \quad (3.12)$$

der I er spinnet til target kjernen i et nøytronresonans eksperiment, og σ^2 er spinnavhengighetsparameteren [29, 30]

$$\sigma^2 = 0.0146A^{5/3} \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - E_1)}}{2a}, \quad (3.13)$$

der E er eksitasjonsenergien og E_1 er tilbakeskiftsparameteren definert i [29, 30] som

$$E_1 = p_2 + \frac{1}{2}P_a + p_5 \frac{dS(Z, N)}{dA} \quad (3.14)$$

med sammenhengene for deutron-par energien P_a , skall-korrelasjoner $dS(Z, N)/dA$, nivåtetthetsparameteren a og parametrene p_2 og p_5 hentet fra samme artikkel [29, 30].

Dessverre kan vi ikke ekstrahere den eksperimentelle nivåtettheten helt opp til B_n siden vi utelukker γ -stråling under E_γ^{lav} i førstegenerasjonsmetoden. Dermed kan vi heller ikke sammenligne den kalkulerte nivåtettheten fra ligning (3.12) direkte, men må ekstrapolere vår ekstraherte nivåtetthet ρ fra E_γ^{lav} opp til B_n med en tilbakeskiftende Fermigass der parametriseringen er fra von Egidy et al. [29, 30]:

$$\rho_{FG}(E) = \eta \frac{\exp[2\sqrt{a(E - E_1)}]}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4} (E - E_1)^{5/4}} \quad (3.15)$$

med parametrene som beskrevet tidligere. Utfører vi nå en sammenligning av $\rho(B_n)$ og $\rho_{FG}(E)$ så kan vi multiplisere $\rho_{FG}(E)$ med faktoren η som utgjør differansen mellom dem og $\rho_{FG}(E)$ vil da nødvendigvis passe med nøytronresonansdataene. Tilpasser vi nå forholdet $\tilde{\rho}/\rho$ mot transformasjonsfunksjonen $A \exp[\alpha(E_i - E_\gamma)]$, finner vi normeringsparametrene A og α . Disse bruker vi videre og multipliserer ρ med transformasjonsfunksjonen (ligning (3.10)) og vi har normert den eksperimentelle nivåtettheten.

3.2.2 Normalisering av transmisjonskoeffisienten

For å oppnå en endelig normalisering av transmisjonskoeffisienten \mathcal{T} så gjenstår det å bestemme en fysikalsk løsning av normaliseringsparameteren B fra ligning(3.11) siden stigningstallet α i samme ligning allerede er bestemt. Fremgangsmåten for å gjøre dette ble først presentert i [1] og her gis en rask fremstilling som bygger direkte på den.

Henfall i kontinuum området betraktes som statistisk og vi antar derfor at relevante bidrag til vår observerte \mathcal{T}_{XL} kommer fra $E1$ og $M1$ overganger. Da kan vi uttrykke den observerte T som

$$BT(E_\gamma) = B[\mathcal{T}_{E1}(E_\gamma) + \mathcal{T}_{M1}(E_\gamma)] = 2\pi E_\gamma^3 [f_{E1}(E_\gamma) + f_{M1}(E_\gamma)]. \quad (3.16)$$

Her ser vi proporsjonaliteten mellom styrkefunksjonene f_{XL} og de tilhørende transmisjonskoeffisienten \mathcal{T}_{XL} fra γ -overganger med energi E_γ og multipolaritet XL . B er den ukjente normeringskonstanten.

Videre antar vi at det er like mange positive som negative paritets (π) tilstander tilgjengelige uansett energi E eller spinn I ;

$$\rho(E_i - E_\gamma, I_f, \pm\pi_f) = \frac{1}{2}\rho(E_i - E_\gamma, I_f). \quad (3.17)$$

Styrkefunksjonene kan også uttrykke den eksperimentelle, midlere totale strålingsbredden $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ av nøytronresonanser som funksjon av eksitasjonsenergi, spinn og paritet. Med antagelsene over kan vi fra ligningene (3.16) og (3.17) beskrive bredden $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ for resonansen¹ befolket av et nøytron med spinn $I_f \pm 1/2$ ved eksitasjonsenergien $E_i = B_n$ som

$$\begin{aligned} \langle\Gamma_\gamma(B_n, I_t \pm 1/2, \Pi_t)\rangle &= \frac{1}{4\pi\rho(B_n, I_t \pm 1/2, \Pi_t)} \int_0^{B_n} dE_\gamma BT(E_\gamma)\rho(B_n - E_\gamma) \\ &\times \sum_{J=-1}^1 g(B_n - E_\gamma, I_t \pm 1/2 + J). \end{aligned} \quad (3.18)$$

¹Absorpsjon av s-bølge-nøytroner som har spinn $\pm 1/2$ via reaksjonen (n, γ) .

Her henviser indeksen t til spinn og paritet for target i (n, γ) reaksjonen og ρ er den eksperimentelle nivåtettheten. Dessuten er nivåtettheten uttrykt som produktet av den totale nivåtettheten via summen over alle spinn og dens fordeling g gitt ved [28]

$$g(E_i, I) = \frac{2I + 1}{2\sigma^2} \exp[-(I + 1/2)^2/2\sigma^2], \quad (3.19)$$

der spinnavhengighetsparameteren σ er som før (ligning 3.13). Vi normerer g så vi får $\sum_I g \sim 1$ og dermed uttrykker $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ i ligning (3.17) den vektete summen av bidrag med spinn $I_t \pm 1/2$. Nå er vi i stand til å bestemme normeringsparameteren B i ligning (3.18) dersom vi kjenner tabulerte verdier for $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ ved B_n [31].

Dessverre kommer de metodiske problemene ved førstegenerasjonsmetoden, nevnt i avsnitt 3.1, i veien for å ekstrahere $\rho(E_i)$ i området $E_i > (B_n - E_\gamma^{lav})$. Vi løser dette ved å ekstrapolere ρ slik vi beskrev for normalisering av nivåtettheten (avsnitt (3.2) og ligning (3.15)). For $\mathcal{T}(E_\gamma)$ fører utelukkingen av γ under grensen E_γ^{lav} til at vi må ekstrapolere i intervallet $E_\gamma < E_\gamma^{lav}$ og for tilfeller med $E_i^{høy} < B_n$ også der $E_\gamma > E_i^{høy}$. Denne ekstrapolasjon utføres ved en ren eksponentialfunksjon. Ekstrapolasjonsområdet utgjør ikke mer enn 15% av $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ så feilene innført ved en dårlig ekstrapolasjon av \mathcal{T} synes små [1].

Kapittel 4

Eksperimentelle resultater

Med en tilfredsstillende førstegenerasjonsmatrise, $P(E_i, E_\gamma)$, oppnådd ved metoden beskrevet i forrige kapittel, sammen med teorien som også ble beskrevet der, kan vi nå ekstrahere både den eksperimentelle nivåtettheten ρ og den eksperimentelle γ -styrkefunksjonen for vår kjerne ^{57}Ni .

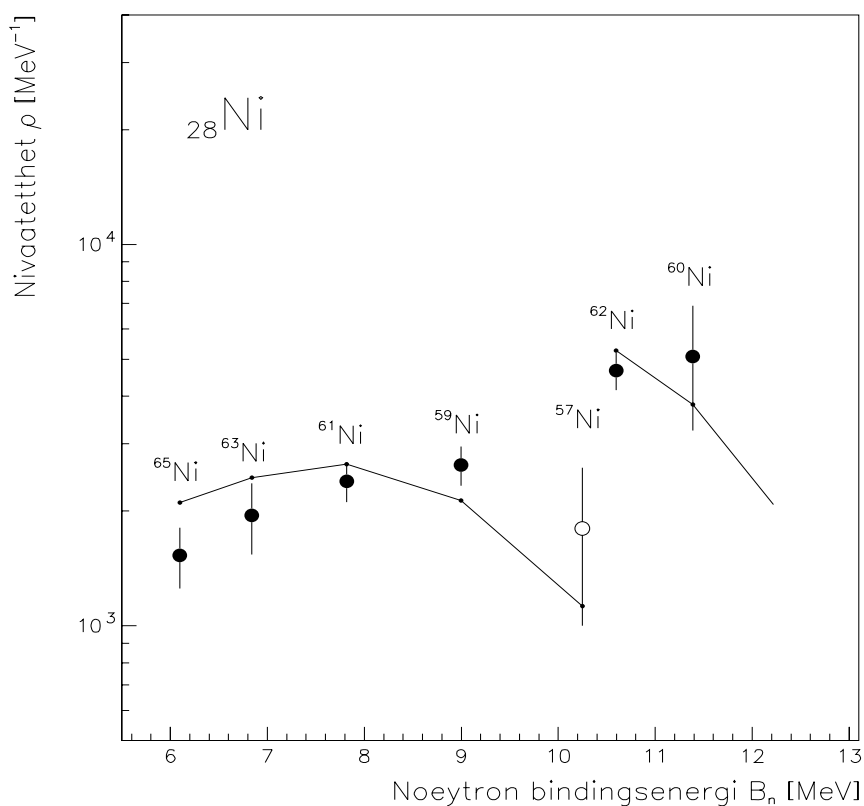
4.1 Nivåtettheten

For å kunne normalisere nivåtettheten trenger vi å finne nivåtettheten ved nøytronbindingsenergien $E = B_n$ som vist i ligning (3.12). Siden ^{57}Ni er ustabil ($t_{1/2} = 35.60$ h) så er det ikke tilgjengelige data for nøytronresonans-separasjonsparameteren D , og vi må nøye oss med å finne et estimat for denne. Fra [31] finner vi kjente eksperimentelle D -verdier og deres feilverdier dD for en del ^{28}Ni kjerner (se tabell 4.1). Disse eksperimentelle verdiene plottet vi sammen med semiempiriske teoretiske verdier funnet hovedsaklig fra massene til kjernene. Her vil vi forvente å se effekter fra skallstrukturer. Figur 4.1 viser resultatet, og vi ser at dette ikke er et enkelt estimat å gjøre fra disse dataene. De eksperimentelle verdiene er plottet som fylte rundinger med feilstreker, mens de ”teoretiske” verdiene er vist med heltrukken strek. Vi gjør et grovt estimat for ^{57}Ni , der vi tror den eksperimentelle verdien ville fulgt de ”teoretiske”: $\rho(B_n) = (1800 \pm 800)\text{MeV}^{-1}$. I figur 4.1 er estimatet vist som en ikke fylt runding.

Under iterasjonsprosessen [11] setter vi tre grenser (se avsnitt 3.1) i førstegenerasjonsmatrisen $P(E_i, E_\gamma)$; øvre- og nedre- eksitasjonsenergi pluss en nedre γ -energi grense. Bare data innenfor disse blir med i ekstraheringsprosedyren. Populasjonen av ^{56}Co ved $E_i \sim 8$ MeV (se fig 2.5) gjør at vi må sette den øvre eksitasjonsgrensen slik at disse sannsynligvis blir utelukket. Eventuelt populære ^{56}Co vil ha både lav γ -multiplisitet og lav E_γ i dette eksitasjonsområdet, så ved å sette grensen $E_\gamma^{lav} \sim 1.6$ MeV tenkes de populære nivåene i ^{56}Co å bli ekskludert. Ved å studere matrisen $P(E_i, E_\gamma)$, der $E_\gamma > E_\gamma^{lav}$, ble eksitasjonsgrensene satt til; $E_i^{høy} \sim 8.6$ MeV og $E_i^{lav} \sim 5.7$ MeV. Den nedre γ -energi grensen kunne vært satt så lavt

Isotop	B_n [MeV]	D [keV]	dD [keV]
^{59}Ni	8.999	13.4	0.900
^{60}Ni	11.388	2.00	0.700
^{61}Ni	7.820	13.8	0.900
^{62}Ni	10.597	2.10	0.150
^{63}Ni	6.838	16.0	3.00
^{65}Ni	6.097	19.6	3.00

Tabell 4.1: Eksperimentelt tabulerte data [31] for nøytron s-bølge resonanser i ^{28}Ni -isotoper



Figur 4.1: Nivåtettheten ved nøytronbindingsenergien for ^{28}Ni isotoper. Estimater for ^{57}Ni er funnet fra systematikken og plottet som en ikke fylt sirkel. Se tekst.

E_1 (MeV)	a (MeV ⁻¹)	$\rho(B_n)$ (MeV ⁻¹)	B_n MeV	η
-0.072	5.125	1800(800) ^a	10.25	1.775

^aEstimert fra systematikk.

Tabell 4.2: Parametere brukt for nivåtettheten med den tilbakeskiftede Fermigassmodellen se ligning(3.10).

som ~ 1 MeV, men ikke lavere pga metodiske problemer (se avsnitt 3.1). Dette medfører at den ekstraherte ρ vil nå opp til ~ 7.2 MeV ($E_i^{hoy} - E_\gamma^{lav}$) og ekstrapoleringen ved hjelp av den tilbakeskiftede Fermigassen går derfor fra ~ 7.2 MeV til og gjennom vårt estimat $\rho(B_n)$. Ekstrapoleringen blir foretatt i henhold til ligning (3.14) og de brukte parametrene er gjengitt i tabell 4.2.

Figur 4.2 viser den ekstraherte eksperimentelle nivåtettheten $\rho(E)$ som funksjon av eksitasjons energi E . Den heltrukne linjen med toppstruktur representerer de kjente diskrete nivåene [16]. De fylte sirklene er den eksperimentelle nivåtettheten. Normeringen mot de kjente nivåene er gjort mellom pilene ved lav energi. Den heltrukne glatte linjen er den ekstrapolerte nivåtettheten beregnet ved Fermigassmodellen. Trekanten oppe til høyre representerer vår estimerte $\rho(B_n)$. Nivåtettheten fra Fermigassmodellen er multiplisert med faktoren η (se tabell 4.2), for å passe med $\rho(B_n)$. De øverste pilene angir området for normering ved høy eksitasjonsenergi.

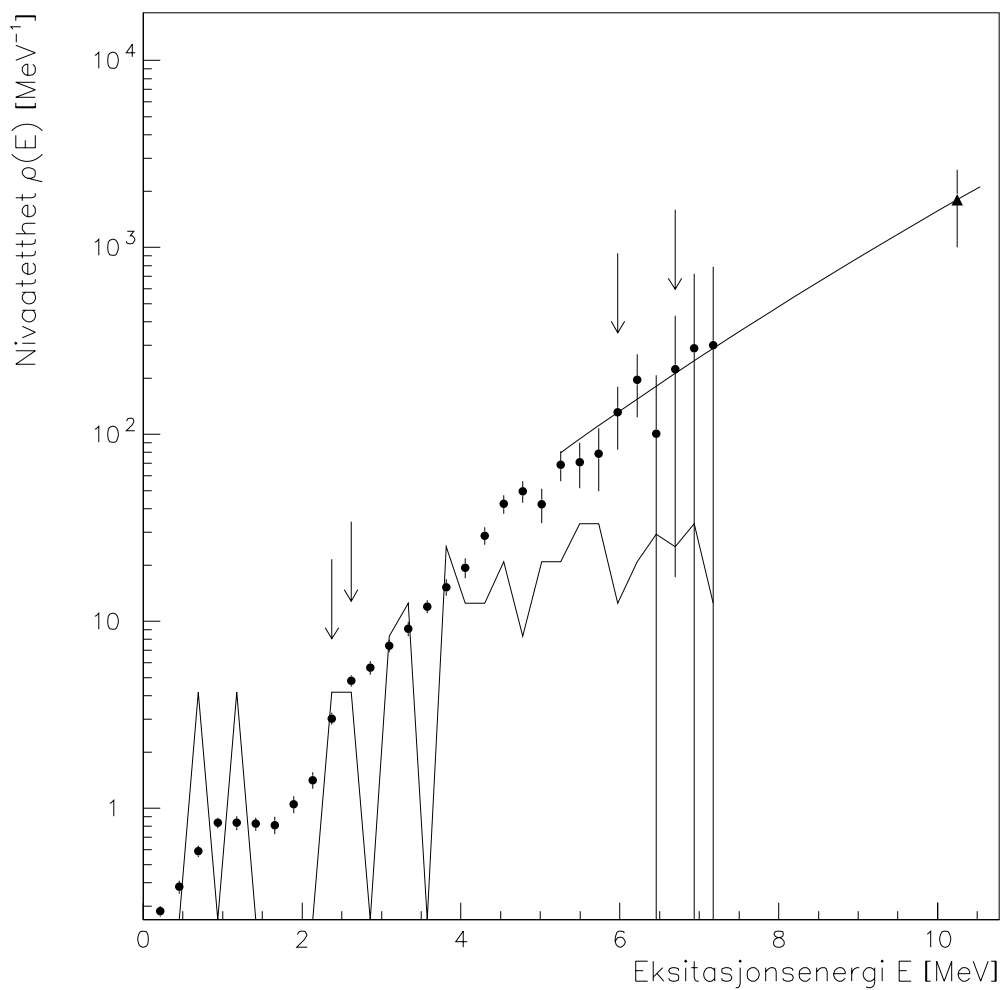
Vi ser at nivåtettheten passer bra mot de diskrete nivåene ved lav energi, spesielt synes stigningen fra ~ 2 MeV å være godt tilpasset. Under 2 MeV er det bare to diskrete nivåer, så strukturene opp til hit skyldes første og andre eksiterte tilstand. I kjernen ${}_{28}\text{Ni}_{29}$ vil, ut i fra skallmodellen, alle protonene være koblet sammen i Cooper-par og dessuten fylle helt opp det lukkede skallet $1f_{7/2}$ (28 er et magisk tall i skallmodellen). Nøytronene har derimot ett nøytron i $2p_{3/2}$ skallet som ikke er i noe Cooper-par. Dette valensnøytronet forventes å kunne glatte ut eventuelle skallstrukturer i kjernen og den relativt strukturløse nivåtettheten synes å reflektere dette. At det ikke er noen tydelig effekt av gapet mellom $1f_{7/2}$ og $2p_{3/2}$ synes å indikere en deformert grunntilstand. Eksperimentelle deformasjonsparametere (β_2 verdier) for grunntilstanden finns ikke for ${}^{57}\text{Ni}$, men tabulert verdier for en del andre ${}_{28}\text{Ni}$ [31] kjerner gjør det sannsynlig at ${}^{57}\text{Ni}$ er såpass deformert at skallgapet mellom $1f_{7/2}$ og $2p_{3/2}$ nesten tilsvarer avstanden mellom andre skall (se A.1 i vedlegget).

Kjernen har veldig få nivåer opp til ~ 4 MeV, men ved høyere energier virker det som om det er en del tilstander som ennå ikke er oppdaget.

Nivåtettheten kan også beskrives ved en konstant-temperatur modell ρ_{CT} gitt ved eksponentialfunksjonen

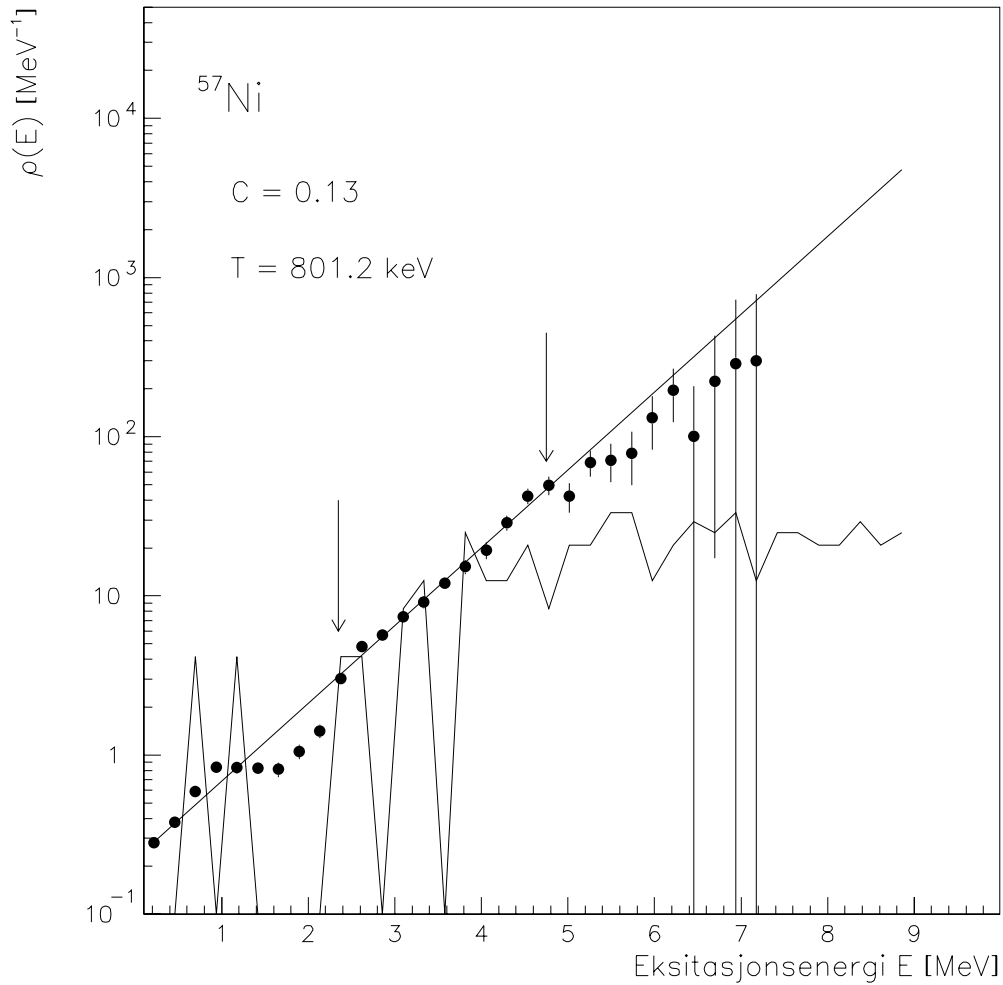
$$\rho_{CT}(E) = C \exp(E/T), \quad (4.1)$$

der parameterne C og T tilsvarer henholdsvis nivåtettheten rundt eksitasjons-



Figur 4.2: Normering av nivåtettheten i ^{57}Ni (se tekst). Nivåtetthetskurven for de kjente nivåene må forstås ut i fra $\rho = \frac{\Delta N}{\Delta E}$ som gir $\int \rho dE = N$ slik at for eksempel med ett kjent nivå N og energi bin på 0.24 MeV blir $\rho = \frac{1}{0.24} \text{ MeV}^{-1} \sim 4 \text{ MeV}^{-1}$. Altså indikerer de to nederste toppene ett diskret nivå hver.

energi $E \sim 0$ MeV og den midlere temperatur av kjernen. I Figur 4.3 har vi utført en sammenligning av vår eksperimentelle nivåtetthet, plottet som fylte sirkler, og ρ_{CT} . Den rette linjen representerer resultatet fått ved å tilpasse i området mellom pilene. Nivåtettheten fra de kjente diskrete nivåene ses også. Parameteren C ble bestemt til å være $\sim 0.13 \text{ MeV}^{-1}$ mens kjernens gjennomsnittlige temperatur T er ~ 0.9 MeV.



Figur 4.3: Den eksperimentelle nivåtettheten i ^{57}Ni og resultatet av en sammenligning med nivåtettheten uttrykt ved konstant-temperatur formelen (se tekst).

Kjerne	I_t	$\langle \Gamma_\gamma \rangle$ meV	Π_t	$\rho(B_n)$ (MeV ⁻¹)	B_n MeV
⁵⁷ Ni	0	3560(1000) ^a	+	1800(800) ^a	10.25

^aEstimert fra systematikk.

Tabell 4.3: Tabell over verdiene brukt for å finne normaliseringskonstanten B .

4.2 Gamma-styrkefunksjonen

Vi har bestemt stigningstallet α som også inngår i uttrykket for transmisjonskoeffisienten \mathcal{T} (se ligningene (3.10) og (3.11)). For å bestemme den manglende normeringskonstanten B i ligning (3.11) tar vi utgangspunkt i relasjonen til Γ_γ fra ligning (3.18).

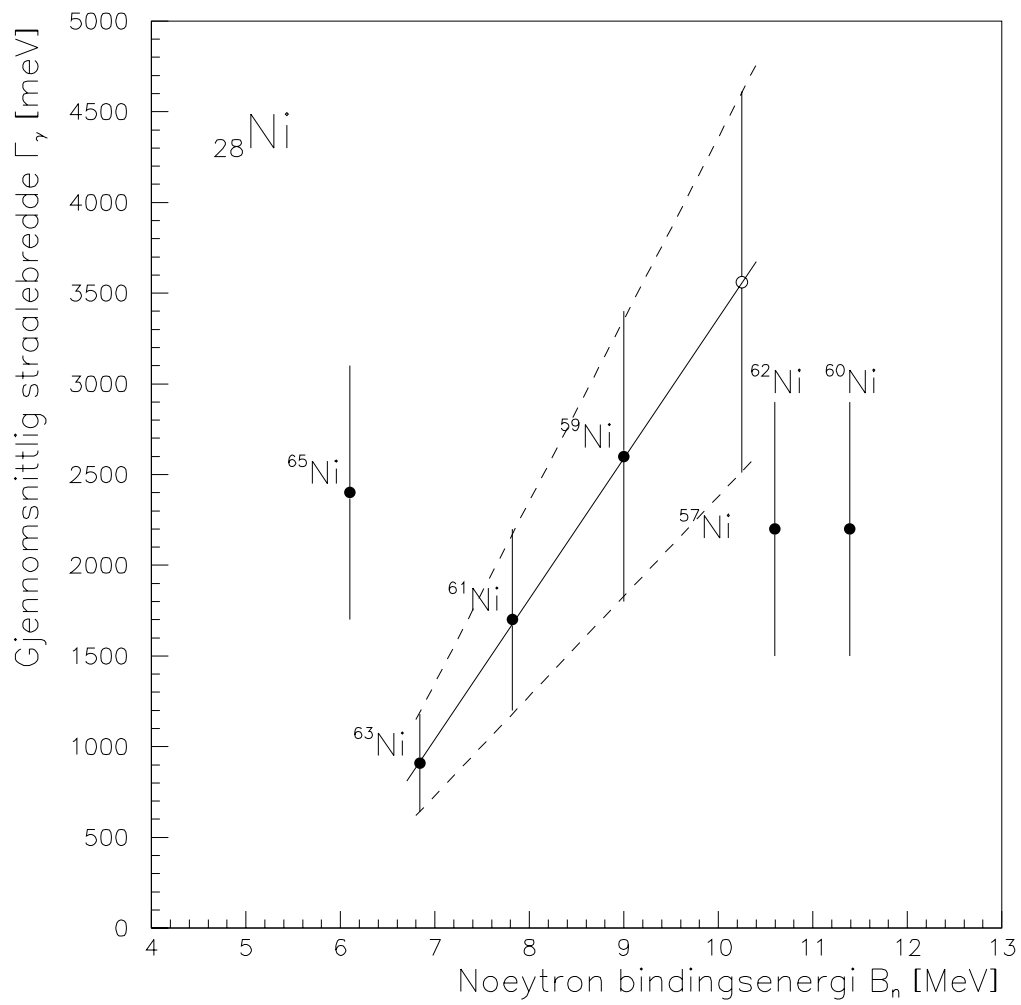
Igen møter vi en mangel på eksperimentelt tabulerte verdier for ⁵⁷Ni, nå for den midlere totale strålingsbredden $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ ved $E = B_n$. Forklaringen kan vel tilskrives at ⁵⁶Ni er ustabil og reaksjonen ⁵⁶Ni(n, γ)⁵⁷Ni blir vanskelig å utføre. Vi utfører derfor et estimat på bakgrunn av de ₂₈Ni kjernene der verdien er kjent [31]. Figur 4.4 viser $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{28\text{Ni}}$ plottet som funksjon av nøytron- bindingsenergien B_n . Ingen klar slutning kan trekkes, men går vi ut i fra de odde kjernenes stigende trend for $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ og lar feilstrekene til estimatet vi da får inkludere de like kjernenes tilsynelatende konstante trend, oppnår vi det grove estimatet $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{57\text{Ni}} = (3560 \pm 1000)$ meV.

Integralets grenser i ligning (3.18) krever at vi må ekstrapolere ρ og \mathcal{T} i områdene vi ikke har data; $E_i \sim 7.2$ MeV $\rightarrow B_n$ for $\rho(E)$ (allerede utført, se figur 4.2) og områdene $E_\gamma < E_\gamma^{lav}$ (~ 1.60 MeV $\rightarrow \sim 0$ MeV) og $E_\gamma > E_i^{hoy}$ (~ 8.6 MeV $\rightarrow B_n$) for \mathcal{T} . Den rent eksponentielle ekstrapoleringen av \mathcal{T} er vist i figur 4.5 der områdene mellom pilene angir der tilpassningen for de to ekstrapolasjonene er gjort. Nå kan vi løse ligning (3.18), med verdier oppgitt i tabell 4.3 og finner da normeringskonstanten B .

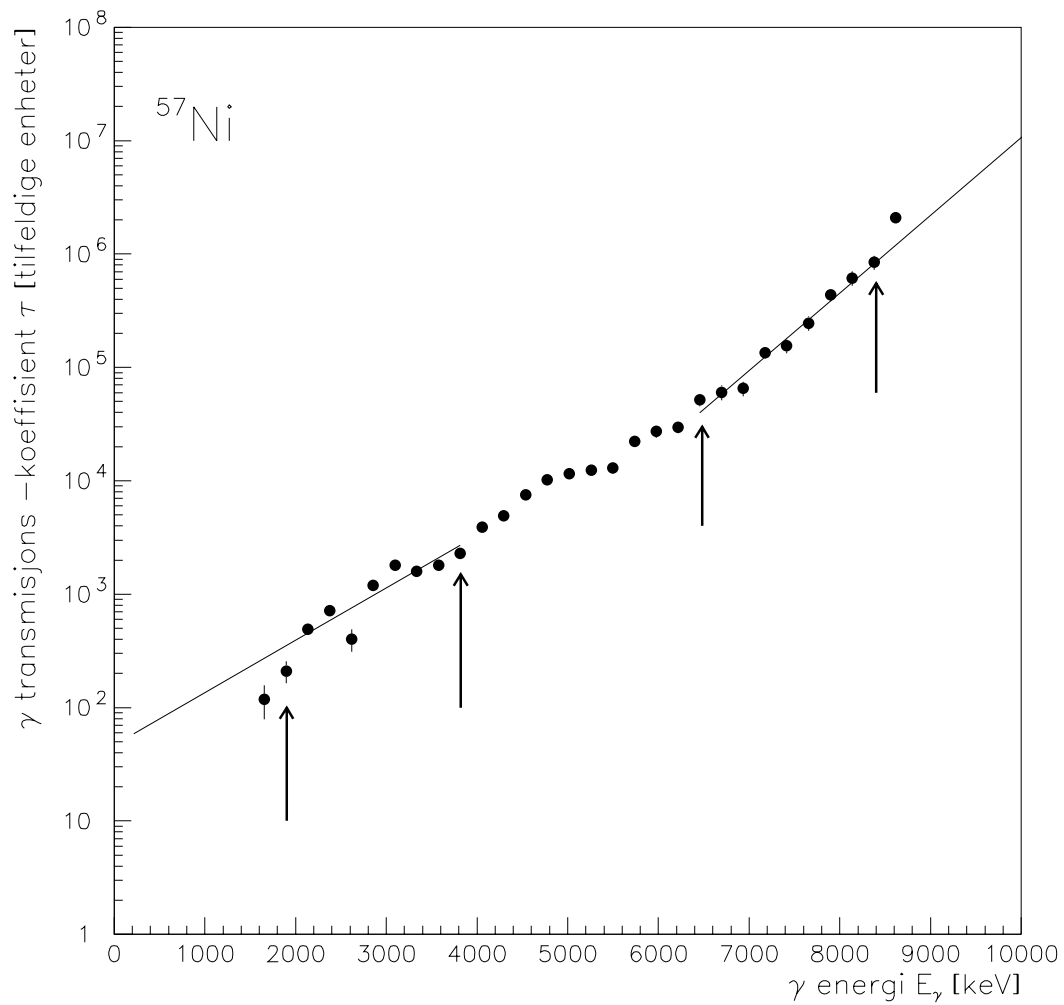
Ut i fra ligning (3.16) kan vi nå bestemme den eksperimentelle γ -styrkefunksjonen som

$$f(E_\gamma) = \frac{1}{2\pi E_\gamma^3} B \mathcal{T}(E_\gamma), \quad (4.2)$$

der vi antar bidrag bare fra $E1$ - og $M1$ - stråling. Figur 4.6 viser den normaliserte γ -styrkefunksjonen. Man vil anta at styrkefunksjonen skal øke som funksjon av γ -energi, og det synes å være trenden her. I nærliggende kjerner som ^{57,56}Fe [9, 32] ^{50,51}V [8] er det rapportert om en stigning i styrkefunksjonen for lave γ -energier ($E_\gamma \sim 3$ MeV). For ⁵⁷Fe er dette også blitt bekreftet ved et annet eksperiment [32], men fenomenet mangler ennå en tilfredsstillende teoretisk forklaring. Her ses ikke denne stigningen, men fra $E_\gamma \sim 5.5$ MeV til våre data slutter, øker styrkefunksjonen med en faktor ~ 10 , noe som er en uventet stor økning. For andre undersøkte kjerner, både de nevnt over og kjerner tilhørende de sjeldne jordarter har den ekstraherte $f(E_\gamma)$ ved høye γ -energier vist seg å være

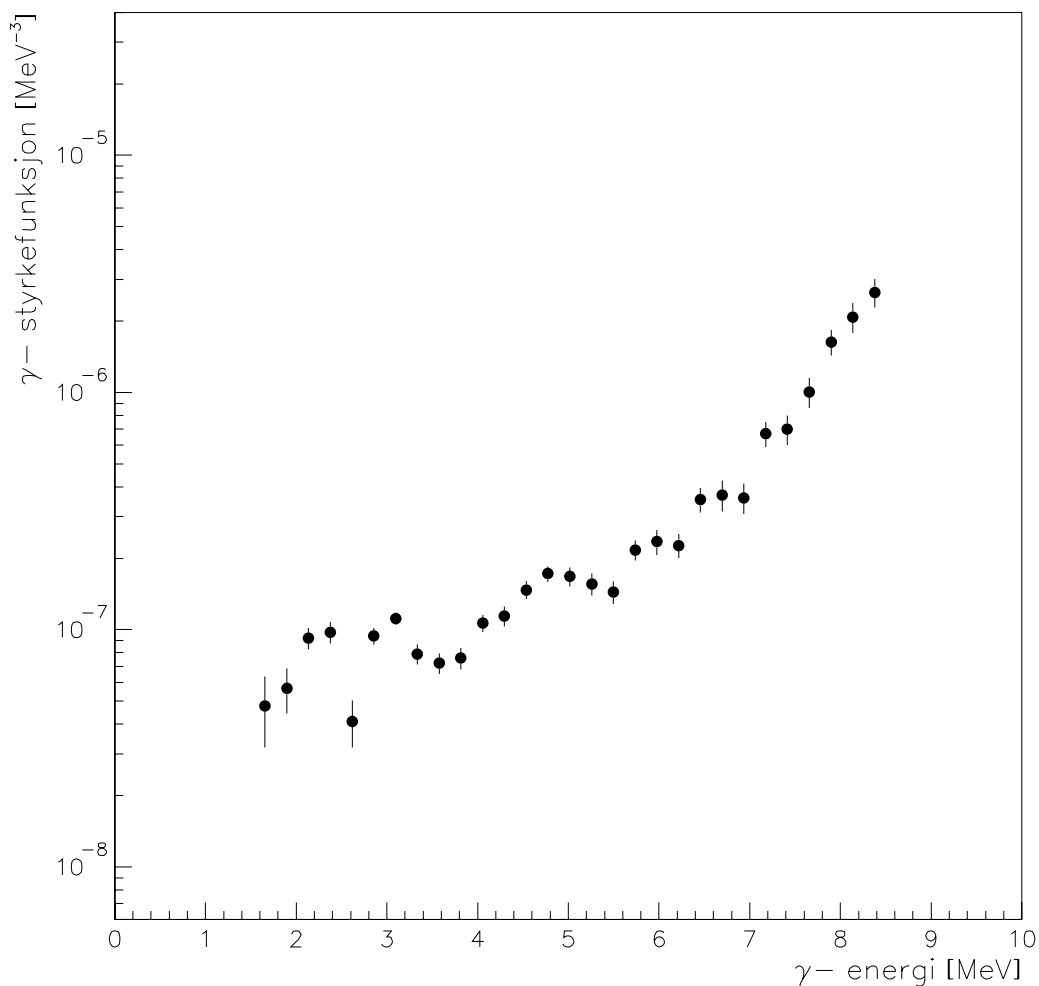


Figur 4.4: Estimat av $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ for ^{57}Ni kjernen (se tekst).



Figur 4.5: Den unormaliserte eksperimentelle γ -transmisjonskoeffisienten \mathcal{T} for ^{57}Ni (fylte sirkler) ekstrapolert (heltrukne linjer) i to områder for å kunne normalisere den (se tekst).

avhengig av halen til kjempedipol- resonansen (GDR) bestående av både magnetisk (GMDR) og elektrisk (GEDR) karakter. Selv om stigningen i vår kjerne er stor for å ligge på halen til GDR så prøver vi å tilpasse våre data mot teoretiske modeller.



Figur 4.6: Den normaliserte γ -styrkefunksjonen i ^{57}Ni (se tekst.)

For en teoretisk beskrivelse av GEDR benytter vi Kadmenski, Markushev og Furman (KMF) sin modell [26]. Bredden til GEDR er i KMF modellen gjort temperaturavhengig slik at man reproduserer den ikke forsvinnende grensen for GEDR når $E_\gamma \rightarrow 0$. $E1$ -bidraget til GEDR er da beskrevet ved denne modifiserte

$f_{XL(n)}$	$E_{XL(n)}$ (MeV)	$\sigma_{XL(n)}$ (mb)	$\Gamma_{XL(n)}$ (MeV)	$\langle \Gamma_\gamma \rangle$ (meV)	T (MeV)
$f_{E1,1}$	16.30	34.10	2.44	3560(1000) ^a	0.8
$f_{E1,2}$	18.51	55.20	6.37	3560(1000) ^a	0.8
f_{M1}	10.6535	0.19623	4.00	3560(1000) ^a	

^aEstimert fra systematikk.

Tabell 4.4: Tabell over parametrene brukt for å tilpasse styrkefunksjonen f til den eksperimentelle $f(E_\gamma)$ (se tekst).

Lorentziske funksjonen:

$$f_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{0.7\sigma_{E1}\Gamma_{E1}^2(E_\gamma^2 + 4\pi^2T^2)}{E_{E1}(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2}, \quad (4.3)$$

der σ_{E1} er virkningstverrsnittet, Γ_{E1} er bredden på GEDR og E_{E1} er dens sentroide. Vi antar i dette arbeidet ingen avhengighet av styrkefunksjonen mot eksitasjonsenergi (se avsnitt 3.2) og bruker derfor den konstante temperaturen T funnet fra konstant-temperaturformelen ρ_{CT} (se figur 4.3). I [7] blir den systematisk innførte usikkerheten ved dette estimert til å ha en maksimal 20% effekt på styrkefunksjonen f . Vi har allerede sett at vår kjerne synes å være deformert i grunntilstanden, og derfor vil nok GEDR dele seg i to deler, så vi tilpasser to $E1$ -funksjoner slik at det totale bidraget f_{E1} blir

$$f_{E1} = f_{E1,1} + f_{E1,2}. \quad (4.4)$$

Beskrivelsen av GMDR blir uttrykt ved en ren Lorentzmodell uten noen temperaturavhengighet:

$$f_{M1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{\sigma_{M1}\Gamma_{M1}^2E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_{M1}^2)^2 + E_\gamma^2\Gamma_{M1}^2}, \quad (4.5)$$

hvor symbolene har samme forklaring som for f_{E1} .

Tilpassningen av den eksperimentelle $f(E_\gamma)$ blir nå utført slik at den søkes beskrevet ved den samlede styrkefunksjonen

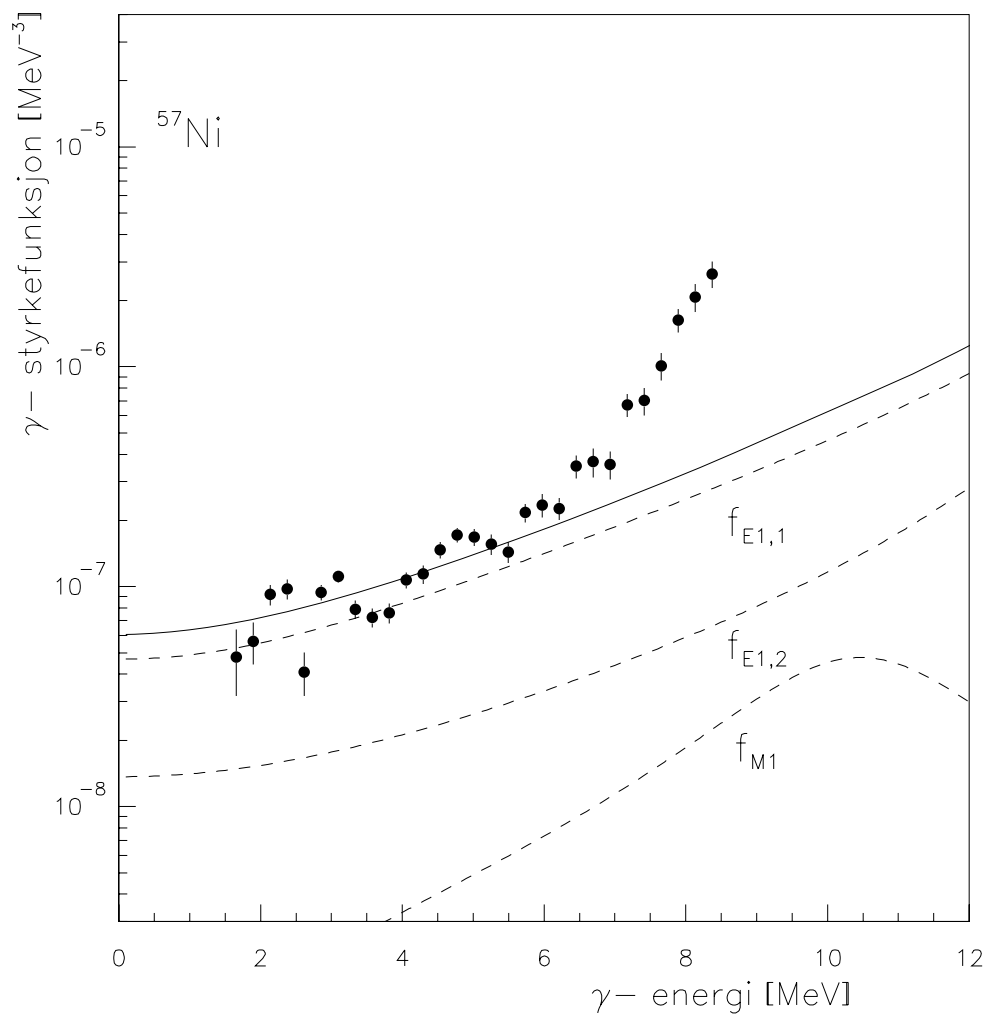
$$f = \kappa(f_{E1,1} + f_{E1,2} + f_{M1}), \quad (4.6)$$

der κ er en normaliseringskonstant. De brukte parametrene er gjengitt i tabell 4.4 [31] og tilhører kjernen ^{60}Ni siden de ikke finnes for ^{57}Ni .

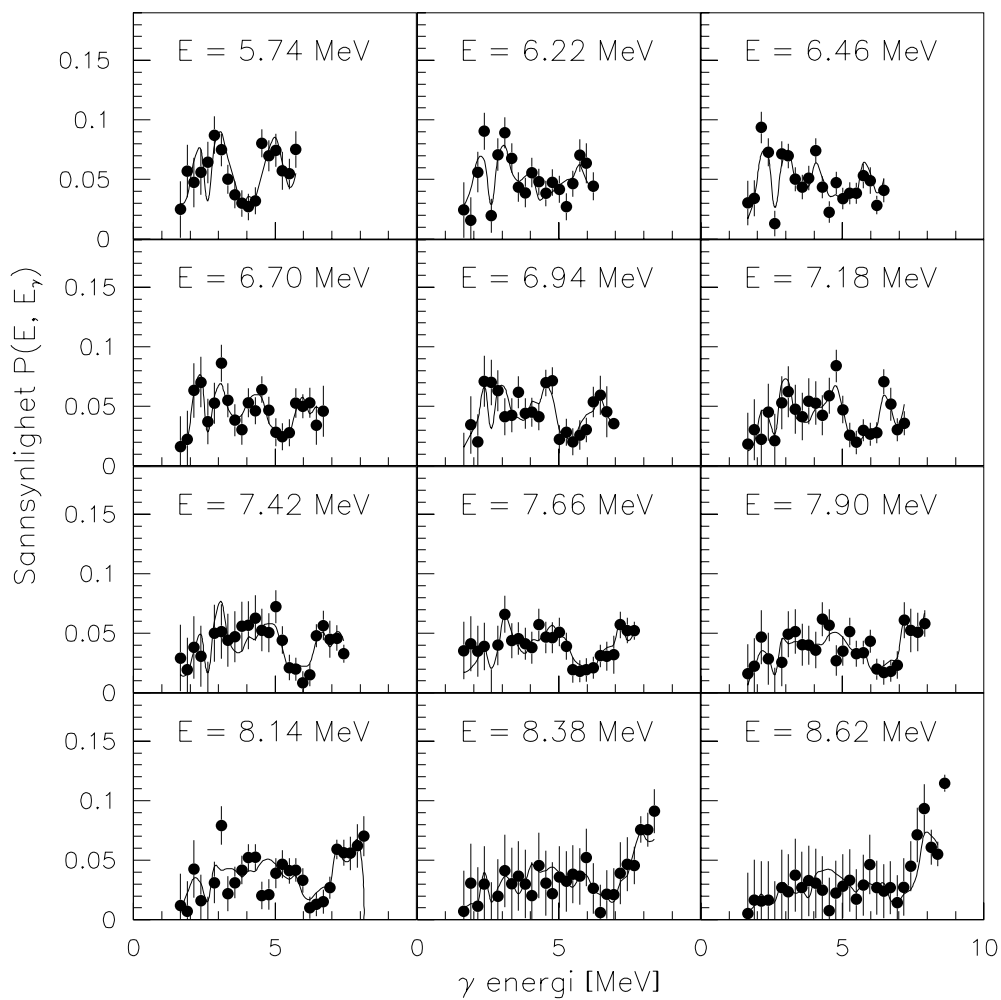
I figur 4.7 er resultatet presentert og de forskjellige bidragene fra f er indikert på figuren, mens den heltrukne linjen tilsvare den totale f i begge figurene. Vi ser at økningen i styrkefunksjonen ved høy γ energi ikke tilsvare modellens beskrivelse av GDR. En slik stigning finner først sted i nærheten av sentroiden

til $f_{E_{1,2}}$ rundt $E \sim 15$ MeV, men ikke her på halen til GDR. Helt spekulativt kan man tenke seg en ekstrem forsterking av f_{M1} resulterende i en mye større GMDR, men ingen etablert teoretisk eller eksperimentell rettferdiggjøring finnes.

Kanskje kan avviket forklares ved de estimatene man har måttet gjøre tidligere for både $\rho(B_n)$ eller $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ (se figurene 4.1 og 4.4). Dessuten tilhører ikke parametrene for tilpasningen vår kjerne. Derimot har de samme estimatene og kompromissene vært nødvendige for tidligere forsøk (for eksempel i [8]) og resultatene derfra har vært pålitelige, så estimatene synes ikke å være så avgjørende. Dessuten, fra figur 3.3 nederste panel til høyre, kan man allerede før noen estimat er gjort, se antydninger til en meget stor sannsynlighet P for at ^{57}Ni ved høye eksitasjonsenergi vil sende ut meget høye γ -stråler. I figur 4.8 viser vi alle eksitasjonsbin for førstegenerasjonsmatrisen $P(E_i, E_\gamma)$ (forklart i avsnitt (3.2)). Fra ~ 7.5 MeV ser det ut som om sannsynligheten for henfall med høy γ vokser. I de tre siste binnene synes det som om populasjon av grunntilstanden er meget hyppig, i alle fall er det lav γ -multiplisitet her. Dette rettferdiggjør til dels den store økningen vi ser i $f(E_\gamma)$. Avgjørelsen om dette er reelt ser ut til å først og fremst være avhengig av gyldigheten for antagelsene til førstegenerasjons metoden diskutert i avsnitt (3.1). Sist må det nevnes at vårt opprinnelige target er naturlig nikkel, så resultatene for ^{57}Ni tilsvarer ett forsøk gjort på ett 68.01 % rent target.



Figur 4.7: Tilpassning av den eksperimentelle $f(E_\gamma)$ (datapunkter) mot halen til GDR (heltrukne linje) beskrevet ved bidrag fra både GMDR og GEDR (se tekst.)



Figur 4.8: Sammenligning av eksperimentelle førstegenerasjonsspektre fra $P(E_i, E_\gamma)$ og spektralfordelingen kalkulert fra de ekstraherte funksjonene $\rho(E)$ og $\mathcal{T}(E_\gamma)$ funnet fra χ^2 prosedyren (se tekst). Eksitasjons energiene E_i er indikert på figuren for hvert panel og alle spektrene er normalisert til 1.

Kapittel 5

Termodynamiske egenskaper

Betrakter vi atomkjernen som et termodynamisk system, gjør nivåtettheten vi har ekstrahert oss i stand til å utlede grunnleggende termodynamiske egenskaper for ^{57}Ni . Det er tre modeller vi kan bruke, mikrokanonisk, kanonisk eller stor kanonisk ensemble. To innvendinger kan nevnes mot å bruke disse modellene. For det første er det vanlig å bruke disse modellene på veldig store systemer, mens vårt system består av bare 57 nukleoner. For det andre kan man ikke garantere at kjernens oppførsel i det statistiske regime reflekterer alle nukleonene, noen er kanskje ikke medvirkende. Derfor kan man lure på om statistisk mekanikk er rette måte å beskrive dette systemet. Innlysende innvending er; hva skal vi da bruke? Rette holdningen blir vel å ha disse faktum klart for seg når man betrakter og tolker resultatene man finner. Videre vil vi presentere forskjellige termodynamiske variabler utledet fra de forskjellige modellene, resultatene burde stemme overens, men for et slikt lite system kan den valgte modell påvirke slik at de ikke gjør det [33].

5.1 Mikrokanonisk ensemble

Dette er den vanligste modellen brukt i kjernefysikk. Her betraktes kjernen som energetisk isolert og eksitasjonsenergien E er den konserverte parameteren. Begrunnelsene man ofte oppgir for å bruke dette bildet er den sterke kjernekräftens korte rekkevidde og at man vanligvis ikke observerer at kjernen deler sin eksitasjons-energi med sitt ytre miljø. Entropien er her definert som

$$S(E) = k_B \ln \Omega(E). \quad (5.1)$$

Setter vi Boltzmann konstant k_B lik 1 og innser at nivåtettheten $\rho(E)$ er koblet til multiplisiteten Ω ved¹ $\Omega(E) = \rho(E)/\rho_0$, der ρ_0 er en normaliseringskonstant,

¹ $\Omega(E)$ tilsvarer dessverre ikke den samme multiplisiteten $\Omega_s(E)$ til nivåene, siden vår eksperimentelle nivåtetthet ikke tar med den magnetiske degenerasjonen $(2J + 1)$. Vi kunne løst

kan vi skrive entropien slik:

$$S(E) = \ln \rho(E) + S_0, \quad (5.2)$$

der $S_0 = -\ln(\rho_0)$. Entropien er et mål på uorden, altså her hvor mange måter nukleonene kan organisere seg på ved en gitt eksitasjonsenergi E . Dette vil reflektere antall kvasipartikler tilstede i kjernen ved forskjellige energier. I grunntilstanden må vi kreve at termodynamikkens tredje lov er oppfylt; når temperaturen $T \rightarrow 0$, skal også entropien $S \rightarrow 0$. Siden ^{57}Ni er en like- odde kjerne vil den ha en kvasipartikkel også i grunntilstanden, men for den like- like kjernen ^{58}Ni vil det bare være en tilgjengelig tilstand for hele systemet ved ($T = 0$) og vi kan dermed tilpasse S_0 . For ^{58}Ni fant vi at $S_0 = 1.5$ lar tredje lov være oppfylt. tar vi bort ett nøytron, så får man ^{57}Ni med ett valensnøytron og forventer ikke at entropien går helt mot 0 ved $T = 0$, dermed bruker vi samme S_0 her. Figur 5.1 viser den mikrokanoniske entropien for ^{57}Ni med denne konstanten. Vi ser at entropikurven har en liknende struktur som $\rho(E)$ siden $S \propto \ln \rho$ og ρ er plottet i logaritmisk skala (se figur 4.2). Entropien synes å stige lineært med eksitasjons-energien fra ~ 2.6 MeV. Under 2 MeV er det veldig få nivåer i kjernen, og den bratte stigningen i intervallet $\sim 2.2 \rightarrow \sim 2.6$ MeV kan tyde på at de første Cooper-parene blir brutt opp her noe som korresponderer med økningen i nivåtettheten figur 4.3 viser dette området.

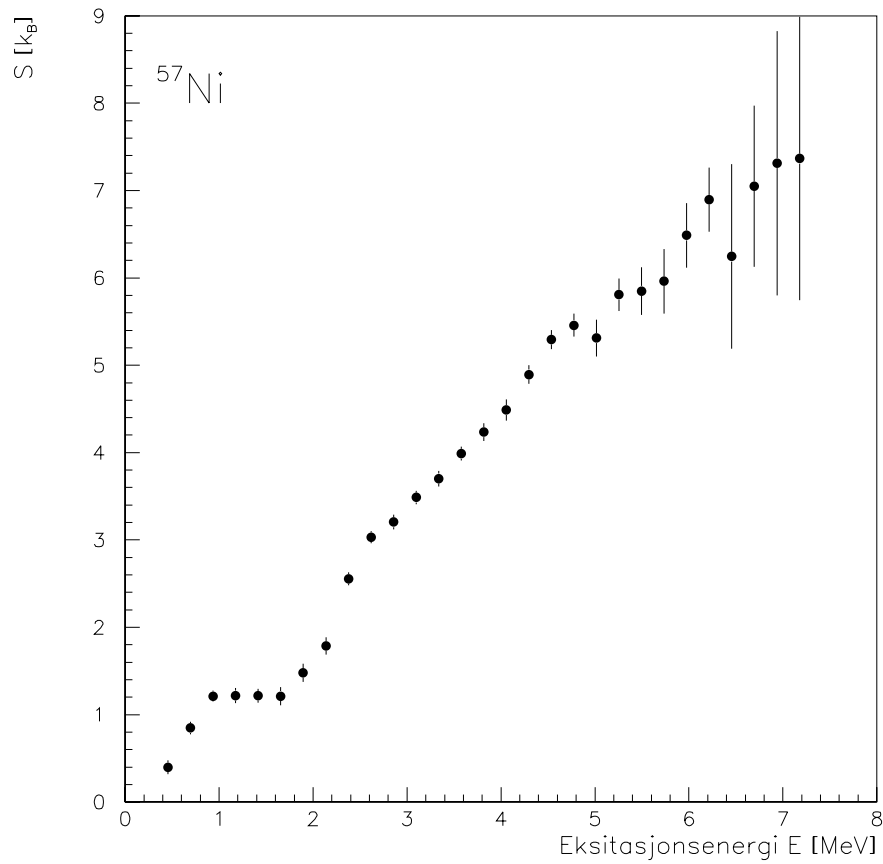
Antar vi at systemet er i likevekt, kan vi bestemme temperaturen T slik:

$$T(E) = \left(\frac{\partial S}{\partial E} \right)_V^{-1}. \quad (5.3)$$

Her forsvinner S_0 under deriveringen av S . Den differensielle entropien ved en gitt energi blir bestemt som helningen til en rett linje fremkommet via en minste kvadraters tilpassning gjennom $\rho(E)$ to bin over og to bin under den søkte energien. Slik får man bort litt av følsomheten mot ρ , men mister litt informasjon siden kurven blir glattet utover den opprinnelige oppløsningen.

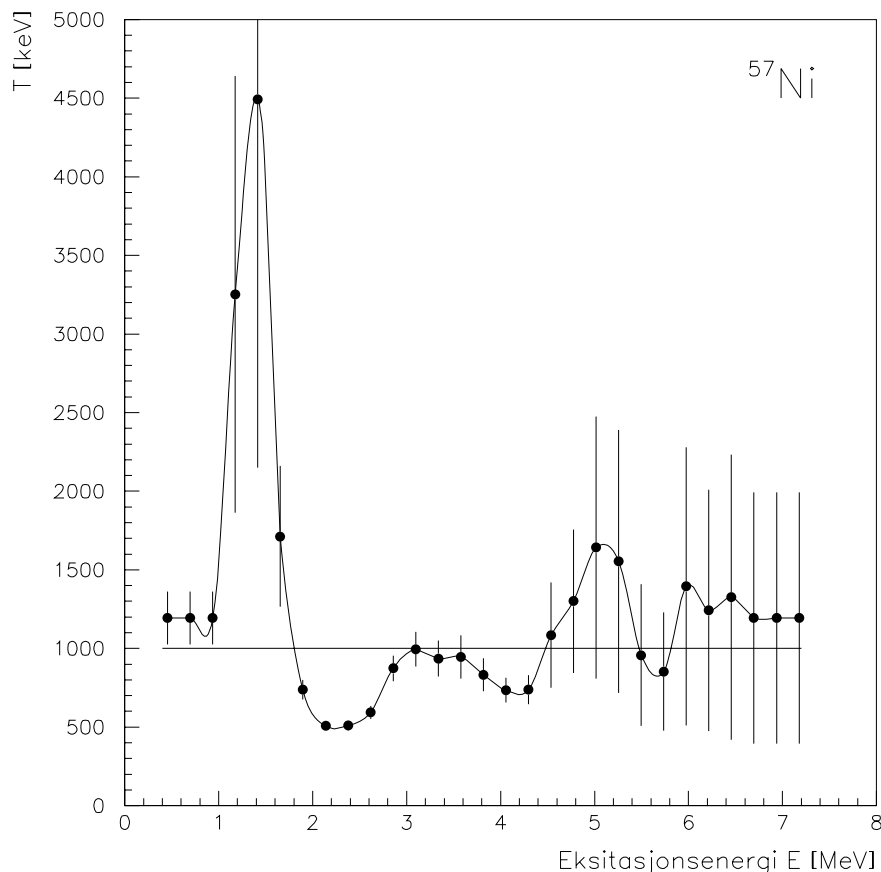
Figur 5.2 viser temperaturen som funksjon av eksitasjonsenergi for ^{57}Ni i det mikrokanoniske bildet. Feilstrekene er en konsekvens av fluktuasjonen til derivasjonsmetoden og gjenspeiler de statistiske usikkerhetene som genereres siden systemet har så få nukleoner. Strukturene vi så i ρ (se figur 4.2) forventes å kunne forklare bildet av T , slik at områder der kjernens temperatur går ned, kan tilskrives eksitasjonsområder med parbrytning og økning av nivåtettheten. Det synes å være tre slike intervaller der temperaturen synker, men korrespondansen til ρ er ikke entydig. Hele den første store toppen er vanskelig å gi en fysikalsk tolkning. Høyre flanke av den store første toppen ($\sim 1.5 - 2.2$ MeV) kan være utslag av

dette med å multiplisere en energiavhengig spinnfordelings funksjon ($2\langle J(E) \rangle + 1$) slik at $\Omega_s(E) \propto \rho(E)(2\langle J(E) \rangle + 1)$, men det finns lite informasjon om den midlere spinnfordelingen $\langle J(E) \rangle$ fra eksperimenter. Derfor jobber vi her med $\Omega(E)$ bare definert ved nivåtettheten.



Figur 5.1: Entropien $S(E)$ i ^{57}Ni , ekstrahert i det mikrokanonisk ensemble (se tekst).

parbrytning i dette området, men nedgangen kommer noe tidlig sett i forhold til både entropien og nivåtettheten (se figurene 4.3, 5.1). Av de to neste intervallene ($\sim 3.8 - 4.2$) MeV og ($\sim 5.0 - 5.5$) MeV er det bare det siste som kanskje kan ses i ρ som ett hopp ved tilnærmet samme energi, men her er også feilstrekene store. Den horisontale svarte streken indikerer en midlere temperatur bestemt helt visuelt av figuren på $\langle T \rangle = 1100$ keV.



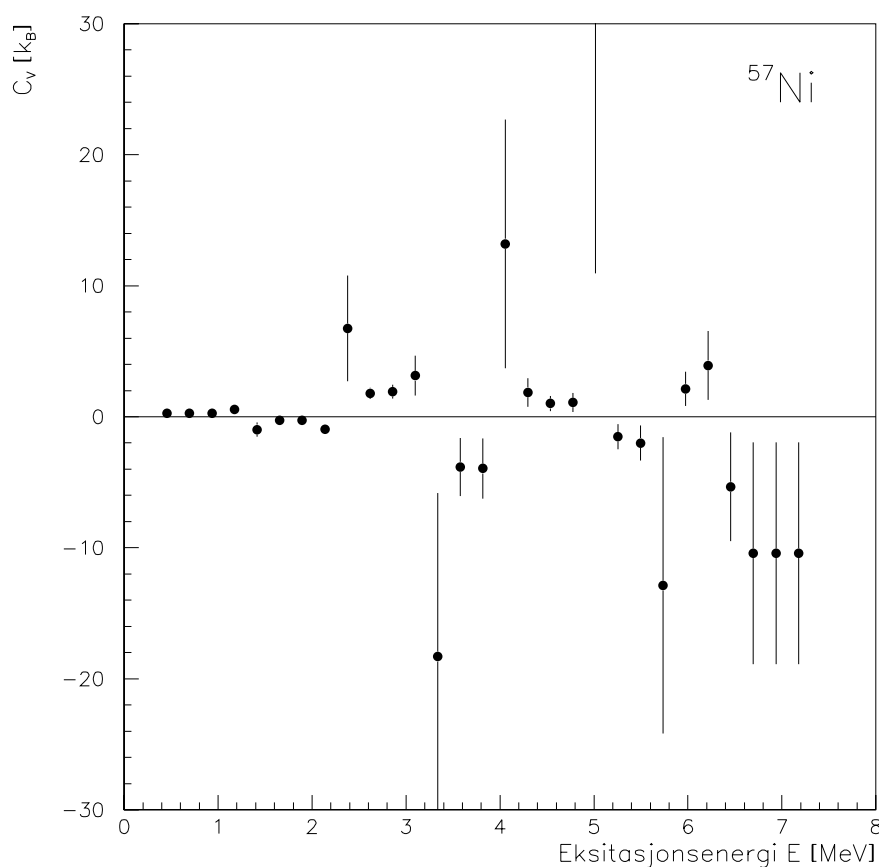
Figur 5.2: Temperaturen T i ^{57}Ni , ekstrahert i det mikrokanonisk ensemble (se tekst).

Varmekapasiteten C_V er i det mikrokanoniske ensemble gitt ved:

$$C_V(E) = \left(\frac{\partial T}{\partial E} \right)_V. \quad (5.4)$$

Vi ser at denne differensieringen av $T(E)$ vil gi opphav til negative områder for C_V når $T(E)$ synker. Figur 5.3 viser den kalkulererte varmekapasiteten som

funksjon av eksitasjonsenergi for ^{57}Ni og fluktuasjonene reflekterer den varierende temperaturen som vi så i figur 5.2. Mange indikasjoner om negativ varmekapasitet for forskjellige atomkjerner er blitt rapportert, men selve tolkningen av dette er et omstridt emne [4, 34]. Her nevnes kun at de negative eksitasjonsintervallene i C_V kan tolkes som oppbrytningen av Cooper-par, og vi ser de korresponderer med eksitasjonsintervallene vi nevnte for temperaturkurven. En måte å unngå følsomheten mot temperaturen ved beregningen av C_V er å bruke det kanoniske ensemble.



Figur 5.3: Varmekapasiteten C_V i ^{57}Ni , ekstrahert i det mikrokanonisk ensemble (se tekst).

5.2 Kanonisk ensemble

Her tenkes systemet vi studerer å være i kontakt med et varmereservoar med temperatur T og dermed vil energien E for kjernen kunne variere mens temperaturen er konstant. Partisjonsfunksjonen er her uttrykt som

$$Z(T) = \sum_{E=i}^{\infty} \Delta E \Omega(E_i) e^{-E_i/T} = \sum_{E=i}^{\infty} \Delta E \rho(E_i) e^{-E_i/T}, \quad (5.5)$$

der ΔE er energiområdet, E_i er eksitasjonsenergien og Ω er relatert til ρ slik vi beskrev i det mikrokanoniske ensemble. Siden summen går mot uendelig må vi rent praksis bestemme en øvre summasjonsgrense slik at ligningen er gyldig. Vi finner at eksitasjonsområdet 50 MeV gir at summen går mot null for lave temperaturer. Våre eksperimentelle data slutter ved ~ 7.2 MeV (se figur 4.2, så fra der brukes ekstrapoleringen foretatt ved den tilbakeskiftede Fermigassen i ligning (3.14) og parametrene i tabell 4.2. Fra partisjonsfunksjonen kan vi kalkulere alle interessante termodynamiske variabler.

Entropien kan vi skrive som

$$S(T) = - \left(\frac{\partial [T \ln Z(T)]}{\partial T} \right)_V, \quad (5.6)$$

der vi har benyttet relasjonen mellom Helmholtz fri energi F og midlere energi $\langle E \rangle$; $F = \langle E \rangle - TS$. Figur 5.4 viser den kanoniske entropien. Vi innser ved å se på figuren at vi under summasjonen av partisjonsfunksjonen Z , ligning (6.5), gjennomfører en sterk midling slik at de lokale sterke strukturene vi så i det mikrokanoniske bildet blir glattet ut. Entropien oppviser en veldig lineær avhengighet mot kjernetemperaturen T .

Uttrykker vi den midlere energien som funksjon av temperatur $\langle E(T) \rangle$ kan denne finnes fra partisjonsfunksjonen slik

$$\langle E(T) \rangle = Z^{-1} \sum_{i=0}^{\infty} E_i \Delta E \rho(E_i) e^{-E_i/T}. \quad (5.7)$$

Figur 5.5 viser denne kanoniske energien, og her er det en helt jamn avhengighet mot kjernens temperatur T .

Videre finner vi varmekapasiteten ved:

$$C_V(T) = \left(\frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} \right)_V. \quad (5.8)$$

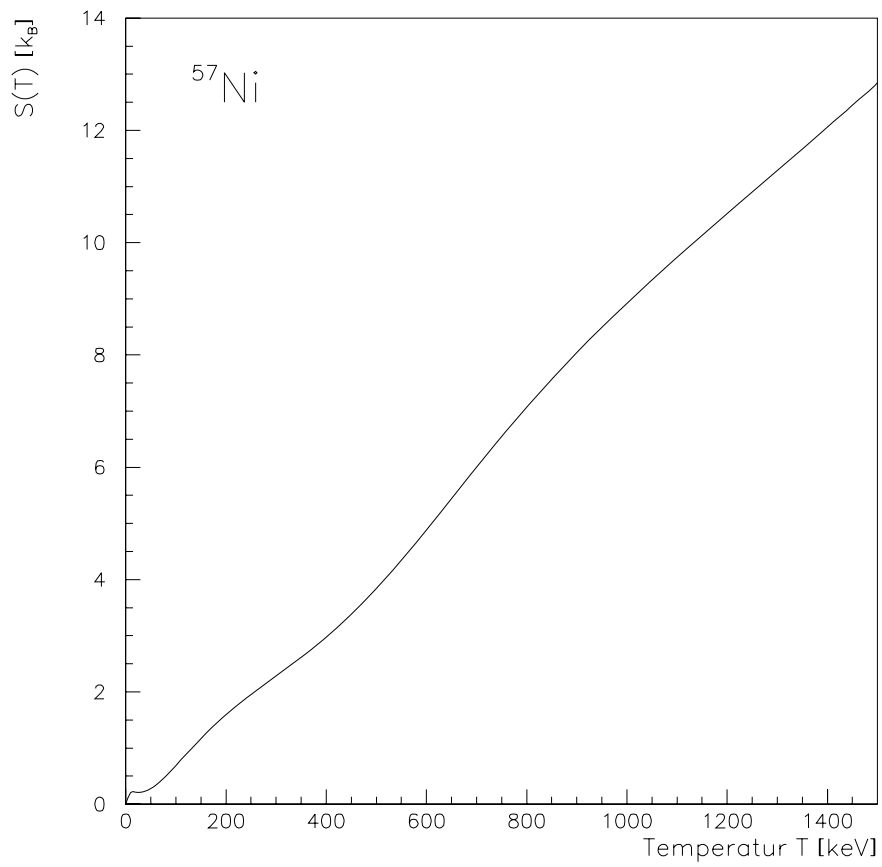
Figur 5.6 viser resultatet av deriveringen. S-formen som varmekapasiteten oppviser er sett i en del andre kjerner i masseområdet til de sjeldne jordarter, og er tolket [5] som indikasjonen på en dobbel faseovergang mellom en fase med sterke parkorrelasjoner til en fase uten parkorrelasjoner. Toppen vår synes å ha ett lokalt

	Temperatur [keV]	Ensemble	Figur
T	900(\pm 100)	Mikrokanonisk	4.3
$\langle T \rangle$	1100(\pm 400)	Mikrokanonisk	5.2
T_c	700(\pm 100)	Kanonisk	5.6

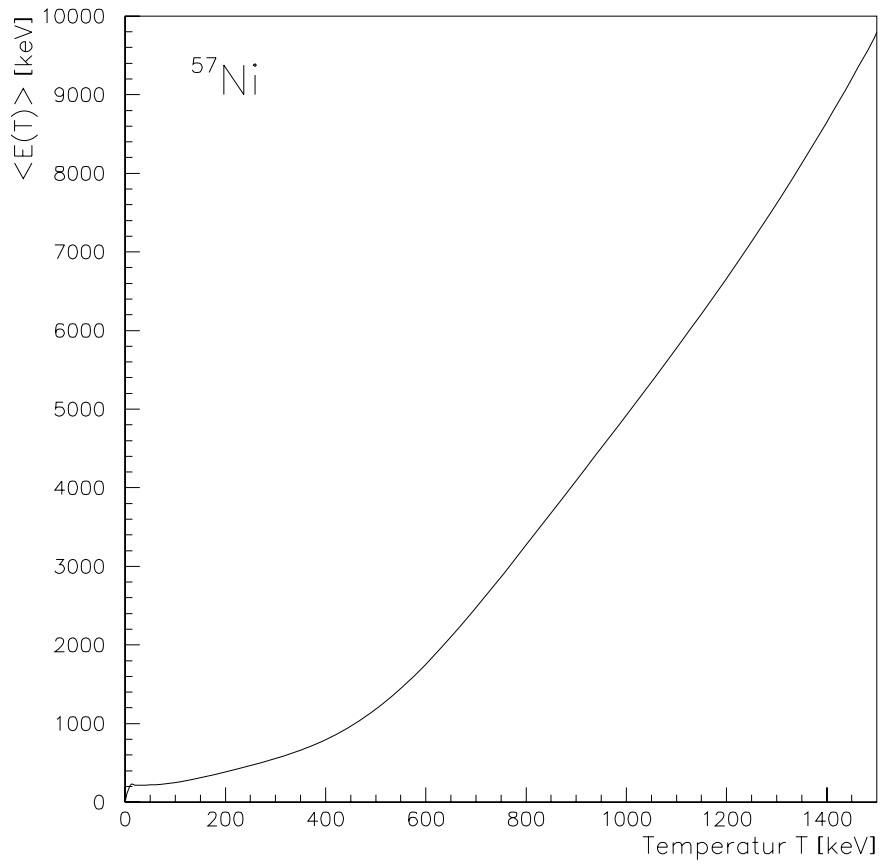
Tabell 5.1: De tre ekstraherte temperaturverdiene for ^{57}Ni .

maksimum ved $T \sim 700$ keV (markert ved pilen) og kan tolkes som den kritiske temperatur T_c der det foregår en massiv oppbrytning av Cooper-par og en tilsvarende svekkelse av parkorrelasjoner. T_c tilsvarer en eksitasjonsenergi på ~ 2.5 MeV noe som stemmer bra med tolkningen av nivåtetthetskurven (figur 4.3).

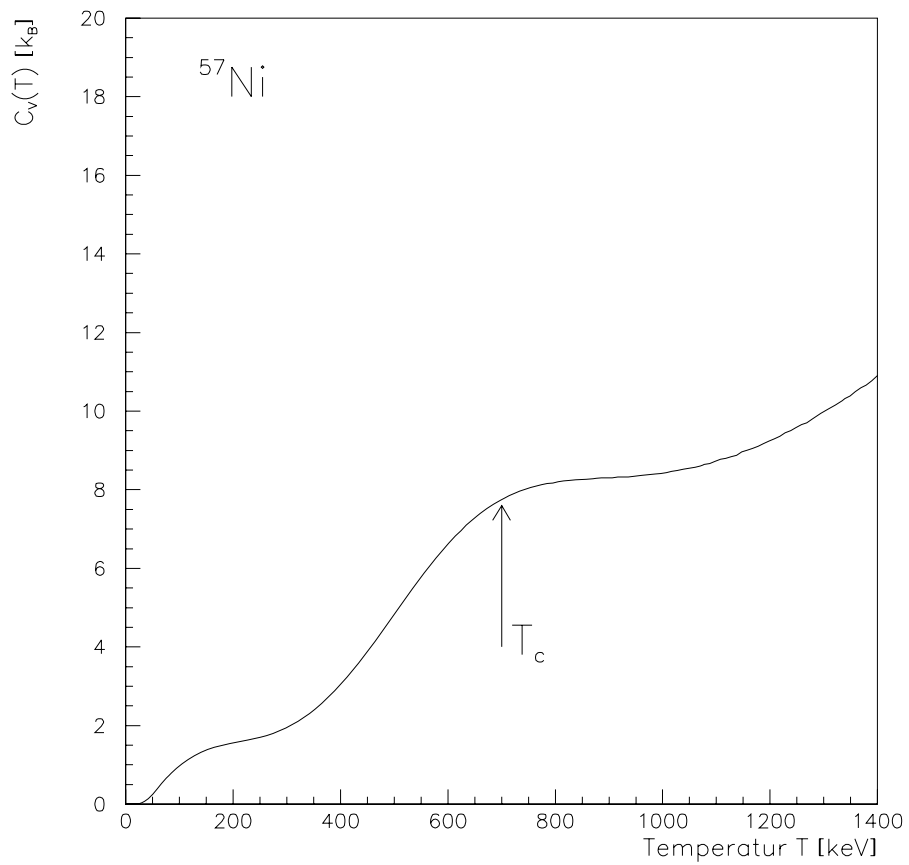
Ved forskjellige metoder har vi tre ganger bestemt en temperatur for ^{57}Ni og i tabell 5.1 er de gjengitt med henvisning til avsnittet de ble ekstrahert i og tilhørende figur. Usikkerhetene fra systematiske feil er forsøkt anslått fra figurene i hvert tilfelle. Temperaturene burde ideelt sett være like, da de alle søker å uttrykke kjernetemperaturen over hele eksitasjonsområdet, men resultatene er innenfor eksperimentets feilmarginer. Det er heller ikke uvanlig å registrere avvik mellom de to ensemblene.



Figur 5.4: Entropien $S(T)$ i ^{57}Ni i det kanoniske ensemble (se tekst).



Figur 5.5: Den midlere energien $\langle E(T) \rangle$ i ^{57}Ni i det kanoniske ensemble (se tekst).



Figur 5.6: Varmekapasiteten $C_V(T)$ i ^{57}Ni i det kanoniske ensemble (se tekst).

Kapittel 6

Konklusjon

I dette arbeidet har vi utført en eksperimentell studie av den lette kjernen ^{57}Ni . Rådata kom fra ”pick-up”-reaksjonen $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)^{57}\text{Ni}$ utført ved Oslo Syklotronlaboratorium. Vi har bestemt både nivåtettheten og γ -styrkefunksjonen ut i fra den såkalte ”Oslometoden”.

Nivåtetthetskurven har en sterk økning ved ca. 2.5 MeV og indikerer en rask oppbrytning av Cooper-par i dette området. Ved høyere eksitasjonsenergier øker nivåtettheten lineært i logaritmisk skala og reflekterer en konstant oppbrytning av Cooper-par. Gamma-styrkefunksjonen har ikke oppvist en ”soft-pole”-struktur ved lave γ -energier, men derimot en overraskende stor oppgang ved høye γ -energier. Den brukte KMF-modellen klarte ikke å forklare dette, men indikerte at en sterk overvekt av M1 overganger kan gi en slik γ -styrkefunksjon. Vi ser ingen klare feil i ekstraksjonsmetodene og strukturen ser derfor ut til å være reell. En bestemmelse av γ -strålingens multipolaritet (E1/M1) ville kanskje avgjort dette.

Termodynamiske variabler som temperatur, entropi og varmekapasitet har blitt utledet fra nivåtettheten i både mikrokanonisk- og kanonisk- ensemble. Kurvene har oppvist strukturelle likheter og forskjeller på en kvantitativt forståelig måte, men kvalitativt er ikke alle resultatene like innlysende. Kjernens temperatur er blitt utledet i begge ensemblene og resultatene synes konsistente innenfor eksperimentets feilmarginer.

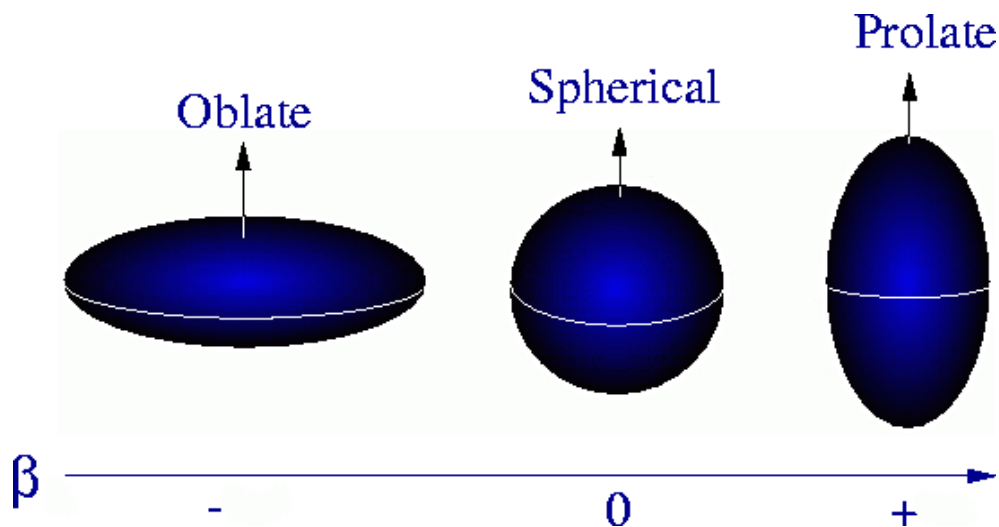
Slike eksperimenter med påfølgende analyse er både fruktbare og ønsket av mange grunner. Motivasjonen og begrunnelsen for flere forsøk og tekniske forbedringer er derfor godt vitenskapelig begrunnet. Ved Oslo Syklotronlaboratorium ønsker man nå å erstatte de 8 nåværende partikkel-teleskopene med 64 nye. Dette vil bedre statistikken betraktelig og gjøre fremtidige resultater mer troverdige.

Tillegg A

Tillegg

A.0.1 Kjernedeformasjon

Formen på en atomkjerne er en viktig egenskap ved kjernen. Formen vil ofte endres ettersom kjernen eksiteres til høyere og høyere energier. Vi beskriver formen ut i fra dens avvik fra en sfærisk form vist i figur A.1. Enten er den prolatt deformert ved at kjernen er strukket fra to ender til den ligner en rugbyball, eller så er den oblat deformert ved at kjernen blir presset sammen fra to ender til den ligner en pannekake. Graden av deformasjon blir uttrykt ved parameteren β som er positiv for prolatt eller negativ for oblat deformasjon. En sterkt deformert kjerne bør beskrives i Nilsson-modellen der det tas hensyn til deformasjonen, mens skallmodellen kan beskrive en sfærisk kjerne. En strukturell konsekvens av deformasjonen er at avstandene mellom nivåene i kjernen endres og effekter fra skallgap derfor generelt minkes.



Figur A.1: De to vanlige deformasjonstypene for atomkjerne (se tekst).

Isotop	β_2
^{56}Ni	0.1730(0.0170)
^{58}Ni	0.1828(0.0026)
^{60}Ni	0.2070(0.0017)
^{62}Ni	0.1978(0.0028)
^{64}Ni	0.1790(0.0090)
^{66}Ni	0.1580(0.0120)
^{68}Ni	0.1000(0.0120)

Tabell A.1: Den eksperimentelt bestemte deformasjonsparameteren β_2 for $_{28}\text{Ni}$ -isotoper [31].

I tabell A.1 gjengis den eksperimentelt bestemte deformasjonsparameteren β_2 for grunntilstanden til en del $_{28}\text{Ni}$ isotoper. De er fremkommet ved undersøkelser av reduksjonen i overgangssannsynligheten for elektrisk kvadrupol overganger (derfor indeks 2). Av disse verdiene ledes vi til å anta en deformasjon på $\beta_2 = \sim 0.17$ for ^{57}Ni og Nilsson-modellen angir en betydelig effekt (se figur 1.1) på avstandene mellom nivåene i forhold til det sfæriske tilfellet.

Bibliografi

- [1] A. Voinov et al., Phys. Rev. **C 63** (2001) 044313.
- [2] E. Melby et al., Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3150.
- [3] A. Schiller et al., Phys. Lett. **B 633** (2006) 225
- [4] E. Melby et al., Phys. Rev. **C 63** (2001) 044309.
- [5] A. Schiller et al., Phys. Rev. **C 63** (2001) 021306.
- [6] E. Tavukcu, Ph. D.-avhandling, North Carolina University, 2002.
- [7] M. Guttormsen et al., Phys. Rev. **C 71** (2005) 044307.
- [8] A. C. Larsen et al., Phys. Rev. **C 73** (2006) 064301.
- [9] A. V. Voinov et al., Phys. Rev. **C 74** (2006) 014314.
- [10] Richard B. Firestone, *Table of Isotopes* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1996).
- [11] A. Schiller et al., Nucl. Inst. Meth. **A 447** (2000) 498.
- [12] M. Guttormsen, Teknisk Rapport, UIO/PHYS/89-14, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, 1989.
- [13] M. Guttormsen, Teknisk Rapport, UIO/PHYS/98-08, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, 1998.
- [14] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer-Verlag, 1994), 24.
- [15] H. A. Bethe. Z. Phys. **A 76** (1932) 293.
- [16] Data hentet gjennom bruk av NNDC On-Line Data Service fra ENSDF-databasen, www.nndc.bnl.gov/ensdf.
- [17] M. Guttormsen, *MAMA Matrix Manipulation Program*, Teknisk Rapport, UIO/PHYS/94-05, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, 1994.

- [18] M. Guttormsen et al., Nucl. Inst. Meth. **A 374** (1996) 371.
- [19] M. Guttormsen et al., Nucl. Inst. Meth. **A 255** (2000) 518.
- [20] L. Henden et al., Nuclear Physics **A 589** (1995) 249.
- [21] T. S. Tveter et al., Nuclear Physics **A 516** (1990) 1.
- [22] M. Guttormsen et al., Nuclear Physics **A 573** (1994) 130.
- [23] E. Andersen et al., Nuclear Physics **A 550** (1992) 235.
- [24] P. Axel, Phys. Rev. **126** (1962) 671.
- [25] D. M. Brink, Ph. D.-avhandling, Oxford University (1955).
- [26] S. G. Kadenskii, V. P. Markushev og V. I. Furman, Yad. Fiz. **37** (1983) 277 [Sov. J. Nucl. Phys. **37** (1983) 165].
- [27] G. Gervais et al., Phys. Rev. **C 58** (1998) R13377
- [28] A. Gilbert og A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43** (1965) 1446.
- [29] T. von Egidy og D. Bucurescu, Phys. Rev. **C 72** (2005) 044311.
- [30] T. von Egidy og D. Bucurescu, Phys. Rev. **C 73** (2006) 049901(E).
- [31] Data hentet gjennom bruk av Reference Input Parameter Library, <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
- [32] A. Voinov et al., Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 142504.
- [33] A. Schiller et al., nucl-th/0306082.
- [34] A. Schiller et al., Phys. Rev. **C 66** (2002) 024322.