

# **Eksperimentell nivåtetthet og $\gamma$ -styrkefunksjon for $^{58}\text{Ni}$**



**Masteroppgave i kjernefysikk ved  
Oslo Syklotronlaboratorium**

**Gry Merete Tveten  
Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo**

**Januar 2007**



# Forord

Oppgaven er omsider ferdigskrevet og klar for trykk. Det er med tungt hjerte at jeg gir oppgaven fra meg, da det alltid er ting man gjerne skulle ha rukket eller gjort annerledes. Det er mange jeg ønsker å takke i forbindelse med oppgaven. Først og fremst takker jeg min veileder Magne Guttormsen. Hans gode forklaringer og tålmodige rettelser har vært viktige for meg. Jeg vil også takke Ann-Cecilie Larsen, Sunniva Siem og Naeem Ul Hasan Syed for inspirasjon og råd. Sist, men ikke minst må jeg takke mine medstudenter Anna Nikitina, Unni Lorentzen og Odd Terje Helle for morsomme diskusjoner og kaffepauser jeg aldri hadde klart meg uten. Arbeidet med denne oppgaven har vært lærerikt på mange måter, og jeg er takknemlig for det.

Gry Merete Tveten

Oslo, januar 2007

# Innhold

<b>1</b>	<b>Innledning</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Teori og motivasjon</b>	<b>3</b>
2.1	Kjernestruktur . . . . .	3
2.2	Brink-Axel hypotesen . . . . .	4
2.3	Nivåtetthet . . . . .	4
2.3.1	Tilbakeskiftet fermigass . . . . .	5
2.4	Gammastyrkefunksjon . . . . .	6
2.5	Termodynamikk . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Forsøk og metoder</b>	<b>10</b>
3.1	Beskrivelse av forsøksoppsett og eksperimentell metode . . . . .	10
3.1.1	Oslo syklotronlaboratorium (OCL) . . . . .	10
3.1.2	Forsøksoppsett . . . . .	11
3.1.3	Signalbehandling og datalagring . . . . .	14
3.1.4	Partikkelteleskopteknikk . . . . .	17
3.1.5	Sortering, opplinjering og kalibrering . . . . .	18
3.2	Oslometoden . . . . .	24
3.2.1	Folding og compton-subraksjon av gammaspektra . . . . .	24
3.2.2	Førstegenerasjonsmetoden . . . . .	25
3.2.3	Nivåtetthet og gammastyrkefunksjon . . . . .	27
3.2.4	Usikkerheter og metodiske feil . . . . .	28

<b>4</b>	<b>Resultater og diskusjon</b>	<b>33</b>
4.1	Midlere multiplisitet . . . . .	33
4.2	Valg av normeringspunkter for nivåtetthet og gammastyrkefunksjon	35
4.3	Nivåtetthet og gammastyrkefunksjon . . . . .	36
4.3.1	Eksperimentell nivåtetthet . . . . .	38
4.3.2	Eksperimentell gammastyrkefunksjon . . . . .	39
4.3.3	Valg verdi for $\rho(B_n)$ og konsekvenser . . . . .	39
4.4	Kjernens statistiske egenskaper . . . . .	42
4.4.1	Mikrokanonisk ensemble . . . . .	45
4.4.2	Kanonisk ensemble . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Konklusjon</b>	<b>49</b>

# Figurer

2.1	Skisse av kanonisk og mikrokanonisk ensemble. . . . .	9
3.1	Prinsippskisse av syklotron. . . . .	11
3.2	Labortiets fasiliteter: 1) Syklotron som aksellerer partikler, 2) opplegg for isotopproduksjon, 3) analysemagnet, 4) styremagnet, 5) CACTUS og 6) endekopp. I tillegg finnes magneter som fokuserer og justerer strålens posisjon (merket med Q og S). . . . .	12
3.3	Skjematisk skisse av partikkelteleskop . . . . .	14
3.4	Skjematisk skisse av NaI-detektor og PMT . . . . .	15
3.5	Detektoroppsett . . . . .	16
3.6	Plott av bananspektrum, hvor følgende forkortelser er brukt: proton (p), deutron (d) og triton (t). . . . .	19
3.7	Øverste panel viser energi avsatt i endeteller, midterste frontteller og nederste totalt avsatt energi kanal 5, dag 5 av forsøket. . . . .	21
3.8	Totalt avsatt energi i partikkelteleskop. . . . .	22
3.9	Tidsspektrum for to NaI-detektorer før opplinjering og kalibrering. . . . .	22
3.10	Energispektrum fra to NaI-detektorer før opplinjering og kalibrering. . . . .	23
3.11	Tykkelsesspekter. . . . .	24
3.12	Sammenligning av tilbakefoldet spektrum og råspektrum for tre forskjellige eksitasjonsenergier. . . . .	30
3.13	Prinsippskisse for førstegenerasjonsmetoden. . . . .	31
3.14	Førstegenerasjonsspektrum sammenlignet med tilbakefoldet totalspektrum. . . . .	32
4.1	Singles- og koinidensspektrum. . . . .	34

4.2	Midlere, eksperimentell multiplisitet. . . . .	35
4.3	Ekstrapolering av $\rho(B_n)$ fra eksperimentelle verdier for nikkelisotoper. Det estimerte punktet er vist som åpen sirkel. . . . .	36
4.4	$\langle \Gamma \rangle$ ved nøytronbindingsenergien, estimert ut fra systematikk i nikkelisotoper. Det estimerte punktet er vist som åpen sirkel. . . . .	37
4.5	Eksperimentell nivåtetthet normert til $\rho(B_n) = 5000$ nivåer per MeV (punkt markert som trekant). . . . .	38
4.6	Eksperimentell gammastyrkefunksjon normert til punktet $\rho(B_n) = 5000$ nivåer per MeV (se figur 4.5). . . . .	40
4.7	Transmisjonskoeffisient. . . . .	40
4.8	Endring i det koincidente $\gamma$ -spektrum. . . . .	41
4.9	Gammastyrkefunksjonen tilpasset en GEDR. . . . .	42
4.10	Eksperimentell nivåtetthet ved valg av forskjellige normeringspunkter for $\rho(E)$ (normeringspunktet er vist som trekant). . . . .	43
4.11	Gammastyrkefunksjon ved forskjellige normeringspunkter for $\rho(E)$ . . . . .	44
4.12	Entropi for mikrokanonisk ensemble. . . . .	45
4.13	Temperatur for mikrokanonisk ensemble. . . . .	46
4.14	Varmekapasitet for mikrokanonisk ensemble. . . . .	47
4.15	Entropi for kanonisk ensemble. . . . .	47
4.16	Varmekapasitet for kanonisk ensemble. . . . .	48

# Kapittel 1

## Innledning

Kjernefysikk er studiet av atomets kjerne, strukturen til denne og kreftene som holder den sammen. Forståelse av kjernens struktur er viktig for vår forståelse av materien og universets utvikling. Studier av stabile kjerner gjøres ofte ved å bestråle dem med mindre partikler, og registrere responsen til kjernen. I denne oppgaven beskrives et kjernefysisk forsøk utført på naturlig nikkell og analyse og resultater av disse målingene. Forsøket ble gjennomført ved Oslo Syklotronlaboratorium februar 2005. En tynn folie av naturlig nikkell ble bestrålet av raske  $^3\text{He}$ -ioner. Ionene som treffer folien vil så forstyrre enkelte nikkellkjerner fra sin grunntilstand ved å tilføre dem energi. Ettersom kjernen kjøles ned igjen, sender den ut stråling. Denne strålingen registreres sammen med informasjon om partikkelen som traff kjernen. Tilsammen gir dette data som kan gi oss viktig informasjon om kjernen.

Nikkell er grunnstoffet med 28 protoner i kjernen og har det kjemiske symbolet Ni. Naturlig nikkell består mest av isotopen  $^{58}\text{Ni}$ , men også  $^{60}\text{Ni}$  er fremtredende. Oppgaven fokuserer på isotopen  $^{58}\text{Ni}$ , som kan beskrives teoretisk som bestående av en kjerne med  $f_{7/2}$ -orbitalen fylt opp og ett nøytronpar utenfor. Hensikten med forsøket var å undersøke den eksperimentelle nivåtettheten, gammastyrkefunksjonen og termodynamiske egenskapene til  $^{58}\text{Ni}$ . Nivåtetthet og gammastyrkefunksjon er statistiske beskrivelser av kjernen, og er viktig for vår forståelse av kjernen i energiområdet hvor det ikke lenger lar seg gjøre å studere enkeltnivåer eksperimentelt eller ved teoretiske beregninger. Metodene anvendt i dette arbeidet er velutprøvd for sjeldne jordarter. I den senere tid har man arbeidet med å teste ut de samme metodene på kjerner med lavere massetall, eller som befinner seg i nærheten av lukkede skall. Beslutningen om å undersøke  $^{58}\text{Ni}$  må ses i denne sammenheng.

Opgaven er skrevet med tanke på andre mastergradstudenter, særlig andre som



skal studere kjernefysikk. Kapittel 3 presenterer en del teoretisk bakgrunn for arbeidet gjort i oppgaven og motivasjonen for å utføre slike forsøk som dette. Neste kapittel gir en beskrivelse av metodene benyttet i arbeidet, de eksperimentelle så vel som de beregningsmessige. I kapittel 5 presenteres resultatet av forsøket og datanalysen, mens det i siste kapittel foreligger en diskusjon omkring resultatene og en sammenligning med resultater fra undersøkelser av andre kjerner.

# Kapittel 2

## Teori og motivasjon

### 2.1 Kjernestruktur

Atomets kjerne er bygget opp av nøytroner og protoner. Vekselvirkningene som styrer kjernen er den elektromagnetiske, sterke og svake kraften. Det finnes ikke analytisk uttrykk for totalvirkningen i et mangepartikkelsystem. Derfor anvendes forskjellige omtrentlige modeller for å studere kjernen som kvantemekanisk system. I likhet med atomet har kjernen diskrete energinivåer som den kan eksiteres til. Dette inspirerte den kjernefysiske skallmodellen. Skallmodellen fungerer best på kjerner som befinner seg i nærheten av lukkede skall, jevnfør det man kaller edelgasser i kjemien. Disse lukkede skallene opptrer gjerne når kjernen har et magisk antall protoner eller nøytroner. Man kjenner i dag til syv magiske tall (2, 8, 20, 28, 50, 82 og 126). Maria Goeppert Mayer mottok i 1963 Nobels pris i fysikk for å ha forklart de magiske tallene ved hjelp av skallmodellen. Man antar at kjernepartiklene beveger seg uavhengig i et midlere kjernefysisk potensiale som er satt opp av alle de andre partiklene i kjernen. Dersom kjernen er deformert kan man bruke Nilssons utvidelse av skallmodellen til å beskrive energinivåene i kjernen.

For å beskrive kjernen ved høy eksitasjonsenergi utviklet H. Bethe fermigassmodellen. Kjernen beskrives som en fermigass av ikke-vekselvirkende partikler som er inneholdt i kjernens volum. Skalleffekter og parkoblinger i kjernen ignoreres i denne modellen. Væskedråpe modellen er en semiempirisk beskrivelse av kjernen som en væskedråpe og korreksjoner for skall- og kollektive effekter er ofte tatt med. Weizsäcker formelen er basert på en slik beskrivelse av kjernen. Denne modellen forklarer godt deformasjon av kjerner og massevariasjonen mellom isotoper. For videre innføring i kjernestruktur se gjerne verk som [1] eller [2].

## 2.2 Brink-Axel hypotesen

En viktig hypotese for den såkalte Oslometoden, som brukes i dette arbeidet, er at overgangssannsynligheten for gammastråler ved gammahenfall i kjernen avhenger av to ting. For det første tettheten av tilgjengelige tilstander kjernen kan henfalle til, og for det andre likhetene mellom kjernens tilstand før og etter gammautsendelse. Gammafordelingen av de første gammaer som sendes ut i en henfallskaskade gir oss et direkte mål for disse faktorene. Et spektrum som kun består av de første gammaene i hver kaskade kalles for førstegenerasjons spektrum. Matematisk vil hypotesen uttrykkes slik

$$P(E, E_\gamma) \propto \tau(E_\gamma)\rho(E - E_\gamma) \quad (2.1)$$

hvor  $\rho$  er nivåtetthet og  $\tau$  er overgangssannsynligheten for utsendelse av gamma-kvant. Sannsynlighetsfunksjonen  $P(E, E_\gamma)$  er gitt ved den normerte matrisen av førstegenerasjons gamma som funksjon av kjernens eksitasjonsenergi. Med andre ord tillater vår kunnskap om gamma-partikkelkoincidenser oss å trekke ut både nivåtettheten og overgangssannsynligheten. For å kunne bruke hypotesen i våre eksperimenter forutsetter vi at tilstander populert ved henfall fra en eksitasjonsenergi har samme henfallsegenskaper som samme tilstand fylles direkte i en reaksjon, noe man antar er oppfylt når kjernen har mange nok tilstander den kan fylle opp. Videre forutsetter vi at tilnærmet samme spinnverdier fylles opp for hver eksitasjonsbin og at omtrent like mange tilstander med negativ og positiv paritet populeres.

## 2.3 Nivåtetthet

Nivåtetthet er en karakteristisk egenskap ved få-partikkelsystemer og forteller hvor mange energinivåer systemet har ved en gitt eksitasjonsenergi. Nivåtetthet er av interesse for å forstå det komplekse kvantemekaniske systemet som kjernen representerer. Det er også viktig for å kunne foreta beregninger av virkningstverrsnitt og for vår forståelse av termonukleære prosesser i astrofysikken. Eksperimentell nivåtetthet  $\rho(E)$  er direkte relatert til tilstandsmultiplisiteten  $\Omega(E)$ , altså antall fysiske realisasjoner av systemet ved en gitt eksitasjonsenergi.

Nivåtettheten i kvasistatistisk område antas å avhenge av hvor nære isotopen er et lukket skall da enkeltpartikkelavstanden øker når man nærmer seg lukkede skall, mens ved høye energier antas denne forskjellen å forsvinne.  $^{58}\text{Ni}$  er i nærheten av en dobbeltmagisk kerne  $^{56}\text{Ni}$ , og man forventer derfor at denne kjernen vil vise

andre egenskaper enn kjerner i det samme området, som ligger lengre unna lukkede skall. Protonene har fylt opp  $f_{7/2}$ -orbitalen i  $^{58}\text{Ni}$ , og nøytronene bidrar med ett par utenfor dette skallet. Antall tilgjengelige tilstander ved en eksitasjonsenergi  $E$  vil derfor i hovedsak avhenge av antall brutte cooper-par i det energiområdet vi er interessert i her.

Man bruker Monte Carlo skallteknikker for å beregne nivåtetthet, og kombinatorikk. Slike metoder gir de mest nøyaktige resultatene for lettere kjerner. For eksempel kan nivåtettheten som funksjon av eksitasjonsenergi for kjernen  $^{28}\text{Si}$  beregnes ved hjelp av teori. For nikkelisotopene derimot er oppgaven langt vanskeligere og man er helt avhengig av eksperimentelle undersøkelser for å kunne danne parametriseringer av nivåtettheten.

### 2.3.1 Tilbakeskiftet fermigass

Senere er fermigassmodellen blitt modifisert for å inkludere restinteraksjoner mellom kjernepartiklene. Tilbakeskiftet fermigass(BSFG) er en mye brukt versjon av fermigassmodellen som kan brukes på et langt større antall kjerner og eksitasjonsenergi enn den enkle fermigassmodellen. Gilbert og Camerons [3] tilpasning av parametre i modellen ble lenge brukt ved Oslogruppa. Nylig ble en ny tilpasning av parametre lansert, hvor det er tatt utgangspunkt i et langt større antall kjerner i tilpasningen [4] enn hos Gilbert og Camerom. Tilbakeskiftet fermigass gir følgende uttrykk for nivåtettheten:

$$\rho(E) = \frac{\exp[2\sqrt{a(E - E1)}]}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4}(E - E1)^{5/4}}, \quad (2.2)$$

hvor  $E$  er kjernens eksitasjonsenergi,  $\sigma$  er spin cutoff parameteren,  $a$  er nivåtetthet parameteren og  $E1$  er tilbakeskiftet i eksitasjonsenergi. Siden den nøyaktive spinfordelingen i et gitt forsøk gjerne er ukjent brukes parameteren  $\sigma$  til å estimere denne fordelingen, hvor da  $\sigma$  er spinfordelingens bredde. I [4] ble følgende parametrisering av  $\sigma$  brukt:

$$\sigma^2 = 0.0146A^{5/3} \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - E1)}}{2a} \quad (2.3)$$

hvor  $A$  er massetallet. Dette er en av de mest brukte modellene for nivåtetthet. I tillegg brukes også konstant temperaturmodellen (CT). Da denne modellen ikke beskriver særlig godt nivåtettheten i nikkel er den ikke omtalt videre.

## 2.4 Gammastyrkefunksjon

Gammastyrkefunksjonen ses på som kjernens midlere elektromagnetiske egenskap og er grunnleggende for vår forståelse av kjernestruktur og reaksjoner med gammastråling. Begrepet gamma styrkefunksjon<sup>1</sup> ble først innført av Blatt og Weisskopf [5] i 1952. Det ble vist at kvadratet av gammaovergangsmatriselementer som kobler tilstander ved høy eksitasjonsenergi er proporsjonale med avstanden ( $D_i$ ) mellom tilgjengelige initielle tilstander  $i$  med lik spin og paritet. Raten av den partielle radiative bredden  $\Gamma_i$  av tilstandene  $i$  og  $D_i$  ble derfor foreslått som viktige i beskrivelsen av gammaoverganger i kontinuumsregionen. Det ble gitt en modelluavhengig definisjon av gammastyrke funksjonen

$$f_{XL} = \frac{\Gamma_i}{E_\gamma^{2L+1} D_i} \quad (2.4)$$

hvor  $L$  er multipolariteten og  $X$  henviser til den elektriske eller magnetiske karakteren til overgangen.

Overgangssannsynligheten ( $\tau$ ) for at et gammakvant med en energi  $E_\gamma$  sendes ut når kjernen er eksitert til en energi  $E_x$  er gjerne antatt å være  $\tau \propto E_\gamma^3$ . Når  $f$  er gitt ved det følgende

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{\tau(E_\gamma)}{E_\gamma^3}, \quad (2.5)$$

er det tydelig at  $f$  er et mål på hvor godt  $\tau$  eksperimentelt stemmer overens med teoretisk estimat (hvor man antar at man kun har bidrag fra E1 og M1 overganger i kjernen).

Weisskopf estimatet er et vanlig brukt teoretiske estimat vi har for M1-overganger i kjernen. Estimaten baserer seg på beregninger gjort for en enpartikkelovergang. Dette estimatet undervurderer  $\tau$  målt eksperimentelt med flere størrelsesordener. Generelt forklares dette ved at kollektive fenomener spiller en stor rolle. Axel var den første til å utpeke den gigantiske dipol resonansen som hovedmekanismen for gammahenfall [6]. Dette kalles gjerne GDR-modellen<sup>2</sup>. I ettertid har vi fått Kadmenskii-Markusjev-Furman modellen (KMF) som forutsier en konstant hale for gigantisk dipolresonanser ved lav gammaenergi. KMF-modellen er tiltenkt studier av lave gammaenergier.

<sup>1</sup>Kalles gjerne Radiative Strength Function eller Photon Strength Function i engelsk faglitteratur

<sup>2</sup>GDR: Giant Dipole Resonances

## 2.5 Termodynamikk

Bruk av termodynamikkens lover forutsetter at systemet man studerer er i likevekt, eller tilnærmet likevekt. Gjennomsnittelig omkretstid for et nukleon i kjernen er av størrelsesorden  $10^{-22}$ s, mens for utsendelse av første gammakvant fra da kjernen ble eksitert, er av størrelsesorden  $10^{-19}$ s. Det vi si at nukleonene rekker omtrent tusen runder i kjernen på den tiden det tar fra eksitasjonen skjer til første gammakvant sendes ut av kjernen. Derfor antas det at energien overført til kjernen, rekker å bli fordelt jevnt i kjernen i løpet av denne tiden slik at en likevektstilstand igjen er oppnådd før kjernen sender ut gammastråling. To tilnærminger til kjernen som termodynamisk system blir gjerne brukt. Den vanligste ved OCL er å betrakte kjernen som et mikrokanonisk ensemble, men også kanonisk ensemble er noe brukt. Figur 2.1 demonstrerer forskjellen mellom disse to modellene. Et mikrokanonisk system antas å være helt isolert fra omverdenen og derfor er systemets totale indre energi  $E$  skarpt definert. Derimot vil temperaturen  $T$  kunne svinge litt og du har en statistisk fordeling av energi mellom partiklene i systemet. I kanonisk ensemble er systemet i kontakt med et varmebad. Derfor er temperaturen konstant mens systemets energi kan variere. For en detaljert innføring i termodynamikk sett fra et mikroskopisk perspektiv se for eksempel [7].

Ved lave eksitasjonsenergier er kjernen et isolert system og mikrokanonisk ensemble er derfor ofte et naturlig valg av modell for å beskrive systemet. Samtidig er det problematisk rent konseptuelt å beskrive en kjerne som mikrokanonisk da et hvert termometer vil være så stort i forhold til kjernen at det i praksis vil være et varmebad. For et mikrokanonisk ensemble har vi at

$$S(E) = k_b \ln \Omega(E), \quad (2.6)$$

hvor  $\Omega(E)$  er systemets multiplisitet, og vi har at  $\Omega(E) = \rho(E)/\rho_0$ . Her er  $\rho(E)$  nivåtettheten, som før, og  $\rho_0$  er en normaliseringsfaktor. Normaliseringsfaktoren  $\rho_0$  justeres slik at entropien nærmer seg null når temperaturen går mot null for like-like kjerner, i samsvar med termodynamikkens tredje lov. Når entropien som funksjon av energi er kjent, kan man enkelt finne andre termodynamiske funksjoner. Temperatur finner man så ved å derivere entropien  $S$  med hensyn på eksitasjonsenergi som følgende:

$$T(E) = \left( \frac{\delta S}{\delta E_V} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

En egenskap ved små systemer med et endelig antall tilgjengelige energinivåer er at man kan få negative temperaturer. Dette er et fenomen blant annet beskrevet i

referanse [8] og forekommer også i analyse av data fra forsøk gjort ved OCL. En statistisk egenskap som er av spesiell interesse er varmekapasiteten  $C_V$  gitt ved

$$C_V(E) = \left( \frac{\delta E}{\delta T} \right)_V \quad (2.8)$$

for et mikrokanonisk ensemble.

Dersom kjernen beskrives som et kanonisk ensemble antas samtidig at temperaturen er konstant, mens entropi og indre eksitasjons energi kan variere. Når kjernen betraktes som et kanonisk ensemble unngår man negative verdier av varmekapasiteten, noe som har vist seg å være vanskelig å tolke. På den annen side finnes ikke noen fullgod forklaring på hvor varmebadet befinner seg. For å beregne entropien til et kanonisk ensemble tar man utgangspunkt i ensemblets partisjonsfunksjon  $Z(T)$ :

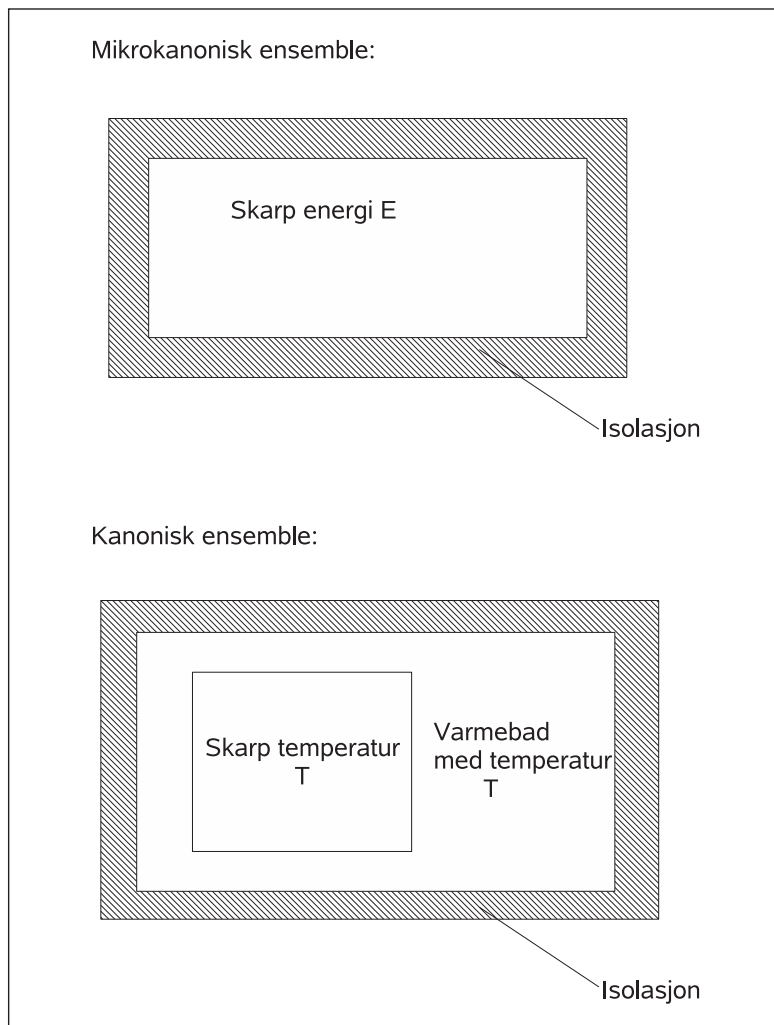
$$Z(T) = \sum_{E=i}^{\infty} \Delta E \Omega(E_i) e^{-E_i/T}. \quad (2.9)$$

Entropien kan skrives som

$$S(T) = - \left( \frac{\delta [T \ln Z(T)]}{\delta T} \right)_V, \quad (2.10)$$

og for et kanonisk ensemble vil varmekapasiteten være gitt ved

$$C_V(T) = \left( \frac{\delta \langle E \rangle}{\delta T} \right)_V. \quad (2.11)$$



Figur 2.1: Skisse av kanonisk og mikrokanonisk ensemble.



# Kapittel 3

## Forsøk og metoder

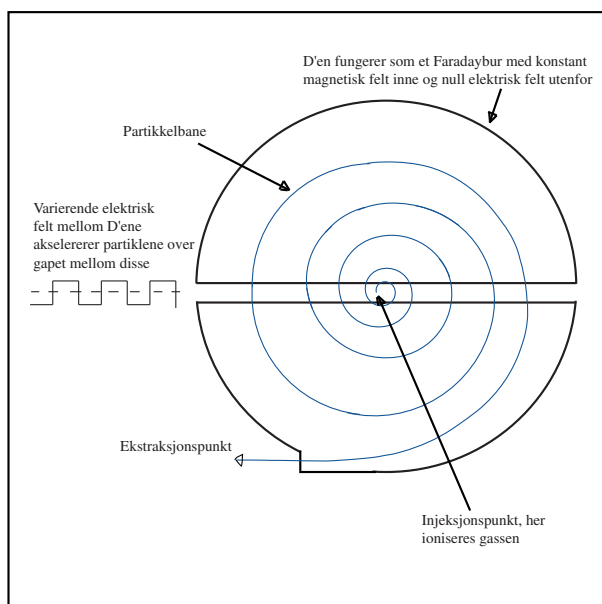
I dette kapittelet beskrives først den eksperimentelle metoden og deretter Oslometoden, som er brukt i analyse av data fra forsøket. Bakgrunnstoff for forsøksoppsettet er i læreverket [9], mens Oslometoden er beskrevet i artiklene [10], [11] og [12] det henvises til disse referansene for detaljert informasjon.

### 3.1 Beskrivelse av forsøksoppsett og eksperimentell metode

#### 3.1.1 Oslo syklotronlaboratorium (OCL)

Oslo syklotronlaboratorie har en MC-35 syklotron som kan aksellerere ioner opp til 47 MeV per  ${}^3\text{He}$ -partikler. En aksellererer  ${}^3\text{He}$ -ioner ved hjelp av et elektrisk felt som varierer med konstant frekvens. Partiklene avbøyes slik at de beveger seg langs en spiralbane ved hjelp av et konstant magnetfelt  $B$  som står vinkelrett på partiklenes bevegelsesretning (se figur 3.1 for en prinsippskisse). Syklotronens fundamentale bevegelseslikning er  $\omega = qB/m$  hvor  $\omega$  er omløps- og oscillatorfrekvensen,  $B$  er magnetfeltets styrke,  $q$  partikkelens ladning og  $m$  er prosjektilens relativistiske masse. Oslo-syklotronen består av fire såkalte D'er, hvor to av dem er koblet til jord. De andre to er forbundet til hver sin oscillator. Disse to er koblet sammen slik at de enten kan kjøres i fase (push-push modus) eller i motfase (push-pull modus) avhengig av type partikkel som skal aksellereres og ønsket energi på strålen.

Magnetfeltet til den syklotronen ved laboratoriet har også en viss vinkelavhengighet, for å fokusere strålen, samt at feltet øker noe med økende radius fra bannens sentrum for å kunne kompensere for at prosjektilens masse får en relativistisk

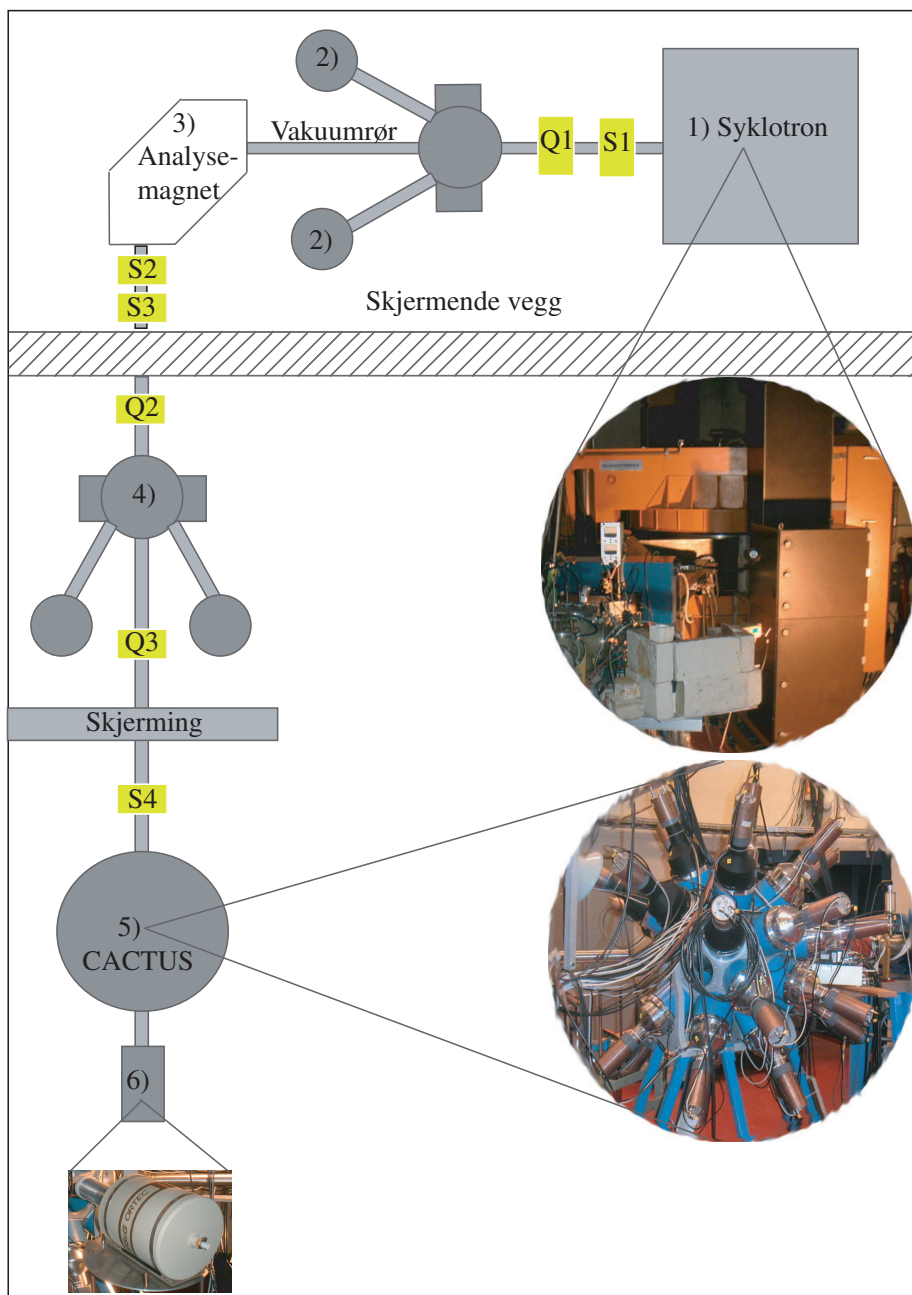


Figur 3.1: Prinsippskisse av syklotron.

masseøkning, men prinsippet forblir det samme. De tyngste atomene som kan ioniseres (og dermed aksellereres) er  $^4\text{He}$ . Vanligvis er det protoner og  $^3\text{He}$  partikler som brukes. Figur 3.2 viser layoutet for laboratoriet. Strålen med partikler som sendes ut fra syklotronen har en viss spredning i kinetisk energi. I forsøk som trenger høy intensitet og ikke nøyaktig energi på partiklene som er akselerert brukes strålen ved punkt 2 på layoutet. Dette er særlig ved isotopproduksjon. I punkt 3 er analysesmagneten som fungerer som en enkel masseseparator. Strålen bøyes ved hjelp av et magnetfelt, og ved utgangen er det en spalte med 3 mm åpning. Ved å variere magnetfeltet velges ut partikler med ønsket kinetisk energi. Spalteåpningen ( $s$ ) og banens radius i magnetfeltet ( $r$ ) gir oss spredning i strålens energi ved  $\Delta p/p = s/r$ , noe som blir til en spredningen i kinetisk energi på omtrent 0.1%. Dette benyttes i forsøk som krever god kjennskap til og lite variasjon i partikkelenes kinetiske energi. Som vist i figur 3.2 er det to styremagneter etter analysesmagneten som kan brukes til å styre strålen til det aktuelle detektoroppsettet. CACTUS er det mest brukte detektoroppsettet, og det er dette oppsettet som ble brukt i det aktuelle forsøket.

### 3.1.2 Forsøksoppsett

I dette forsøket ble en selvberende folie med 99.5% naturlig nikkell som består av fem isotoper, se tabell 3.1 for isotopinnhold, bestrålet med en 38 MeV ioni-



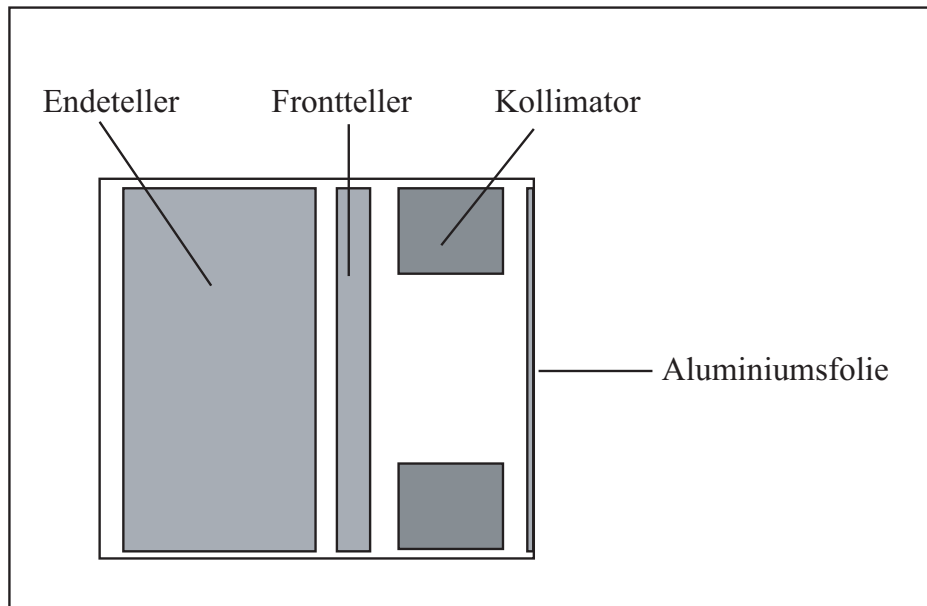
Figur 3.2: Labortoriets fasiliteter: 1) Syklotron som aksellerer partikler, 2) opplegg for isotopproduksjon, 3) analysemagnet, 4) styremagnet, 5) CACTUS og 6) endekopp. I tillegg finnes magneter som fokuserer og justerer strålens posisjon (merket med Q og S).

sert  $^3\text{He}$ -stråle. Foliens tykkelse var  $4\ \mu\text{m}$  (eller  $3,56\ \text{mg}/\text{cm}^2$ ) med en renhet på 99,95 % naturlig nikkell. Forsøket kjørte kontinuerlig i 9 dager med en strømstyrke på omtrent 2 nA. Reaksjonen som denne avhandlingen tar for seg er  $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},^3\text{He}')^{58}\text{Ni}$  da denne isotopen er den dominerende isotopen i prøven. Ladde utgående partikler måles i koinsidens med gammastråling i detektoroppsettet CACTUS. Den aktuelle reaksjonen ble selektert ved hjelp av partikkelteleskopteknikk. Nedenfor beskrives først detektoroppsettet og deretter presenteres partikkelteleskopteknikken.

Isotop	Prosentandel
$^{58}\text{Ni}$	68.08
$^{60}\text{Ni}$	26.22
$^{61}\text{Ni}$	1.14
$^{62}\text{Ni}$	3.63
$^{64}\text{Ni}$	0.96

Tabell 3.1: Prosentvis isotopfordeling i naturlig nikkell.

Partikler fra reaksjonene ble detektert ved hjelp av åtte partikkelteleskop av silisium som er plassert 45 grader på stråleretningen. Hver av disse består av en frontteller som er omtrent  $140\ \mu\text{m}$  tykk og en endeteller på  $1500\ \mu\text{m}$  tykkelse og er plassert i 4 cm avstand fra nikkelfolien (det vil si disse befinner seg inne i vakuumrøret strålen føres i). Disse brukes til å måle partiklenes energi, samtidig som oppdelingen av detektoren i en tynn frontteller og en endeteller tillater partikkelidentifikasjon. I tillegg er det påmontert kollimatorer med aluminiumsfolie over. Kollimatorene reduserer mengden partikler som kommer fra andre retninger enn målskiven med nikkelfolie og aluminiumsfolien i forkant av kollimatorene stanser  $\delta$  elektroner som ellers ville forårsaket betydelig støy. Se figur 3.3 for skjematisk skisse av et partikkelteleskop. Gammakvant detekteres ved hjelp av 28 Natriumiodine (NaI) detektorer. Krystallet, som er den aktive delen av denne detektoren, er  $5'' \times 5''$  i størrelse. Den relative energiopløsningen er på omtrent 6% ved 1,3 MeV energi. Hver av disse er montert på et fotomultiplikatorrør (PMT) for å muliggjøre utlesning av signalene elektronisk. En skjematisk skisse av en NaI-detektor med PMT-rør er vist i figur 3.4. NaI-detektorene har omtrent 15% total effektivitet. Figur 3.2 viser bilde av CACTUS. Det er kun NaI-detektorene med tilhørende PMT som syns på bildet. Partikkelteleskopene er plassert inne i vakuumrøret som strålen beveger seg i for at ikke luft skal dempe partiklenes energi før de treffer detektoren. Når partikkelstrålen har passert CACTUS og target fanges de gjenværende partiklene i strålen opp i en endekopp. Ved å måle strømmen her har man et omtrentlig mål på antall partikler som passerer target per tidsenhet. Det er i tillegg



Figur 3.3: Skjematisk skisse av partikkelteleskop

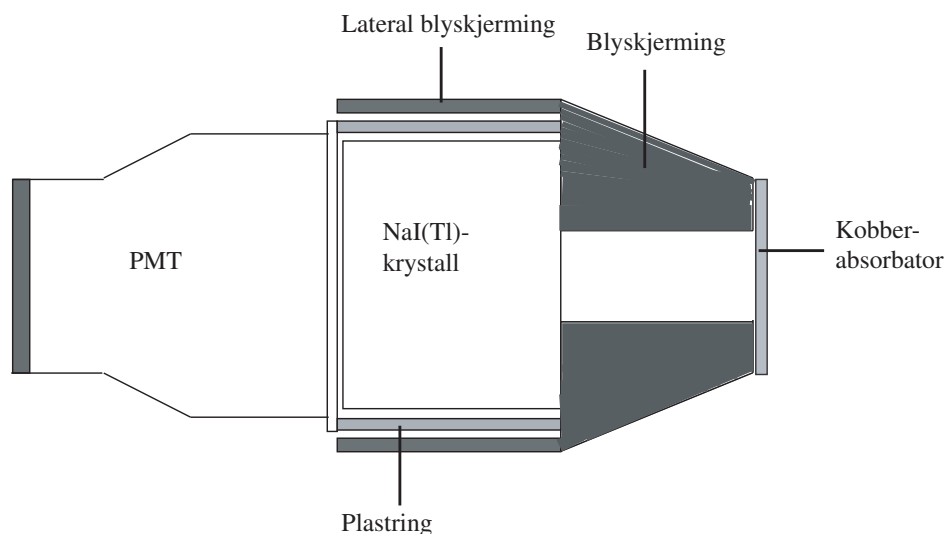
plass til to germaniumdetektorer i CACTUS. Denne type detektor omtales ikke nærmere her da det ikke ble anvendt i det aktuelle forsøket.

### 3.1.3 Signalbehandling og datalagring

Når en partikkel treffer partikkelteleskopet eller et gammakvant treffer en NaI-teller, dannes et lite elektrisk signal. Dette analoge signalet forsterkes og gjøres om til et digitalt signal. Fra hver detektor er det en datakanal som overfører et tids- og energiavgivende signal. Det er verken kapasitet til eller ønskelig å lagre varig alt av signaler som genereres i detektorene under et forsøk. For å grovt kunne sortere ut mulig interessante hendelser, brukes logiske kretser til å avgjøre om en hendelse skal lagres. Laboratoriets signalbehandling beskrives i detalj i [13]. Kravene som ble stilt i de logiske kretsene for det aktuelle forsøket er:

1. Kun ett partikkelteleskop avgir signal i løpet av et tidsintervall på minst  $30\text{ns}$ <sup>1</sup>. Tidstakingen startes av signalet fra en frontteller.
2. Signalet fra frontteller tilsvarer ca 1 MeV eller mer.
3. Tidsintervallet mellom to partikler som treffer samme detektor må være større enn  $4\mu\text{s}$ .

<sup>1</sup>Tidsintervallet mellom to pulser fra syklotronen

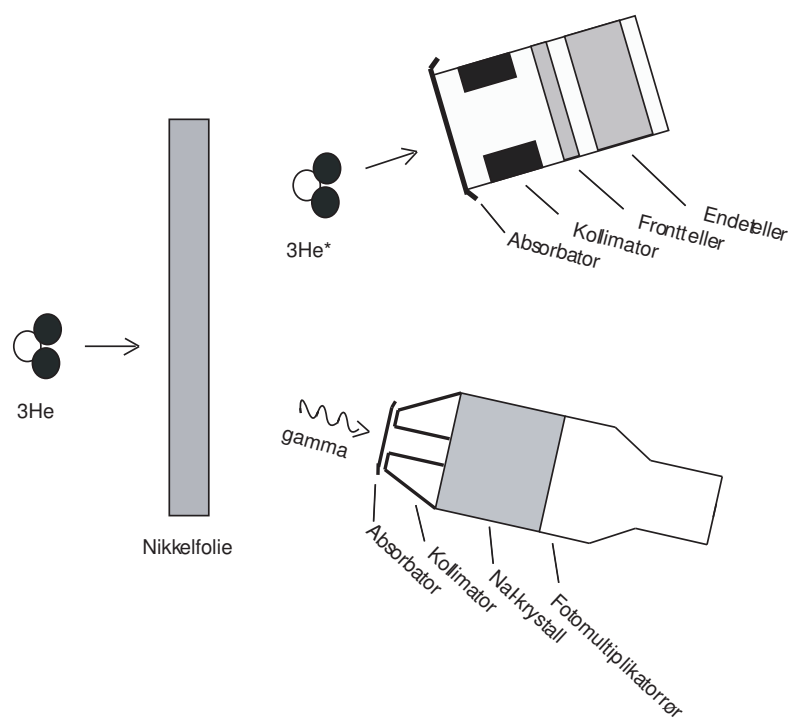


Figur 3.4: Skjematisk skisse av NaI-detektor og PMT

4. Dersom en frontteller på et partikkelteleskop avgir signal, må også en endeteller avgi signal innen 50ns.

Det første kravet for at en hendelse skal bli godkjent begrenser faren for at gamma-kvantene man ser med NaI-detektorene kommer fra en annen kjernereaksjon, enn den man er interessert i. Det andre kravet, dvs energisterskelen på frontteller, er for å unngå tellinger på grunn av protoner som kommer i koinsidens med gamma. Dersom alle slike hendelser ble lagret ville dette utgjøre en betydelig bakgrunn. I dette forsøket krevde vi at den innkommende partikkelen avsatte omtrent 1 MeV eller mer i frontteller. Siden  $^3\text{He}$ - og  $\alpha$  partikler har større ladning enn protoner vil disse avsette mer energi i frontteller og signaler fra disse vil derfor godtas. Det tredje kravet reduserer pile-up, at flere energisignaler bygger på hverandre og derfor gir et forvrengt bilde av energien til partikkelen. Det fjerde kravet skal sikre at partikkelen som ble målt i frontteller faktisk fortsetter inn i endetelleren for å avsette resten av sin energi der. Elektronikken er ikke bygget opp slik at man kan kreve at begge signalene kommer fra det samme partikkelteleskopet, men sannsynligheten for hendelser hvor man først ser en partikkel kun i en frontteller og kort tid etterpå en annen i en endeteller på et annet teleskop anses som svært liten.

Dersom krav 1 til 4 oppfylles i elektronikken, settes en såkalt mastergate og hendelsen vil bli lagret. Hendelsene lagres hendelse for hendelse i et mønsterord som angir hvilke detektorer som avga signal, tids- og energiinformasjon fra de aktuelle detektorene. Strukturen til en enkelthendelse blir som følgende:



Figur 3.5: Detektoroppsett

$\{E, \Delta E, T_1, E_{\gamma 1}, T_2, E_{\gamma 2}, \dots, T_n, E_{\gamma n}\}$ .

Her er  $E$  energisignalet fra endeteller,  $\Delta E$  energisignalet fra frontteller,  $T_i$  er tiden fra frontteller avga sitt signal til NaI-detektor  $i$  avga sitt og  $E_{\gamma i}$  er energisignalet fra den samme detektoren  $i$ . Hvordan datalagringen foregår er beskrevet detaljert i [14].

### 3.1.4 Partikkelteleskopteknikk

Partikkelteleskopteknikken baserer seg på at ladde partikler med forskjellig masse avsetter forskjellige mengder energi i  $\Delta E$  teller. Høyere ladning på partikkelen medfører også at partikkelen avsetter mer energi i materialet. Lette partikler med liten ladning som protoner setter igjen lite energi, mens  $\alpha$  partikler setter igjen mer. Ladde partiklers midlere energitap per veilengde er gitt ved følgende formel [9]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 c^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]. \quad (3.1)$$

Hvor  $N_a$  er 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  $\rho$ ,  $Z$  og  $A$  er henholdsvis massetettheten, 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  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ . Det midlede eksitasjonspotensialet er gitt ved  $I$ , og  $W_{max}$  er maksimal energioverføring i en enkelt kollisjon.

Når energimålingen fra  $\Delta E$  teller kombineres med  $E$  teller gir dette oss forskjellige tykkelser innkommende partikkel ser og vi kan dermed identifisere innkommende partikkel, samtidig som vi måler hva total energi er [15]. Man oppnår også bedre energiopløsning ved å kombinere informasjon fra både front- og endeteller, enn oppløsningen til disse hver for seg. Informasjonen om hvor mye energi som er avsatt i henholdsvis front- og endeteller kan brukes til å lage et tykkelsespekter, som vist i figur 3.11. Dette spekteret viser hvilken tykkelse de forskjellige innkomne partiklene ser. Slik bruk av en partikkeldetektor oppdelt i front- og endeteller kalles partikkelteleskopteknikk. Rekkevidden  $R(E)$  beskriver hvor dypt inn i et stoff en partikkel kan komme. Denne rekkevidden til en partikkel som funksjon av dens kinetiske energi, er forskjellig for hver partikkeltype med forskjellig ladning og masse. Man antar at partiklene stopper i sluttelleren slik at all partikkelenergi avsettes i detektoren. Rekkevidden kan da beskrives ved [16]:



$$R(E) = E(a_1 + a_2E) + \frac{a_3}{(E + a_4)}. \quad (3.2)$$

Her er  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  og  $a_4$  frie parametre og  $E$  er partikkelens kinetiske energi. Utfra rekkeviddekurven brukes følgende relasjon for å finne tykkelsesspekteret:

$$R(\Delta E + E) - R(E) = d_{\text{front}}. \quad (3.3)$$

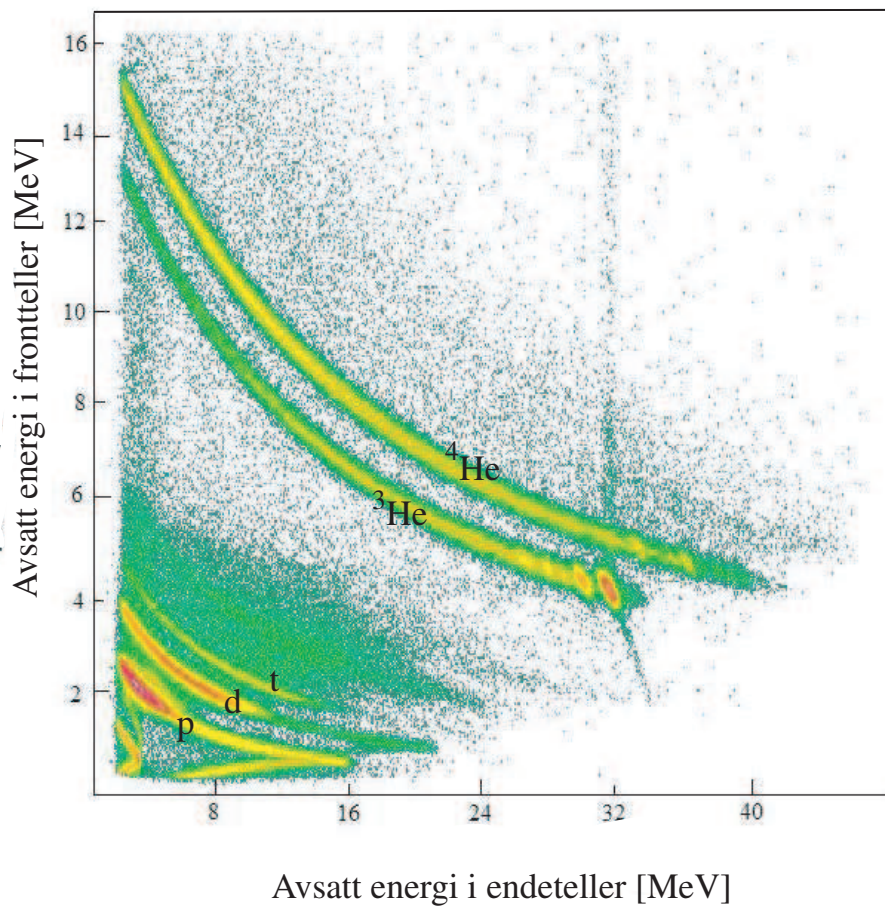
Det vil si at den totale rekkevidden til en gitt partikkel minus rekkevidden for denne partikkelen i sluttdetektoren, gir tykkelsen på frontdetektoren.

I figur 3.6 vises et såkalt bananspektrum, grunnet formen på plottet. Dette er et plott av avsatt energi i frontteller som funksjon av avsatt energi i endeteller. Matriselementene angir antall tellinger for hvert  $(\Delta E, E)$  par. Her ser man tydelig at forskjellige typer partikler legger seg i separate bananer eller øyer i matrisen. Nederst finner vi partikler med ladning  $q = 1$ , nemlig protoner, deuteroner og tritoner. Her er det den forskjellige massen som gjør at vi kan se forskjell på disse tre typene partikler. Deretter er det et hopp opp til  ${}^3\text{He}$ - og  $\alpha$ -partiklene som har ladning  $q = 2$ . Der vi ser protoner er det en liten arm ved maksimalt avsatt energi i endeteller som snur og vender mot lavere avsatt energi. Denne strukturen skyldes trolig raske protoner som går gjennom endeteller uten å ha avsatt all kinetisk energi. Man kan også se tydelig den elastiske toppen som avsetter 32 MeV i endetelleren. Den vertikale linjen skyldes hendelser hvor en partikkel avsetter energi kun i frontteller, samtidig som en elastisk spredt partikkel avsetter energi i endeteller. Den lille, diagonale halen ut fra den elastiske toppen skyldes trolig at partikler avsetter for lite energi i frontteller fordi de kanaliserer gjennom krystallets struktur<sup>2</sup>.

### 3.1.5 Sortering, opplinjering og kalibrering

Signalene som mottas fra detektorene varierer i styrke med energien partiklene og gammakvantene setter igjen i detektoren. Hvilken signalstyrke som tilsvarende hvilken energi varierer litt for de forskjellige detektorene og vi vet heller ikke på forhånd nøyaktig hvilket signal som tilsvarende en bestemt energi fra en gitt detektor heller. Derfor må energikalibrering og opplinjering av detektorer gjøres ved hjelp av programvare etter at forsøket er avsluttet. Til dette brukes applikasjonene *offline+*, *reduc+* og *mama*. Dette er program utviklet ved OCL. Det sistnevnte programmet er beskrevet i [16], mens de andre programmene kun er beskrevet i upubliserte rapporter tilgjengelig på laboratoriet.

<sup>2</sup>Dette fenomenet kalles channeling på engelsk.



Figur 3.6: Plott av bananspektrum, hvor følgende forkortelser er brukt: proton (p), deutron (d) og triton (t).

Filnavn	Beskrivelse
ESP	Energi endeteller, partikkel
DESP	Energi frontteller, partikkel
EDESP	Total partikkelenergi
NASP	Gammaenergi
TNASP	Tidsspektrum for NaI-tellere
AFLNA	Partikkel-gamma koincidensmatrise
SINGLES	Singles- og koincidens hendelser
THICKSP	Tykkelses spekter

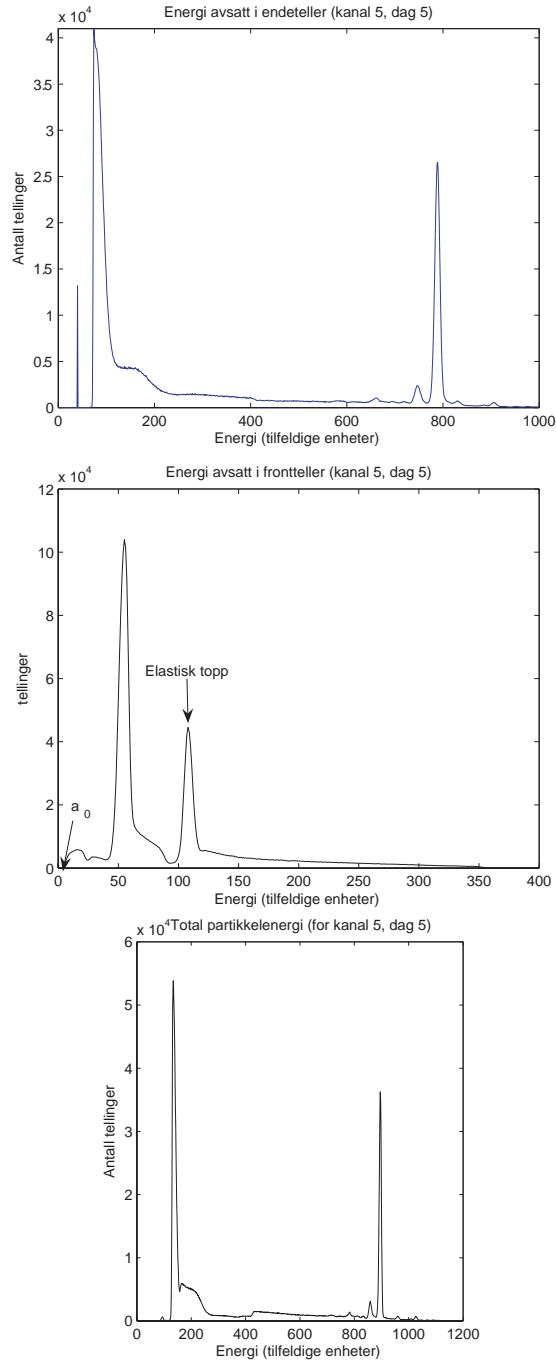
Tabell 3.2: Oversikt over de viktigste filene fra sortering med *offline+*.

Rådata fra forsøket lagres i en binær fil (på vektorform) som inneholder informasjon om partikkelens energi, gammaenergi og tidsdifferanser. Det første vi gjør med disse rådata er å sortere med sorteringsprogrammet *offline+* slik at vi får ut matriser som kan behandles med program laget for matrisemanipulering. På OCL brukes nesten kun programmet *mama* (MAtrix MAnipulation program) til videre behandling av disse matrisene. Data fra forsøket ble sortert i puljer av omtrent 1 gigabite per sortering noe som tilsvarer omtrent et døgnns kjøring av forsøket. I tabell (3.2) er navn på filene data blir sortert i listet opp med beskrivelse av filens innhold.

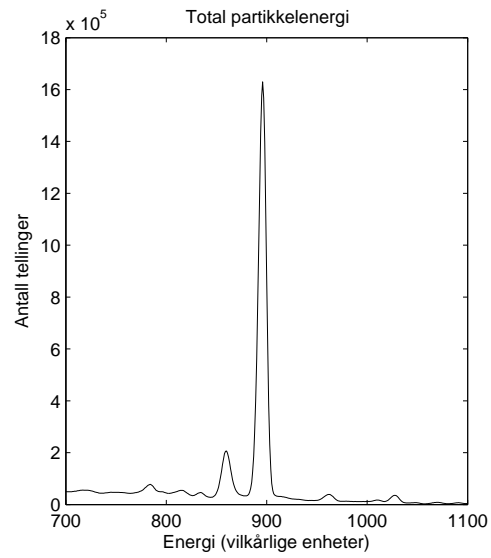
I spekteret fra frontteller, DESP, ble første punkt med tellinger og den elastiske toppen brukt til å kalibrere dette spekteret (se figur 3.7, midterste panel). Spekteret fra endetelleren, ESP, ble kalibrert ut fra den elastiske toppen og første eksiterte tilstand i  $^{57}\text{Ni}$  (se figur 3.7, øverste panel). Dette må gjøres for hver kanal ettersom de forskjellige fronttellerene har litt forskjellig tykkelse. Ved hjelp av programmet kin ble forventet energi på sentroiden til den elastiske toppen beregnet. Dette i tillegg til hvilken kanal som har første telling og første eksiterte tilstand i  $^{57}\text{Ni}$  gjorde det mulig å opplinjere og energikalibere samtlige tellere for alle dagene. Dette ble gjort ved hjelp av *offline+* (energikalibrering) og *reduc+* (opplinjering). Kalibreringen av spektrene ESP og DESP gir oss kalibreringen av spekteret for total avsatt energi i partikkelteleskopet, EDESP. Dette spekteret er vist i figur 3.7 (nederste panel) og 3.8.

Tilsvarende ble tids- og energispekteret (henholdsvis TNASP og NASP) for NaI-detektorene opplinjert og kalibrert. Figur 3.9 og 3.10 viser hvordan disse spektrene så ut før de ble kalibrert og opplinjert. I spekteret TNASP setter man et vindu på den prompte toppen<sup>3</sup>, og bruker dette utvalget til å sortere ut tilfeldige koincidenser. En av de to andre toppene i spekteret ble brukt til å lage et bakgrunnspektrum.

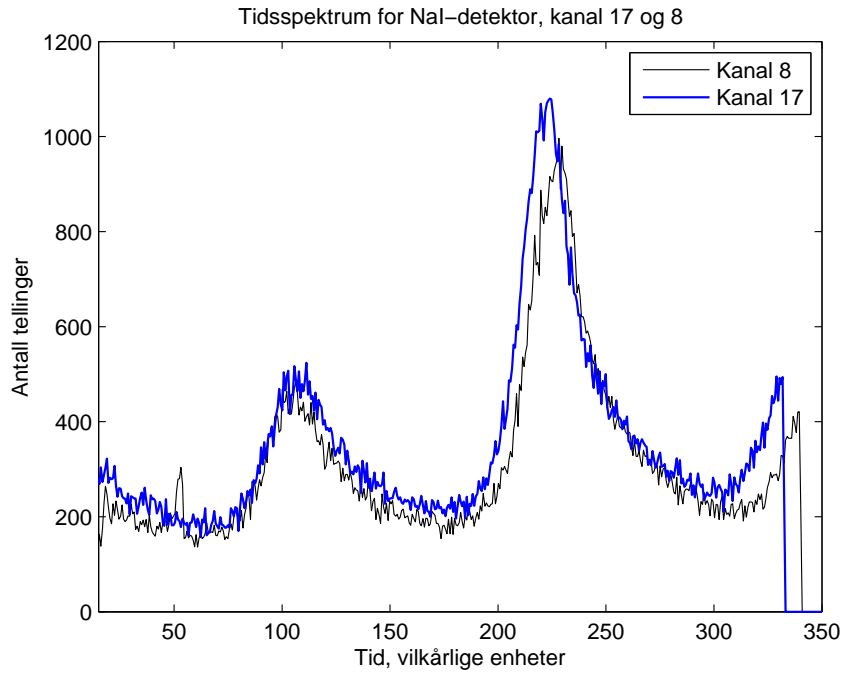
<sup>3</sup>Den prompte toppen består i gammakvant som er i sann koincidens med partiklene, det vil si



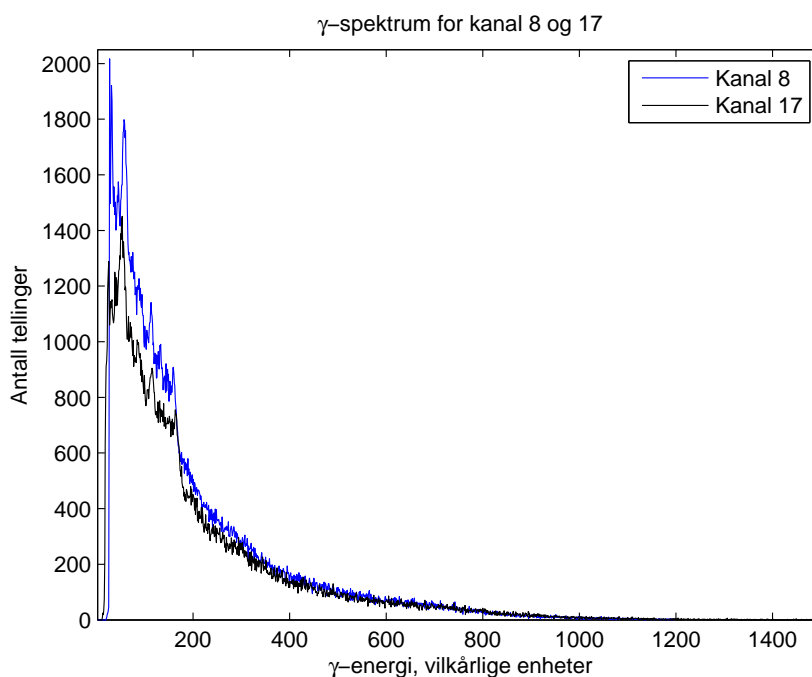
Figur 3.7: Øverste panel viser energi avsatt i endeteller, midterste frontteller og nederste totalt avsatt energi kanal 5, dag 5 av forsøket.



Figur 3.8: Totalt avsatt energi i partikkelteleskop.



Figur 3.9: Tidsspektrum for to NaI-detektorer før opplinjering og kalibrering.



Figur 3.10: Energispektrum fra to NaI-detektorer før opplinjering og kalibrering.

Deretter ble den inelastiske reaksjonen sortert ut fra datamengden. Figur 3.11 viser tykkelsesspekteret. I dette forsøket ble særlig reaksjonene  $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{58}\text{Ni}$  og  $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, \alpha)^{57}\text{Ni}$  produsert (og tilsvarende for andre isotoper i prøven). Ved å selektere ut hendelsene som samsvarer med toppen i tykkelsesspekteret (se figur 3.11) som tilsvarer  $^3\text{He}$  ble hendelser fra reaksjonen  $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{58}\text{Ni}$  valgt ut. Dette ble gjort ved å spesifisere i sorteringsfilen øvre og nedre grense i tykkelsesspekteret for hva *offline+* skal ta med i sorteringen.

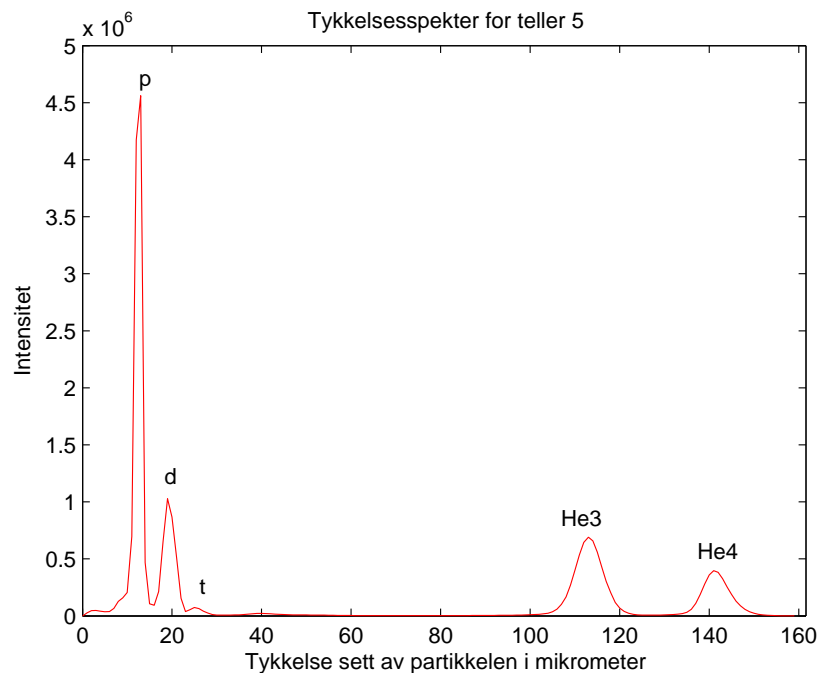
For å relatere  $^3\text{He}$ -partikkelens energi til kjernens eksitasjonsenergi ble følgende relasjon brukt

$$E_{tot} \approx E + E(^3\text{He}), \quad (3.4)$$

hvor  $E_{tot}$  er energien  $^3\text{He}$  partikkelen har i det den treffer target, og  $E(^3\text{He})$  er energien den avsetter i partikkelteleskopet. Relasjon 3.4 hadde vært eksakt om det ikke hadde vært for energien som avsettes i target, men denne er neglisjerbar da target er tynt, og rekyl til nikkelkjernene svært liten grunnet den store masseforskjellen mellom  $^3\text{He}$ - og  $^{58}\text{Ni}$ -kjerner.

---

at  $\Delta T = 0$ .



Figur 3.11: Tykkelsesspekter.

## 3.2 Oslometoden

### 3.2.1 Folding og compton-subtraksjon av gammaspektra

For å kunne gjøre beregninger, trenger man å ekstrahere fullenergisppekteret i fra råspekteret fra de 28 NaI-detektorene. Siden forsøket populerer kontinuumsregionen i kjernen, vil avstanden mellom de forskjellige toppene være mindre enn detektorens oppløsning. I tillegg må råspekteret fra CACTUS korrigeres for at NaI detektorenes effektivitet varierer med energien til gammakvantet og hva slags vekselvirkning det har med krystallen. Oslogruppen har utviklet en iterasjonsprosess som har vært brukt med stor suksess. Denne metoden er beskrevet i detalj i referanse [11], nedenfor gis en kort beskrivelse.

En forutsetning for å kunne bruke metoden er at man har en responsfunksjon for den aktuelle detektoren. Responsmatrisen kalkuleres ved å bruke spekterne fra kjente monoenergetiske gammakilder. For CACTUS har man brukt 10 monoenergetiske kilder ved henholdsvis 122, 245, 344, 662, 1173, 1333, 1836, 4439, 6130 og 15110 keV [11]. Etersom antall tilgjengelige kalibreringskilder er begrenset, interpoleres det mellom punktene man har eksperimentelle spekter for. Man se-

parerer toppene (SE, DE, F, og A)<sup>4</sup> fra Comptonbakgrunnen. Så interpolerer man mellom toppene ved å legge inn en gaussisk fordeling i hver av de kjente toppene. Comptonbakgrunnen er mer komplisert å interpolere. Her er det valgt å interpolere mellom kanaler som tilsvarer samme spredningsvinkel  $\theta$ . Sannsynligheten for hver av prosessene i de hver enkelt kanal normeres så til 1.

Når responsfunksjonen er kjent kan råspekteret anvendes som en første tilnærming til det faktiske spekteret. Du multipliserer slik at du får en ny foldet funksjon som du så bruker videre i neste iterasjon. Man foretar typisk rundt 10 iterasjoner. Vi har at  $f = Ru$  hvor  $f$  er foldet og  $u$  tilbakefoldet.  $R$  er responsmatrisen for detektorene. Videre utfører vi  $u^0 = r$  hvor  $u^0$  er første prøvefunksjon og  $r$  er råspekteret. Får så første tilnærming av det tilbakefoldete spekteret,  $f^0 = Ru^0$ , som brukes videre i neste steg:  $u^1 = u^0 + (r - f^0)$ . Deretter brukes  $u^1$  til å beregne en ny foldet funksjon  $f^1$ , som så brukes for å beregne den neste prøvefunksjonen. Dette fortsetter til  $f$  er tilnærmet lik  $r$ .

Spekteret  $u$ , som vanligvis er resultatet av ti iterasjoner, brukes deretter som utgangspunkt. Bakgrunn som skyldes compton og at energi forsvinner i forbindelse med parproduksjon fjernes på denne måten. Denne brukes for å redusere fluktuasjoner, uten at det blir mindre enn i det opprinnelige råspekteret. Vi definerer først et nytt spektrum som representerer det observerte spekteret minus comptonbidraget til dette  $v(i) = p_f(i)u_o(i) + w(i)$ . Her er  $p_f u_o$  fullenergibidraget og  $w$  er summen av bidrag fra SE, DE og annihilasjonsprosesser. Denne metoden konvergerer raskt og bevarer spekterets opprinnelige fluktuasjoner. Figur 3.12 viser hvordan gammaspektrummet forandres av tilbakefoldingsprosedyren for seks forskjellige eksitasjonsenergier. For eksempel er det lett å se at toppen ved 511 keV har forsvunnet, og denne energien har blitt lagt til andre topper. Ved høye gammaenergier har antallet tellinger økt fordi metoden tar høyde for at NaI-detektorer har lavere effektivitet ved høy gammaenergi.

### 3.2.2 Førstegenerasjonsmetoden

Som beskrevet i kapittel 2 kan nivåtetthet ( $\rho$ ) og overgangssannsynligheten  $\tau$  trekkes ut fra førstegenerasjonsspektrum, se figur 3.13. Det er ikke mulig med dagens teknologi å ha god nok tidsoppløsning i detektorer og datasystem til å kunne skille første gamma som sendes fra en eksitert tilstand, fra de etterfølgende gammaer som sendes ut. Derfor benyttes en iterativ metode for å trekke ut førstegenerasjonssmatrisen fra matrisen som består av samtlige gamma-partikkel koincidenser.

<sup>4</sup>Single escape topp (SE): Et foton produsert ved parproduksjon unnslipper detektoren, Double escape topp (DE): To fotoner produsert ved parproduksjon unnslipper detektoren, Fullenergi topp (F): All energi avsettes i detektoren og annihilasjonstopp (A)



Metoden er beskrevet i detalj i referanse [10]. Nedenfor gjengis kort de viktigste trekkene ved metoden.

For hvert eksitasjonsområde (kanal eller bin) har vi et gamma-partikkelkoincidens spektrum som er tilbakefoldet som vi kaller  $f_i$ . Førstegenerasjonsspektrummet for den høyeste eksitasjonsenergien ( $h$ ) estimeres ved  $h = f_i - g$ , hvor  $g$  er en vektet sum over alle spektre,  $g = \sum_i n_i w_i f_i$ . Koeffisienten  $w_i$  er ukjent og representerer sannsynligheten for henfall fra bin 1 til bin  $i$ . Det vil si at verdiene  $w_i$  tilsvarer førstegenerasjonsspektrummet  $n$  dersom dette er tilbakefoldet med responsfunksjonene for NaI detektorer. Koeffisientene  $n_i$  bestemmes slik at hvert spektrum  $f_i \times n_i$  korresponderer til et likt antall kaskader. Derfor vil vi for singelsspekter med konstant virkningstverrsnitt ha at  $n_i = 1$ . Dette gir oss to metoder til å normalisere med.

Singlesnormalisering baserer seg på at singlepartikkel spektrummet er proporsjonalt med antall populerte tilstander og derfor antall kaskader. La  $S_1$  og  $S_i$  være virkningstverrsnittet målt for bin 1 og bin  $i$ . Normaliseringsfaktoren for bin  $i$  er da gitt ved

$$n_i = S_1/S_i. \quad (3.5)$$

Multiplisitetetsnormering bruker at  $\gamma$ -strålens multiplisitet som funksjon av eksitasjonsenergien  $E$  kan fremskaffes. La oss anta at gammastrålens multiplisitet  $M_i$  av bin  $i$  er kjent og la  $A(f_i)$  representere arealet (dvs antall tellinger) til spekteret  $f_i$ . Da er singlepartikkel virkningstverrsnittet proporsjonalt med  $A(f_i)/M_i$  og i henhold til uttrykk 3.5 får vi at

$$n_i = \frac{M_i A(f_1)}{M_1 A(f_i)}. \quad (3.6)$$

Disse to metodene gir ganske like resultater, men da multiplisitetetsnormeringen syntes å fungere bedre ble denne metoden valgt i dette arbeidet (må vise bilder og forklare hvorfor). Førstegenerasjonsmetoden kan kun brukes på eksitasjonsenergiener som ligger i kontinuumsregionen, eller i hvertfall kvasikontinuum. Eksitasjonsenergiener som er så høye at overgang til en annen kjerne enn den aktuelle er mulig kan heller ikke brukes da dette vil gi feil nivåtetthet. Heller ikke lave gammaenergiener kan tas med grunnet problemer med ikke-statistiske overganger. Dette medfører at kun deler av energiområdet for forsøket kan benyttes i det videre arbeid. En algoritme for førstegangsmetoden er implementert i programmet *mama*, se gjerne beskrivelsen av kommandoen *fg* i *mamas* hjelpmeny.

Figur 3.14 viser førstegenerasjonsspektrummet sammenlignet med det totale spekteret for tre forskjellige eksitasjonsenergiener. Figuren viser tydelig at ved høyere

eksitasjonsenergi er det resulterende  $\gamma$ -spektrum flatere, bestående av forholdsvis lave gammaenergier.

### 3.2.3 Nivåtetthet og gammastyrkefunksjon

Når man har kommet fram til en matrise som består av førstegenerasjons gammastråler i koinidens med  $^3\text{He}$ -partikler, kan både nivåtettheten og transmisjonskoeffisienten (og derfor gammastyrkefunksjonen) også ekstraheres. Matrisen kan komponeres i disse to funksjonene, men matrisen alene gir uendelig mange løsninger (se kapittel 2 for detaljer). For å komme frem til en løsning som beskriver kjernen må vi tilpasse funksjonene kjente eksperimentelle verdier. Nivåtettheten normeres alltid til å stemme med kjente, diskrete nivåer ved lav eksitasjonsenergi [17]. For mange kjerner er nivåtettheten kjent fra eksperimenter ved nøytron- eller protonbindings energien, og dette kan da brukes for å normere funksjonen ved høy energi. Gammastyrkefunksjonen kan normeres ved å bruke eksperimentell verdi for den midlere radiative bredden ved nøytronresonansen  $\langle \Gamma_\gamma(B_n) \rangle$ . I  $^{58}\text{Ni}$  er ikke eksperimentelle verdier for nivåtettheten ved nøytronbindingsenergi eller  $\langle \Gamma_\gamma(B_n) \rangle$  kjent. Disse verdiene ble derfor estimert ved hjelp av eksperimentelle verdier fra andre nikkelisotoper. Verdien for nivåtettheten ved nøytronbindingsenergien ble også estimert ved hjelp av programmet *robin*. Grunnlaget for programmet *robin* er beskrevet i referanse [4]. Se gjerne også programmets kildekode da det er en del nyttige kommentarer der.

Førstegenerasjonsmatrisen brukes som input i programkoden *rhosigchi*. Dette programmet finner en  $\rho(E)$  og  $\tau(E)$  ved å separere i henhold til likning (3.7) og (3.8)

$$\tilde{\rho}(E - E_\gamma) = A\rho(E - E_\gamma) e^{[\alpha(E - E_\gamma)]} \quad (3.7)$$

$$\tilde{\tau}(E_\gamma) = B\tau(E_\gamma) e^{(\alpha:E_\gamma)} \quad (3.8)$$

Programmet bruker en minste kvadraters algoritme for å finne beste tilpasning. Som en første tilnærming brukes en rett linje for  $\rho$  og tilhørende  $F$  ut fra bruk av likning (2.1). Disse funksjonene er enda ikke normert, men programmet gir en ganske riktig helning ut fra massetallet til kjernen man gjør beregninger for. I tillegg til å beregne den statistiske usikkerheten i de eksperimentelle verdiene forsøker dette programmet å ta hensyn til usikkerhetene som tilføres datasettet gjennom bruk av tilbakefoldings- og førstegenerasjonsprosedyren. Førstegenerasjonsspekteret ganges med en faktor to i beregningene av de statistiske usikkerheter. Dette gjøres i et forsøk på å korrigere for tilbakefoldings systematiske

usikkerhet. Faktoren to er veldig usikker og kun et estimat. For å korrigere for at usikkerheten ved høye gammaenergi kan være enda større, krever programmet at usikkerheten mellom to nabokanaler ikke skal variere med mer enn 30%. For detaljer, se kildekoden til *rhosp.rsg*.

Programmet *counting* brukes til å normere nivåtettheten til å passe med kjente nivåer ved lav eksitasjonsenergi og en verdi for nivåtettheten ved nøytronbindingsenergi. Det er  $\alpha$  og  $A$  som tilpasses antall diskrete nivåer ved lav eksitasjonsenergi og avstand mellom nøytronresonansen. Filen *rhosp.rsg* er input i dette programmet, samt en tekstfil som inneholder alle kjente nivåer i den aktuelle kjernen (angitt i keV) og en del andre verdier som er beskrevet i kildekodens kommentarer.

Når så nivåtettheten er normert kan gammastyrkefunksjonen normeres, og det vil si at  $B$  bestemmes. Til dette benyttes programmet *normalization*. Dette programmet skal ha som input filer fra *counting* og verdiene  $\langle \Gamma_\gamma(B_n) \rangle$  og  $D_0$ .

### 3.2.4 Usikkerheter og metodiske feil

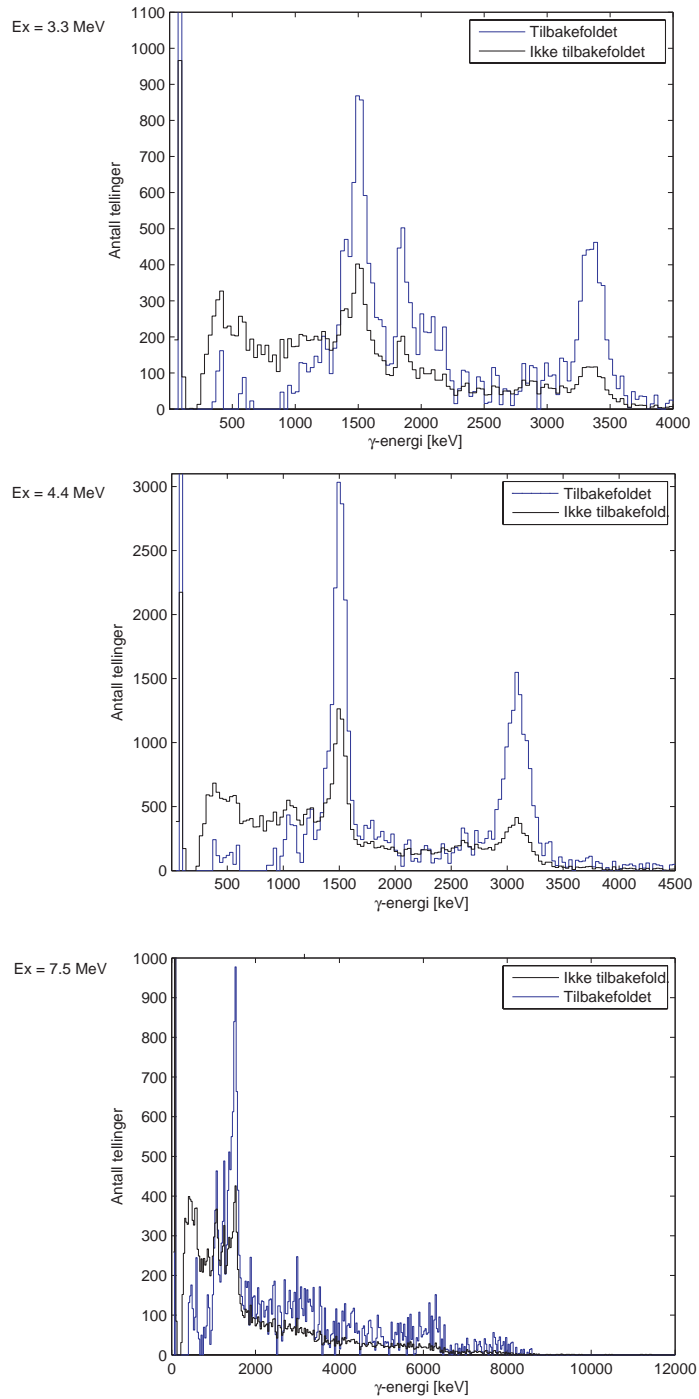
Den statistiske usikkerheten i rådata er gitt som  $\Delta N = \sqrt{N}$ , hvor  $N$  er antall tellinger. Forsøket har bra statistikk i det interessante energiområdet. Matriselementene i ALFNA-matrisen etter tilbakefolding inneholder mellom 100 og 1000 tellinger i området nivåtettheten og gammastyrkefunksjonen ble ekstrahert i. Den elastiske toppen i singles spektrummet angir partikkelspektrumets energiopløsning til å være omtrent FWHM 350 keV. Dette er en noe dårligere energiopløsning enn ellers oppgitt for forsøk gjennomført ved OCL. Dette kan trolig skyldes vinkelpredningen gjennom kollimatoren på partikkelteleskopene. Diameteren på kollimatoren åpning var 3 mm. Gammasppektrummet har omtrent 6% energiopløsning ved 1.3 MeV gammaenergi.

Blanding av isotoper gir en ekstra usikkerhet i energikalibreringen av spekteret, da det i denne typen forsøk ikke er mulig å skille de forskjellige isotopene fra hverandre.  $^{58}\text{Ni}$  og  $^{60}\text{Ni}$ , som er hovedbestanddelene av target, har litt forskjellig masse og gir derfor litt forskjellige kinematiske beregningsresultater for avsatt energi i front- og endeteller. Dette er fordi den elastiske toppen blir bredere enn den normalt ville vært, så vel som de første eksiterte tilstandene da  $^{58}\text{Ni}$  og  $^{60}\text{Ni}$  har et for likt nivåskjema til å kunne skilles med oppløsningen vi har i partikkelspekteret. Dette regnes likevel for å være en liten effekt da  $^{60}\text{Ni}$  og andre forurensninger utgjør bare rundt 30% av innholdet i target. I tolkning av resultatene fra forsøket må man også ta høyde for usikkerhet omkring hvilke av egenskapene ved spektrene som faktisk kan tilskrives en bestemt isotops kjernefysiske egenskaper.

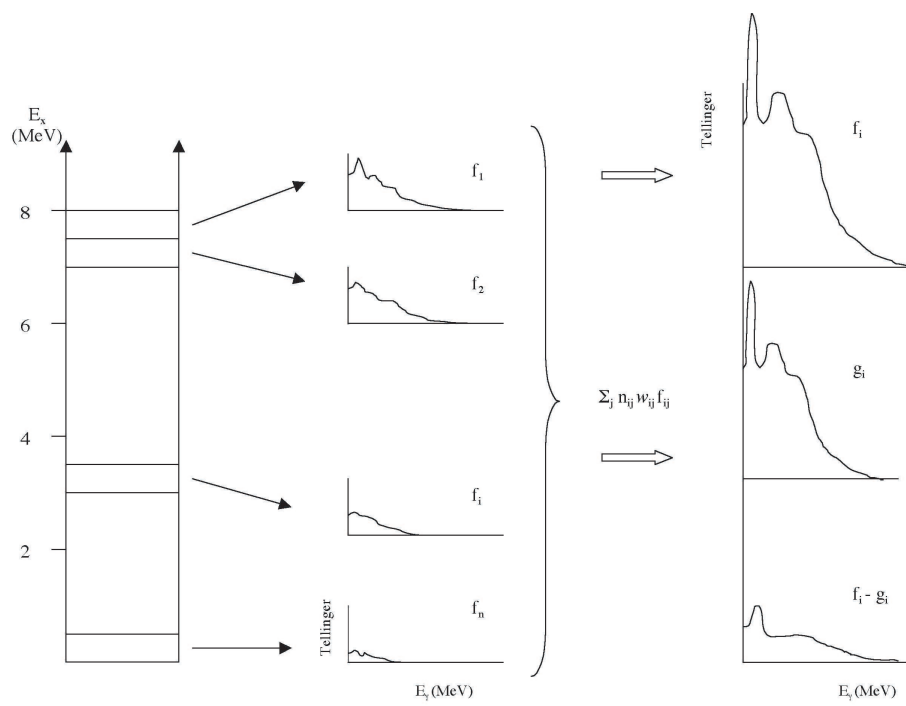
Det er ikke en selvfølge at førstegenerasjonsmetoden kan anvendes på masseområdet nikkelisotopene befinner seg i. Forsøk er gjort hvor man ekstraherte den eks-

perimentelle nivåettheten for  $^{27}\text{Si}$  og  $^{28}\text{Si}$  og sammenlignet resultatet med nivåetthet beregnet teoretisk [18]. Det var god overenstemmelse mellom teoretisk og målt nivåetthet. Gammastyrkefunksjonen til  $^{28}\text{Si}$  stemte godt overens med kjente egenskaper for kjernen, men det er ikke mulig å på samme måte sammenligne resultatet av undersøkelsen med teoretiske beregninge eller lignende. Andre forsøk har også gitt troverdige resultater for nivåettheten, mens det hersker større tvil om gammastyrkefunksjonene ekstrahert ved hjelp av Oslometoden i dette masseområdet er realistiske. Det er ikke gjort studier for å undersøke hvor vidt Brink-Axel hypotesen er gyldig for denne typen kjerner. Det kan blant annet nevnes at det ikke er gjort studier for hvor man har undersøkt om samme spinnverdier populeres for hvert eksitasjonsbin eller om like mange tilstander med negativ og positiv paritet populeres. Undersøkelser gjort spesifikt for å teste hypotesens antagelser er kun gjort av OCL i masseområdet til sjeldne jordarter, som for eksempel forsøket på  $^{162}\text{Dy}$  beskrevet i referanse [19]. Til sist er det også usikkert hvor vidt man kan si at kjernene i dette forsøket faktisk er fullstendig termalisert i energiområdet som er undersøkt, da tydelige strukturer kan ses opp til  $E_x \approx 8 \text{ MeV}$ . På den annen side gir Oslometoden resultater som er i godt samsvar med teoretiske beregninger av nivåetthet. Gammastyrkefunksjonen for  $^{56,57}\text{Fe}$  har blitt funnet til å være ganske lik ved bruk av andre metoder enn Oslometoden [20]. Dette styrker troen på at Oslometoden er brukbar også i det aktuelle masseområdet.

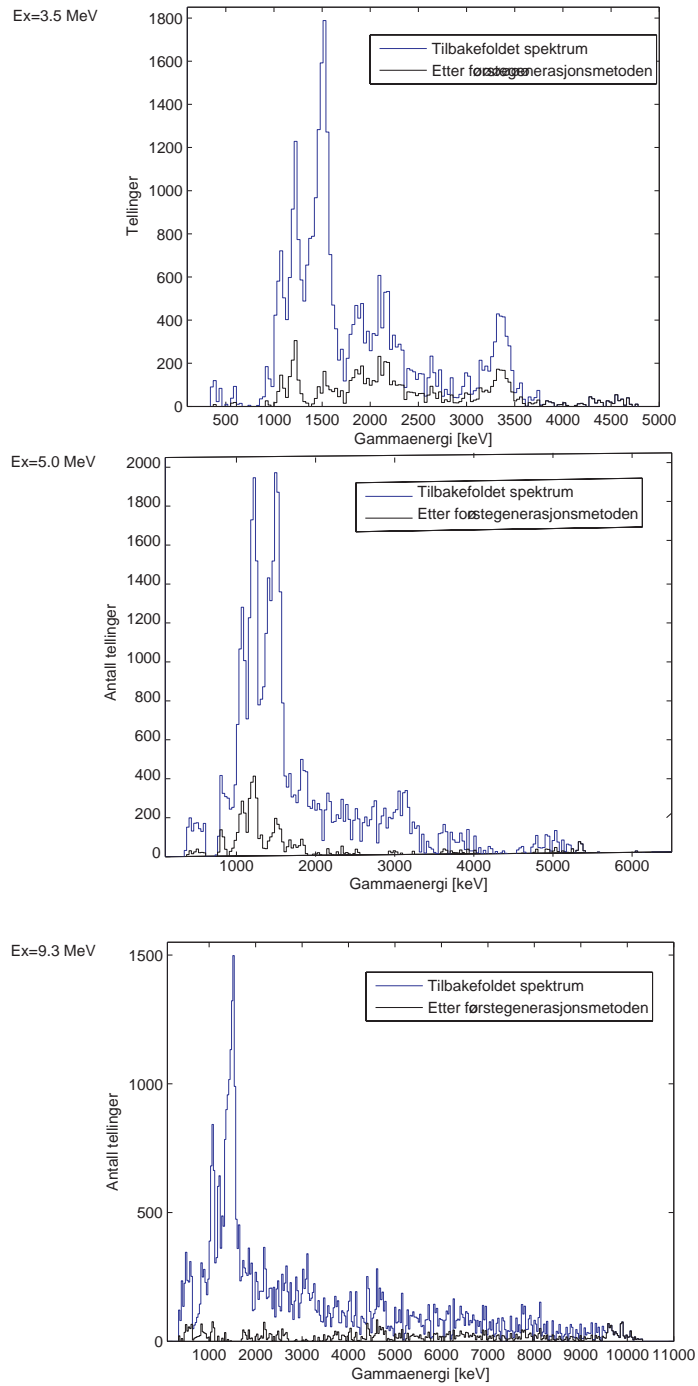
Normeringen av gammastyrkefunksjon og nivåetthet vil også innebære en viss usikkerhet. Ved normering av gammastyrkefunksjonen antar man omtrent 20% feil når eksperimentelle data for  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  er tilgjengelig for kjernen man arbeider med, se [20] og [21]. Normaliseringen forutsetter at et likt antall tilstander med positiv og negativ paritet populeres under energien  $B_n$ , noe som ofte bare er tilnærmet riktig. Det antas at dette bidrar med omtrent 4% feil i normeringen. Tilsvarende vil også nivåettheten få en usikkerhet som skyldes usikkerhet i valg av normeringspunkt ved høy eksitasjonsenergi. En måte å estimere de metodiske feilene ville være ved å generere et visst antall tilfeldige partikkel-gamma matriser, gjennomføre en komplett analyse på hvert av disse spektrene og beregne feilen slik beskrevet i [22].



Figur 3.12: Sammenligning av tilbakefoldet spektrum og råspektrum for tre forskjellige eksitasjonsenergi.



Figur 3.13: Prinsippskisse for førstegenerasjonsmetoden.



Figur 3.14: Førstegenerasjonsspektrum sammenlignet med tilbakefoldet total-  
spektrum.

# Kapittel 4

## Resultater og diskusjon

Figur 4.1 viser singles- og koincidensspektret for reaksjonen  $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{58}\text{Ni}$ . Det er en ganske fremtredende toppstruktur i spekteret opp til en eksitasjonsenergi på 6-8 MeV. Topp merket 1) er trolig en blanding av første eksiterte tilstand i både  $^{58}\text{Ni}$  og  $^{60}\text{Ni}$ . Oppløsningen i spekteret er ikke skarp nok til å kunne skille disse toppene fra hverandre. Likeledes kan også topp 2) og 3) være en slik blanding, se tabell 4.1 nedenfor for detaljer. Det vil likevel være rimelig å anta at  $^{60}\text{Ni}$ -toppene er svake ettersom target i hovedsak består av  $^{58}\text{Ni}$ . Topp 4) og resten av toppstrukturene ved høyere eksitasjonsenergi er det vanskelig å anslå kandidater for ettersom det er mange kjente diskrete nivåer som ligger ganske nære hverandre. Førstegenerasjonsmetoden er gyldig for eksitasjonsenergi hvor statistiske overganger foretrekkes. Den sterke toppstrukturen i spektrene ved eksitasjonsenergi under 5MeV er derfor grunnen til at nivåtettheten og gamma-styrkefunksjonen ble valgt ekstrahert for eksitasjonsenergi over 4.96MeV.

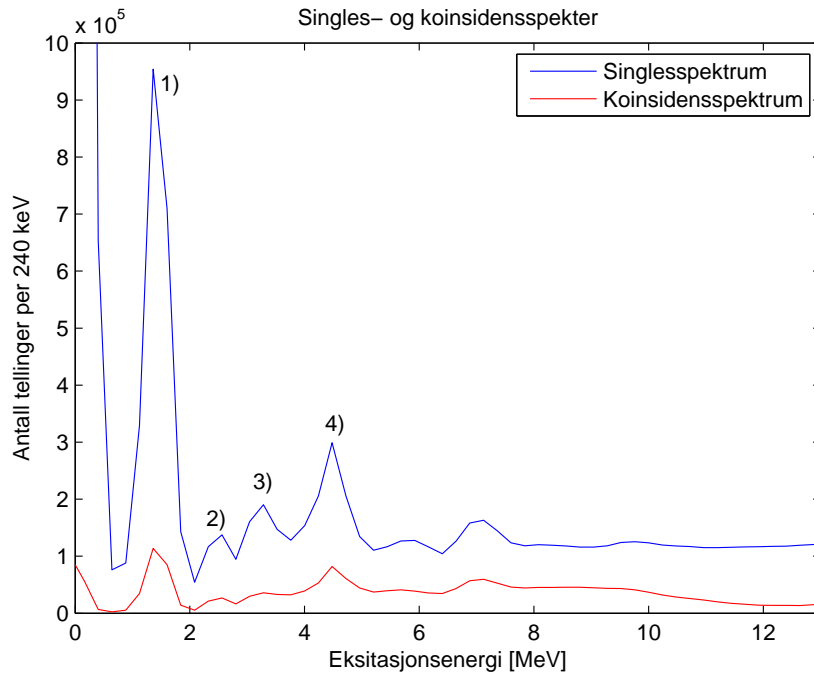
Topp	$^{58}\text{Ni}$	$^{60}\text{Ni}$
1)	1454 keV, $2^+$	1332 keV, $2^+$
2)	2459 keV, $4^+$	2506 keV, $4^+$
3)	3263 keV, $2^+$	3269 keV, $2^+$

Tabell 4.1: Kandidater til toppene i figur 4.1

### 4.1 Midlere multiplisitet

For en gitt eksitasjonsenergi i kjernen vil det i de fleste tilfeller være tilgjengelig forskjellige henfallsveier som innebærer at forskjellige antall gammakvant sendes





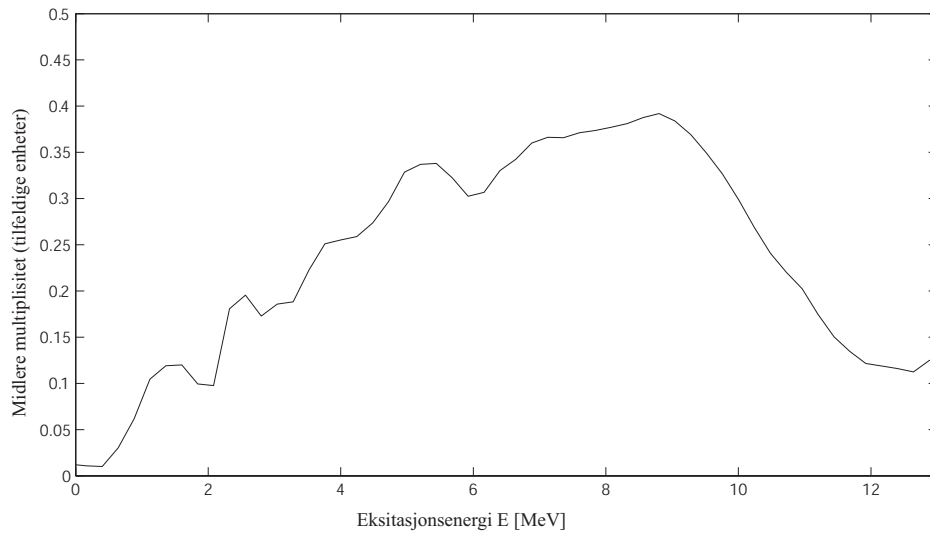
Figur 4.1: Singles- og koincidensspektrum.

ut av kjernen. Eksperimentelt finner vi at antall koincidente hendelser, er proporsjonal med antall single hendelser, midlere antall gamma i hendelsen og den effektive romvinkelen detektorene dekker. Antall single og koincidente hendelser er kjent, og dette gir oss følgende for midlere multiplisitet  $\langle M \rangle$ :

$$\langle M \rangle \propto \frac{N_{koincidens}}{N_{singles}}, \quad (4.1)$$

hvor  $N_{koincidens}$  er antall hendelser med koincidens, og  $N_{singles}$  er antall hendelser der det er observert en  ${}^3\text{He}$ -partikkel. Den effektive romvinkelen  $\Omega$  er utelatt, da denne er en konstant. Den midlere multiplisiteten, kalkulert i henhold til likning 4.1, er i vilkårlige enheter.

I figur 4.2 er midlere multiplisitet for  ${}^3\text{He}$ -spekteret i forsøket vist, og man ser tydelige variasjoner ved varierende eksitasjonsenergi av kjernen, men jevnt over stiger midlere multiplisitet frem til kjernen har en eksitasjonsenergi på litt over 9.3 MeV, for så å ha en markant nedgang. Dette tolkes som at en annen type henfall begynner å konkurrere med gammautsendelse ved denne energien. Dette er begrunnelsen for at nivåtettheten og gammastyrkefunksjonen kun ble ekstrahert for eksitasjonsenergi opp til 9.28 MeV, til tross for at nøytronbindingsenergien



Figur 4.2: Midlere, eksperimentell multiplisitet.

til  $^{58}\text{Ni}$  er mye høyere,  $B_n = 12.217\text{MeV}$ .

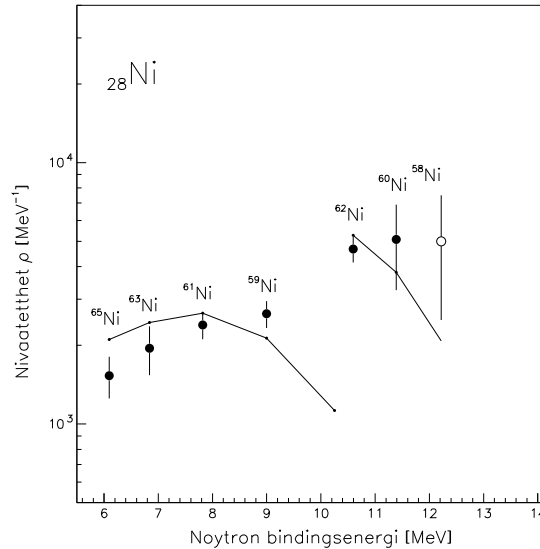
Protonbindingsenergi til  $^{58}\text{Ni}$  er  $B_p = 8.172\text{MeV}$ , og for  $^{60}\text{Ni}$  har  $B_p = 9.533\text{MeV}$ . Coloumbbarrieren finner vi å være

$$E_C = \frac{Z_p(Z_{Ni} - 1)e^2}{4\pi\epsilon_0(R_p + R_{Ni})} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \cdot \frac{Z_p(Z_{Ni} - 1)}{(A_p^{1/3} + A_{Ni}^{1/3})}. \quad (4.2)$$

Her er  $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ , og med  $r_0 = 1.2\text{ fm}$  får vi  $e^2/4\pi\epsilon_0 r_0 \approx 1\text{ MeV}$ . Med ladningstall  $Z_p = 1$  og  $Z_{Ni} = 28$ , og massetall  $A_p = 1$  og  $A_{Ni} = 58$  og  $60$ , får man henholdsvis  $E_C = 4.62\text{ MeV}$  og  $4.58\text{ MeV}$  for  $^{58}\text{Ni}$  og  $^{60}\text{Ni}$ . Dette gir at for  $^{58}\text{Ni}$  vil protoner med sikkerhet sendes ut ved en eksitasjonsenergi  $E = B_p + E_C = 12.792\text{MeV}$  og for  $^{60}\text{Ni}$  først ved en eksitasjonsenergi  $E = B_p + E_C = 14.113\text{MeV}$ . Det er eventuelt kun for  $^{58}\text{Ni}$  at en tunnelering av protoner kan resultere i protonutsendelse innenfor ekstraksjonsområdet. Det er også trolig protonutsendelse som forårsaker nedgangen i midlere multiplisitet.

## 4.2 Valg av normeringspunkter for nivåtetthet og gammastyrkefunksjon

Det eksisterer ikke eksperimentelle data for nivåtettheten ved nøytronbindingsenergien. For en del andre nikkelisotoper er verdiene kjent og derfor har vi valgt

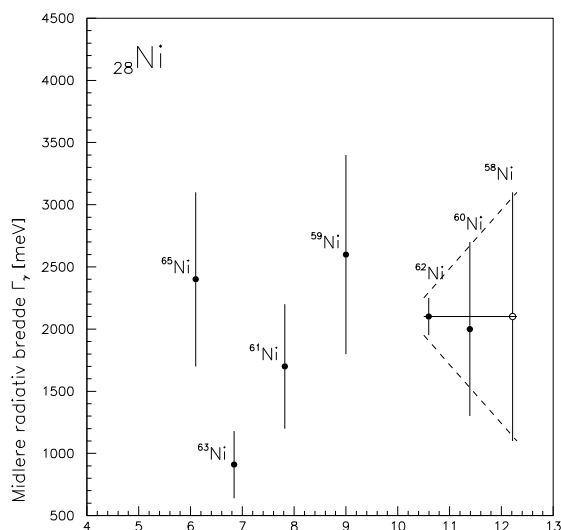


Figur 4.3: Ekstrapolering av  $\rho(B_n)$  fra eksperimentelle verdier for nikkelisotoper. Det estimerte punktet er vist som åpen sirkel.

å ekstrapolere fra disse kjente verdiene, ved hjelp av programmet *robin*. Usikkerheten i en slik ekstrapolering er stor da det ikke foreligger gode grunner til å tro at disse verdiene har en bestemt utvikling ved varierende nøytronbindingsenergi. Figur 4.3 viser hvordan  $\rho(B_n)$  ble valgt, mens figur 4.4 viser valg av  $\langle \Gamma_\gamma(B_n) \rangle$ . Den heltrukne linjen i figur 4.3 er verdier foreslått av programmet *robin*. Det ser ut som om verdiene dette programmet foreslår underestimerer nivåtettheten ved nøytronbindingsenergien for isotopene med nøytronbindingsenergi, og en noe høyere verdi ble derfor valgt. Nivåtettheten ved nøytronbindingsenergi ble satt til  $\rho(B_n) = 5000$  nivåer per MeV. Ved estimering av  $\langle \Gamma_\gamma(B_n) \rangle$  ble det tatt hensyn til at det ofte er en systematisk likhet mellom partall-isotopenes eksperimentelle  $\Gamma_\gamma(B_n)$  verdi og ble valgt til  $\langle \Gamma_\gamma(B_n) \rangle = 2.1$  keV. Verdiene brukt for å estimere normeringspunktene for nivåtettheten og gammastyrkefunksjonen er gjengitt i tabell 4.2.

### 4.3 Nivåtetthet og gammastyrkefunksjon

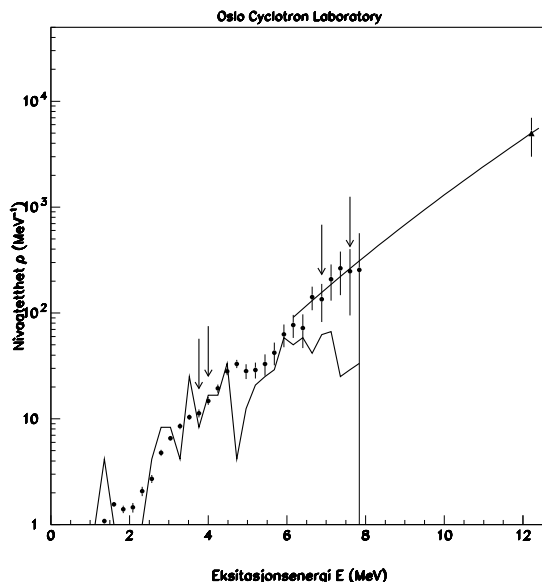
Oslometoden, som beskrevet i forrige kapittel, ble anvendt på det aktuelle datasettet for å ekstrahere eksperimentell nivåtetthet og gammastyrkefunksjon. Ekstraheringen ble gjort for eksitasjonsenergi mellom 4.96 og 9.29 MeV og gam-



Figur 4.4:  $\langle \Gamma \rangle$  ved nøytronbindingsenergien, estimert ut fra systematikk i nikkelisotoper. Det estimerte punktet er vist som åpen sirkel.

Isotop	$B_n$ [MeV]	D [keV]	dD [keV]
$^{59}\text{Ni}$	8.999	13.4	0.90
$^{60}\text{Ni}$	11.388	2.00	0.70
$^{61}\text{Ni}$	7.820	13.8	0.90
$^{62}\text{Ni}$	10.597	2.10	0.15
$^{63}\text{Ni}$	6.838	16.0	3.0
$^{65}\text{Ni}$	6.097	19.6	3.0

Tabell 4.2: Eksperimentelt tabulerte data [23] for nøytron s-bølge ressonanser i  $^{28}\text{Ni}$ -isotoper



Figur 4.5: Eksperimentell nivåtetthet normert til  $\rho(B_n) = 5000$  nivåer per MeV (punkt markert som trekant).

maenergier større enn 1.69 MeV. Nedenfor presenteres og diskuteres resultatet av analysen.

### 4.3.1 Eksperimentell nivåtetthet

Figur 4.5 viser den eksperimentelle nivåtettheten. Her er det antatt at  $\rho(B_n)$  er 5000 nivåer per MeV. Dette er gjort på grunnlag av systematikk i nikkelisotopene. For lave eksitasjonsenergier følger nivåtettheten de kjente nivåene i kjernen tett. Ettersom  $^{58}\text{Ni}$  er en mye studert kjerne er mange nivåer oppdaget, og derfor er det først ved omtrent 6 MeV eksitasjonsenergi at vårt forsøk registrerer vesentlig flere nivåer enn kjent fra diskret spektroskopi. Ved 1450 keV, som tilsvarer den første eksiterte tilstanden i  $^{58}\text{Ni}$ , ser vi at nivåtettheten flater ut på en måte som ofte har vært tolket som at et cooper-par brytes, se for eksempel analyse av datasett for  $^{56,57}\text{Fe}$  og  $^{96,97}\text{Mo}$  [24]. Dette skyldes at første eksiterte tilstand i denne kjernen innebærer at et nøytronpar brytes opp. Videre ses tilsvarende trinnstrukturer ved omtrent 3 MeV, 4.5 og 6 MeV eksitasjonsenergi.

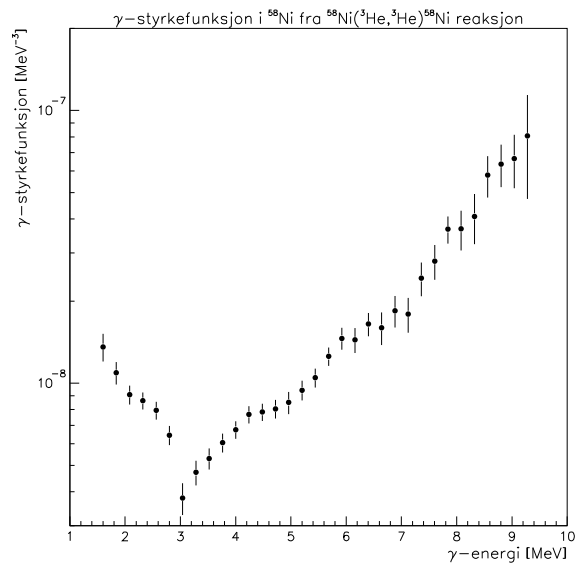
### 4.3.2 Eksperimentell gammastyrkefunksjon

Figur 4.7 og 4.6 viser henholdsvis den eksperimentelle transmisjonskoeffisienten og gammastyrkefunksjonen. Gammastyrkefunksjonen har en tydelig økning for lave gammaenergier, noe som er observert i forsøk utført på andre kjerner, se gjerne [25, 26, 27, 20]. Dette kalles gjerne en softpol, og fenomenet er ikke tilstrekkelig forklart per skrivende stund. Softpolen i Ni er noe svakere enn økningen rapportert tidligere for kjerner i samme masseområde ( $^{56,57}\text{Ni}$  og  $^{50,51}\text{V}$ ). Noe som er mer uvanlig er at det aktuelle datasettet viser en dupp ned ved omtrent  $E_\gamma = 3\text{MeV}$ . Ved å se på det koincidente gammaspektrummet er det tydelig at kjernen sender ut mange  $\gamma$ -kvant med omtrent  $3\text{MeV}$  ved lavere eksitasjonsenergier, mens ved høyere eksitasjonsenergier i kjernen virker det som om denne  $\gamma$ -energien undertrykkes. Dette er trolig en direkte overgang fra høyere eksitert  $2^+$ -tilstand til grunntilstand, ved at et gammakvant på  $3263\text{keV}$  sendes ut. Det kan virke som om denne overgangen undertrykkes ved høyere eksitasjonsenergi. Figur 4.8 her viser det koincidente gammaspektrummet for to eksitasjonsområder i kjernen. Gammaspektrummet for eksitasjonsområdet  $4.0 - 6.4\text{MeV}$  viser en sterk tendens til utsendelse av gammakvant med energi på omtrent  $3\text{MeV}$ , mens i eksitasjonsområdet  $7.8 - 9.7\text{MeV}$  er toppen ved denne energien utvisket. Ettersom gammastyrkefunksjonen er ekstrahert for eksitasjonsenergier fra  $4.96\text{MeV}$  til  $9.28\text{MeV}$  vil trolig en del førstegenerasjonsgamma med verdi omkring  $3\text{MeV}$  forsvinne i analysen, og dermed forsterke denne strukturen.

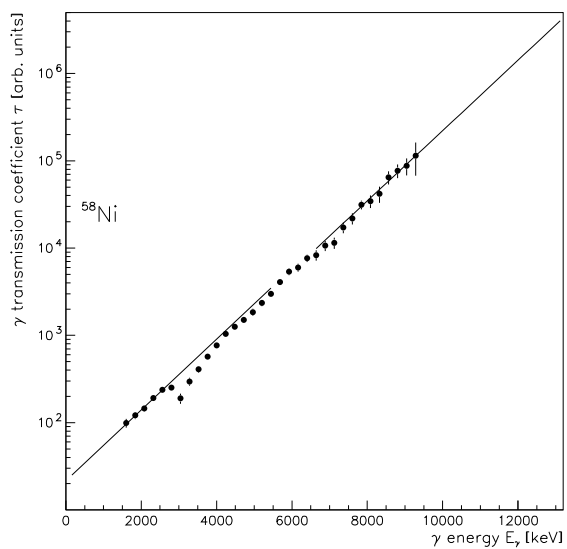
Siden det er usikkerhet omkring verdien på  $\Gamma_\gamma$  er det også gjort forsøk på å tilpasse gammastyrkefunksjonen teoretiske beskrivelser av GEDR og GMDR. Figur 4.9 viser resultatet av denne tilpasningen. Det er i et ganske lite område at våre eksperimentelle data passer med de teoretiske verdiene. Det er ikke gjort noe forsøk på å bestemme de elektromagnetiske egenskapene til den lavenergetiske halen på den eksperimentelle gammastyrkefunksjonen ved å legge inn i tilpasningen en egen resonans i dette energiområdet. I området  $4 - 7\text{MeV}$  eksitasjonsenergi stemmer tilpasningen bra. For høyere eksitasjonsenergier ser vi en forsterkning i gammastyrkefunksjonen.

### 4.3.3 Valg verdi for $\rho(B_n)$ og konsekvenser

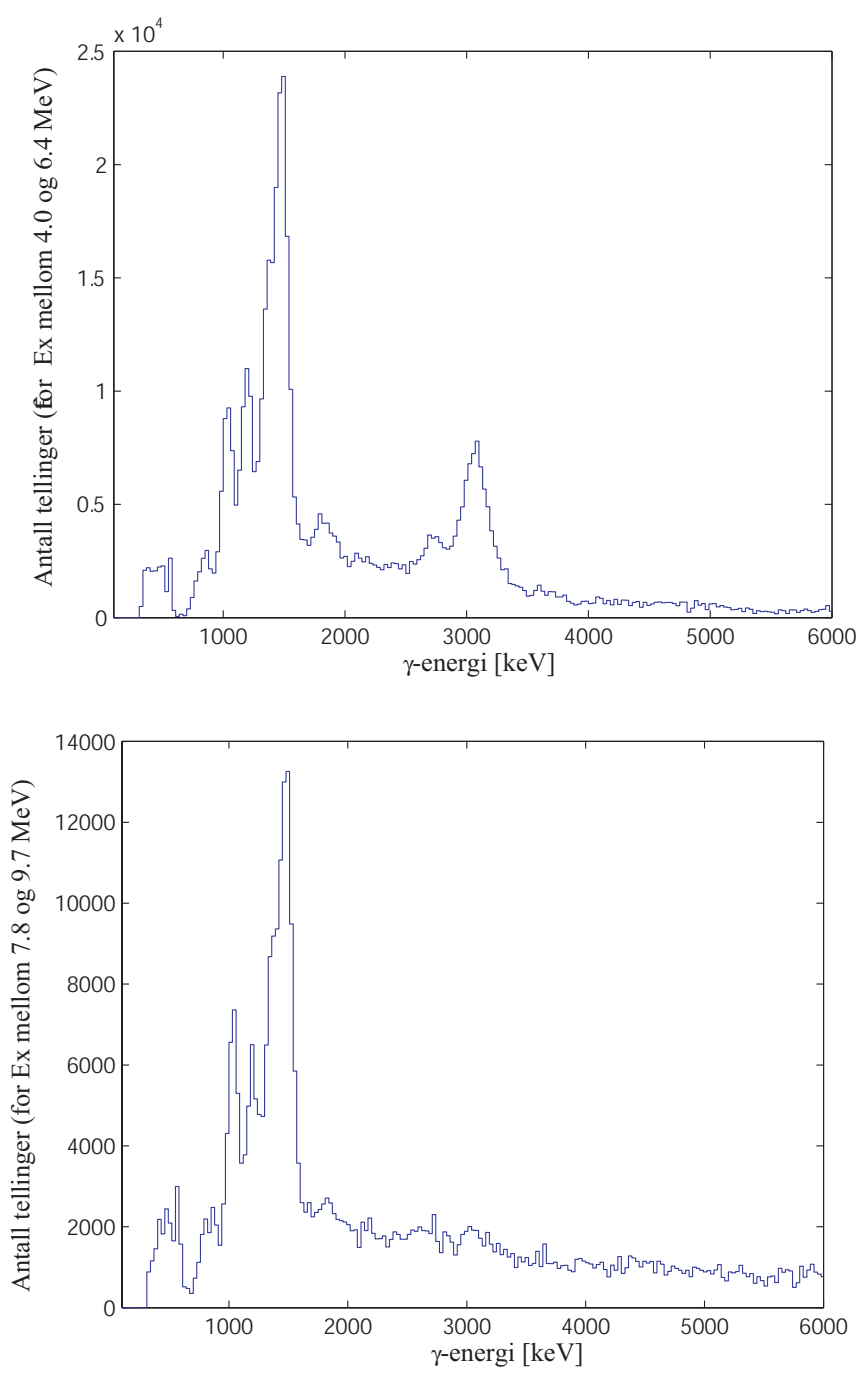
Da ekstrapoleringen for å finne  $\rho(B_n)$  ut fra systematikk er en usikker metode har også andre verdier blitt brukt en den valgt ovenfor. Først ble verdien foreslått av programmet *robin* benyttet,  $\rho(B_n) = 3.524$  nivåer per MeV. Ut fra systematikk ble denne ansett som det laveste estimatet det vil være rimelig å anvende. Denne verdien beregnes ut fra en tilpasning gjort for et stort utvalg isotoper hvor nivåtettheten ved nøytronbindings energien er kjent, se gjerne [4] for detaljer omkring



Figur 4.6: Eksperimentell gammastyrkefunksjon normert til punktet  $\rho(B_n) = 5000$  nivåer per MeV (se figur 4.5).

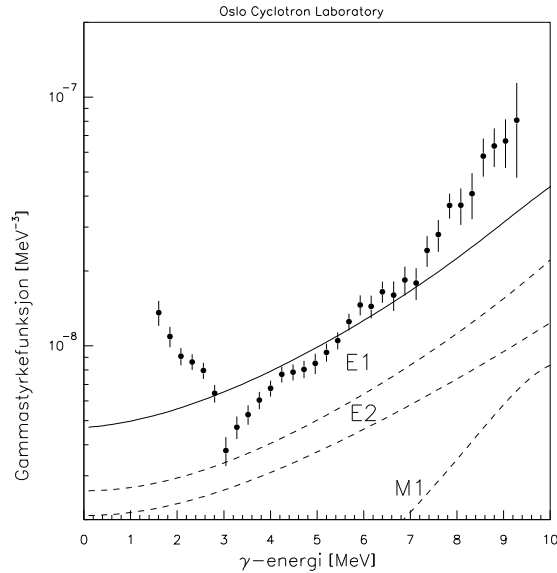


Figur 4.7: Transmisjonskoeffisient.



Figur 4.8: Endring i det koinsidente  $\gamma$ -spektrum.





Figur 4.9: Gammastyrkefunksjonen tilpasset en GEDR.

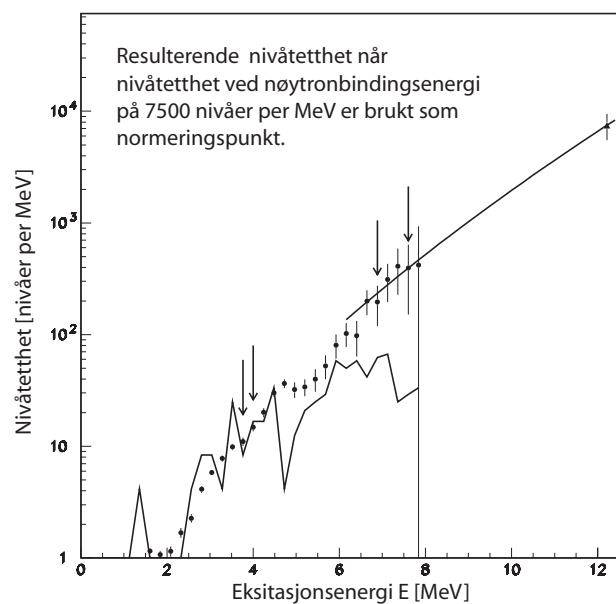
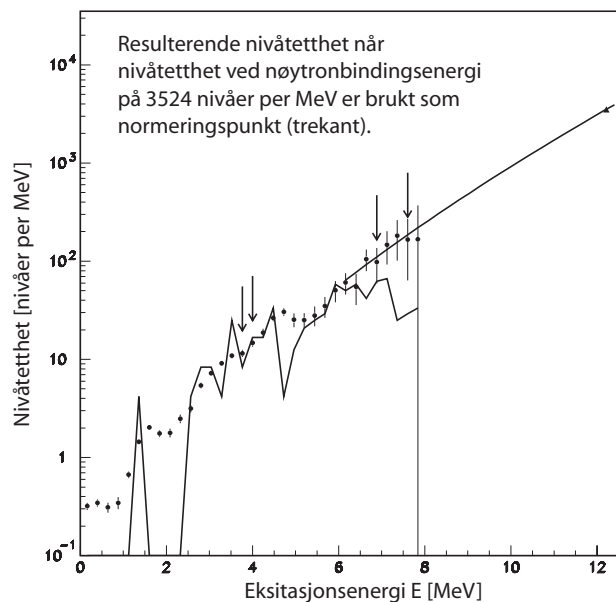
grunnlaget for programmets beregninger. Figur 4.10 og 4.11, øverste panel, viser den henholdsvis resulterende nivåtettheten og gammastyrkefunksjonen.

Deretter ble  $\rho(B_n) = 7.5$  nivåer per MeV brukt til de samme utregningene. Denne verdien ble betraktet som det høyeste rimelige estimatet for  $\rho(B_n)$  ut fra systematikken for nikkelisotopene. Figur 4.10 og 4.11 (nederste panel i begge figurer) viser henholdsvis den resulterende nivåtettheten og gammastyrkefunksjonen. Sammenlign gjerne med nivåtettheten i figur 4.5 og gammastyrkefunksjonen i figur 4.6 også.

Nivåtetthetens form er i all vesentlighet den samme for de forskjellige normeringspunktene ved nøytronbindingsenergien. Ved valg av høy verdi på nivåtettheten ved nøytronbindingsenergien viskes trinnstrukturen i nivåtettheten noe ut. Gammastyrkefunksjonen kan virke mindre robust med tanke på valg av normeringspunkt for nivåtettheten ved nøytronbindingsenergien. Lavt estimat av verdien som brukes i normeringen gir en større forsterkning av softpolen.

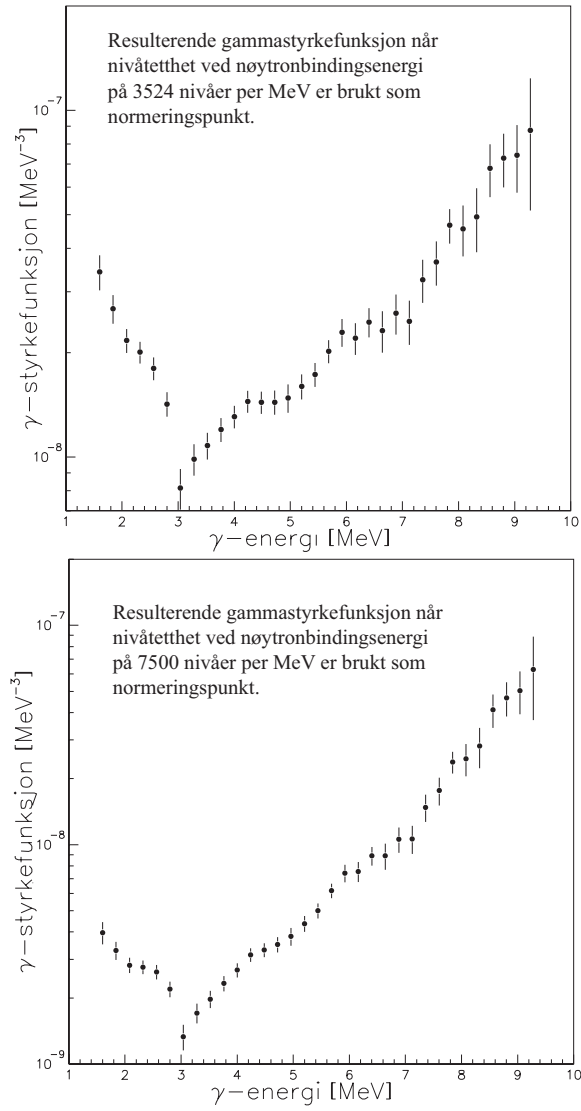
## 4.4 Kjernens statistiske egenskaper

Nivåtettheten gjør oss i stand til å utlede termodynamiske egenskaper for  $^{58}\text{Ni}$ . Som termodynamisk system er en kjerne veldig annerledes fra det man vanligvis

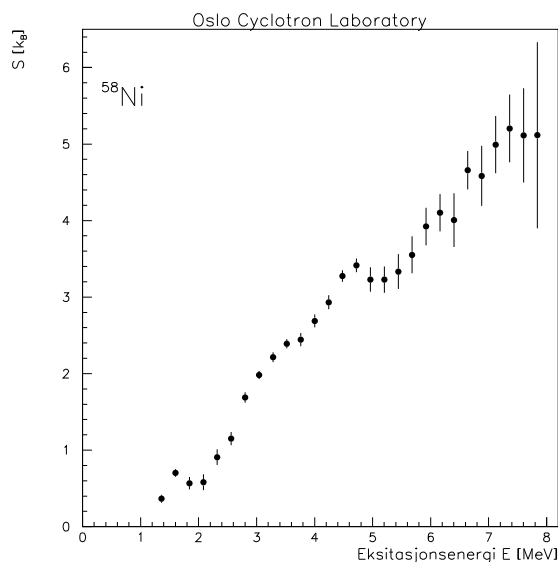


Figur 4.10: Eksperimentell nivåtetthet ved valg av forskjellige normeringspunkter for  $\rho(E)$  (normeringspunktet er vist som trekant).

$\gamma$ -styrkefunksjon i  $^{58}\text{Ni}$  fra  $^{58}\text{Ni}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})^{58}\text{Ni}$  reaksjon



Figur 4.11: Gammastyrkefunksjon ved forskjellige normeringspunkter for  $\rho(E)$ .



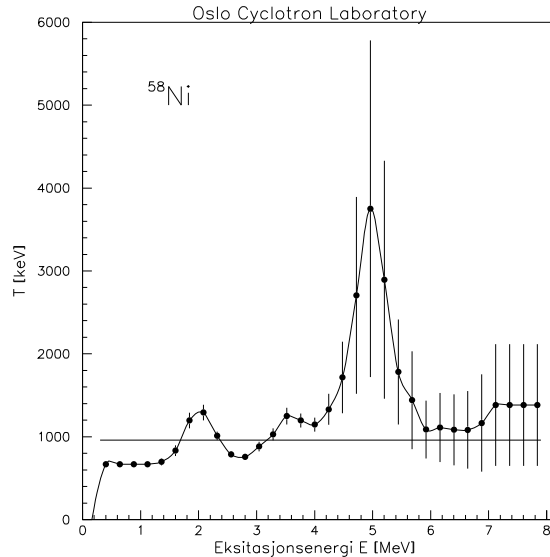
Figur 4.12: Entropi for mikrokanonisk ensemble.

betrakter som et termodynamisk system. Kjernen undersøkt i dette eksperimentet består av kun 58 partikler, mens man vanligvis har med så store system å gjøre at man kan anta at antall partikler i systemet er uendelig. Dette innebærer større uforutsigbarhet når termodynamikkens lover anvendes på kjernen, som at forskjellige modeller kan gi forskjellige resultater for en og samme kjerne. Nedenfor presenteres termodynamiske variabler utledet for både mikrokanonisk og kanonisk ensemble.

#### 4.4.1 Mikrokanonisk ensemble

For et mikrokanonisk ensemble har vi at  $\Omega(E) = \rho(E)/\rho_0$ , hvor  $\rho_0$  er en normeringskonstant. Ut fra likning 2.6 er det tydelig at logaritmen til nivåtettheten er proporsjonal med entropien til systemet. Entropien til et system er et mål på uorden, eller hvor mange måter systemet kan organiseres. Figur 4.12 viser entropien beregnet ut fra nivåtettheten under antagelse om at kjernen kan beskrives som et mikrokanonisk ensemble. Entropien har som forventet en struktur med stor likhet til kjernens nivåtetthet. De samme trinnstrukturene er tydelige i funksjonen. Entropien er normert til å være null når kjernen ikke er eksitert ettersom  $^{58}\text{Ni}$  er en like-like kjerne og kun har en konfigurasjon i grunntilstanden.

Figur 4.13 viser temperaturen til kjernen som funksjon av eksitasjonsenergi. Det



Figur 4.13: Temperatur for mikrokanonisk ensemble.

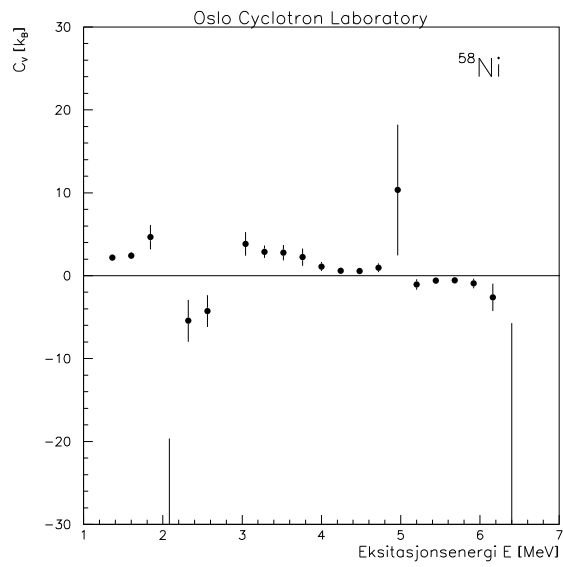
vektede gjennomsnittet av temperaturen er beregnet til å være 960 keV og er vist i figuren som heltrukket, horisontal linje. Eksitasjonsområder der temperaturen har negativ helning forventes å tilsvare energier i kjernen hvor cooper-par brytes. Figur 4.14 viser varmekapasiteten til kjernen. Ettersom varmekapasiteten er den deriverte av temperaturen, se likning 2.8, får denne negative verdier når temperaturen har negativ helning. Dette tolkes normalt i termodynamikk som tegn på en førsteordens faseovergang. For et system med så få partikler som kjernen er det derimot ikke en selvfølge at det er riktig å tolke negative varmekapasiteter som tegn på en førsteordens faseovergang [28].

#### 4.4.2 Kanonisk ensemble

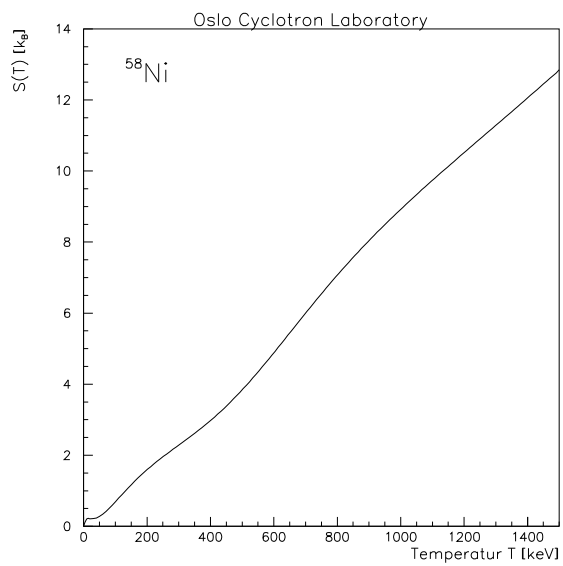
For å beregne systemets entropi tas det utgangspunkt i partisjonsfunksjonen, likning 2.9 som gir oss at

$$Z(T) = \sum_{E=i}^{\infty} \Delta E \rho(E_i) e^{-E_i/T}, \quad (4.3)$$

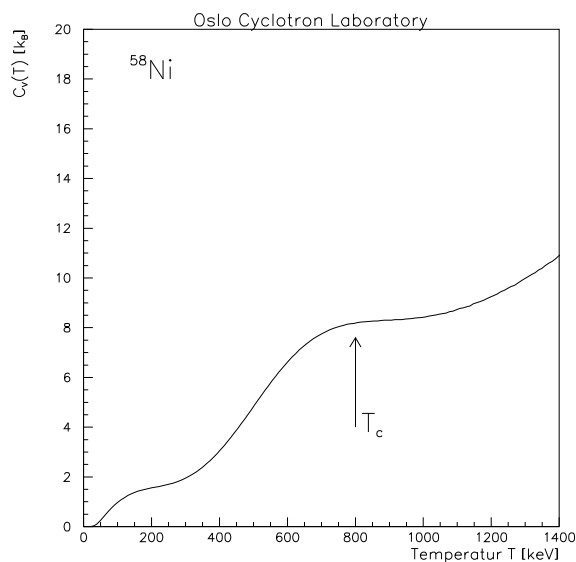
ettersom  $\Omega$  er proporsjonal med nivåtettheten. For å beregne entropien bruker en da likning 2.10. Figur 4.15 viser entropien som funksjon av kjernens temperatur. Det er et ganske lineært forhold mellom temperatur og entropi.



Figur 4.14: Varmekapasitet for mikrokanonisk ensemble.



Figur 4.15: Entropi for kanonisk ensemble.



Figur 4.16: Varmekapasitet for kanonisk ensemble.

Varmekapasiteten som funksjon av kjernens temperatur (beregnet ved hjelp av likning 2.11) er vist nedenfor i figur 4.16. Funksjonen viser en S-form som kan tolkes som tegn på at en andre ordens faseovergang fra en fase med sterke parkorrelasjoner til en fase hvor parkorrelasjonene er svake [29]. Den kritiske temperaturen  $T_c$  for overgangen er estimert ut fra figuren til å være 800 keV (markert med pil i figuren).

# Kapittel 5

## Konklusjon

Denne oppgaven har tatt for seg analyse og tolkning av data fra den inelastiske reaksjonen  $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{58}\text{Ni}$ . Data er fra et forsøk som ble gjennomført ved OCL i februar 2005. Eksperimentell nivåtetthet og gammastyrkefunksjon er bestemt for  $^{58}\text{Ni}$  ved bruk av Oslometoden, og termodynamiske variabler er utledet fra nivåtettheten.

Nivåtettheten følger de kjente nivåene i  $^{58}\text{Ni}$  på en troverdig måten og trinnstrukturer i kurven antyder brytning av cooper-par. Trinnstrukturene sett i  $^{58}\text{Ni}$  bærer også stor likhet med resultater fra  $^{56}\text{Fe}$  [24]. Nivåtettheten ble tilpasset forskjellige normeringspunkter ved nøytronbindingsenergien. Det virker som om valg av dette normeringspunktet ikke har vesentlig innvirkning på nivåtettheten. Gammastyrkefunksjonen har en forsterkning ved lave gammaenergier som ikke kan forklares ut fra eksisterende modeller. Dette fenomenet er sett i studier av andre kjerner i samme masseområde som  $^{58}\text{Ni}$ , men for  $^{58}\text{Ni}$  er effekten noe svakere. Det virker som om valg av ekstraksjonsområdet for gammastyrkefunksjonen har hatt innvirkning på dennes struktur ved å forsterke en dupp ned ved omtrent 3MeV gammaenergi. Gammastyrkefunksjonen virker mer følsom ovenfor valg av normeringspunkt for nivåtettheten ved høy eksitasjonsenergi. Softpolen blir noe forsterket ved valg av lavere verdier for normeringspunktet. Termodynamiske variabler ble utledet fra kjernens nivåtetthet, både for mikrokanonisk og kanonisk ensemble.

Nivåtettheten for  $^{58}\text{Ni}$  virker troverdig og reell. Gammastyrkefunksjonen derimot er mindre overbevisende og det er mulig at oslometoden har påvirket resultatet av analysen. Det virker derfor naturlig å anbefale videre utprøving av oslometoden innenfor det masseområdet som studert her, og gjerne også undersøkelser av hvor vidt oslometodens forutsetninger oppfylles for denne typen kjerner. Oslo syklotronlaboratorium har planer om å øke antallet partikkelteleskop til 64, noe som bør gi nye muligheter for å studere kjerners statistiske egenskaper.



# Bibliografi

- [1] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholtz og Frank Zetsche. *Particles and Nuclei*. Springer-Verlag, Berlin, 2004.
- [2] Kris Heyde. *Basic ideas and concepts in nuclear physics : an introductory approach*. Bristol : Institute of Physics Publ., Bristol, 1999.
- [3] A. Gilbert og A. G. W. Cameron. *Can. J. Phys.*, 43:1446, 1965.
- [4] Till von Egidy og Dorel Bucurescu. *Phys. Rev. C.*, 72:044311, 2005.
- [5] John M. Blatt og Victor F. Weisskopf. *Theoretical nuclear physics*. Wiley, New York, 1952.
- [6] P. Axel. *Phys. Rev.*, 126:671, 1962.
- [7] Charles Kittel og Herbert Kroemer. *Thermal Physics (2nd ed.)*. Freeman Company, New York, 1980.
- [8] Norman F. Ramsey. *Phys. Rev.*, 103:20–28, 1956.
- [9] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [10] L.M. Guttormsen, T.S Tveter, L. Bergholt, F. Ingebretsen og J. Rekstad. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 374:371, 1996.
- [11] M. Guttormsen, T. Ramsøy og J. Rekstad. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 255:518, 1987.
- [12] A. Sciller, L. Bergholt, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad og S. Siem. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 447:498, 2000.
- [13] M. Guttormsen. *Teknisk rapport, Fysisk institutt, UiO*, UIO/PHYS/89-14, 1989.

- [14] M. Guttormsen. *Teknisk rapport, Fysisk institutt, UiO*, UIO/PHYS/98-08, 1998.
- [15] J. Lilley. *Nuclear physics : principles and applications*, side 168. Wiley, 2001.
- [16] M. Guttormsen. *Teknisk Rapport, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo*, UIO/PHYS/94-05, 1994.
- [17] R. B. Firestone og V. S. Shirley. *Table of Isotopes, Vol 1, 8th ed.* John Wiley and Sons, New York, 1996.
- [18] M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, S. Siem, A. Schiller, T. Lönnroth og A. Voinov. *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys.*, 29:263–277, 2003.
- [19] L. Bergholt L. Henden, M. Guttormsen, J. Rekstad og T. S. Tvetter. *Nuclear Physics A*, 589:249, 1995.
- [20] A. Voinov, E. Algin, U. Agvaanluvsan, T. Belgya, R. Chankova, M. Guttormsen, G. E. Mitchell, J. Rekstad, A. Schiller og S. Siem. *Phys. Rev. Lett.*, 93:142504, 2004.
- [21] A.C. Larsen, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, A. Schiller og S. Siem. *Phys. Rev. C*, 73:064301, 2006.
- [22] A. Schiller, L. Bergholt, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad og S. Siem, 1999.
- [23] T. Belgya, O. Bersillon, R. Capote, T. Fukahori, G. Zhigang, S. Goriely, M. Herman, A.V. Ignatyuk, S. Kailas, A. Koning, P. Oblozhinsky, V. Plujko og P. Young. Handbook for calculations of nuclear reaction data, ripl-2.
- [24] A. Schiller, E. Tavukcu, L.A. Bernskin, P. E. Garrett, M. Guttormsen, M. Hjorth-Jensen, C. W. Johnson, G. E. Michell, J. Rekstad, S. Siem, A. Voinov og W. Younes. *Phys. Rev. C*, 68:054326, 2003.
- [25] M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, A. Schiller og S. Siem. *Phys. Rev. C*, 71:044307, 2005.
- [26] A. Voinov, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, A. Schiller og S. Siem. *Phys. Rev. C*, 63:044313, 2001.
- [27] A. Voinov, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, A. Schiller og S. Siem. *Phys. Rev. C*, 74:014314, 2006.

- [28] A. Schiller, A. Bjerve, M. Guttormsen, M. Hjorth-Jensen J. Rekstad, A. og S. Siem. *Phys. Rev. C*, 66:024322, 2002.
- [29] A. Schiller, A. Bjerve, M. Guttormsen, M. Hjorth-Jensen, E. Melby, S. Messelt, J. Rekstad, A., S. Siem og S. W. Ødegård. *Phys. Rev. C*, 63:021306, 2001.