



Norges miljø- og
biovitenskapelige
universitet

Masteroppgave 2017 30 stp
Fakultet for realfag og teknologi

Studie av termiske donorer i Czochralski silisium-skiver ved hyperspektral fotoluminescens

Study of thermal donors in Czochralski silicon
wafers by hyperspectral photoluminescence

Lisa Kvalbein
Miljøfysikk og fornybar energi

Forord

Denne masteroppgaven markerer slutten på mitt 5-årige studie ved Norges Miljø- og Biovitenskapelige Universitet (NMBU). Det har vært 5 år med mye gøy, mye lærdom og mye modning.

Jeg vil takke solgruppa, ved Espen Olsen, Ingunn Burud og Torbjørn Mehl, for at jeg fikk muligheten til å skrive denne oppgaven og introduksjon til halvlederteknologi og fotoluminescens-studier. Arbeidet har inspirert meg til å ønske å fortsette med forskning og utvikling. Tusen takk for veiledning underveis og et åpent kontor i en travel hverdag. Jeg vil også takke medstudent Malin Helander for utallige diskusjoner. Du har vært en engel å ha med på labben og til å luften frustrasjon og forståelse underveis i arbeidet.

Oppgaven er et resultat av samarbeid med CEA, INES. Jeg vil takke Elénore Letty for de målinger som er utført der, for prøvene som er tilsendt og for ideen bak oppgaven. Du har hatt troen på mine resultater og det har vært en enorm motivasjon å se at dette er forskning som faktisk kan brukes til noe.

Takk til Øyvind Nielsen og Yu Hu i NorSun som på kort varsel sendte en bunke prøver da oppgaven så mørk ut uten resultater.

Til slutt vil jeg takke de på hjemmebane som har hjulpet meg og støttet meg. Tusen takk til mamma Brit Kvalbein for korrekturlesing. Jeg vet du ikke forsto alt som var skrevet, men du leste alle ordene. Jeg vil også takke min fantastiske samboer, Ole Kristian Rosvold. Du har holdt motet mitt oppe og oppmuntra meg gjennom hele prosessen. Du har latet som at du forstod og vært like engasjert som meg når jeg har kommet hjem og fortalt om nye resultater. Ikke minst takk for alt du har gjort for meg de siste dagene der du har lagt alt til side for å hjelpe meg.

Stor takk til min far, Kjell Østby, som er med meg i tankene hver dag. Hadde det ikke vært for våre diskusjoner rundt middagsbordet fra tidlig alder ville jeg nok ikke denne oppgaven eksistert.

Ås, 1. august 2017
Lisa Kvalbein

Sammendrag

Termiske donorer (TD) er et stort problem i silisiumindustrien fordi økt elektronkonsentrasjon forstyrrer forventet resistivitet i tillegg til å endre krystallstrukturen og innføre lovlige energinivåer. TD skyldes trolig interstitielt oksygen og formes ved temperaturer rundt 450 °C. Frøenden i en ingot har naturlig høyere oksygenkonsentrasjon og ved støping opplever denne delen av ingoten en tregere nedkjøling som resulterer i lenger tid ved temperaturområde for formering av TD.

Muligheten for å bruke hyperspektral fotoluminescens avbildning (SPL) for å detektere termiske donorer i Czochralski silisium (Cz-Si) skiver ble undersøkt. Studien ble gjort gjennom to delstudier der det i første delstudie ble sett på PL-spekteret i skive fra frøenden og haleenden av en ingot før og etter varmebehandling ved 450 °C i 24 timer. Spekteret etter varmebehandling viste økt intensitet for alle energinivå sammenlignet med før varmebehandling, spesielt i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV. Generelt var intensiteten for frøenden høyere enn for haleenden i energiområdet både før og etter varmebehandling. Signalet i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV viste seg som intensitetstopper ved temperatur nedkjølt med nitrogen (~ 90 K). De ble ved multivariate Curve Resolution (MCR) vist å være et komplekst signal der alle toppene er tilstede samtidig med lik romlig utbredelse. Ved romtemperatur (~ 295 K) var det bare ett bredt signal i samme energiområde.

I den andre delstudien ble 10 skiver jevnt fordelt fra en hel ingot undersøkt og PL-spekteret ble sett på i sammenheng med konsentrasjon av TD. Intensiteten til signal i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV viste å følge samme trend som [TD] langs ingoten, med synkende verdier nedover i ingoten og ut mot kantene av hver skive.

Begge delstudier gir en god indikasjon på at signalene i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV kan brukes til å predikere konsentrasjonen av TD. SPL ble utført ved både temperatur nedkjølt med nitrogen (~ 90 K) og ved romtemperatur (~ 295 K) i begge studier.

Abstract

Thermal donors (TD) are a major problem in the silicon industry because the increased electron concentration interferes with expected resistivity in addition to changing the crystal structure and introducing legal energy levels. TD are probably due to interstitial oxygen and are formed at temperatures around 450 °C . The seed-end in an ingot has a naturally higher oxygen concentration, and by growth this part of the ingot experiences a slower cooling which results in longer time at the temperature range for the propagation of TDs.

The ability to use hyperspectral photoluminescence imaging (SPL) to detect thermal donors in Czochralski silicon wafers was investigated. The study was done through two sub-studies where the first part examined the spectral response of wafers from seed-end and the tail-end of an ingot before and after heat treatment at 450 °C for 24 hours. The spectrum after heat treatment showed increased intensity for all energy levels compared to before heat treatment, especially in the energy range 0.6 eV - 0.8 eV. In general, the intensity of the seed-end was higher than for the tail-end in the energy range, both before and after heat treatment. The signal in the energy range 0.6 eV - 0.8 eV appeared as several intensity maxima at temperature cooled with nitrogen (~ 90 K). Multivariate curve resolution (MCR) showed it to be a complex signal at which all peaks are present at the same time with same spatial distribution. At room temperature (~ 295 K), there was only one broad signal in the same energy range.

In the second part, 10 wafers evenly distributed from an entire ingot was examined and spectral response was considered in context with the concentration of TD. The intensity of signal in the energy range 0.6 eV - 0.8 eV showed the same trend as [TD] along the ingot, with decreasing values down the ingot and out towards the edges of each wafer.

Both parts provide a good indication that the signals in the energy range 0.6 eV - 0.8 eV can be used to predict the concentration of [TD]. SPL was performed at both temperature cooled with nitrogen (~ 90 K) and at room temperature (~ 295 K) in both studies.

Innhold

Forord	iii
Sammendrag	v
1 Introduksjon	1
2 Teori: Krystallstruktur og halvlederfysikk	3
2.1 Silisium krystallstruktur	3
2.2 Ladningsbærerkonsentrasjon	4
2.3 Doping	8
2.3.1 Degenererte halvledere	9
2.3.2 Freeze-Out	10
2.4 Direkte og indirekte båndgap	10
2.5 Rekombinasjon av ladningsbærere	11
2.5.1 Bånd-til-bånd rekombinasjon	13
2.5.2 Auger rekombinasjon	13
2.5.3 Shockley-Read-Hall rekombinasjon	14
2.5.4 Overflaterrekombinasjon	15
2.6 pn-overgang	16
2.7 Fremstilling av silisiumskiver	17
2.7.1 Czochralski-prosessen	18
2.7.2 Float zone	18
2.8 Defekter og urenheter	19
2.8.1 Punktdefekt	20
2.8.2 Linjedefekter/Dislokasjoner	21
2.9 Termiske donorer (TD)	22
2.10 Defektrelatert fotoluminescens (DRL)	24
2.10.1 P- og H-linje	25
3 Metode og eksperimentell utførelse	27
3.1 Hyperspektral fotoluminescens avbildning	27
3.2 Multivariate curve resolution (MCR)	28

3.3	OxyMap	29
3.4	Utstyr og oppsett	30
3.4.1	Kamera	31
3.4.2	Laser	31
3.4.3	Lavpassfilter	31
3.4.4	Kryogenisk beholder	32
3.4.5	Programvare	32
3.4.6	Ovn til varmebehandling	32
4	Resultat og diskusjon	33
4.1	Hyperspektral fotoluminescens før og etter varmebehandling	33
4.1.1	Før varmebehandling, nedkjølt	34
4.1.2	Før varmebehandling, romtemperatur	38
4.1.3	Varmebehandlet, nedkjølt	39
4.1.4	Varmebehandlet, romtemperatur	48
4.1.5	Strek i noen av prøvene	51
4.1.6	Slutning	54
4.2	Hyperspektral fotoluminescens langs ingot	56
4.2.1	Konsentrasjon av interstitielt oksygen og termiske donorer	56
4.2.2	Nedkjølt	57
4.2.3	Romtemperatur	60
4.2.4	Eventuell feilnummerering av skive 4	61
4.2.5	Slutning	61
4.3	Refleksjoner etter resultat	63
4.3.1	Andre ordens maxima	63
4.3.2	Degenererte halvledere	63
4.3.3	Defektrelatert fotoluminescens i mono vs. multi	64
5	Oppsummering	65
5.1	Konklusjon	65
5.2	Forslag til videre arbeid	67
A	MCR før varmebehandling, nedkjølt	69
A.1	Frøenden	69
A.2	Haleenden	72
B	MCR etter varmebehandling, nedkjølt	75
B.1	Frøenden, 4 komponenter	75
B.2	Haleenden, 5 komponenter	76

INNHold

C MCR etter varmebehandling, romtemperatur	79
C.1 Frøenden	79
C.2 Haleenden	83
Bibliografi	87

Kapittel 1

Introduksjon

Termiske donorer (TD) dannes under varmebehandling av oksygenrikt silisium [1]. TD er et stort problem i silisiumindustrien fordi økt elektronkonsentrasjon forstyrrer forventet resistivitet i tillegg til å endre krysallstrukturen og innføre lovlige energinivåer [2]. I Czochralski silisium (Cz-Si) kuttet den øverste delen (frøenden) av ingoten av og brukes ikke videre i produksjon [3]. Frøenden blir enten kastet eller resirkulert.

Det er et ønske om å utvikle en enkel og ikke-destruktiv karakteriseringsmetode for å skille silisium-skiver med mye og lite TD. En mulig karakteriseringsmetode kan være hyperspektral fotoluminescens avbildning (SPL). Kamerariggen utviklet ved RealTek, NMBU [4] kombinerer romlig og spektral avbildning. Et hyperspektralt kamera tar bilde i en romlig dimensjon (linje) og en spektral dimensjon og beveger seg over prøven som det tas bilde av. Linjene settes sammen til et bilde i tre dimensjoner, to romlige og en spektral. Dette gjør at i enhver piksel i hele bildet vil hele spekteret være lagret. Riggen gjør at det kan tas bilder av skiver og solceller og se hvor det finnes defekter, og ved hvilke energinivå det eksiteres fotoner, såkalte signaler.

For å kunne anvende riggen til karakterisering må det vites hvilke signaler det skal sees etter.

I tidligere fotoluminescensstudier av prøver med høyt oksygeninnhold ble det observert et distinkt signal ved 0,767 eV, kalt P-linje. Mi-naev og Mudryi konkluderte i 1981 [5] og Tajima et al. i 1983 [6] med at linja skyldes termisk induserte defekter, som TD. Tajima et al. gikk så langt som å si at «Tilstedeværelsen av P-linja er praktisk talt anvendelig for å fastslå generering av TD». I samme studie ble det også sett på forholdet mellom intensiteten av P-linja og konsentrasjon av TD ved forskjellig varmebehandlingstid og oksygenkonsentrasjon. Resultatene viste god korrelasjon mellom intensiteten av P-linja og TD.

Mye tyder på at P-linja er signalet som må sees etter under en ka-

KAPITTEL 1. INTRODUKSJON

rakteriseringsmetode. I denne studien ble spektral respons fra forskjellige Cz-Si-skiver undersøkt. Studien er delt i to deler. I den første delen er sett på skiver fra frøenden og haleenden av en ingot. Det ble utført varmebehandling og PL-spekter ble sammenlignet. I den andre delen av studien ble det sett på spektral respons fra skiver jevnt fordelt fra en ingot. I denne delen av studien er konsentrasjon av TD målt i hver skive, slik at signalene i hver skive kan sees i sammenheng med [TD].

Oppgaven er bygd opp ved at det i kapittel 2 presenteres teori som ligger til grunn for forståelse av studien. Her vil det presenteres bla. hvordan en halvleder fungerer, defekter i krystallstrukturen og termiske donorer samt teori og forskning rundt P-linja vil utdypes mer. I kapittel 3 presenteres teori rundt metoden og beskrivelse av det eksperimentelle. Resultat og diskusjon legges frem i kapittel 4 før det til slutt oppsummeres med konklusjon og forslag til videre arbeid i kapittel 5.

Kapittel 2

Teori: Krystallstruktur og halvlederfysikk

Dette kapitlet ligger til grunn for forståelse av oppgaven. Teorien er i hovedsak hentet fra [7], [8] og [9] dersom ikke annet er oppgitt.

2.1 Silisium krystallstruktur

Silisium (Si) har atomnummer 14, med 14 protoner og 14 elektroner. De to innerste skallene er fylt opp, og det er 4 elektroner i det ytterste skallet. Disse 4 elektroner kalles *valenselektroner*. Ved kovalente bindinger deler Si et elektron med et annet Si, de kovalente bindingene består da av to elektroner. Siden Si har fire valenselektroner binder Si seg til fire andre Si og danner en krystallstruktur, vist i figur 2.1b på neste side. Krystallstrukturen er bygd opp av *enhetsceller*, vist i figur 2.1a. Enhetscellen repeterer seg selv gjennom hele krystallen.

Ved 0 K er det ingen vibrasjon i krystallstrukturen og det er ingen brutte bindinger. Ved temperaturer over 0 K øker sannsynligheten for at bindinger bryter og frie elektroner kan flyte rundt i krystallet. De frie elektronene etterlater seg «hull» som andre frie elektroner kan fylle, altså *rekombinere* med. Hullene er tilsynelatende positive *ladningsbærere* da det kan se ut som at hullet flytter seg i motsatt retning av elektronet. Elektronet er negativ ladningsbærer. Ved romtemperatur ($T = 300$ K) er antall brutte bindinger omtrent $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, det vil si at konsentrasjonen av elektroner (n) og hull (p) er begge lik den *intrinsiske ladningsbærerkonsentrasjonen*, $n_i = 1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

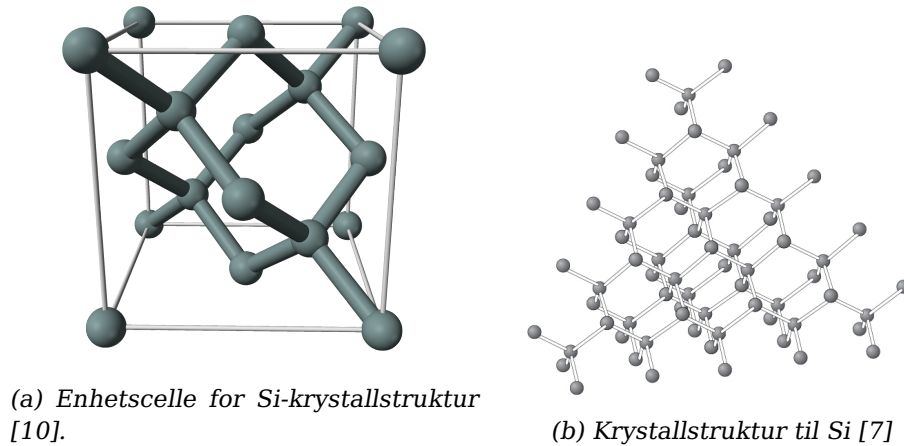


Fig. 2.1

2.2 Ladningsbærerkonsentrasjon

For et fritt elektron eksisterer det kontinuerlige områder av tilgjengelige energitilstander. For elektroner i isolerte atomer, som silisium krystall, finnes det veldefinerte sett av diskrete tilgjengelige energitilstander. For atomer i en krystallstruktur vil de lovlige energitilstandene ligge nær hverandre slik at de danner bånd av lovlige energitilstander. Mellom båndene vil det være energiområder som elektronene ikke kan ha, såkalte forbudte båndgap.

Fordi elektroner er fermioner følger de Paulis eksklusjonsprinsipp; elektroner kan ikke være i samme kvantetilstand. Kvantetilstanden bestemmes av energinivå og spinn. Elektronet kan spinne to veier, slik at to elektroner kan ha likt energinivå.

Ved 0 K vil elektronene fylle de laveste energinivåene først fordi de vil ha laves mulig energi. Det høyeste energinivået som da er besatt kalles *Fermi-nivået*, E_F .

Tettheten av de lovlige energitilstandene er gitt ved *Density of States*, *tetthet av energitilstander (DoS)* og beskriver antall lovlige tilstander per volum og energi. Fordi elektronet i ledningsbåndet kan bevege seg relativt fritt innenfor krystallet kan en tenke seg et fritt elektron i en tredimensjonal potensialbrønn, der potensialet er 0 innenfor krystallet og uendelig utenfor krystallet, for å utlede DoS (vist i for eksempel [8]):

$$g_c(E) = \frac{4\pi(2m_n^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \sqrt{E - E_c}, \quad (2.1a)$$

$$g_v(E) = \frac{4\pi(2m_p^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \sqrt{E_v - E}, \quad (2.1b)$$

2.2. LADNINGSBÆRERKONSENTRASJON

der $g_c(E)$ og $g_v(E)$ er henholdsvis antall lovlige tilstander per volum og energi for ledningsbåndet og valensbåndet, m_n^* og m_p^* er effektive masser til henholdsvis elektron og hull, h er Plancks konstant og E_c og E_v er henholdsvis laveste energi i ledningsbåndet og høyeste energi i valensbåndet. Ligning 2.1a viser at antall lovlige energitilstander i ledningsbåndet minker når E minker. Likedan viser ligning 2.1b at antall lovlige energitilstander i valensbåndet øker med lavere energi E . I det forbudte båndgapet er det ingen lovlige energitilstander, $g(E)$ er der lik 0. Dersom m_n^* og m_p^* er like vil g_c og g_v være symmetrisk om båndgapet.

Sannsynligheten for at et elektron okkuperer en lovlig energitilstand, E , er gitt ved Fermi-Diracs fordelingsfunksjon, $f(E)$:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{K_B T}}}, \quad (2.2)$$

der K_B er Boltzmann konstant og T er den aktuelle temperaturen. Ved $T = 0$ K vil alle lovlige energitilstander opp til Fermi-nivået være fylt. For $T > 0$ K kan det være elektroner i energitilstander over Fermi-nivået. Figur 2.2 viser Fermi-Diracs fordelingsfunksjon for forskjellige temperaturer. For $T = 0$ K vil sannsynligheten være uniformt 1 uavhengig av energi opp til Fermi-nivået. For temperaturer over 0 K øker sannsynligheten for at et elektron okkuperer en lovlig energitilstand over Fermi-nivået. Ved å sette $E = E_f$ i ligning 2.2 og $T > 0$ K vil sannsynligheten for at et elektron okkuperer energitilstand ved Fermi-nivået være $\frac{1}{2}$. Det er altså mulig for elektronet å være i energitilstand høyere enn Fermi-nivået. Dette betyr at noen elektroner vil ha nok termisk energi til å ha blitt eksitert til ledningsbåndet. Ved økende temperatur vil sannsynligheten for å finne et elektron i energitilstand over Fermi-nivået øke. For Si vil Fermi-nivået ligge i det forbudte båndgapet.

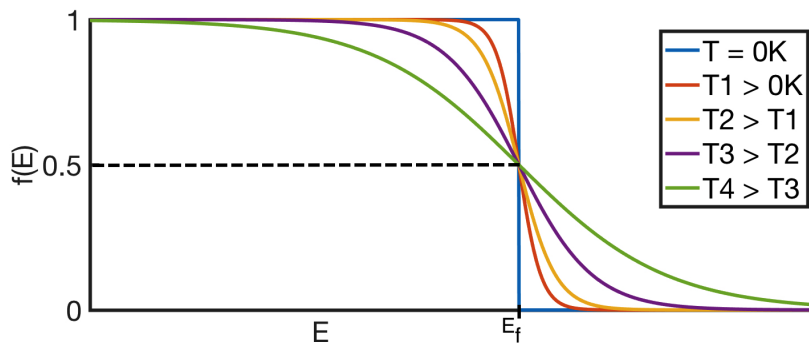


Fig. 2.2: Fermi-Diracs fordelingsfunksjon som funksjon av energi, E , ved forskjellige temperaturer, T .

KAPITTEL 2. TEORI: KRYSTALLSTRUKTUR OG HALVLEDERFYSIKK

Total konsentrasjon av ladningsbærere finnes ved å integrere konsentrasjonen av ladningsbærere i energitilstander over energibåndet. Konsentrasjonen i hver energitilstand vil være produktet av tettheten av tilstander og sannsynligheten for å okkupere tilstanden.

$$n = \int_{E_c}^{E_{topp}} g_c(E) f(E) dE, \quad (2.3a)$$

$$p = \int_{E_{bunn}}^{E_v} g_v(E) [1 - f(E)] dE, \quad (2.3b)$$

der n og p er total konsentrasjon av henholdsvis elektroner og hull, E_{topp} er energinivået ved toppen av ledningsbåndet og E_{bunn} er energinivået ved bunnen av valensbåndet. Faktoren $[1 - f(E)]$ i ligning 2.3b kommer av sannsynligheten for at en tilstand *ikke* er okkupert av et elektron, da p er konsentrasjonen av hull. Utføring av integrasjonen gir

$$n = N_C e^{\frac{E_F - E_c}{k_B T}} \quad \text{for } E_c - E_F \geq 3k_B T, \quad (2.4a)$$

$$p = N_V e^{\frac{E_v - E_F}{k_B T}} \quad \text{for } E_F - E_v \geq 3k_B T, \quad (2.4b)$$

der N_C og N_V er *effektiv tetthet av lovlige energitilstander* i henholdsvis ledningsbåndet og valensbåndet. N_C og N_V er definert ved:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.5a)$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.5b)$$

Dersom E_F øker vil konsentrasjonen av elektroner øke og hull minke, likedan vil konsentrasjonen av elektroner minke og hull øke dersom E_F minker.

Figur 2.3 på neste side viser tetthet av lovlige energitilstander, Fermi-Diracs fordelingsfunksjon og konsentrasjon av ladningsbærere per energitilstand. Konsentrasjonen av ladningsbærere er størst nær toppen av valensbåndet og nær bunnen av ledningsbåndet.

For intrinsikk Si vil konsentrasjonen av elektroner og hull være lik fordi et hvert elektron som eksiteres til ledningsbåndet etterlater seg et hull i valensbåndet. Produktet av konsentrasjonen av elektroner og konsentrasjonen av hull, $n_i^2 = np$ (ligning 2.6 på neste side), viser at den intrinsikke ladningsbærerkonsentrasjonen er konstant ved en gitt temperatur, T , og er uavhengig av Fermi-nivået, E_F . Produktet np er gyldig også for ekstrinsikk Si ved termisk likevekt.

2.2. LADNINGSBÆRERKONSENTRASJON

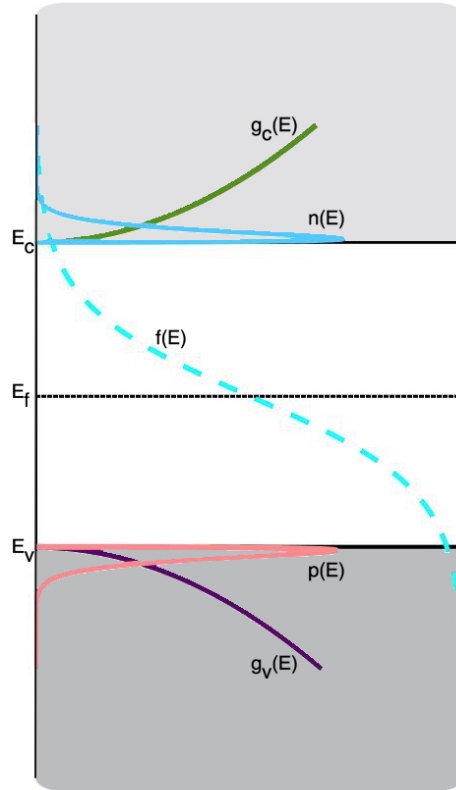


Fig. 2.3: g_c , g_v og Fermi-Diracs fordelingsfunksjon som funksjon av energi, E , konsentrasjonen av ladningsbærer i energitilstanden E : $n(E)$ for elektroner i ledningsbåndet og $p(E)$ for hull i valensbåndet.

$$n_i^2 = N_C N_V e^{\frac{E_v - E_c}{k_B T}} = N_C N_V e^{\frac{-E_g}{k_B T}} \quad (2.6)$$

Fordi $n = p$ i intrinsikk Si kan ligning 2.4a på forrige side og ligning 2.4b på forrige side settes lik hverandre for å få et uttrykk for det intrinsiske Fermi-nivået, E_{Fi} :

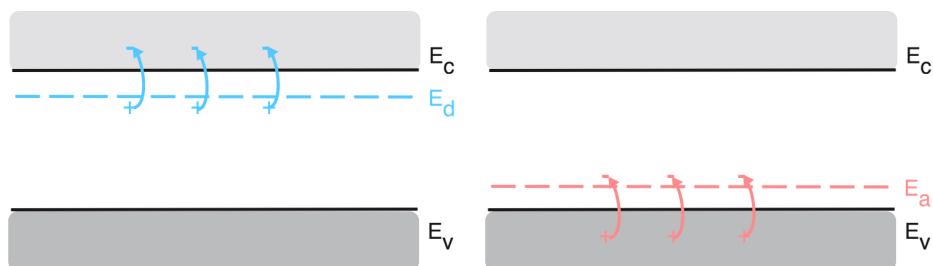
$$E_{Fi} = E_c - \frac{E_g}{2} + \frac{3k_B T}{4} \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}. \quad (2.7)$$

Fermi-nivået til intrinsikk Si vil ikke ligge midt i båndgapet, men være noe forskjøvet. Dersom de effektive massene m_n^* og m_p^* var like ville Fermi-nivået ligge midt i båndgapet, noe det også gjør ved temperatur $T = 0$ K. Ved romtemperatur, $T = 300$ K, vil Fermi-nivået ligge noe nærmere valensbåndet.

2.3 Doping

Si som er dopet med element fra gruppe V, f.eks. fosfor, utgjør *n-type* materiale. Fosfor har fem valenselektroner, fire av disse vil bidra til kovalent binding med Si, mens det femte elektronet vil være løst bundet. E_d er energitilstanden til det løse elektronet. Figur 2.4a viser energi-bånd-diagram med E_d tegnet inn. Figuren illustrerer at relativt lite energi må til for å eksitere elektronet opp til ledningsbåndet. Elektronet kalles derfor for *donor*. Hvert fosforatom bidrar til en ekstra ladningsbærer. Fosfor er et *donoratom* og donerer et elektron til ledningsbåndet uten å lage hull i valensbåndet.

Si som er dopet med element fra gruppe III, f.eks. bor, utgjør *p-type* materiale. Bor har bare tre valenselektroner, og i en kovalent binding mellom Si og bor vil det følgelig være mangel på ett elektron, ett *hull*. For et elektron til å fylle dette hullet vil det kreve energi, fordi boratomet da vil være negativt lada. Den ekstra energien som kreves av elektronet for å fylle hullet kalles E_a . Figur 2.4b viser energi-bånd-diagram med E_a tegnet inn. Når elektroner fra valensbåndet fyller «hullet» i boratomet vil det utgjøre en ledig tilstand i valensbåndet. Hull kalles derfor for *akseptor*. Hullet i valensbåndet kan flyte fritt i krystallet på samme måte som elektronet i ledningsbåndet. Bor er et *akseptoratom* og tar imot et elektron fra valensbåndet, og på den måten lager et hull i valensbåndet uten å eksitere elektron til ledningsbåndet.



(a) Donorenergitilstand, E_d , i energi-bånd-diagram. (b) Akseptorenergitilstand, E_a , i energi-bånd-diagram.

Fig. 2.4

For dopede halvledere vil ikke lenger konsentrasjonen av hull og elektroner være lik. Ved romtemperatur antas det at alle dopatomer er ionisert, altså at alle fosfor i *n-type* har eksitert sine elektroner til ledningsbåndet eller at alle bor i *p-type* har akseptert elektroner fra valensbåndet. Ladningsbærerkonsentrasjonen vil da være den intrinsiske ladningsbærerkonsentrasjonen pluss antall dopingatomer. Fordi doping-

2.3. DOPING

nivået er flere størrelsesorden større enn den intrinsiske ladningsbærer-konsentrasjonen, antas det at alle elektroner i n-type kommer fra donoratomer og alle hull i p-type kommer fra akseptoratomer.

Elektroner i n-type og hull i p-type kalles *majoritetsladningsbærere*.

Produktet $n_i^2 = np$ gjelder også for dopede halvledere ved termisk likevekt, slik at når dopkonsentrasjonen er kjent vil det være mulig å finne konsentrasjonen av *minoritetsladningsbærere*. I n-type vil minoritetsladningsbærer være hull og i p-type vil minoritetsladningsbærer være elektroner. For n-type gjelder:

$$n = N_d, \quad (2.8a)$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_d}, \quad (2.8b)$$

og for p-type gjelder:

$$p = N_a, \quad (2.9a)$$

$$n = \frac{n_i^2}{N_a}, \quad (2.9b)$$

der N_d og N_a er dopkonsentrasjoner av henholdsvis donoratomer og akseptoratomer. n_i er den intrinsiske ladningsbærerkonsentrasjonen lik $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. For Si dopa med 10^{17} dopatomer cm^{-3} vil majoritetsladningsbærerkonsentrasjonen være 10^{17} cm^{-3} og minoritetsladningsbærerkonsentrasjonen $\frac{[1,5 \times 10^{10}]^2}{10^{17}} = 2,25 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

2.3.1 Degenererte halvledere

Innføring av dopatomer endrer også Fermi-nivået. Flere elektroner enn hull flytter E_F nærmere ledningsbåndet, og flere hull enn elektroner flytter E_F nærmere valensbåndet.

For høye dopnivåer vil dopatomene ligge så tett at de vil begynne å samhandle. Dersom dette skjer vil energitilstanden til dopatomene, E_d for donorer og E_a for akseptorer, dele seg inn i energibånd. Energibåndet kan overlapse med ledningsbåndet i n-type og valensbåndet i p-type. Ved så høye dopnivåer vil Fermi-nivået ligge nært eller i ledningsbåndet for n-type og valensbåndet for p-type. Når dopingnivået blir så høyt at E_F ligger i en avstand $\leq 3k_B T$ fra ledningsbåndet eller valensbåndet kalles halvlederen *degenerate halvleder*.

Som et resultat av at E_d og E_a sprer seg til et bånd og overlapse med ledningsbåndet eller valensbåndet, vil båndgapet bli smalere. Endringen i båndgapet, ΔE_g , er gitt ved [9]:

$$\Delta E_g = 22 \times 10^{-3} \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.10)$$

der N er dopingnivået. Ved dopnivå på 10^{19} cm^{-3} vil båndgapet være 0,07 eV smalere.

2.3.2 Freeze-Out

Ved romtemperatur er den termiske energien høy nok til at det kan antas at alle dopatomer er ionisert. Figur 2.5 viser ioniseringsnivå/elektronkonsentrasjon mot temperatur for n-type med dopnivå på $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Ved 0 K er ingen dopatomer ionisert. Ved $0 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$ er dopatomene delvis ionisert. Ved $100 \text{ K} < T < 500 \text{ K}$ er alle dopatomer ionisert. Ved $T > 600 \text{ K}$ vil flere intrinsiske bindinger brytes og halvlederen oppfører seg som en intrinsikk halvleder.

Merk at dette gjelder for halvleder ved termisk likevekt. Ved belysning vil dopatomene igjen være ionisert ved lave temperaturer.

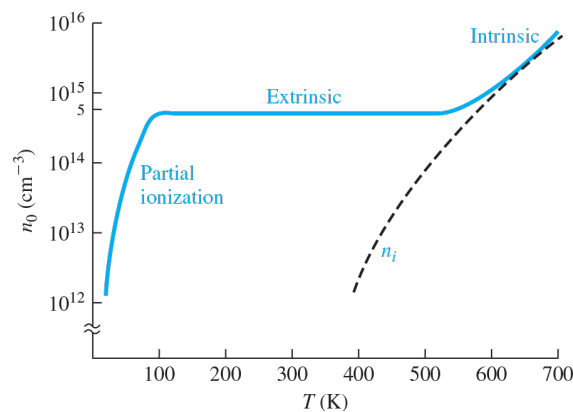


Fig. 2.5: Elektronkonsentrasjon mot temperatur i n-type med $N_d = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. [8]

2.4 Direkte og indirekte båndgap

Atomene i en krystallstruktur sitter fast i et gitter. Ved en temperatur over 0 K vil atomene vibrere. Det er derfor relatert en bevegelsesmengde, *gittervibrasjon* k , til hvert atom. Gittervibrasjonene gjør at halvledere kan deles inn i to kategorier avhengig av energi-gittervibrasjonforholdet.

For halvledere med *direkte båndgap* er toppen av valensbåndet og bunnen av ledningsbåndet relatert til samme gittervibrasjon. GaAs er et

2.5. REKOMBINASJON AV LADNINGSBÆRERE

eksempel på en slik halvleder. Figur 2.6a viser energi-bånd-diagrammet for en halvleder med direkte båndgap. For halvledere med direkte båndgap er det bare nødvendig med et foton for å eksitere et elektron fra valensbåndet til ledningsbåndet, siden ingen endring i gittervibrasjon er nødvendig.

For halvledere med *indirekte båndgap* er ikke toppen av valensbåndet og bunnen av ledningsbåndet relatert til samme gittervibrasjon. Si er et eksempel på en slik halvleder. Figur 2.6b viser energi-bånd-diagrammet for en halvleder med indirekte båndgap. Selv om ikke toppen av valensbåndet og bunnen av ledningsbåndet er relatert til samme gittervibrasjon er fortsatt «avstanden» definert som båndgapsenergien, E_g . For halvledere med indirekte båndgap er det nødvendig med innvirkning fra både et foton og et fonon for å eksitere et elektron fra valensbåndet til ledningsbåndet.

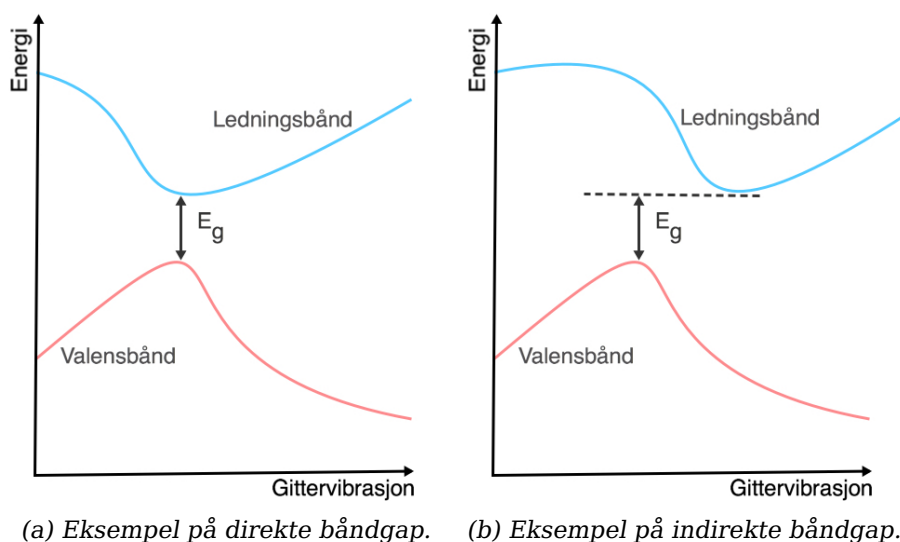


Fig. 2.6: Energi-bånd-diagram for halvleder med (a) direkte båndgap og (b) indirekte båndgap.

2.5 Rekombinasjon av ladningsbærere

Når halvleder blir belyst vil et foton med nok energi kunne eksitere et elektron fra valensbåndet til ledningsbåndet. Det gjenstår da et hull i valensbåndet. Generering av elektron og hull under belysning oppstår i par. Ved belysning endres ladningsbærerkonsentrasjonen fra termisk likevekt, og elektroner og hull *rekombinerer* og annihilerer for igjen å

KAPITTEL 2. TEORI: KRYSTALLSTRUKTUR OG HALVLEDERFYSIKK

oppnå termisk likevekt. Det er flere mekanismer for rekombinasjon. En rekombinasjonsmekanisme er et uungåelig tap, såkalt intrinsikk, mens andre rekombinasjonsmekanismer involverer feller introdusert av defekter og urenheter i krystallet og er da et tap som er ønskelig å minimere, kalt ekstrinsikk. Hver rekombinasjonsmekanisme har forskjellig rekombinasjonsrate, noe som vil påvirke levetiden til ladningsbærerne. Den totale rekombinasjonsraten er summen av rekombinasjonsratene [11]:

$$R_{tot} = \frac{\Delta n}{\tau_1} + \frac{\Delta n}{\tau_2} + \frac{\Delta n}{\tau_3} + \dots, \quad (2.11)$$

der Δn er endringen av ladningsbærere og τ_i er midlere levetid for minoritetsladningsbærere ved rekombinasjonsmekanisme i .

Den effektive midlere levetiden til minoritetsladningsbærerne, τ_{eff} , er da gitt ved:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots \quad (2.12)$$

For en solcelle er det ønskelig å utnytte ladningsbærere i en ytre krets før de rekombinerer, det er derfor ønskelig med høy levetid på ladningsbærerne.

Figur 2.7 viser tre forskjellige rekombinasjonsmekanismer som foregår inne i materialet, bulk rekombinasjon: bånd-til-bånd rekombinasjon, Auger rekombinasjon og Shockley-Read-Hall rekombinasjon. Hver av mekanismene vil forklares i de følgende delkapitler. I tillegg til de tre mekanismene som vises i figuren vil også overflaterrekombinasjon forklares. Overflaterrekombinasjon er, som navnet antyder, rekombinasjon som skjer på overflaten av materialet.

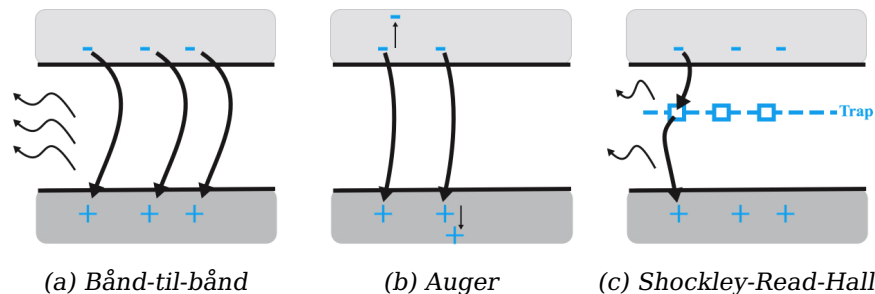


Fig. 2.7: Skjematisk diagram av rekombinasjonsmekanismer.

2.5. REKOMBINASJON AV LADNINGSBÆRERE

2.5.1 Bånd-til-bånd rekombinasjon

Bånd-til-bånd rekombinasjon omtales ofte som direkte rekombinasjon og er en radiativ rekombinasjonsmekanisme. Prosessen er den motsatte av generasjon. Elektron og hull rekombinerer og sender ut et foton tilsvarende båndgapsenergien. Denne rekombinasjonsmekanismen er dominerende i halvledere med direkte båndgap, da det ikke trenger å involvere et fonon. For Si, med indirekte båndgap, må bånd-til-bånd rekombinasjon skje i to steg med vekselvirkning med både foton og fonon. Bånd-til-bånd rekombinasjon er en intrinsikk rekombinasjonsmekanisme.

Fordi bånd-til-bånd rekombinasjon er en intrinsikk rekombinasjonsmekanisme vil rekombinasjonsraten være proporsjonal med antall ladningsbærere. Levetiden til minoritetsladningsbærer ved bånd-til-bånd rekombinasjon vil derfor være den inverse av produktet av proporsjonalitetskonstanten, β , og likevektskonsentrasjonen av minoritetsladningsbærer, p_0 , for n-type. I n-type vil rekombinasjonsraten og levetiden være:

$$R_d = \beta p_0 \Delta n = \frac{\Delta n}{\tau_d}, \quad (2.13)$$

$$\tau_d = \frac{1}{\beta p_0}. \quad (2.14)$$

2.5.2 Auger rekombinasjon

Ved auger rekombinasjon overføres energien til et nytt elektron eller hull istedenfor å sende ut et foton. Det eksiterte elektronet eller hullet mister raskt energien og avsetter energien til krystallet ved fononer. Rekombinasjonsmekanismen involverer alltid tre partikler, enten to elektroner og ett hull eller ett elektron og to hull. Figur 2.7b på forrige side viser skjematisk tegning av hvordan rekombinasjonsmekanismen fungerer. Auger rekombinasjon er i likhet med bånd-til-bånd rekombinasjon intrinsikk og er dominerende i indirekte halvledere.

Rekombinasjon som involverer elektron-elektron-hull (eeh) er dominerende der elektron er majoritetsladningsbærer, altså i n-type. Elektron-hull-hull (ehh) er dominerende der hull er majoritetsladningsbærer, altså i p-type. Fordi Auger rekombinasjon involverer tre partikler er rekombinasjonsraten sterkt avhengig av ladningsbærerkonsentrasjonen. Rekombinasjonsraten ved eeh-prosess, R_{eeh} , er proporsjonal med $n^2 p$ og rekombinasjonsraten ved ehh-prosess, R_{ehh} , er proporsjonal med $n p^2$. I n-type vil $n \approx N_d$ og i p-type vil $p \approx N_a$. Levetiden til minoritetsladnings-

bærerene er da gitt ved:

$$\frac{1}{\tau_{Auger}^{eeh}} = \frac{1}{C_n N_d^2}, \quad (2.15a)$$

$$\frac{1}{\tau_{Auger}^{ehh}} = \frac{1}{C_p N_a^2}, \quad (2.15b)$$

der τ_{Auger}^{eeh} og τ_{Auger}^{ehh} er levetiden ved henholdsvis eeh-prosess i n-type og ehk-prosess i p-type og C_n og C_p er proporsjonalitetskonstanter for henholdsvis eeh-prosess og ehk-prosess.

2.5.3 Shockley-Read-Hall rekombinasjon

Shockley-Read-Hall rekombinasjon (SRH) har fått navn etter W. Shockley, W. Read [12] og R. Hall [13] som først publiserte teorien om rekombinasjonsmekanismen.

SRH er rekombinasjon via *feller*. Urenheter og defekter har innført lovlige energitilstander i det forbudte båndgapet, og siden avstanden til fellen er kortere enn bånd-til-bånd-avstanden er sannsynligheten for rekombinasjon via fellen større. Ved SRH kan det emitteres fotoner med energi lavere enn båndgapet, men SRH er typisk ikke radiativ, det vil si at det ikke sendes ut fotoner, men fononer. Energien avsettes som gittervibrasjon i krystallen.

Rekombinasjonen skjer hovedsakelig ved fire forskjellige prosesser:

1. *Elektronfangst*: Elektron fra ledningsbånd til nøytral felle i båndgapet
2. *Elektronutslipp*: Elektron fra nøytral felle i båndgap til ledningsbånd
3. *Hullfangst*: Hull fra valensbånd til felle i båndgapet som allerede inneholder et elektron
4. *Hullutslipp*: Hull fra felle i båndgapet til valensbånd

Sannsynligheten for elektron- eller hullfangst er proporsjonal med konsentrasjonen av feller som ikke allerede er fylt med elektron/hull, termisk hastighet, v_{th} , og fangstverrsnittarealet, σ_n/σ_p . Tilsvarende vil sannsynligheten for elektron- eller hullutslipp være proporsjonal med konsentrasjon av feller og utslippskoeffisienten e_n eller e_p for henholdsvis elektronutslipp og hullutslipp. Utledning av rekombinasjonsrate ved SRH rekombinasjon er utenfor denne oppgavens omfang og det henvises

2.5. REKOMBINASJON AV LADNINGSBÆRERE

til litteratur som [7] eller [9]. Det kan vises at total rekombinasjonsrate for SRH rekombinasjon, R_{SRH} , er

$$R_{SRH} = v_{th}\sigma N_T \frac{p - p_0}{1 + 2\frac{n_i}{n_0} \cosh\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right)} = c_p N_T (p - p_0) = \frac{p - p_0}{\tau_{p,SRH}}, \quad (2.16a)$$

for n-type og

$$R_{SRH} = v_{th}\sigma N_T \frac{n - n_0}{1 + 2\frac{n_i}{p_0} \cosh\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right)} = c_n N_T (n - n_0) = \frac{n - n_0}{\tau_{n,SRH}}, \quad (2.16b)$$

for p-type, der N_T er konsentrasjon av feller, E_T er energinivå fellen introduserer, c_p er hullfangstkoeffisienten, c_n er elektronfangstkoeffisienten, $\tau_{p,SRH}$ er levetiden til hull i n-type og $\tau_{n,SRH}$ er levetiden til elektroner i p-type. $\tau_{p,SRH}$ og $\tau_{n,SRH}$ er relatert til hullfangst-/elektronfangstkoeffisienten og konsentrasjonen av feller ved:

$$\tau_{p,SRH} = \frac{1}{c_p N_T}, \quad (2.17a)$$

$$\tau_{n,SRH} = \frac{1}{c_n N_T}. \quad (2.17b)$$

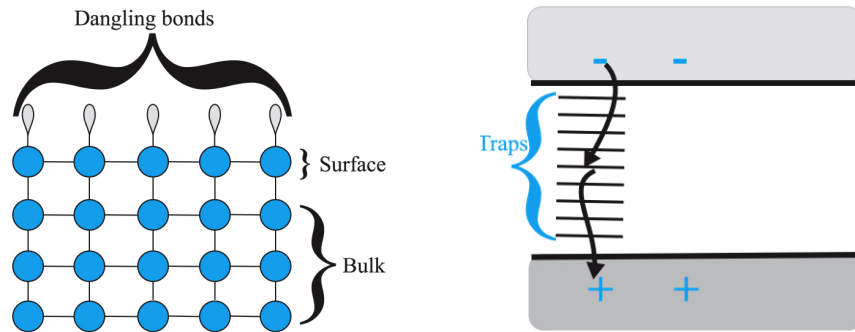
Det er tydelig å se at levetiden til minoritetsladningsbærere synker med økende konsentrasjon av feller og økende fangstkoeffisient.

2.5.4 Overflaterekombinasjon

På overflaten av Si-krystall vil det være valenselektroner som ikke er bundet med andre Si, såkalte frie bånd. De frie båndene vil introdusere energinivåer i det forbudte båndgapet og frie ladningsbærere vil kunne rekombinere ved SRH rekombinasjon. Figur 2.8a på neste side viser de frie båndene på overflaten av Si-krystallet, figur 2.8b på neste side viser de introduserte energinivåene i båndgapet.

For ekstremt rent Si vil overflaterekombinasjon være det største tapet. For å unngå tap ved overflaterekombinasjon brukes passivering. Ved passivering legges et tynt lag av passende materiale på overflaten og «binder» opp de frie båndene ved at de danner kovalente bindinger med passiveringslaget. Typiske materialer brukt til passivering er silisiumoksider (SiO_x) og silisiumnitrid (Si_xN_y). Det er viktig at passiveringslaget også fungerer som en isolator for å beholde ladningsbærere i silisiumet.

Si-skivene som er undersøkt i denne studien er upassiverte, overflaterekombinasjon vil derfor være et stort tap i disse prøvene.



(a) Enkel skisse av krystallstruktur (b) Frie bånd introduserer energinivåer i forbudte båndgap og er da feller.

Fig. 2.8: Skjematisk diagram av overflaterekombinasjon.

2.6 pn-overgang

Doping introduserer energitilstander i det forbudte båndgap, og bidrar da til tap. Grunnen til at doping gjøres er for å kunne sette opp et sjikt som skiller ladningsbærerne slik at de kan hentes ut i en ytre krets. Sjøkket oppstår når p-type og n-type settes sammen:

Når p-type og n-type settes sammen oppstår en pn-overgang. Konsentrasjonsforskjellene i p- og n-type gjør at elektroner diffunderer fra n-type til p-type og hull fra p-type til n-type. Fordi elektroner diffunderer over til p-type vil det være flere elektroner enn hull på denne siden, og motsatt tilsvarende i n-type. Dette gir et *depleksjonslag* med negativ ladning nær p-siden og positiv ladning nær n-siden. Grunnet ladningsforskjellene i depleksjonslaget oppstår det et elektrisk felt. Dette feltet tvinger ladningsbærerne til å bevege seg i motsatt retning av konsentrasjonsgradienten. Figur 2.9 på neste side viser skjematisk tegning av pn-overgang.

Når en solcelle, som består av en pn-overgang, blir belyst eller påført en spenning vil det genereres ladningsbærere. pn-overgangen gjør at ladningsbærerne blir skilt til hver sin side og kan bli hentet ut i en ytre krets.

2.7. FREMSTILLING AV SILISIUMSKIVER

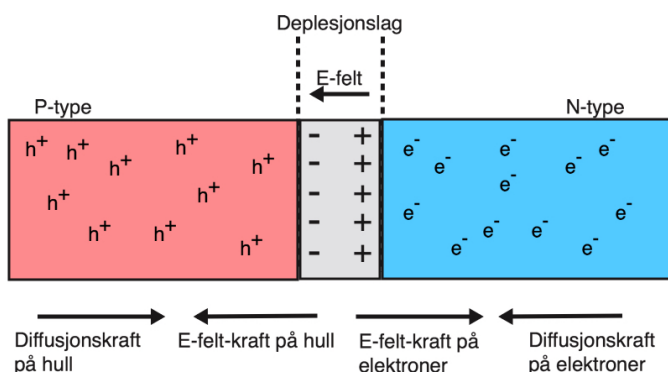
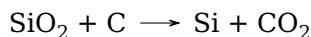


Fig. 2.9: Skjematisk tegning av en pn-overgang med krefter som virker på ladningsbærere

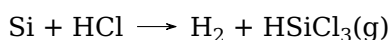
2.7 Fremstilling av silisiumskiver

Til produksjon av Si-skiver brukes kvartssand som råmateriale. SiO_2 er det mest vanlige mineralet på jorda, noe som gjør Si til det nest mest vanlige grunnstoffet etter oksygen.

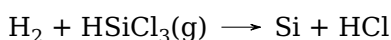
For å skille Si fra oksygen reduseres kvarts med karbon i en lysbue-ovn. Si er da av metallurgisk kvalitet med renhetsprosent på omtrent 98%.



Etter redusering er Si full av forurensninger som jern og aluminium. Til solceller kreves det at Si har renhetsprosent på 99,9999%. Det er derfor nødvendig med rensing. Dette gjøres vanligvis ved «Siemensprosessen»: Metallurgisk Si reagerer med saltsyre (HCl) og danner triklor-silan:



Produktet destilleres og dekomponeres tilbake til Si. Si er da polysilisium og er av halvleder-kvalitet. Denne delen av fremstillingsprosessen er svært energikrevende.



Si smeltes deretter sammen med en av dopelementene (fosfor eller bor). For fremstilling av krystallinsk Si er metoden lik frem til dette steget. Videre for multikrystallinsk Si smeltes polysilisium i støpeblokker i en ovn etterfulgt av nedkjøling. For fremstilling av monokrystallinsk Si er det hovedsakelig to metoder som anvendes: «Czochralski» og «Float zone».

2.7.1 Czochralski-prosessen

Polysilisium smeltes i en kvartsbeholder med inert gas-atmosfære ved redusert trykk og 1500 °C . Et frøkrystall montert på en roterende arm senkes forsiktig ned i smelten. Si størkner til frøkrystallet med samme retning som frøet. Til slutt vil all polysilisium være størknet til en stor monokrystall i en lang sylinder, kalt *ingot*. Kontrollering av temperaturgradienten, hastigheten krystallet dras opp med og rotasjonshastigheten er viktig for at prosessen skal være velykket. Figur 2.10 viser enkel skjematisk skisse av prosessen.

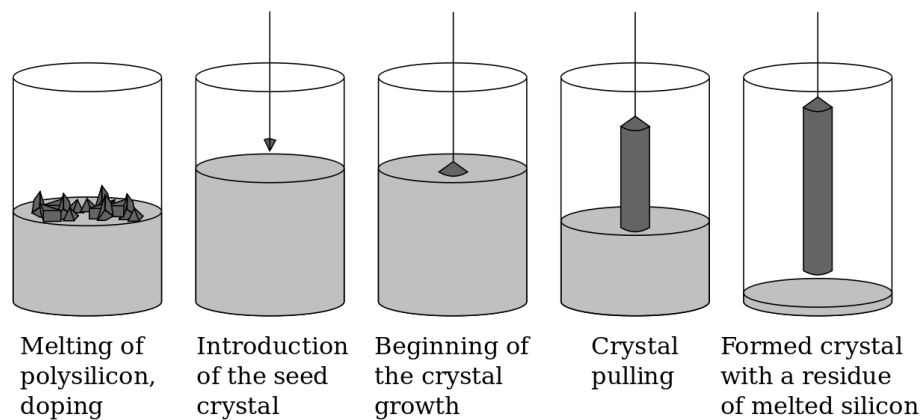


Fig. 2.10: Enkelt diagram av Czochralski prosessen [14].

Beholderen krystallet dras opp av er av kvarts, SiO_2 . Ved så høy temperatur vil oksygen fra beholderen diffundere inn i polysilisiumet og videre inn i ingoten under krystalliseringsprosessen. Cz-Si er derfor full av oksygen.

Segregeringskoeffisienten, k_{seg} er definert som forhold mellom forurensning i krystall og i smelt. For oksygen er $k_{seg} = 1,25$, altså vil det være 1,25 ganger mer oksygen i krystallet enn i smelten. Dette gjør at oksygen først vil fordele seg i frøenden av ingoten, altså den delen som krystalliseres først. De fleste forurensninger har $k_{seg} < 1$, slik at haleenden av ingoten vil inneholde mye andre forurensninger. For å unngå forurensninger som oksygen og carbon kan Float Zone-metoden benyttes.

2.7.2 Float zone

En polysilisiumstav med et frøkrystall i enden holdes vertikalt samtidig som det roterer. Staven er lukket i en kvartshylse fylt med en inert atmo-

2.8. DEFEKTER OG URENHETER

sfære, som for eksempel argon. Et lite område av staven smeltes ved en radiofrekvensspole. Spolen beveges fra frøet og oppover polysilisiumet. Dette gjør at den første delen som smeltes og størkner vil størkne som en krystall med samme retning som frøkrystallet. Figur 2.11 viser enkelt skjematisk figur av prosessen.

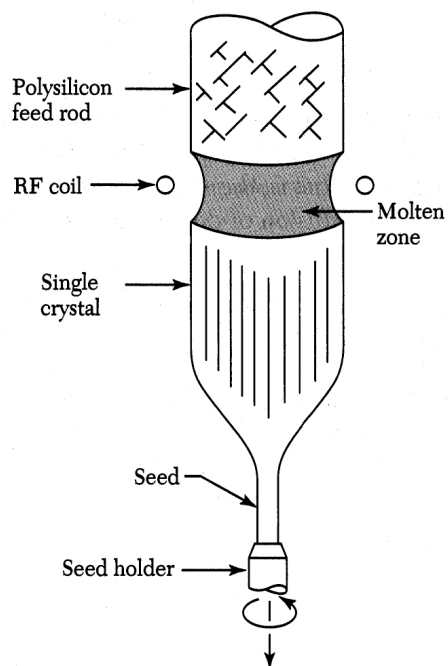


Fig. 2.11: Enkelt diagram av Float zone prosessen. [9]

Fordi det ikke er kontakt med noen beholder under prosessen vil det være færre forurensninger i FZ-krystall. Det er også lettere å rense krystallet for urenheter da urenheter med forskjellig segregeringskoeffesient kan «dyttes» ut av krystallet. Float zone prosessen er en dyrere måte å fremstille monokrystaller enn Czochralski og brukes derfor hovedsakelig der krystallet skal anvendes ved høy effekt og høy spenning.

2.8 Defekter og urenheter

Defekt i krystallstrukturen er noe som forstyrrer den perfekte krystallstrukturen. Defekter og urenheter kan endre egenskaper til materialet som elektriske egenskaper og bidrar til SRH.

2.8.1 Punktdefekt

Mangel på silisiumatom i krystallstrukturen, såkalt *vacancy* eller tomrom på norsk, kan skje ved termisk eksitasjon der et atom bryter ut fra bindingene. Atomet kan diffundere rundt i krystallet og befinne seg innimellom bindingene. Når atomet er mellom bindingene kalles det for *interstitiell*. Effekten av at et atom bryter løs fra krystallstrukturen og diffunderer mellom bindingene kalles *Frenkel defekt*. Frenkel defekt gir flere forskjellige effekter på krystallet enn et enkelt tomrom eller interstitiell. Figur 2.12 viser enkel skjematisk figur av de to punktdefektene.

Et tomrom og et interstitielt atom vil ikke bare påvirke den perfekte krystallstrukturen, men også de kovalente båndene mellom atomene i krystallen. Defektene vil derfor påvirke både elektriske og materielle egenskaper til krystallet. Tomrom og interstitielt silisiumatom er intrinsiske defekter og er uungåelig for temperaturer over 0 K.

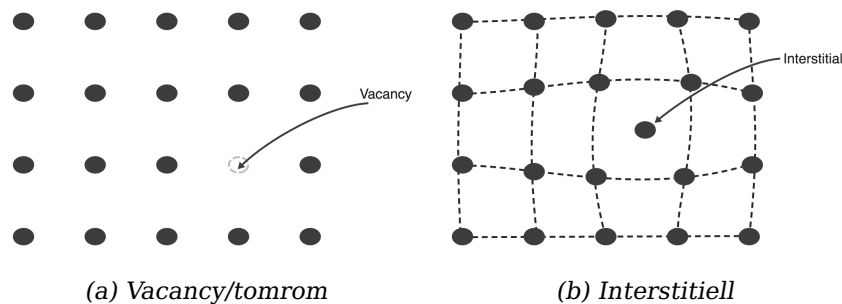


Fig. 2.12: Skjematisk figur av to typer intrinsiske punktdefekter.

Forurensninger i krystallet er ekstrinsiske defekter. En forurensning kan ta en plass i krystallstrukturen, da kalles de substitusjonell urenheter. På lik måte som et silisiumatom kan ta plass mellom bindingene kan også en forurensning ta plass mellom bindinger, interstitiell forurensning. Figur 2.13 på neste side viser enkel skjematisk figur av de to ekstrinsiske punktdefektene.

Forurensninger som for eksempel fosfor og bor endrer elektriske egenskaper, mens oksygen oftest er en elektrisk inaktivt forurensning.

2.8. DEFEKTER OG URENHETER

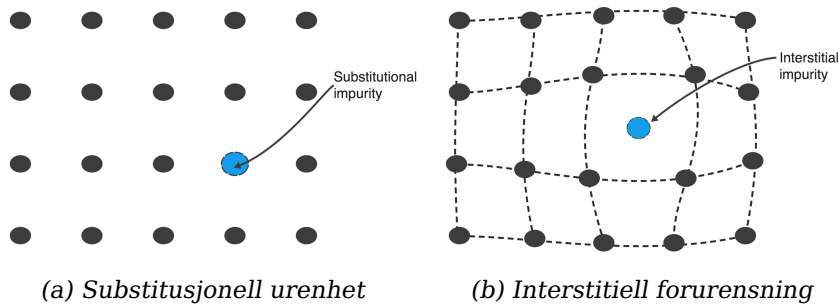


Fig. 2.13: Skjematisk figur av to typer ekstrinsiske punktdefekter.

2.8.2 Linjedefekter/Dislokasjoner

I tillegg til enkeltatomer kan også hele lag i krystallstrukturen være forstyrret i forhold til den perfekte strukturen. Det er to typer linjedefekter: *kant* (*edge*) og *skrue* (*screw*).

Ved kant-defekt er det en ekstra linje med atomer i en del av krystallet, eventuelt at en linje mangler og resten av krystallet er skvist sammen for å beholde strukturen. Figur 2.14a viser kant-defekt i en krystallstruktur.

Ved skrue-defekt er et lag forskjøvet i forhold til resten av krystallstrukturen. Figur 2.14b viser skrue-defekt i krystallstrukturen. Lagene er forskjøvet og kan minne om sporene i en skrue.

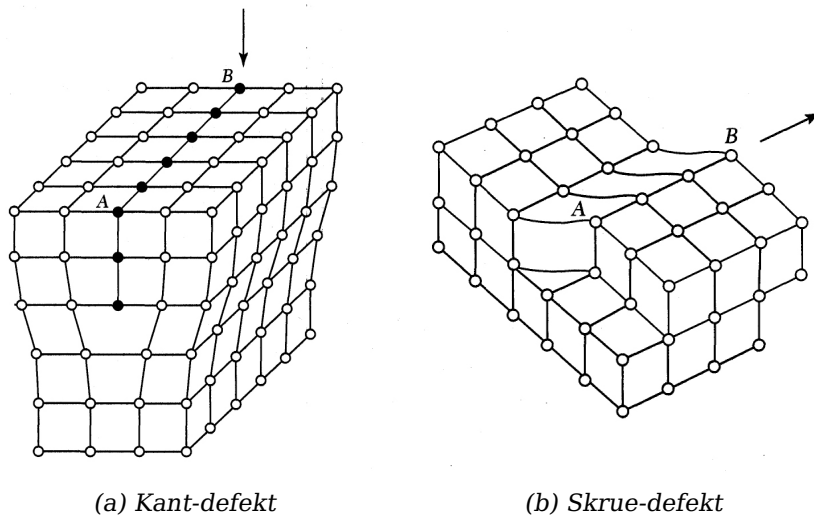


Fig. 2.14: Skjematisk figur av linjedefekter. [9]

2.9 Termiske donorer (TD)

Ved oppvarming av oksygenrikt Si til 300-500°C er det observert økt donorkonsentrasjon [1]. Termiske donorer (TD), som defekten ble kalt, ble oppdaget for over 60 år siden, men fortsatt er det mye uvisshet rundt defekten. Under forsøk av Fuller og Logan [1] ble det funnet at ved ytterligere oppvarming over 500 °C kan donorsentrene opphøre. Denne reversibiliteten holder bare for en syklus, men ved oppvarming til 1300°C -1400°C «viskes» den termiske historien til krystallet ut og original syklus gjenoppstår. Figur 2.15 viser hvordan elektronkonsentrasjonen endres ved oppvarming fra 430 °C til 590 °C .

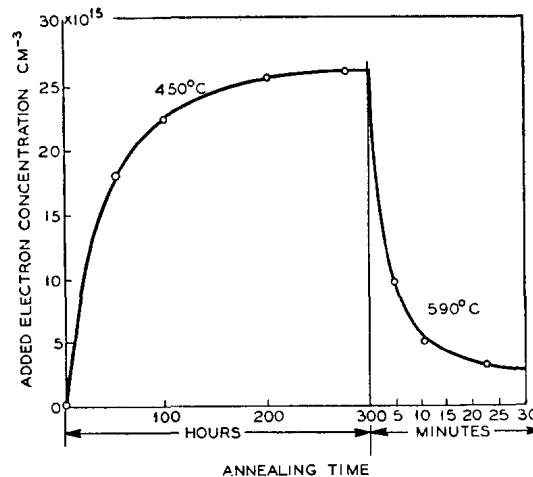


FIG. 2. Change of electron concentration with time for a typical Si crystal annealed at 430°C and subsequently at 590°C.

Fig. 2.15: Elektronkonsentrasjon mot varmebehandlingstid for Si-krystall først varmet ved 430 °C så 590 °C . Figur hentet fra [1].

Termiske donorer er vist å ha sterk korrelasjon til temperaturbehandling og termisk historie. Størst TD konsentrasjon er observert etter varmebehandling ved 450 °C [1]. For varmebehandlingstemperaturer over 450 °C synker maksimal donorkonsentrasjon. Tiden for å oppnå maksimal konsentrasjon minker også med økende temperatur. For varmebehandlingstemperaturer under 450 °C er det ikke observert noen maksimum konsentrasjon. Figur 2.16 på neste side viser hvordan konsentrasjonen endres ved varmebehandling ved forskjellige temperaturer.

Elektriske og optiske analyser av varmebehandlet (450 °C) Cz-Si viser at formasjonsraten av donorer er avhengig av konsentrasjonen av interstitielt oksygen [1][15]. Varmebehandlingstiden for å oppnå maksimum donorkonsentrasjon ved 450 °C øker ved minkende oksygenkon-

2.9. TERMISKE DONORER (TD)

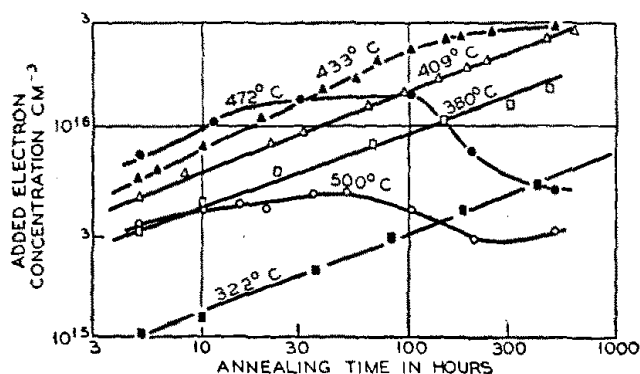


Fig. 7. Plot of added electron concentration against time for various temperatures of anneal.

Fig. 2.16: Økt donorkonsentrasjon mot varmebehandlingstid ved forskjellige temperaturer. Figur hentet fra [1].

sentrasjon, altså mer O_i gir raskere TD. Kaiser et al. [15] viste at formasjonsraten av donorer er proporsjonal med fjerde potens av oksygenkonsentrasjonen (figur 2.17a på neste side) og at maksimum donorkonsentrasjon er omtrent proporsjonal med tredje potens av oksygenkonsentrasjonen (figur 2.17b).

Økt donorkonsentrasjon er også observert ved økt rotasjonshastighet under støping. I krystaller støpt uten rotasjon er det observert betydelig færre donorsentre dannet under varmebehandling ved 450 °C. Krystallene støpt uten rotasjon har også lavere oksygeninnhold [1]. Krystaller støpt med Float Zone (FZ)-prosess opplever færre donorer ved varmebehandling, dette kan være fordi FZ-Si har lavere oksygenkonsentrasjon.

Ved bruk av Hall-effektmåling og infrarød analyse er det skilt ut opp til 16 forskjellige former av TD, formet sekvensielt under varmebehandling [16]. Hver TD donerer to elektroner, og innfører to energinivåer i båndgapet, $E_1 = 0,05$ eV og $E_2 = 0,15$ eV under bunnen av ledningsbåndet [17] [18]. At hver TD donerer to elektroner har gjort at de i senere tid er blitt kalt termiske dobbelt donorer (TDD). Elektronkonsentrasjonen øker altså betraktelig (i n-type) med høy [TD] da hver TD bidrar med to elektroner.

Under Czochralski prosessen trekkes ingoten opp. Den øverste delen vil oppleve en tregere nedkjøling enn resten av ingoten og da oppleve lenger tid i temperatur der termiske donorer formes. Toppen av ingoten har også høyere oksygenkonsentrasjon, slik at den øverste delen vil ha høyere [TD] enn resten av ingoten [19].

TD er et stort problem i industrien fordi økt elektronkonsentrasjon forstyrrer forventet resistivitet i tillegg til å endre krystallstrukturen og

KAPITTEL 2. TEORI: KRYSTALLSTRUKTUR OG HALVLEDERFYSIKK

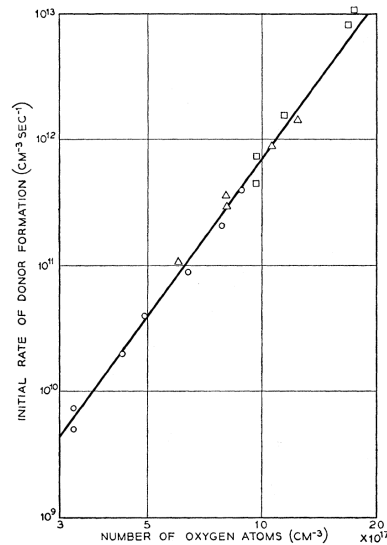


FIG. 3. Initial rate of donor formation versus the oxygen concentration after annealing at 450°C. Different symbols represent data obtained from different crystals.

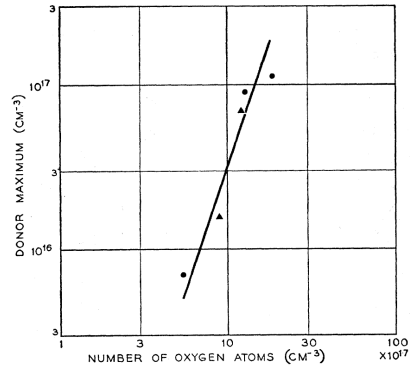


FIG. 4. Maximum donor concentration versus oxygen concentration after annealing at 450°C. ● specimen prepared in floating-zone equipment with oxygen in the ambient gas. ▲ pulled rotated crystals.

(a) Linja tegnet inn er linje med stigningstall 4. (b) Linja tegnet inn er linje med stigningstall 3.

Fig. 2.17: Logaritmen av (a) formasjonsrate og (b) maksimum donorkonsentrasjon mot logaritmen av oksygenkonsentrasjon etter varmebehandling ved 450 °C . Figurer hentet fra [15]

innføre lovlige energinivåer [2] [19]. I Cz-Si kuttes den øverste delen av ingoten (frøenden) av og brukes ikke videre i produksjon [3]. Frøenden blir enten kastet eller resirkulert.

2.10 Defektrelatert fotoluminescens (DRL)

Ved SRH-rekombinasjon sendes det ut foton/fonon med energi avhengig av fellen som introduseres. Dersom rekombinasjonen er radiativ, dvs. sender ut foton, kan fotonet fanges opp med et hyperspektralt kamera. Energinivåene kan tydes som signaler i wafer/skiva.

Det er tidligere rapportert om signaler relatert til SRH i Si. Drozdov et al. [20] gjorde i 1976 forsøk på både n-type og p-type Si. De observerte PL-spekter med fire distinkte maksima, i tillegg til maksima ved båndgapsenergien. De fire signalene fikk navn D1-D4, med energinivå 0,812 eV, 0,875 eV, 0,934 eV og 1,000 eV. Det er uenighet om hva som skyldes de ulike signalene. Flere teorier er fremlagt.

Sauer et al. [21] foreslo i 1984 at D-linjene skyldes *relakserte* dislokasjoner. I 1992 foreslo Higgs et al. [22] at det var overgangsmetal-

2.10. DEFECTRELATERT FOTOLUMINESCENS (DRL)

ler som var kilden til D-linjene. Det er videre spekulert om oksygen og andre tungmetaller kan ha påvirkning på bredden og intensiteten til D1-signalet [23], [24], [25]. D-linjene opptrer ofte i par som D1/D2 og D3/D4 [26]. Det er og observert at D3-signalet deler seg opp i D3 og VID3, med energinivå 0,93 eV og 0,95 eV [27]. Videre er det observert flere signaler, blant annet D07 ved energinivå rundt 0,7 eV [28] og D5 med energinivå 0,846 eV [29].

2.10.1 P- og H-linje

I prøver med høyt oksygeninnhold er det observert distinkte signaler ved 0,767 eV og 0,925 eV, kalt P- og H-linje (se figur 2.18). Minaev og Mudryi konkluderte i 1981 [5] med at disse linjene skyldes termiske induerte defekter, som termiske donorer. I 1983 observerte Tajima et al. [6] P-linja så lenge Cz-Si-prøven hadde oksygeninnhold høyere enn $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ og var varmebehandlet ved 450 °C i 20-30 timer. De konkluderer med at «Tilstedeværelsen av P-linjen er praktisk talt anvendelig for å fastslå generering av TD». H-linja derimot ble bare observert dersom karboninnholdet var høyere enn $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ samtidig som oksygeninnholdet var over $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Dette gav en pekepinn på at H-linja skyldes oksygen-karbon-komplekser.

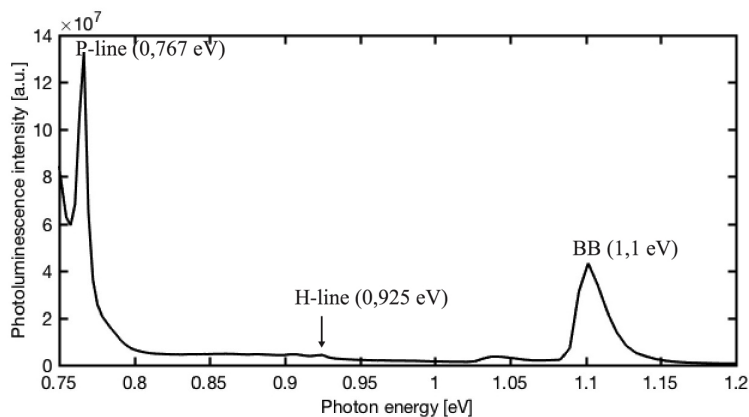
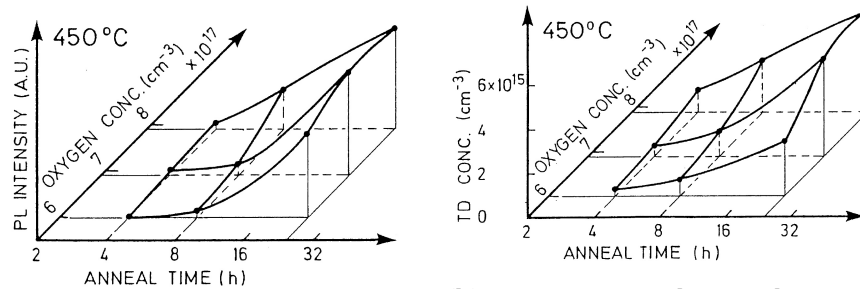


Fig. 2.18: Eksempel på typisk fotoluminescens-spekter (PL-spekter) for oksygenrik Si etter varmebehandling ved 450 °C . ($T = 90 \text{ K}$)

Samtidig som Tajima tallfestet oksygenkonsentrasjonen til å se P-linja med sitt oppsett, undersøkte han også forholdet mellom intensiteten av P-linja og konsentrasjonen av TD [6]. Figur 2.19b på neste side og figur 2.19a på neste side viser henholdsvis hvordan konsentrasjonen av TD og intensiteten av P-linja økte med økt oksygenkonsentrasjon og varmebehandlingstid. Figurene gir god grobunn til at det er en korrela-

KAPITTEL 2. TEORI: KRYSTALLSTRUKTUR OG HALVLEDERFYSIKK

sjon mellom konsentrasjon av TD og intensitet av P-linja. Konsentrasjonen av TD var i forsøket beregnet ved resistivitetsmålinger.



(a) [TD] mot [O_i] og varmebehandlingstid. Figur hentet fra [6]
 (b) Intensitet av P-linja ved 77K mot [O_i] og varmebehandlingstid. Figur hentet fra [6]

Fig. 2.19: Forhold mellom (a) intensitet av P-linja og (b) konsentrasjon av TD mot oksygenkonsentrasjon og varmebehandlingstid.

Både Minaev og Mudry i 1981 og Tajima i 1983 gjorde forsøk på nedkjølte prøver. Intensiteten av P-linja i figur 2.19a er målt ved 77 K (nedkjølt med nitrogen).

I 1990 gjorde Tajima [30] forøk på prøver i romtemperatur. Det ble da sett på PL-spekteret før og etter varmebehandling i 64 timer ved 470 °C . Før varmebehandling ble det bare observert signal fra bånd-til-bånd-rekombinasjon, men etter varmebehandling ble det observert et bredt signal i området rundt 0,7 eV. Til forskjell fra andre forsøk, hadde Tajima i 1990 detektor med høyere bølgelengder, altså kunne måle signaler med lavere energi. Dette tydet på at det kunne være signal ved lavere energi enn 0,7 eV. I samme forsøk ble det også kartlagt den romlige fordelingen av av signalet i 0,7 eV. Den romlige fordelingen viste sterkere intensitet i ringer i skiva, karakteristiske vekstomrøringsringer. Ringene observert kan igjen tyde på at P-linja skyldes TD, da rotasjonshastigheten under støping har vist å påvirke formasjon av TD.

I målinger gjort ved lav-energi transient spektroskopi (DLTS) og minoritetsladnings transient spektroskopi (MCTS) ble det observert energinivå ved $E_c - 0,015$ eV og $E_v + 0,37$ eV [31]. Acciari et al. relaterte P-linja til overgang mellom de to energinivåene. Utvikling av fellethet i det siste energinivået, $E_v + 0,37$ eV, ble funnet til å følge samme trend som intensiteten av P-linja for varmebehandlingstid.

Kapittel 3

Metode og eksperimentell utførelse

I dette kapitlet vil teorien rundt metoden og den eksperimentelle utførelsen forklares i tillegg til at utstyret beskrives.

3.1 Hyperspektral fotoluminescens avbildning

Hyperspektral fotoluminescens avbildning (SPL) er en ikke-destruktiv metode som gjør det mulig å undersøke defekter i skiver og celler. SPL kombinerer romlig avbildning og spektral avbildning. Bildet får de romlige dimensjonene x og y i tillegg til en spektral dimensjon λ . Dette gjør at for hver piksel i bildet er hele spekteret lagret, i motsetning til fotoluminescens-avbildning (PL-avbildning) som gir et bilde av fotoluminescensen i romlige dimensjoner, men integrert over spekteret, og fotoluminescens spektroskopi (PL-spektroskopi) som bare gir spekteret i ett enkelt punkt. SPL kombinerer da PL-avbildning og PL-spektroskopi. Metoden dette gjøres på er at et hyperspektralt kamera tar bilde av en linje av gangen, altså lager et bilde med én romlig dimensjon og de spektrale dimensjonene, mens den beveges langs en skinne. Linjene settes sammen til et bilde i en tre-dimensjonal matrise, kalt *hyperkube*. Figur 3.1 på neste side illustrerer oppbygningen av hyperkuben.

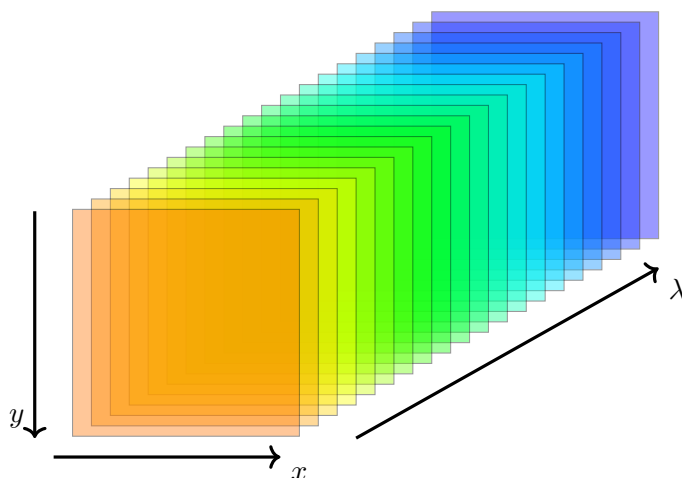


Fig. 3.1: Oppbygningen av et hyperspektralt bilde med de romlige dimensjonene x og y og den spektrale dimensjonen λ .

3.2 Multivariate curve resolution (MCR)

MCR er et analyseverktøy for å identifisere og skille ut konsentrasjonen av rene stoffer i en prøve. Ved MCR antas det at et spektrum med forskjellige signaler kan beskrives som en lineær kombinasjon av signaler til komponenter med forskjellig vektning i forhold til konsentrasjon av komponenten i hvert piksel [32]. Komponentene som skilles ut vil ha det samme spekteret i alle piksler komponenten er tilstede i.

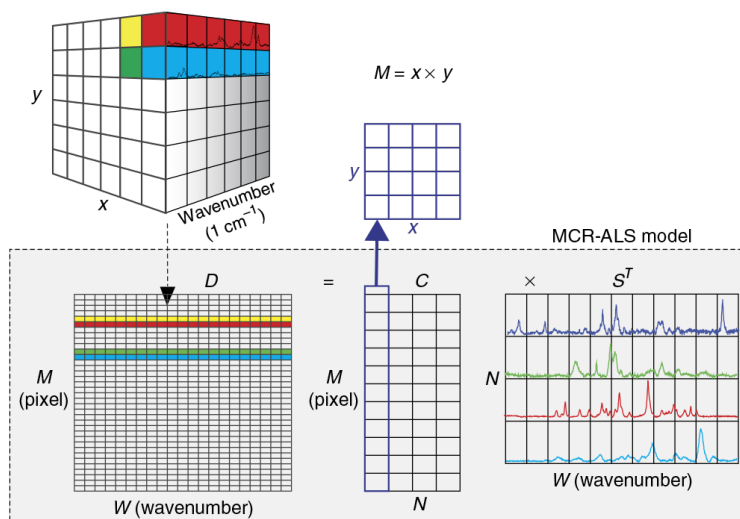


Fig. 3.2: Dekomponering av hyperkuben ved bruk av MCR [32].

3.3. OXYMAP

Algoritmen for MCR er at hyperkuben organiseres i en matrise D , som dekomponeres til to matriser, C og S^T :

$$D = CS^T + E. \quad (3.1)$$

D -matrisen inneholder spektre til alle piksler i bildet, S^T inneholder korresponderende spektre til komponentene (loadings-matrisen) og C inneholder konsentrasjon/vektning av komponentene (score-matrisen). E inneholder de måledata som ikke passer inn i modellen, E er *residual*-matrisen. Figur 3.2 på forrige side illustrerer dekomponeringen. C og S^T beregnes iterativt med Alternating Least Squares (ALT).

Dimensjonen til D - og E -matrisene er $n \times p$, C er $n \times m$ og S^T er $m \times p$. n er antall piksler, p er antall bølgelengder og m er antall komponenter. n og p bestemmes av hyperkuben, mens antall komponenter m er noe som må estimeres før MCR-analysen kjøres.

3.3 OxyMap

OxyMap er en metode for å måle og kartlegge oksygenkonsentrasjon og oksygenrelaterte defekter i Si-skiver [33]. Metoden utnytter endringen i resistivitet når konsentrasjonen av termiske donorer endres under kontrollerte former. OxyMap er utviklet ved AET Solar Tech og CEA-INES. Beskrivelse av metoden er funnet i [34] og [33].

Metoden består av to varmebehandlingssteg, der resistiviteten måles før og etter hver varmebehandling, totalt 3 resistiviteter: ρ_1 , ρ_2 og ρ_3 . Første varmebehandling består av to til tre timer ved 450 °C. Målet med denne varmebehandlingen er å generere termiske donorer til å måle en endring i resistiviteten. Andre varmebehandling består av et par minutter ved 700 °C. Ved så høy temperatur vil de termiske donorene opphøre og resistiviteten vil på nytt endres.

Resistivitetene kan da uttrykkes ved følgende ligninger for n-type (hvis p-type må konsentrasjonen av fosfor, [P], skiftes ut med konsentrasjonen av bor, [B], og plusstegnet med minustegn i tillegg til at mobilitetsfaktoren μ tilpasses majoritetsladningsbærer):

$$\rho_1 = \frac{1}{([P] + 2 \times [TD]_{ini}) \times q\mu_{e,1}}, \quad (3.2a)$$

$$\rho_2 = \frac{1}{([P] + 2 \times ([TD]_{ini} + [TD]_{450})) \times q\mu_{e,2}}, \quad (3.2b)$$

$$\rho_3 = \frac{1}{[P] \times q\mu_{e,3}}. \quad (3.2c)$$

KAPITTEL 3. METODE OG EKSPERIMENTELL UTFØRELSE

Ligningene løses for de tre ukjente, $[P]$, $[TD]_{ini}$ og $[TD]_{450}$. $[O_i]$ finnes så ved en empirisk modell for formasjonsraten av TD avhengig av $[O_i]$. Modellen er utviklet med formål til bruk i OxyMap. Det ble i starten brukt modeller beskrevet av Wijarankula [35] [34].

Faktoren 2 i ligning 3.2a og ligning 3.2b kommer av at hver TD gir to elektroner.

3.4 Utstyr og oppsett

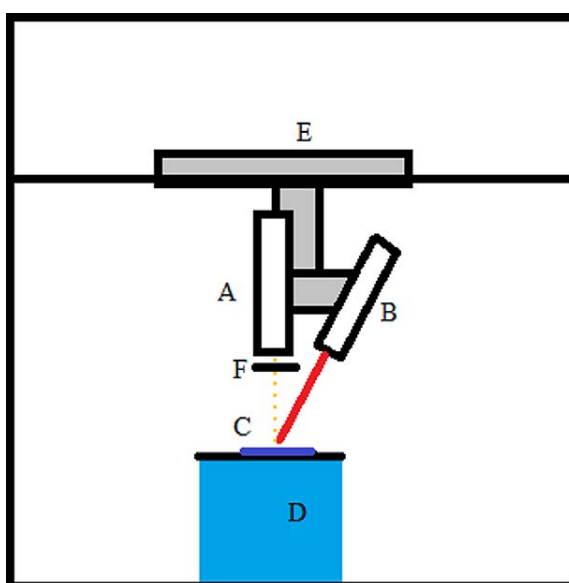


Fig. 3.3: Eksperimentelt oppsett av rigg til å ta bilder. (A) kamera, (B) laser, (C) prøve, (D) kryogenisk beholder, (E) skinne kameraet beveges langs og (F) lavpassfilter [4]

Figur 3.3 viser oppsettet brukt til å ta hyperspektrale bilder. Metoden er tidligere beskrevet i [4]. Det hyperspektrale kameraet og laseren er festet til en rigg som beveger seg langs en skinne. Kameraet beveger seg da normalt på linja som det tas bilde av. Riggeren beveges av en elektromotor langs skinnen. Hastigheten på elektromotoren og bevegelsen på riggeren styres fra en tilkoblet PC.

Hastigheten på elektromotoren beregnes slik at oppløsningen blir lik i de romlige dimensjonene.

Prøven legges på en kryogenisk beholder under kameraet.

Det ble tatt tre bilder etter hverandre. Disse tre bildene ble satt sammen ved å ta medianen i hvert piksel av bildene. På denne måten renses det vekk en del støy.

3.4. UTSTYR OG OPPSETT

3.4.1 Kamera

Det hyperspektrale kameraet brukt er HgCdTe SWIR Specim fra Spectral Imaging Ltd, Oulu, Finland. Kameraet tar bilder i to dimensjoner, 1 romlig dimensjon med oppløsning på 1×320 piksler (en linje) og 1 spektral dimensjon med 256 sensorer. Hver sensor måler lysintensiteten i sitt intervall fordelt på bølgelengder fra 925,94 nm til 2533,81 nm, tilsvarende fotonenergi fra 1,339 eV til 0,4893 eV. Full bredde ved halv maks (FWHM) av hvert intervall varierer fra 6,34 nm for de kortere bølgelengder til 6,22 nm for de lengre bølgelengder. Måleverdiene (intensitet) har oppløsning på 14 bit, som vil si at det gis verdier mellom 0 og 16383.

Kameraet fungerer ved at innkommende lys i kameraet splittes i et diffraksjonsgitter. Lys med forskjellig bølgelengde vil da bøyes forskjellig. Sensoren i kameraet er plassert slik at bølgelengder mellom 926 nm og 2534 nm detekteres. Resten av innkommende lys bøyes utenfor sensorchippet.

Under bildetagning var kameraet satt til å ta 25 bilder i sekundet med eksponeringstid på 20,0 ms.

3.4.2 Laser

Lasiris Magnum II Laser fra Coherent, Inc., Portland, USA ble brukt som eksitasjonskilde under bildetagning. Laseren sender ut lys med bølgelengde 808 nm med maksimal stråleeffekt på 5700 mW. Lyset spres i en 30° vifteform og med en avstand på omtrent 55 cm til prøven vil laserens lyse på et område på 30 cm x 1 mm. Dette gir en maksimal stråleeffekt på $2\text{W}/\text{cm}^2$, tilsvarende omtrent 20 soler.

Det er tidligere rapportert om noe ujevn intensitet på laseren [36], med sterkere effekt mot den ene kanten. Dette kan sees i noen av bildene i denne oppgaven der signaler er sterkere på venstre side enn høyre side.

3.4.3 Lavpassfilter

Laseren som brukes sender ut lys med bølgelengde 808 nm. Andre ordens brytning (brytes likt som førsteordens til 1616 nm) er innenfor kameraets deteksjonsområde og kan gi problemer ved at kameraet vil detektere refleksjoner fra laseren. For å unngå signaler fra refleksjoner brukes et filter som stenger ute bølgelengder kortere enn 1000 nm.

Det er i tidligere arbeider brukt et lavpassfilter som stenger ute bølgelengder kortere enn 850 nm. Fordi dette ikke er en absolutt grense ble det likevel sluppet gjennom noe lys med kortere bølgelengder og et signal ved 1616 nm (0,767 eV) kunne sees.

3.4.4 Kryogenisk beholder

Kryogenisk beholder benyttes til nedkjøling av prøvene. Beholderen fylles med flytende nitrogen. Sidene av beholderen er dekket med styrofoam. På oversiden er det felt inn en aluminiumsplate på noe over 165×165 mm, dette for å ha plass til solceller på denne størrelsen. Det er på denne platen prøven som skal tas bilde av legges.

I beholderen går det kjøleribber ned i nitrogenet. Kjøleribbene gir god varmeledning slik at prøven som legges på raskt blir kjølt ned. Beholderen er også utstyrt med små dyser over aluminiumsplaten. Dysene fører nitrogendamp ut over prøven for raskere nedkjøling i tillegg til å senke luftfuktigheten der. Dannelse av rim på prøven vil da bli redusert. Beholderen er produsert lokalt ved Norges miljø- og biovitenskapelige universitet (NMBU) av overingeniør Arne Svendsen.

Flytende nitrogen har kokepunkt på 77 K. Avhengig av luftfuktigheten i rommet ble prøvene kjølt ned til temperatur på 80-90 K under bildetagningen. Termometer av typen TENMA 72-7712 T-type et montert til overflaten av beholderen for å ha kontroll på temperaturen. Måleområdet til termometeret er fra -250°C til $+400^{\circ}\text{C}$, med en oppløsning på $0,1^{\circ}\text{C}$. Temperaturen ble oppgitt i celsius og manuelt omregnet til kelvin, ved å legge til 273°C .

3.4.5 Programvare

Specim DAQ solution software Ver. 3.62 ble brukt til å styre riggen fra PC koblet til. I programvaren ble hastighet på motoren, frekvens på bildene og eksponeringstid satt. Bildene tatt ble lagret i raw-format. For å kikke på bildene ble programmet ENVI brukt. For videre bildebehandling ble MATLAB R2016a benyttet. MCR ble utført i MATLAB R2016b med utvidelsespakken PLS_Toolbox fra Eigenvector Research Inc. USA.

3.4.6 Ovn til varmebehandling

Til varmebehandling av Si-skiver ble det brukt en muffleovn fra Nabert-herm. Temperaturen på ovnen ble programmert til å varme seg fort opp til bestemt temperatur, holde den bestemte temperaturen i en viss tid før den kjølte seg så fort som mulig ned igjen. Si-skivene ble lagt på små Cz-Si-biter i en stålbeholder for kontrollert atmosfære i ovnen.

Kapittel 4

Resultat og diskusjon

Det ble sett på totalt 20 Cz-Si-skiver, 10 mottatt fra NorSun og 10 mottatt fra CEA i Frankrike. Alle skiver var n-type.

Fra NorSun var prøvene fordelt slikt at det var fem skiver fra frøenden og fem skiver fra haleenden. Prøvene ble brukt til å undersøke endring i spektrum ved varmebehandling (450 °C i 24 timer): Det ble først gjort hyperspektral fotoluminescens avbildning ved temperatur nedkjølt med flytende nitrogen (~ 90 K) og ved romtemperatur (~ 295 K). Det ble så utført varmebehandling av en skive fra frøenden og en skive fra haleenden. Det ble så utført hyperspektral fotoluminescens avbildning av de varmebehandlede skivene både ved temperatur på 90 K og ved 295 K. Bildene fra før og etter varmebehandling ble analysert og sammenlignet.

Fra CEA var prøvene mottatt jevnt fordelt fra en ingot. Prøvene ble brukt til å se endring i PL-spektrum langs ingoten i sammenheng med konsentrasjon av TD. Det ble også for disse utført hyperspektral fotoluminescens avbildning ved temperatur nedkjølt med flytende nitrogen og ved romtemperatur.

Prøvesettene er behandlet hver for seg og resultatet vil derfor også presenteres uavhengig.

4.1 Hyperspektral fotoluminescens før og etter varmebehandling

Det ble hentet ut fem skiver fra frøenden og fem skiver fra haleenden av en ingot produsert av NorSun. Skivene ble navngitt «seed1» - «seed5» og «tail1» - «tail5», der skiver merket med «seed» er fra frøenden og skiver merket med «tail» er fra haleenden. Nummerering er gjort for å skille skivene fra hverandre. Skivene ble hentet ut etter hverandre og

det antas derfor at alle skivene fra frøenden er like og alle fra haleenden er like. Målt interstitielt oksygen, karbon og resistivitet er gitt i tabell 4.1.

Tabell 4.1: Oksygen- og karboninnhold, samt resistivitet målt i prøvene fra NorSun

	O _i [ppma]	C _s [ppma]	Res [Ω cm]
Frøende	17,67 ($8,8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	0	11,08
Haleende	12,44 ($6,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	0,06	9,37

4.1.1 Før varmebehandling, nedkjølt

Figur 4.1 viser integrert PL-spekter over alle piksler for skivene. Alle skiver gir et sterkt signal i området mellom 0,6 eV og 0,8 eV, med høyere intensitet for skivene fra frøenden enn haleenden. Signalet fordeles seg over fem topper og en skulder for frøenden og over fire topper for haleenden. Figuren viser også et signal ved 1,1 eV, som tilsvarende båndgapsenergien, E_g , til Si for alle skivene. Signalet ved 1,1 eV skyldes bånd-til-bånd rekombinasjon.

De fem toppene i frøenden er ved 0,694 eV, 0,704 eV, 0,727 eV, 0,746 eV og 0,767 eV. Det siste signalet, som også er det sterkeste, er tidligere rapportert som P-linja. Skulderen på den lave energinivåside fordeles seg med svake topper ved 0,684 eV og 0,66 eV.

Toppene for haleenden er ved 0,701 eV, 0,72 eV, 0,75 eV og 0,767 eV, som er de samme energinivåene som de fire sterkeste signalene ved frøenden.

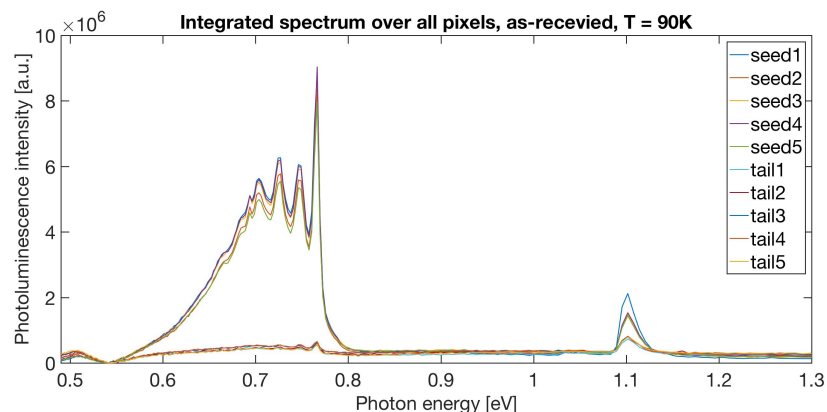


Fig. 4.1: Integrert PL-spekter over alle piksler for hver enkelt skive, $T = 90\text{K}$.

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

Forstørring av grafen for signalet i området 0,6 eV til 0,8 eV viser at det ikke er en tydelig trend mellom intensitetsvariasjonene for de enkelte skivene, sett på frøenden og haleenden hver for seg. Variasjonen antas derfor å være tilfeldig, og det antas fortsatt at skivene i hver gruppe er like. Figur 4.2a på neste side viser forstørring av signalet for skivene fra frøenden og figur 4.2b på neste side viser forstørring for skivene fra haleenden. Figurene viser også at energinivåene på de sterkeste signalene er de samme for alle skiver. Det er vanskeligere å skille ut toppene i haleenden der intensiteten er lavere.

Figur 4.3 på side 37 viser defektrelatert fotoluminescens (DRL) i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV for en skive fra frøenden og en skive fra haleenden. Figuren er laget ved å integrere intensitet over gitt energiområde i hver enkelt piksel. Figuren viser tydelige ringstrukturer for frøenden og antydninger til ringstruktur i haleenden. For begge skivene er intensiteten av signalet sterkest i midten av skiva og synker ut mot kanten.

MCR

MCR ble utført på de hyperspektrale bildene av skivene. Dette for å se om toppene i området rundt 0,7 eV kunne skilles ut som egne signaler.

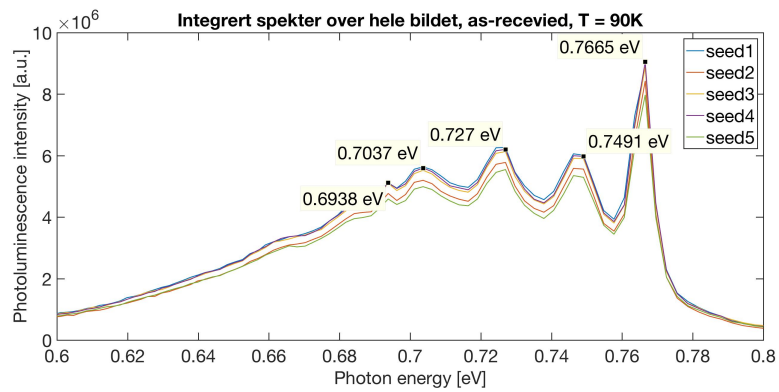
Analysen ble først utført med fem komponenter på en skive fra frøenden. Komponentene overlappet hverandre i energinivå, og score-bildene viste sikksakkmønster over toppene i området rundt 0,7 eV i tillegg til at det ble skilt ut støy. Med fem komponenter ble signalene ikke skilt fra hverandre. Ladningsplott og score-bilde av analysen er vist i tillegg A på side 69.

Det ble videre forsøkt MCR med tre og to komponenter. Score-bilder av komponentene fra analysen med tre komponenter viste også sikksakkmønster for komponent en og to. Ladningsplott og score-bilder for analyse med tre komponenter er vist i tillegg A på side 69.

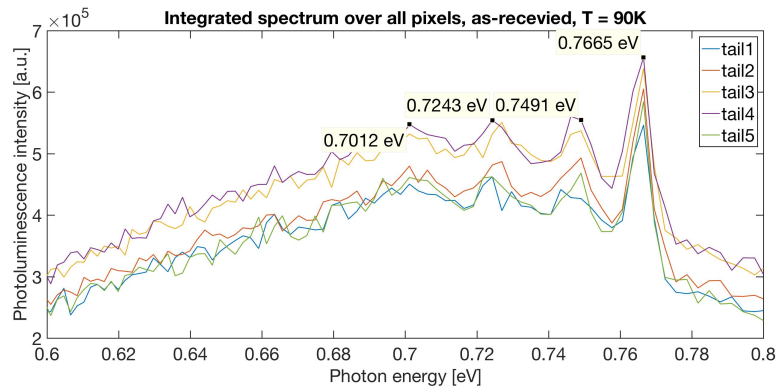
Bare for analysen med to komponenter ble det skilt ut to rene signaler. Ladningsplott og score-bildet av tilhørende komponenter vises i henholdsvis figur 4.4 på side 37 og figur 4.5 på side 37 for to komponenter. Analysen viser at toppene i signalet rundt 0,7 eV alltid opptrer samtidig. Ladningsplottet til komponent 2 (bånd-til-bånd) viser signal ved energinivå i samme område som komponent 1 (toppene i området rundt 0,7 eV). Dette er fordi der det er signal fra bånd-til-bånd-rekombinasjon er det også signal fra toppene i området rundt 0,7 eV.

MCR med fem, tre og to komponenter ble også utført på skivene fra haleenden. Analysen viste det samme som for frøenden, med sikksakkmønster og overlappende komponenter for signalet i energiområdet 0,6

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON



(a) Frøenden



(b) Haleenden

Fig. 4.2: Integrert PL-spekter over alle piksler for skivene fra (a)frøenden og (b)haleenden ved $T = 90K$. Energinivå ved de sterkeste signalene er markert inn i figuren.

- 0,8 eV ved flere enn to komponenter. Det ble bare skilt ut to komponenter også for haleenden, toppene rundt 0,7 eV som en komponent og bånd-til-bånd-rekombinasjon som den andre komponenten. Ladningsplott og score-bilder fra analysen av haleenden er vist i tillegg A.

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

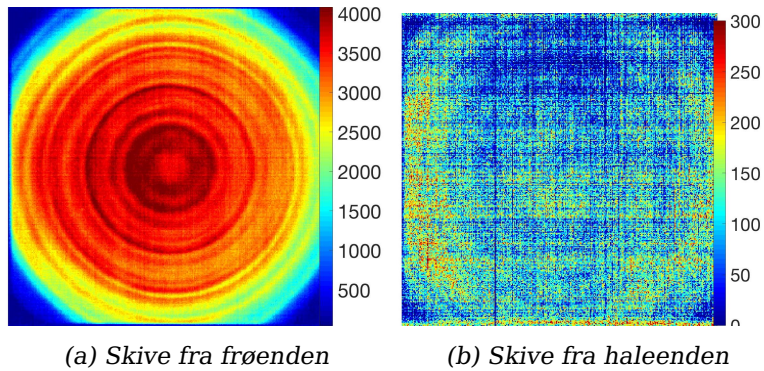


Fig. 4.3: DRL i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV ved 90 K.

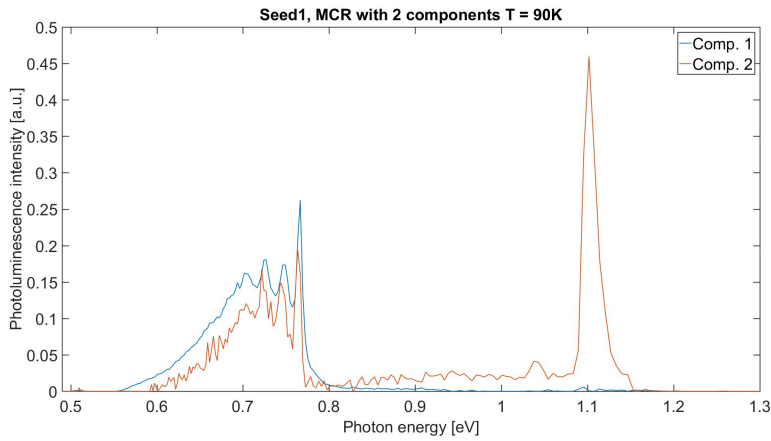


Fig. 4.4: Ladningsplott fra MCR med 2 komponenter utført på skive fra frøenden.

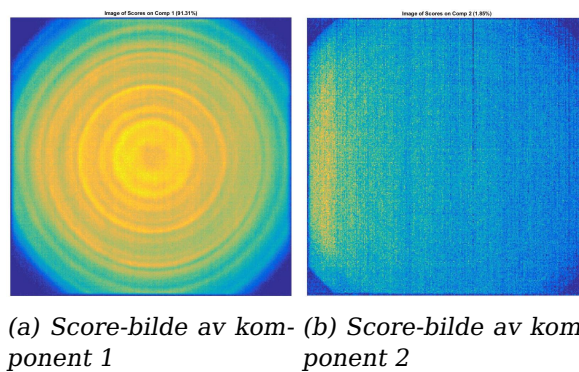


Fig. 4.5: Score-bilde av de 2 komponentene av MCR med 2 komponenter

4.1.2 Før varmebehandling, romtemperatur

I romtemperatur ble det bare tatt bilde av en skive fra frøenden og en skive fra haleenden. Dette fordi skivene fra frøenden ansees som like og skivene fra haleenden anses som like. Figur 4.6 viser det integrerte PL-spekteret over alle pikslene for skivene. Forskjellen på spekteret er mye mindre i romtemperatur enn ved nedkjølt. For frøenden kan det sees en bred topp rundt 0,7 eV i tillegg til signal fra bånd-til-bånd rekombinasjon. For haleenden er det ingen topper som skiller seg markant ut, men det er antydninger til en liten økning i intensitet ved båndgapsenergien.

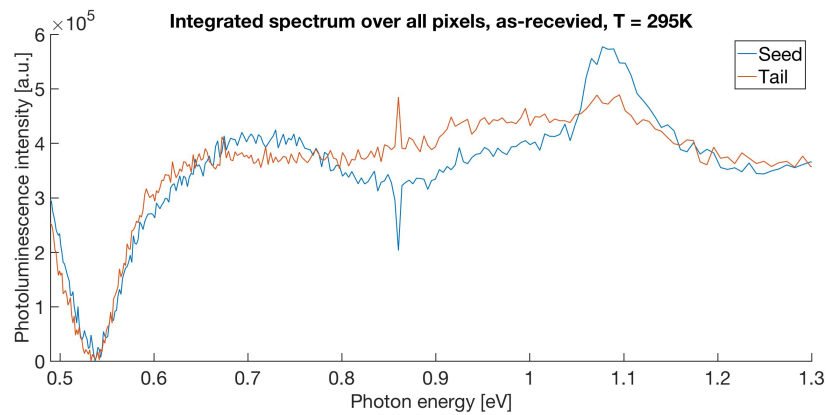


Fig. 4.6: Integrert PL-spekter over alle piksler for hver enkelt skive, $T = 295\text{K}$.

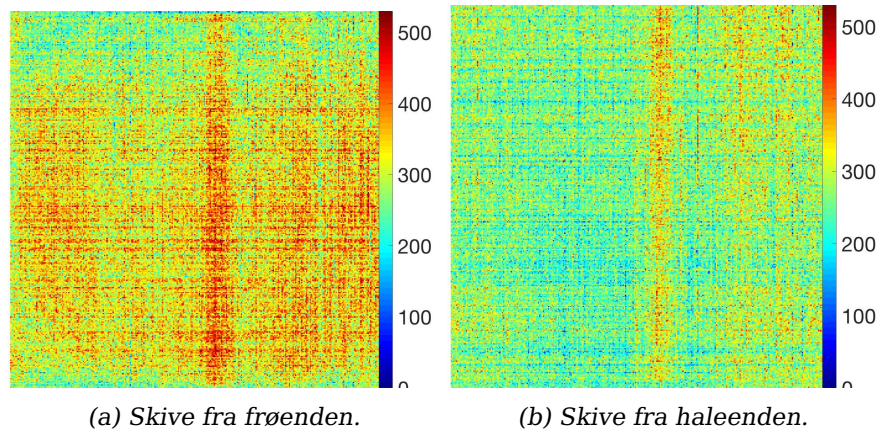


Fig. 4.7: DRL i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV ved romtemperatur.

Figur 4.7 viser DRL i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV. Det kan ved romtemperatur skimtes ringstruktur i signalet i skiva fra frøenden, men for haleenden er det ingen struktur i signalet og det ser ut som støy. Streken med sterkere signal i midten av begge skivene er nærmere be-

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

skrevet i kapittel 4.1.5 på side 51. Det konkluderes der med at streken ikke er et signal i prøven, men en feilkilde, og streken sees bort i fra.

I figur 4.6 på forrige side er det en topp ved 0,86 eV i skiva fra haleenden og en bunn ved samme energinivå for frøenden. Disse signalene er sensor som har hengt seg og ansees som støy. Figur 4.8 viser fotoluminescens for dette energinivået for frøenden og haleenden. Signalet kommer fra streken og det er tydelig å se at dette bare er en sensor som har hengt seg opp. Signalet blir tydelig fordi forholdet mellom støy og signal i bildet generelt er lite, dvs. det er lite signaler i skivene ved romtemperatur.

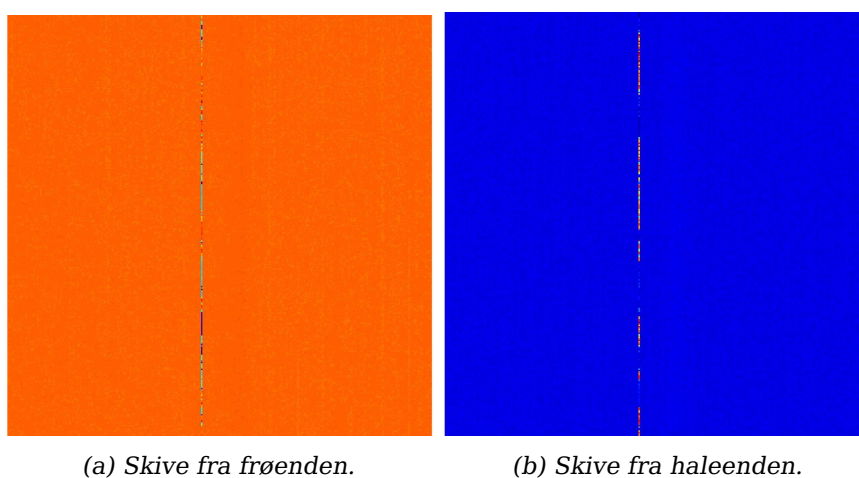


Fig. 4.8: Fotoluminescens ved 0,86 eV ved romtemperatur.

MCR

Det ble ikke utført MCR ved romtemperatur, dette fordi det ikke var signaler å skille ut.

4.1.3 Varmebehandlet, nedkjølt

Figur 4.9 på neste side viser det integrerte PL-spekteret over alle pikslene for de varmebehandlede skivene ved temperatur på 90 K.

PL-spekteret for frø- og haleenden for de varmebehandlede skivene ligner mer enn før varmebehandlingen, men fortsatt noe intensitetsforskjell der intensiteten generelt er høyere for frøenden enn haleenden.

For både frø- og haleenden er intensiteten på alle signaler økt markant. Spesielt for haleenden har intensiteten økt, og signalene som tidligere tydelig ble observert i frøenden kan observeres i haleenden. Et

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON

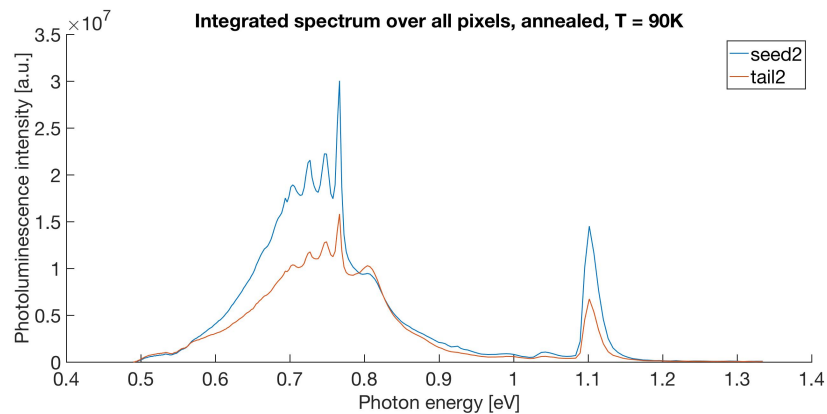


Fig. 4.9: Integrert PL-spekter over alle piksler for hver enkelt skive, $T = 90K$.

nytt signal med topp ved 0,807 eV kan også observeres for begge skivene. Signalet kan gjenkjennes som D1 [24]. D1-signalet er det eneste med høyere intensitet på haleenden enn frøenden. Figur 4.10 på neste side viser PL-spekteret for (a) frøende før og etter varmebehandling og (b) haleenden før og etter varmebehandling. Det er markert inn energinivå på signalene i figurene. Det er da tydelig å se at dette er de samme energinivåene som før varmebehandling.

Det er tidligere vist at intensiteten av P-linja øker med varmebehandling [5] [6] [24]. Signalene med lavere energi er tidligere ikke observert, men det kan sees av PL-spektrene i figur 4.10 på neste side at også disse toppen øker i intensitet og blir mer synlig med varmebehandling. Det er tidligere spekulert i om signaler med lignende energinivå skyldes lokal vibrasjonsmodus (fononer) [37]. Det kan også spekuleres i om signalene med lavere energi kan skyldes andre former av TD som formes under varmebehandling.

Figur 4.11a på side 42 viser DRL i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV. Signalet viser ringstruktur også etter varmebehandling. Intensitetsforskjellen i øverste og nederste del av skiva skyldes trolig ujevn varmebehandling. Figur 4.11b viser DRL i energiområdet 0,80 eV til 0,82 eV, altså energiområdet til D1. Det er ingen ringstruktur og trolig er dette signalet uavhengig fra de andre signalene. Tilsvarende vises for skiva i haleenden med DRL i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV i figur 4.12a på side 42 og DRL i energiområdet 0,80 eV til 0,82 eV i figur 4.12b. Hakke- ne i venstre kant og streken inn mot midten i skiva fra haleenden skyldes at skiva knakk i transport til ovnen for varmebehandling.

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

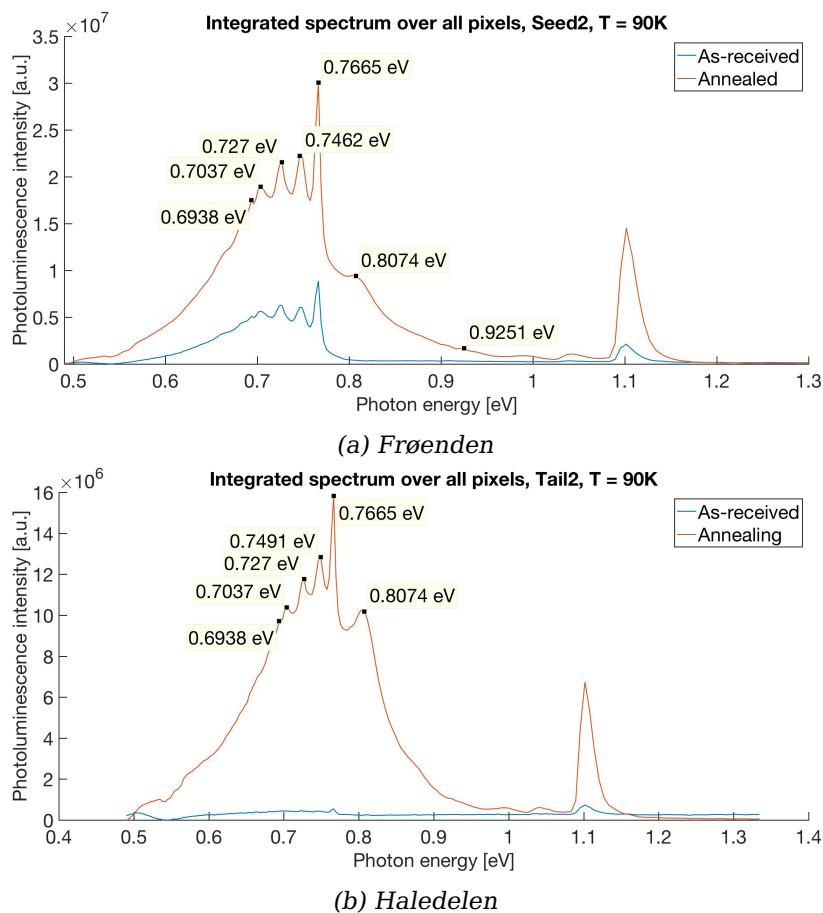


Fig. 4.10: Integrert PL-spekter over alle piksler før (blå) og etter (rød) varmebehandling, $T = 90\text{K}$.

MCR

Med et nytt signal på 0,807 eV ble det utført MCR på skivene etter varmebehandlingen. Analysen ble først utført med 7 komponenter på skiva fra frøenden. Figur 4.13 på side 43 viser ladningsplottet fra analysen. Med så mange komponenter er det en del overlappende komponenter. Score-bildet for komponent 1 (figur 4.14a på side 44), 2 (figur 4.14b) og 3 (figur 4.14c) viser sikksakkmønster over det samme området. Ladningsplottet viser også at det er overlappende energinivå. Komponent 4 (figur 4.14d) og 6 (figur 4.14f) har også overlappende energinivå i ladningsplottet, men der komponent 6 har høyere intensitet ved bånd-til-bånd luminescensen. Komponent 7 (figur 4.14g) identifiseres som streken midt i skiva.

Med bakgrunn fra analysen med 7 komponenter ble ny analyse med

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON

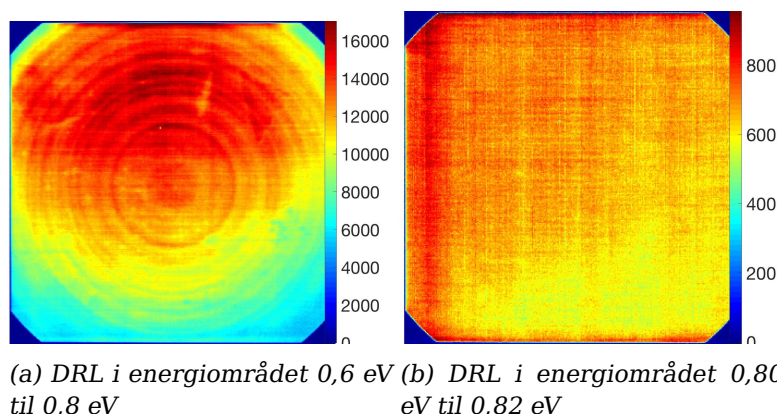


Fig. 4.11: DRL for to energinivåer etter varmebehandling av frøenden.

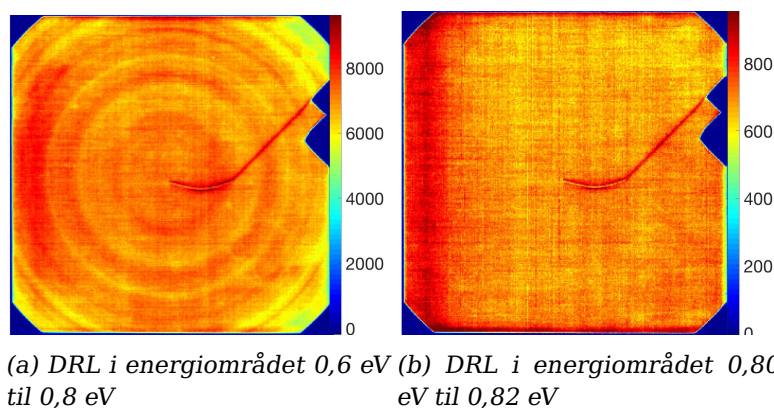


Fig. 4.12: DRL for to energinivåer etter varmebehandling av haleenden.

4 komponenter utført. Med 4 komponenter ble signalet i energiområdet 0,6 - 0,8 eV skilt ut med én komponent. Signalet ved 0,81 eV ble skilt ut i to komponenter, der den ene komponenten er streken midt i skiva. Ladningsplott og score-bilder fra analysen med 4 komponenter er vist i tillegg B på side 75.

MCR med 3 komponenter ble så utført. Det ble skilt ut 3 rene signaler, komponent 1 som det komplekse signalet i energiområdet 0,6 - 0,8 eV, komponent 2 som det nye signalet ved 0,81 eV og komponent 3 som bånd-til-bånd-signalet ved 1,1 eV. Figur 4.15 på side 45 viser ladningsplottet fra analysen. Figur 4.16 på side 45 viser score-bildet fra analysen med 3 komponenter.

MCR ble også utført på skiva fra haleenden etter varmebehandling. Det ble utført med 5, 4 og 3 komponenter.

Med 5 komponenter ble det skilt ut overlappende komponenter med sikksakkemønstre i energiområdet 0,6 - 0,8 eV og støy. Ladningsplott og

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

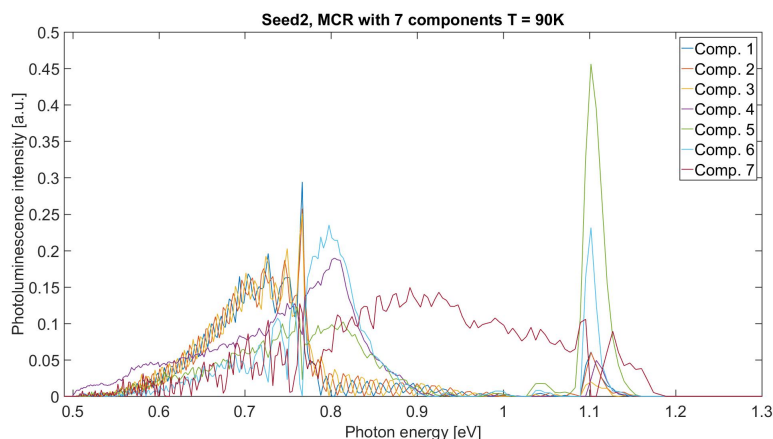


Fig. 4.13: Ladningsplott fra MCR med 7 komponenter utført på skive fra frøenden etter varmebehandling.

score-bilder fra analysen med 5 komponenter er vist i tillegg B på side 75

Figur 4.17 på side 45 viser ladningsplottet og figur 4.18 på side 46 viser score-bildene fra analysen med 4 komponenter på skiva fra haleenden. Det skilles ut 4 komponenter med lite overlapping. Komponent 1 og 3 overlapper noe i energinivå rundt 0,8 eV. Dette fordi der det er bånd-til-bånd signalet er også signalet ved 0,81 eV tilstede. Streken midt i skiva skilles ut som en egen komponent.

Figur 4.19 på side 46 viser ladningsplottet og figur 4.20 på side 47 viser score-bildene fra analysen med 3 komponenter på skiva fra haleenden. Med 3 komponenter er det ikke rene signaler som skilles ut, slik som ved analysen med 4 komponenter. Med 3 komponenter skilles de tre komponentene vi forventer å finne (kompleks signal 0,6 - 0,8 eV, 0,81 eV og 1,1 eV), men streken i midten av skiva ser ut til å forstyrre analysen.

MCR på bilder av de varmebehandlede skivene viser at toppene rundt 0,7 eV fortsatt er ett sammensatt signal. Analysen viser òg at det nye signalet i 0,807 eV er et eget signal med romlig fordeling forskjellig fra signalet i 0,7 eV.

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON

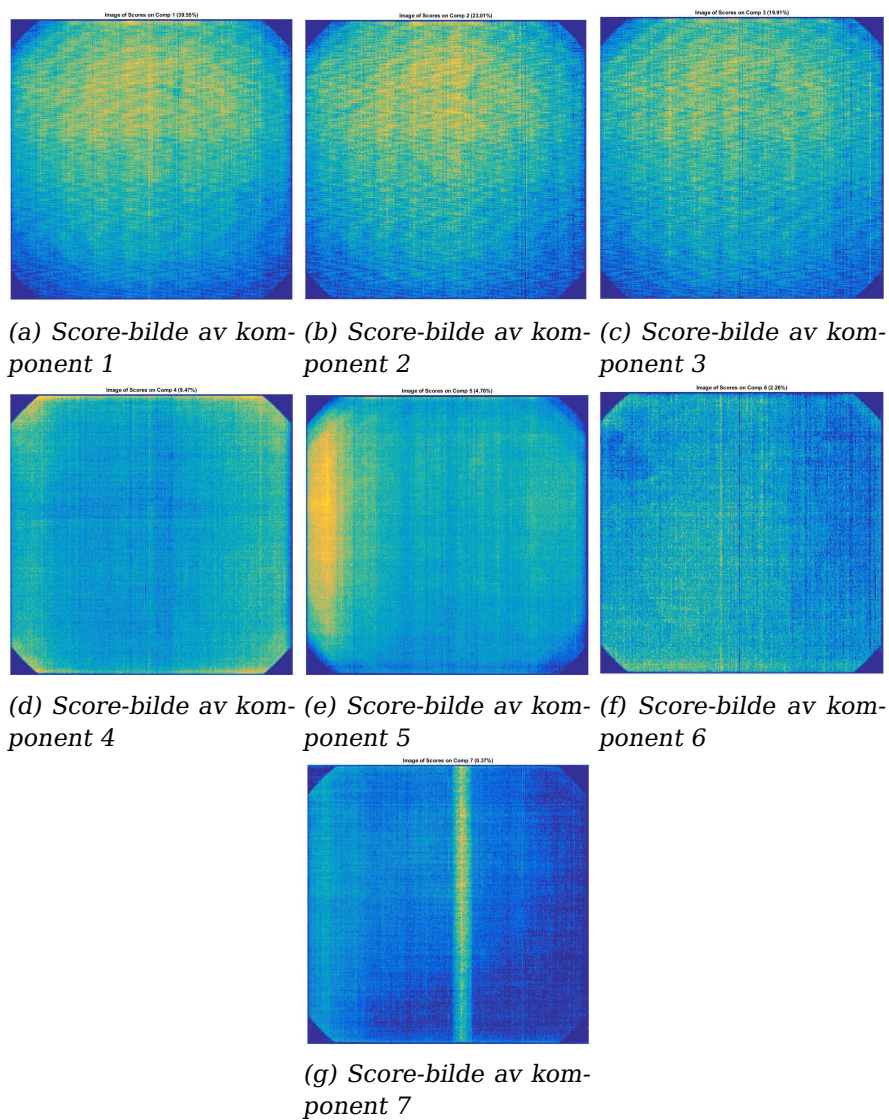


Fig. 4.14: Score-bilde av de 7 komponentene av MCR med 7 komponenter

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

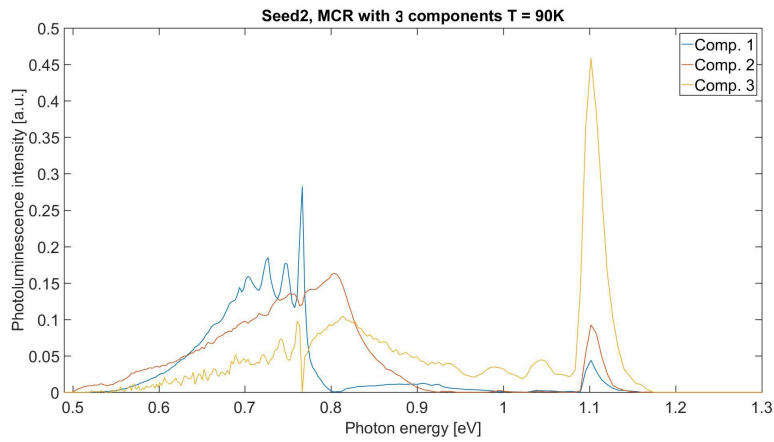
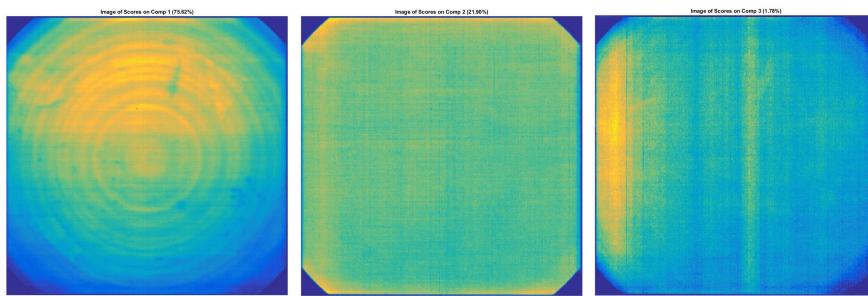


Fig. 4.15: Ladningsplott fra MCR med 3 komponenter utført på skive fra frøenden etter varmebehandling.



(a) Score-bilde av komponent 1 (b) Score-bilde av komponent 2 (c) Score-bilde av komponent 3

Fig. 4.16: Score-bilde av de 3 komponentene av MCR med 3 komponenter

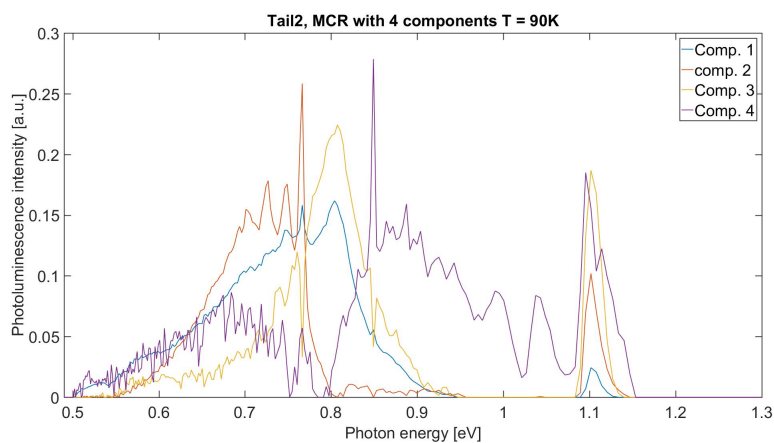


Fig. 4.17: Ladningsplott fra MCR med 4 komponenter utført på skive fra haleenden etter varmebehandling.

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON

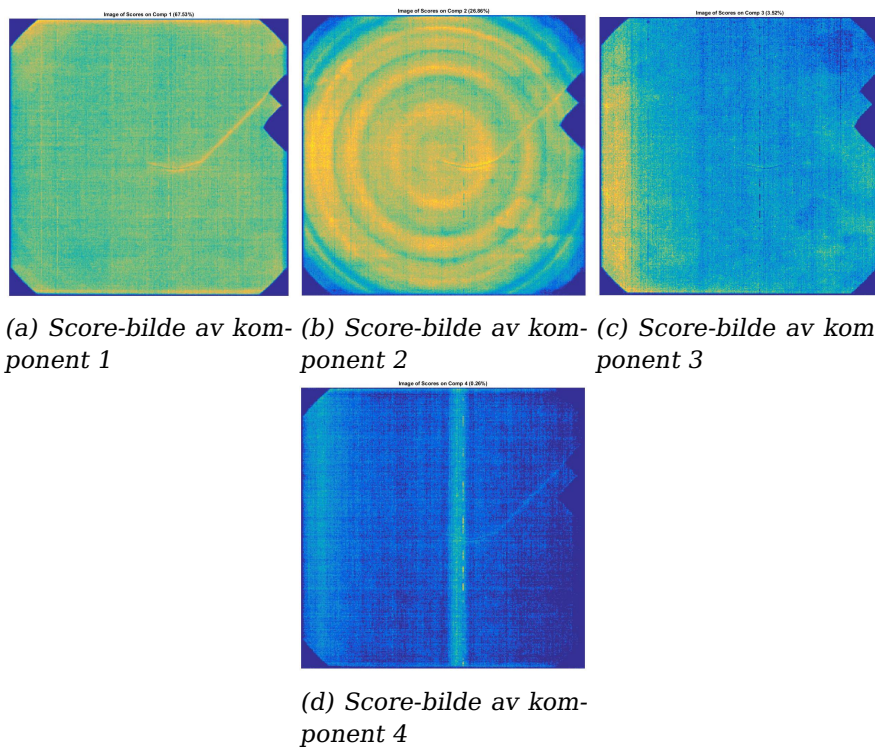


Fig. 4.18: Score-bilde av de 4 komponentene av MCR med 4 komponenter

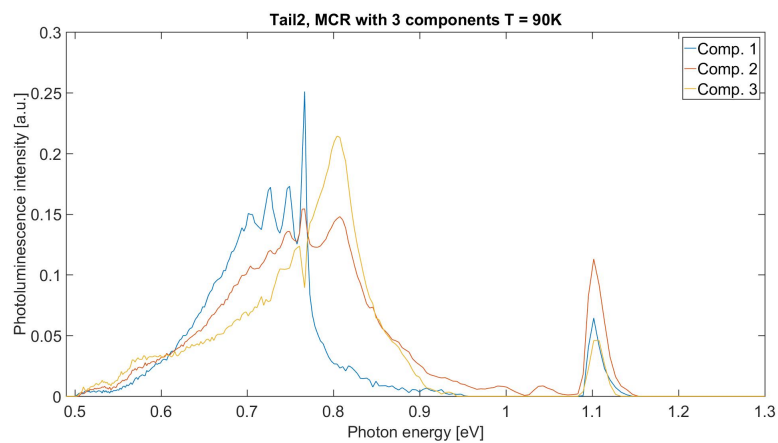
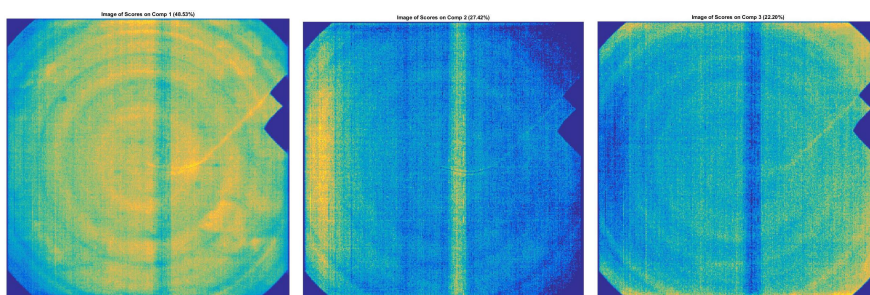


Fig. 4.19: Ladningsplott fra MCR med 3 komponenter utført på skive fra haleenden etter varmebehandling.

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING



(a) Score-bilde av kom-
ponent 1

(b) Score-bilde av kom-
ponent 2

(c) Score-bilde av kom-
ponent 3

Fig. 4.20: Score-bilde av de 3 komponentene av MCR med 3 komponenter

4.1.4 Varmebehandlet, romtemperatur

Figur 4.21 viser det integrerte PL-spekteret over alle pikslene for de varmebehandlede skivene ved romtemperatur. Spekteret for skiva fra frøenden viser et bredt signal med topp i 0,72 eV, i tillegg til båndgapsenergien ved 1,1 eV. Spekteret for skiva fra haleenden ser ut til å bare vise signal ved 1,1 eV.

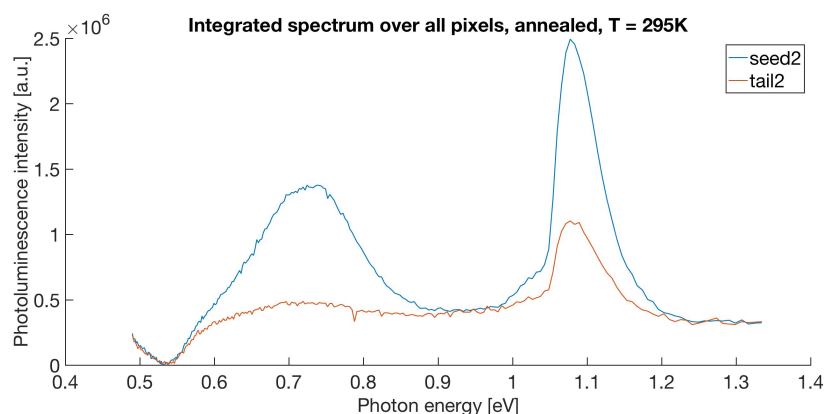


Fig. 4.21: Integrert PL-spekter over alle piksler, $T = 295\text{K}$.

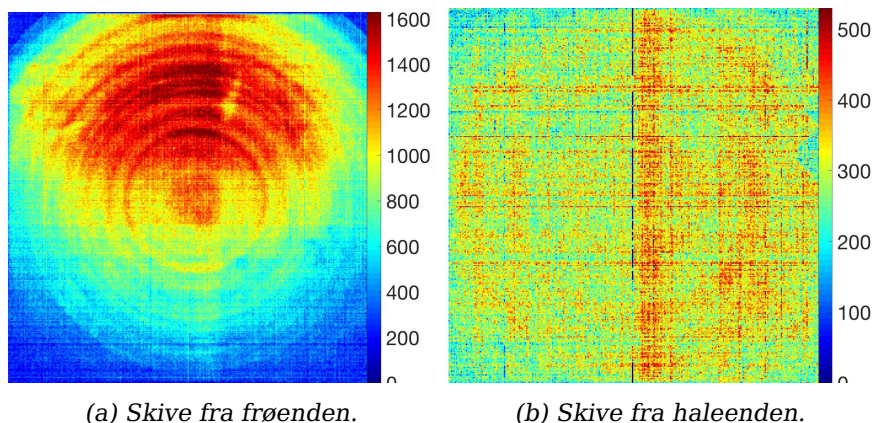
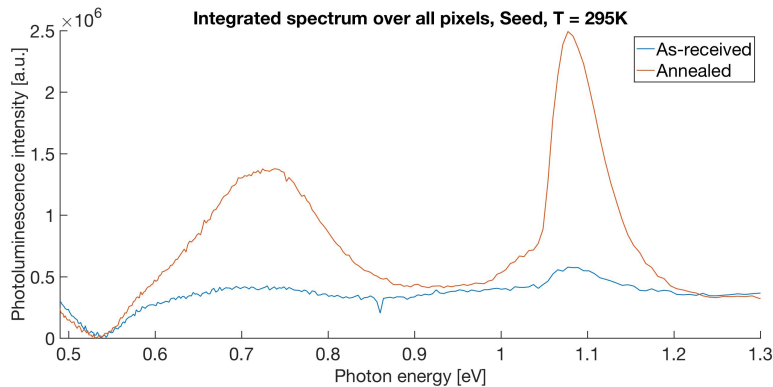


Fig. 4.22: DRL i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV ved romtemperatur.

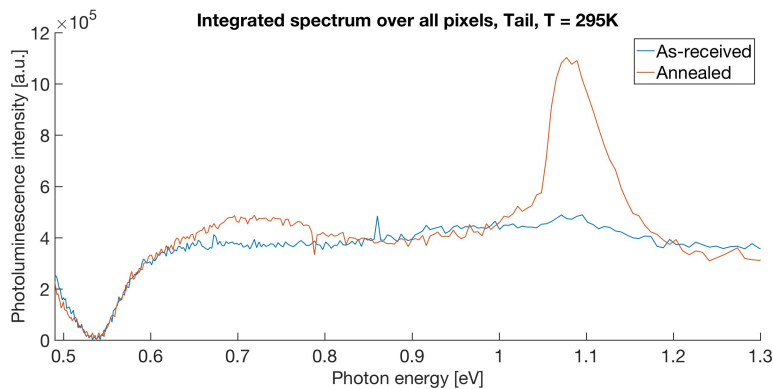
Etter varmebehandling er ringstrukturen til det brede signalet i området 0,6 til 0,8 eV tydeligere ved romtemperatur enn før varmebehandling. Figur 4.22 viser DRL i energiområdet for frøenden og haleenden. Ringstrukturen i signalet er i tråd med observasjoner av Tajima [30] der intensitetsvariasjonen viste seg som karakteristiske vekstomrøringsringer.

Figur 4.23 på neste side viser at det for frøenden er økning i intensi-

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING



(a) Frøenden



(b) Haledelen

Fig. 4.23: Integrert PL-spekter over alle piksler før (blå) og etter (rød) varmebehandling, $T = 295\text{K}$.

tet i signalet i området 0,6 til 0,8 eV. Det er en svak økning i intensiteten i dette området også for haleenden. Størst økning er det i intensiteten for bånd-til-bånd rekombinasjon for begge skiver.

Det brede signalet er tidligere observert av Tajima [30] i romtemperatur som følge av varmebehandling av Cz-Si-skive.

MCR

Det ble utført MCR med fem, fire, tre og to komponenter på bildet av skiva fra frøenden og MCR med fem, tre og to komponenter på bildet av skiva fra haleenden. Alle ladningsplott og score-bilder fra analysen ikke vist i dette delkapittelet er vist i tillegg C på side 79.

For frøenden ble det i analysen med tre komponenter skilt ut to komponenter i tillegg til streken midt i prøva. Figur 4.24 på neste side viser ladningsplottet fra analysen. Komponent 1 er det brede signalet i om-

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON

rådet 0,7 eV og komponent 2 er bånd-til-bånd-signalet. Den brede signalet skjuler ingen mindre signal: ved analyse med flere komponenter viste komponentene skilt ut i dette energiområdet sikksakkmønster. Figur 4.25 viser score-bildene til analysen med tre komponenter. Komponent 1 viser tydelig ringstrukturer, dette kan tyde på at ved romtemperatur smelter de mange toppene observert ved lav temperatur sammen til en bred topp.

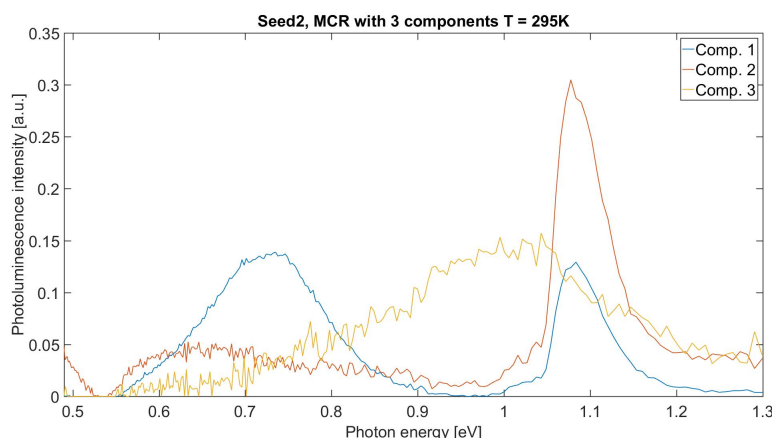
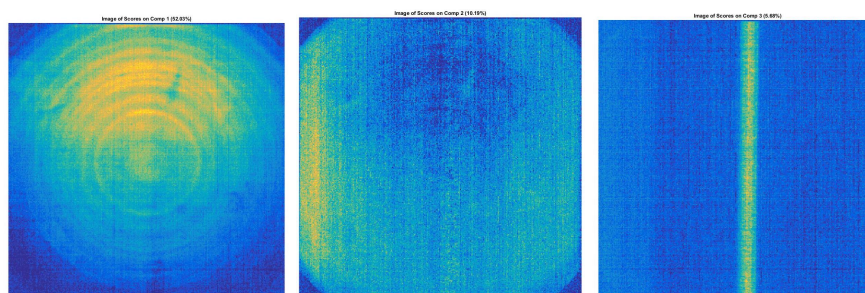


Fig. 4.24: Ladningsplott fra MCR med 3 komponenter utført på skive fra frøenden.



(a) Score-bilde av komponent 1 (b) Score-bilde av komponent 2 (c) Score-bilde av komponent 3

Fig. 4.25: Score-bilde av de 3 komponentene av MCR med 3 komponenter utført på skive fra haleenden.

For haleenden ble det bare skilt ut 2 komponenter der streken i prøven var den ene komponenten og antydninger til den brede toppen og bånd-til-bånd-signalet sammen i den andre komponenten. I analysene med flere komponenter ble det skilt ut støy fra sensorer som har hengt seg opp under bildetaking og flere komponenter viste sikksakkmønstre. Figur 4.26 på neste side viser ladningsplottet og figur 4.27 viser

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

score-bildene til analysen med 2 komponenter på haleenden.

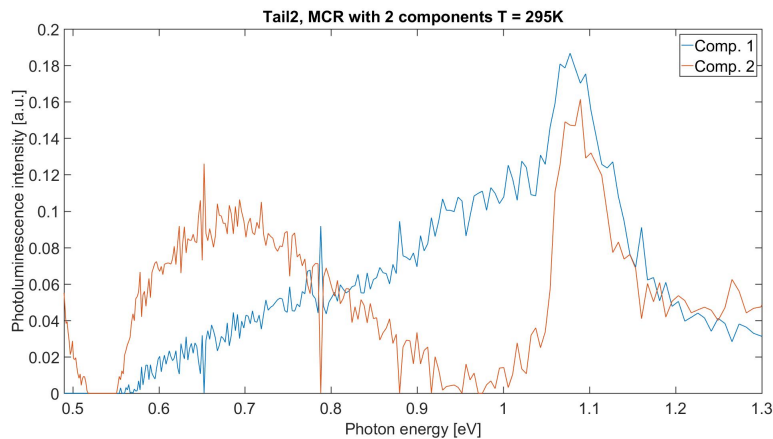
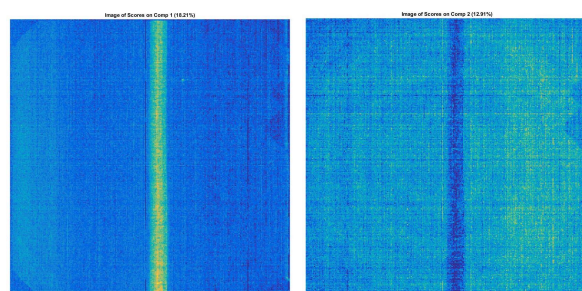


Fig. 4.26: Ladningsplott fra MCR med 2 komponenter utført på skive fra haleenden.



(a) Score-bilde av komponent 1 (b) Score-bilde av komponent 2

Fig. 4.27: Score-bilde av de 2 komponentene av MCR med 2 komponenter utført på skive fra haleenden.

D1 er tidligere observert i romtemperatur [38]. D1 signalet ble ikke skilt ut i denne analysen. Det kan derfor stilles spørsmål ved om signalet i 0,807 eV observert når prøven var nedkjølt skyldes samme defekter som D1.

4.1.5 Strek i noen av prøvene

Det er observert en strek omtrent midt i DRL-bilde av noen av skivene der intensiteten av signalet er noe sterkere enn i resten av skiva. Det er tidligere rapportert om ujevn laser [36], og dette var først en antatt forklaring. For å undersøke streken nærmere ble det tatt bilde av en skive ved to forskjellige scannerretninger. Skiva ble også flyttet mellom å

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON

ligge i høyre og venstre hjørne i prøvebeholderen. Figur 4.28 viser DRL i energiområdet for bånd-til-bånd rekombinasjon.

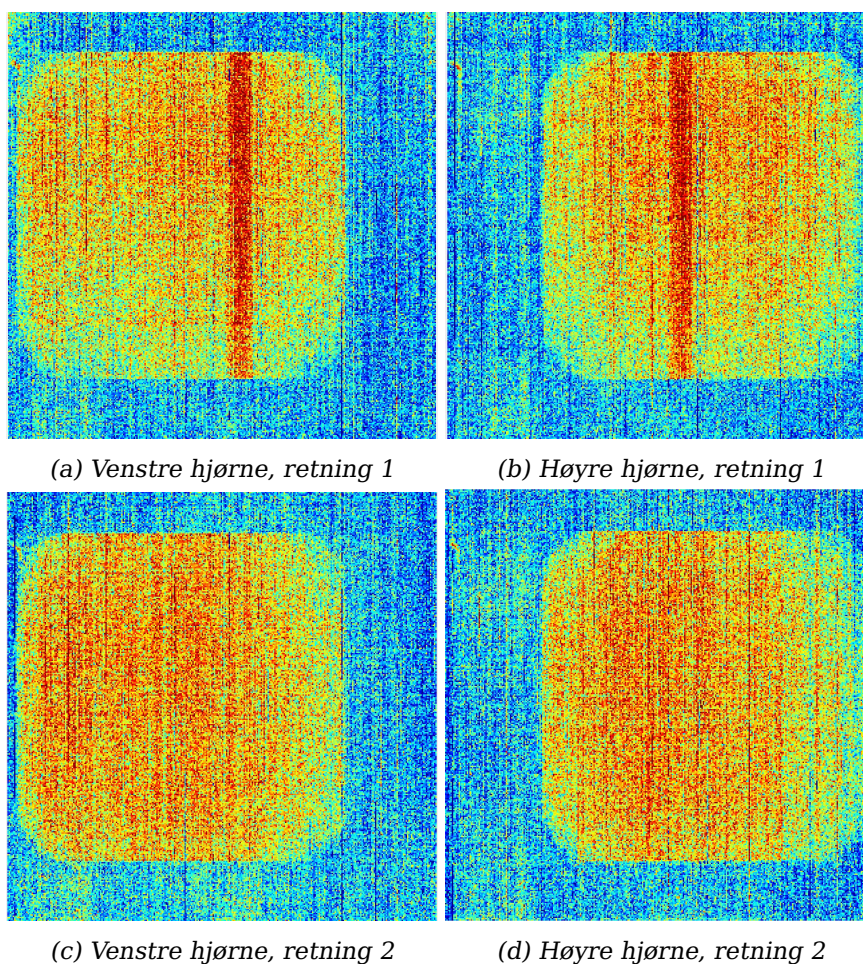


Fig. 4.28: DRL i energiområdet 1,09 eV til 1,11 eV (bånd-til-bånd). Rødt er høyere intensitet, blått er lavere intensitet.

Figuren viser at streken er synlig bare ved den ene scannerretningen, retning 1. Streken befinner seg også alltid ved de samme pikslene i x-retning i bilde. Hadde dette vært en defekt i skiva ville streken vist seg ved begge scannerretninger og ved samme sted i skiva. Det gjør den ikke.

Scannerretning for når streken vises er normalt på antatt sageretning. En mulig forklaring kan være at måten laseren treffer sagskadene på gjør at signalet forsterkes.

PL-spekteret i et område med streken og i et område utenfor streken vises i figur 4.29a på neste side. For energinivå over omtrent 0,8 eV har området i streken høyere intensitet enn området utenfor. For DRL i

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

energinivå lavere enn 0,8 eV vil ikke streken syntes, som vist i figur 4.30 der DRL i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV er vist. Spekteret viser at det er små intensitetsvariasjoner som utgjør streken. I MCR analysen med 3 komponenter av skive fra frøenden etter varmebehandling i romtemperatur ble streken skilt ut som en egen komponent, komponent 3 (figur 4.25c på side 50). Ladningsplottet til komponenten (figur 4.24 på side 50) viser høyere intensitet i energiområde over 0,8 eV. Dette stemmer med spekteret i figur 4.29a.

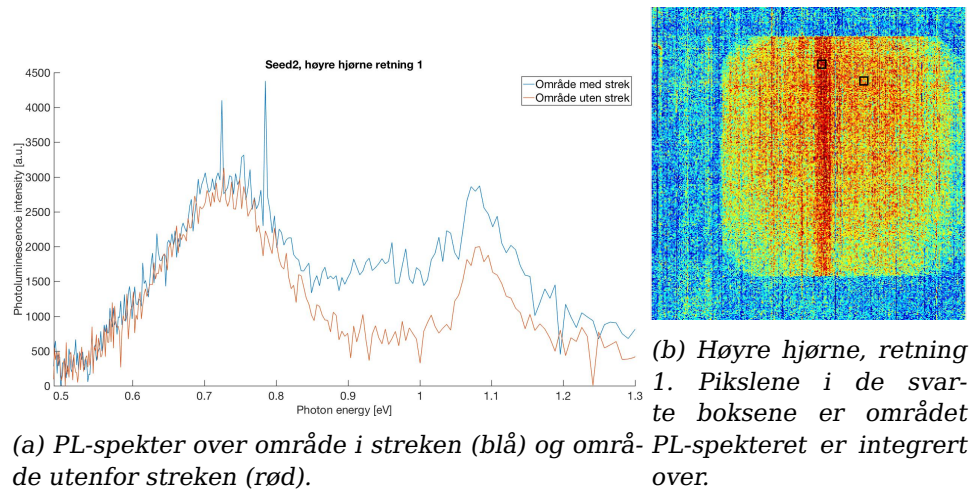


Fig. 4.29

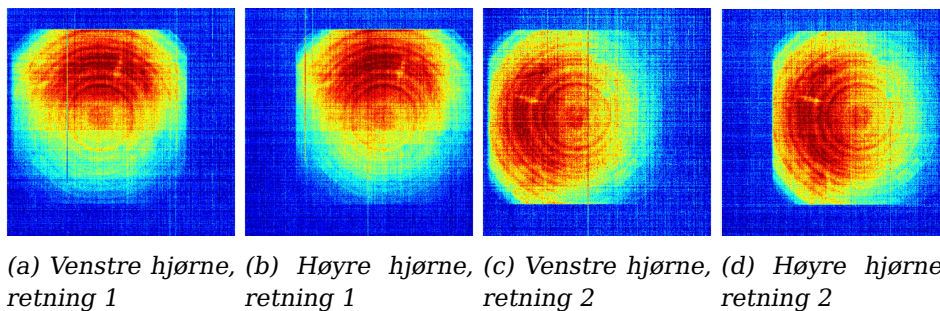


Fig. 4.30: DRL i energiområdet 0,6 eV til 0,8 eV. Rødt er høyere intensitet, blått er lavere intensitet.

Figurene presentert i dette avsnittet viser at streken ikke er spesiell bare i én del av skiva, og bare synlig når intensiteten på signalene er svake, ved energinivå over 0,8 eV. Streken er sett bort fra.

4.1.6 Slutning

Forsøk i denne delen av studien tyder på at signal i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV øker med økende konsentrasjon av termiske donorer.

Skiva fra frøenden hadde omtrent 1,5 ganger mer interstitielt oksygen enn skiva fra haleenden. Under fremstilling av ingoten har frøenden av ingoten hatt en tregere nedkjøling og gjennomgått lenger tid i temperaturområdet rundt 450 °C enn haleenden. Det er ikke gjort målinger av konsentrasjon av termiske donorer, men ifølge teorien om varmebehandling i de temperaturområder [1] skal frøenden ha høyere konsentrasjon av termiske donorer enn haleenden. Intensiteten av P-linja er i underkant av 14 ganger sterkere for frøenden enn haleenden før varmebehandling, men bare i underkant av 2 ganger sterkere etter varmebehandling.

MCR gjort på bildene viste også at de lavere-energi-toppene alltid opptrer samtidig som P-linja. Utviklingen av P-linja, og de tilhørende lavere-energi-toppene, og teori om utvikling av termiske donorer tyder på at intensiteten til signalet kan ha god korrelasjon til termiske donorer.

Forbedringer av studien

Det er ikke målt konsentrasjon av TD i denne delen av studien. En forbedring ville absolutt vært å måle [TD] både før og etter varmebehandling, og ikke bare $[O_i]$ før varmebehandling. Da ville det vært mulig å slå fast at [TD] har økt istedenfor å anta det.

Under varmebehandlingen dukket det opp et uventet signal ved 0,81 eV. Signalet så ut til å ikke ha sammenheng med P-linja. Det hadde vært interessant å se nærmere på hvorfor dette signalet dukket opp. Varmebehandlingen ble gjort ved vanlig luft-atmosfære i en stålbeholder. Det ble lagt biter av Cz-Si-skiver under skivene som ble varmebehandlet slik at de ikke var i kontakt med beholderen. Kommer signalet av forurensninger i luften som har diffundert inn, eller kan det være jernforurensninger? Temperaturen var ikke så høy at noe skal rekke å diffundere inn, så det er lite sannsynlig, men noe å undersøke. Kan det da være stress i skiva som følge av varmebehandlingen som har gitt opphav til signalet?

Det ble bare varmebehandlet én skive fra frøenden og én skive fra haleenden. Varmebehandling av flere skiver ville gitt flere målinger og større visshet til signalene. I tidligere PL-studier av TD er det utført varmebehandling, men signalet i 0,8 eV er da ikke observert. Ville signalet vist seg i alle skivene etter varmebehandling? For å kunne fastslå noe må resultatet være reproducerbart, det er ikke testet i denne studien.

Det hadde vært interessant å se nøyere på streken som plutselig duk-

4.1. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS FØR OG ETTER VARMEBEHANDLING

ker opp i noen skiver når den ligger en bestemt retning under bildetaking. Hva er det som gjør en del av skiva får høyere intensitet på signalene enn andre, og hvorfor skjer dette på samme sted i bildet, og ikke samme sted i skiva? Det er ikke utført MCR på bildene der streken ikke er synlig. Vil MCR skille ut en komponent med høyere intensitet for energinivå over 0,8 eV også i de bildene? Streken er ikke rapportert synlig i tidligere studier med kameraoppsettet.

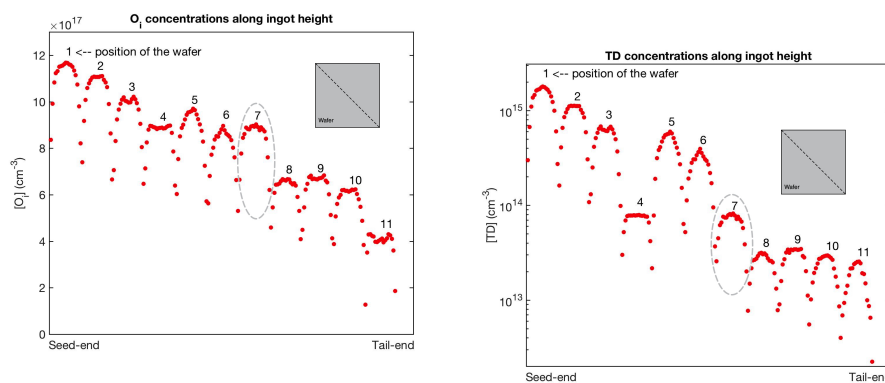
4.2 Hyperspektral fotoluminescens langs ingot

Totalt 11 skiver ble hentet ut jevnt fordelt i en ingot. Konsentrasjon av interstitielt oksygen og termiske donorer ble målt i prøvene. Dette ble utført ved CEA ved hjelp av deres egenutviklet metode OxyMap [34] [33]. Skivene ble så delt i to, der den ene halvparten er bevart as-cut, mens andre halvpart er kjemisk polert og teksturert. Under den kjemiske etterbehandlingen ble en skive knust (skive 9), denne er derfor ikke sett på videre i studien. Det er den halvparten som er kjemisk etterbehandlet som er studert i denne studien.

Skivene ble nummerert der skive 1 er fra øverst i ingoten og 11 er nederst i ingoten. Nummereringen er behold selv om det mangler én skive.

4.2.1 Konsentrasjon av interstitielt oksygen og termiske donorer

Figur 4.31 viser konsentrasjonen av interstitielt oksygen (O_i) og konsentrasjon av termiske donorer i skivene. Konsentrasjonen er målt langs diagonalen på skiva. Figurene viser at konsentrasjonen er høyest i midten av skiva og i den delen av ingoten som størknet først, med unntak av skive 4. I figur 4.32 på neste side er konsentrasjonen av O_i og TD i sentrum av skivene plottet. Merk at konsentrasjonen av TD er plottet semilogaritmisk.



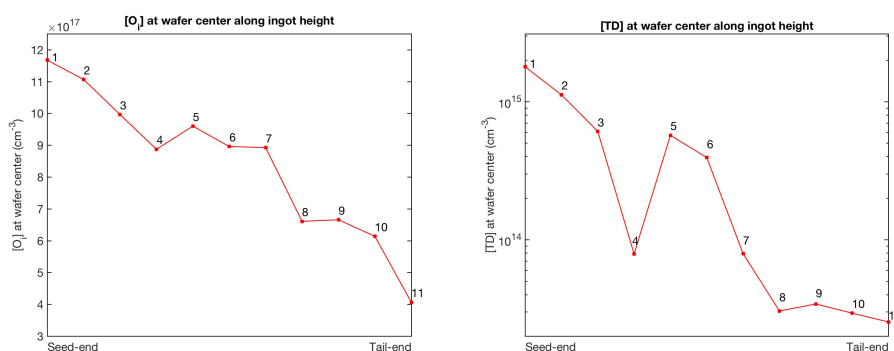
(a) Konsentrasjon av interstitielt oksygen

(b) Konsentrasjon av termiske donorer.

Fig. 4.31: Målt konsentrasjon av interstitielt oksygen og termiske donorer i alle skivene, målt langs diagonalen.

Skive nummer 4 skiller seg ut med hensyn til at den har lavere $[O_i]$ og lavere $[TD]$ enn skive 5 og 6. Skiva bryter det forventede mønsteret med

4.2. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS LANGS INGOT



(a) Konsentrasjon av interstitielt oksygen i sentrum av hver skive (b) Konsentrasjon av termiske donorer i sentrum av hver skive.

Fig. 4.32: Målt konsentrasjon av interstitielt oksygen og termiske donorer i sentrum av alle skivene.

høyere konsentrasjon øverst i ingoten. Det mistenkes derfor at skive 4 er feilnummerert. Nummereringen ble uansett beholdt slik det var mottatt.

4.2.2 Nedkjølt

Figur 4.33 viser det integrerte PL-spekteret over alle piksler av skivene ved temperatur nedkjølt med flytende nitrogen. Spekteret viser tydelig at intensiteten av fotoluminescensen generelt synker nedover i ingoten, med unntak av skive 4. For bånd-til-bånd-signalet ved 1,1 eV er det ingen trend for intensitetsvariasjonene langs ingoten.

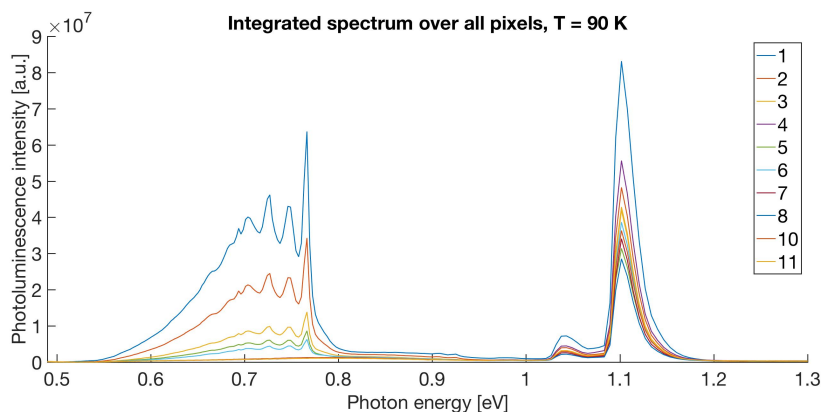


Fig. 4.33: Integrert spekter over alle piksler for hver enkelt skive, $T = 90K$

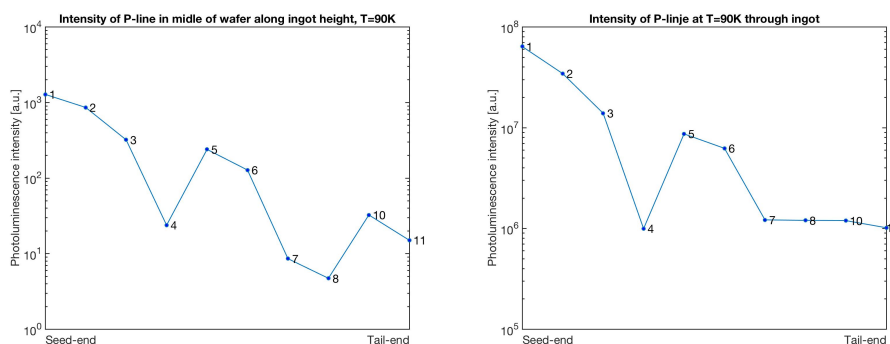
For skive 1, 2, 3, 5 og 6 ligner spekteret på spekteret fra frøenden av NorSun-prøvene før varmebehandling. Intensitetstoppene er ved de

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON

samme energinivåene: 0,694 eV, 0,704 eV, 0,727 eV, 0,746 eV og 0,767 eV. Skulderen på den lave energinivåen fordeler seg også med svake topper ved 0,684 eV og 0,66 eV. For de tre øverste skivene, skive 1, 2 og 3, er det også et svakt signal ved 0,925 eV. For skive 4, 7, 8, 10 og 11 er det ingen tydelig signal foruten signalet fra bånd-til-bånd-rekombinasjon ved 1,1 eV.

Karakterisering av P-linje

Signalet ved 0,767 eV er tidligere rapportert som P-linja. Figur 4.34a viser intensiteten av P-linja i midten av hver skive langs ingoten. Figuren gjenspeiler trenden fra figur 4.33 på forrige side der de øverste skivene har sterkest intensitet med unntak av skive 4.



(a) Midt i hver skive langs ingoten

(b) Over hver skive langs ingoten

Fig. 4.34: Integrert intensitet i energinivå 0,6-0,8 eV, T = 90K

For skive 8 er signalet lavere i midten enn ellers i skiva. Den kjemiske etterbehandlingen ble ikke gjort jevnt over skivene og for skive 8 er ikke midten blitt like godt polert og teksturert som resten av skiva. Det er også flekker av dårlig etterbehandling for de andre skivene. Figur 4.34b viser intensiteten av P-linja integrert over hele skiva. Her vil intensitetsforskjellene som skyldes ujevn behandling jevnes ut.

Figur 4.34b, som viser intensiteten av P-linja i hele skiva i alle skiver, og figur 4.32b på forrige side, som viser [TD] i sentrum av alle skiver, følger samme trend. Dette kan tyde på at intensiteten til signalet i P-linja korrelerer med konsentrasjonen av termiske donorer og at signalet kan brukes til å predikere innholdet av termiske donorer i skiver.

DRL i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV viser høyere intensitet i midten av skiva for skivene som har signal i dette energiområdet. Høyere intensitet i midten stemmer godt med konsentrasjonen av termiske donorer, der konsentrasjonen er høyere i midten enn ytterst i skiva. Figur 4.35

4.2. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS LANGS INGOT

viser DRL i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV for skive 3. Det er tydelig ringstruktur i signalet, med høyest intensitet i midten. Armene ut fra midten i figuren er fra nitrogen som blåses ut gjennom dysene på oversiden av prøven under bildetaking.

Figur 4.36 viser intensiteten av P-linja langs diameteren i hver skive. Figuren viser tydelig hvordan signalet av P-linja synker både nedover i ingoten og ut mot kantene av hver skive.

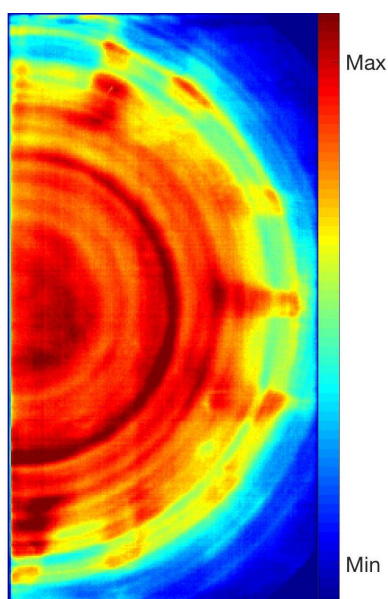


Fig. 4.35: DRL i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV for skive 3, $T = 90K$

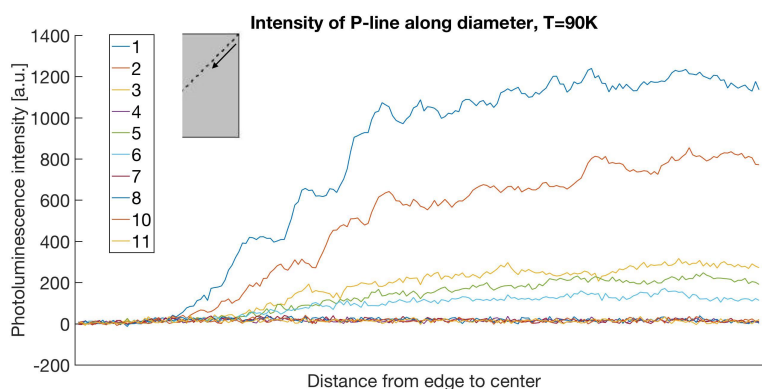


Fig. 4.36: Intensitet av P-linja langs diameter i hver skive. $T = 90K$

4.2.3 Romtemperatur

Figur 4.37 viser det integrerte PL-spekteret for alle piksler ved romtemperatur. For skive 1 og 2 ligner spekteret på spekteret for frøenden etter varmebehandling ved romtemperatur. Det er et bredt signaltopp i 0,72 eV. Også for skive 3 og 5 kan det antydes en bred topp i samme energiområdet. For de andre skivene er det vanskelig å skille ut noe signal utenom bånd-til-bånd-signalet. Også ved romtemperatur er det ingen trend i intensitetsvariasjonene i bånd-til-bånd-signalet langs ingoten.

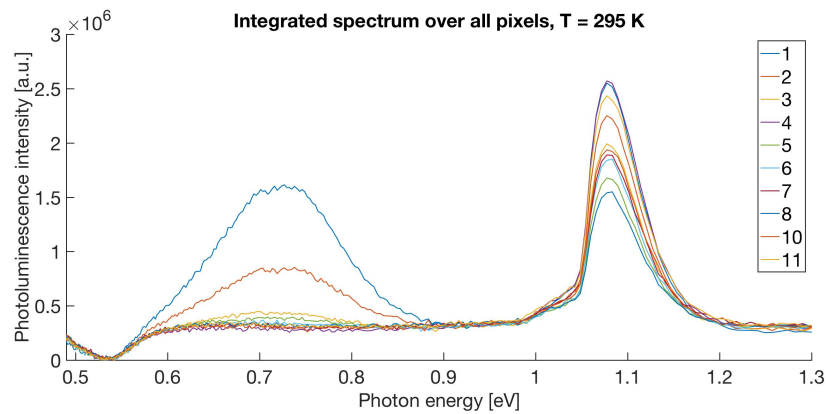
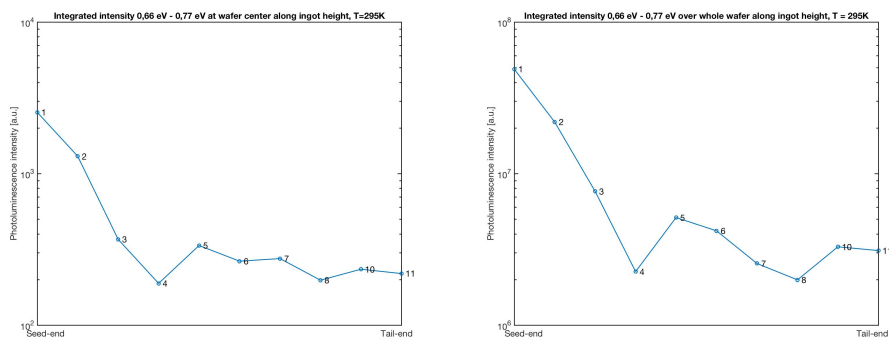


Fig. 4.37: Integrert spekter over alle piksler for hver enkelt skive, $T = 295\text{K}$

P-linje

Intensiteten av signalet mellom 0,6 eV og 0,8 eV midt i hver skive er gitt i figur 4.38a.



(a) Midt i hver skive langs ingoten

(b) Over hver skive langs ingoten

Fig. 4.38: Integrert intensitet i energinivå 0,6-0,8 eV, $T = 295\text{K}$

4.2. HYPERSPEKTRAL FOTOLUMINESCENS LANGS INGOT

Ved romtemperatur er det lav intensitet på de fleste skiver, intensiteten ligger rundt deteksjonsnivået til kameraet slik at det blir liten variasjon. Intensiteten i samme energinivå, men integrert over hele skiva er gitt i figur 4.38b. Når det integreres over hele skiva er intensitetsvariasjonene tydeligere og trenden ligner som for konsentrasjon av termiske donorer.

Også ved romtemperatur viser det brede signalet rundt 0,7 eV ringstruktur. DRL i energiområdet 0,6 - 0,8 eV for den øverste skiva, skive 1, er vist i figur 4.39.

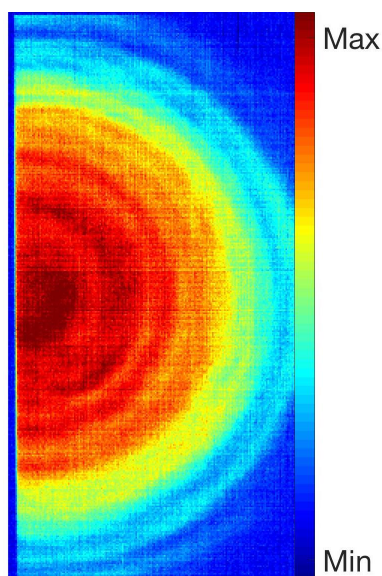


Fig. 4.39: DRL i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV for skive 1, $T = 295K$

4.2.4 Eventuell feilnummerering av skive 4

Selv om skive 4 mistenkes feilnummerert etter konsentrasjon av O_i og TD, så er også intensiteten av P-linja lavere enn for skive 5 og 6. Dette bryter bare mønsteret om at [TD] og intensiteten på P-linja synker nedover ingoten, og ikke at P-linja kan ha korrelasjon med [TD].

4.2.5 Slutning

Prøvene i denne delen av studien er ikke varmebehandlet noe utover det som er under produksjonen. Den målte konsentrasjonen av [TD] er fra det som formes under støpingen.

Forsøk i denne delen av studien viser at intensiteten av P-linja generelt synker nedover i ingoten. Også konsentrasjon av [TD] og $[O_i]$ synker

KAPITTEL 4. RESULTAT OG DISKUSJON

nedover i ingoten. Intensiteten av P-linja ser ut til å ha god korrelasjon med [TD], da intensiteten følger samme trend som [TD]. Dette gjelder både for romtemperatur og for temperatur ved flytende nitrogen. Ved romtemperatur er ikke P-linja et distinkt signal, men toppene rundt har smeltet sammen til ett bredt signal som følger samme trend som P-linja og [TD].

Forbedringer av studien

Det er i denne studien brukt eksitasjonskilde på rund 20 soler med bølgelengde 808 nm. Intensiteten til signaler i SPL er sterkt avhengig av eksitasjonskilde og temperatur. En eventuell modell for sammenheng mellom intensitet av P-linja og [TD] vil måtte kalibreres for utstyret og temperaturen som brukes.

Å lage en modell for dette utstyret vil kreve flere målinger. 10 målinger gjort i denne studien vil ikke være nok, og flere skiver fra forskjellige ingoter må undersøkes. Målingene gjort i denne studien viser likevel at det er en trend mellom intensitet og konsentrasjon. De 10 målingene som er gjort er på skiver polert og teksturert. I industrien er det ønskelig å karakterisere skivene så tidlig som mulig, slik at målinger på as-cut skiver og ved romtemperatur burde brukes som grunnlag for en eventuell modell.

4.3. REFLEKSJONER ETTER RESULTAT

4.3 Refleksjoner etter resultat

Gjennom varmebehandling av as-cut skiver og ved å se på intensitetsvariasjonene nedover ingoten er det god grunn til å tro at P-linja har god korrelasjon med termiske donorer. Dette delkapittelet er ment til å presentere refleksjoner rundt resultater fra begge delstudiene sett under ett.

4.3.1 Andre ordens maxima

Laseren brukt til eksitasjon i studien sender ut lys med bølgelengde 808 nm. Annen ordens maksima vil gi et signal ved 0,767 eV. For å unngå problemer med å detektere refleksjoner fra laserens ble det brukt lavpassfilter som stenger ute lys med lavere bølgelengde enn 1000 nm.

0,767 eV er ikke bare annen ordens maksima for lyset fra laserens, det er også energinivå til P-linja. Det kan diskuteres om signalet detektert bare er refleksjon fra laserens, men da ville dette signalet vært sett i alle prøver. For Si-skivene er det lite som kan reflektere stråler, eventuelt måtte det vært i området utenfor skiva, som klippes vekk under bildebehandlingen. For ferdige celler vil fingers og buzzbar kunne reflektere laserens, signalet fra laserens vil da kunne sees som tydelige streker fra der fingers og buzzbar er plassert på cella.

P-linja er observert med andre eksitasjonskilder med andre bølgelengder, for eksempel av Tajima i 1983 [6]. Det kan derfor konkluderes med at P-linja er et signal i prøven, og ikke viser refleksjoner fra laserens.

4.3.2 Degenererte halvledere

Målt [TD] i den øverste skiva er omtrent $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, dette bidrar med økt elektronkonsentrasjon på $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Ved dopingnivå på 10^{16} cm^{-3} ville total ladningsbærerkonsentrasjon være $n = 1,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Båndgapet ville da blitt 0,0026 eV smalere. Det er en endring på rundt 0,25 % og kan ansees som neglisjerbart. FWHM av hvert intervall for sensoren i kameraet varierer fra 6,34 nm for de kortere bølgelengder til 6,22 nm for de lengre bølgelengder, båndgapsendringen er for liten til å detektere med utstyret brukt.

Det er ikke kjent dopnivået i prøvene undersøkt, men 10^{16} cm^{-3} er klassifisert som moderat doping [7]. Ved høy doping på 10^{20} cm^{-3} ville båndgapet blitt 0.22 eV smalere, endring på rundt 20 %. Ved så høy doping vil de ekstra ladningsbærere fra TD bare være en brøkdel av total ladningsbærerkonsentrasjon og påvirke resistiviteten i liten grad.

4.3.3 Defektrelatert fotoluminescens i mono vs. multi

Tidligere undersøkelser av punktdefekter i multikrystallinske celler viser at defekter som D1-D4 vises som enkeltpunkter på DRL-bilder og signalene er bare tilstede i enkelte områder (se f.eks [4] [36] [39] [28]). Alle signaler i de monokrystallinske skivene undersøkt har jevn fordeling med forskjellig intensitet. De dukker ikke opp som enkeltpunkter, men med utbredelse over hele skiva.

Det antas at TD er en punktdefekt som skyldes interstitielt oksygen. Målingene av [TD] viste at TD ikke var tilstede i enkelte steder i skiva, men over hele skiva med høyere konsentrasjon mot midten. P-linja, som det er vist trolig har god korrelasjon med TD, var også tilstede i hele skiva med høyere intensitet mot midten.

D1 er en punktdefekt, og når den er observert i multikrystall er signalet enkelte punkter. Det ble observert et signal med likt energinivå som D1 i de varmebehandlede skivene, men signalet der hadde jevn utbredelse over hele skiva for begge skivene.

I multikrystalinske skiver/celler er det mange små krystaller sammen. Det kan muligens tenkes at en defekt kan bevege seg fritt innenfor krystallet, slik at i multikrystall vil signalene sees fra enkelte punkter, mens det i monokrystall vil signalet sees fra hele skiva.

Kapittel 5

Oppsummering

5.1 Konklusjon

Det er i denne oppgaven brukt hyperspektral fotoluminescens avbildning (SPL) til å se på Czochralski silisium (Cz-Si)-skiver med forskjellig konsentrasjon av termiske donorer (TD). Dette ble gjort i to delstudier. I den første delstudien ble sett på spektral respons før og etter varmebehandling av skiver fra frøenden og haleenden av en ingot både ved temperatur nedkjølt med nitrogen og ved romtemperatur.

Før varmebehandling viste PL-spekteret for skivene fra frøenden flere toppe i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV ved temperatur nedkjølt med nitrogen. Ved MCR ble det vist at disse intensitetstoppene alltid opptrer samtidig. Det sterkeste signalet av toppene er kjent som P-linja ved 0,767 eV. Også spekteret for skivene fra haleenden viste tegn til små intensitetstopper i samme energiområdet, men med mye lavere intensitet enn for frøenden. Ved romtemperatur var det lite signal i spekteret for både frøenden og haleenden.

Etter varmebehandling var intensiteten på signalene i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV økt markant for begge skiver. Det kunne i tillegg observeres et nytt signal med energinivå 0,807 eV for begge skiver ved temperatur nedkjølt med nitrogen (~ 90 K). MCR viste at denne nye toppen var et signal uavhengig av toppene observert før varmebehandling. Ved romtemperatur (~ 295 K) var intensiteten av signaler økt noe sammenlignet med før varmebehandling. Størst økning i intensitet var det for skiva fra frøenden. Det kunne se ut som at de mange små toppene observert ved 90 K var smeltet sammen til en bred topp ved 295 K. MCR viste at signalet bare besto av to komponenter, nemlig den brede toppen og bånd-til-bånd. For skiva fra haleenden var det en liten antydning til den brede toppen i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV.

Totalt viste delstudien at intensiteten av signal i energiområdet 0,6

KAPITTEL 5. OPPSUMMERING

eV - 0,8 eV øker med økende konsentrasjon av TD. Det er antatt at frøenden har høyere [TD] enn haleenden, og at varmebehandlingen som ble utført ved 450 °C i 24 timer skal ha gitt økning [TD]. Ingen måling av [TD] ble gjort i denne delstudien.

I den andre delstudien ble det sett på den spektrale responsen langs en ingot. 10 skiver jevnt fordelt i en ingot fra helt øverst til helt nederst ble undersøkt. [TD] og $[O_i]$ ble målt på alle prøver og viste at det er en generell synkende trend nedover i ingoten og ut mot kantene av hver skive. Dette viste også PL-spekteret i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV. Intensitetstoppene observert i første delstudie ble igjen observert for de øverste skivene ved temperatur nedkjølt med nitrogen (~ 90 K). Ved romtemperatur (~ 295 K) ble et bredt signal observert, slik som for frøenden etter varmebehandling fra første delstudie.

Intensiteten til spesielt P-linja var 0,767 eV viste å ha samme synkende trend som [TD] langs ingoten både ved temperatur nedkjølt med nitrogen og ved romtemperatur.

Begge delstudier gir en god indikasjon på at P-linja og toppene i energiområdet 0,6 eV - 0,8 eV kan brukes til å predikere konsentrasjonen av [TD].

Korrelasjon mellom intensitet av P-linja og konsentrasjon av [TD] ser ut til å gjelde uavhengig om TD er formet under støping eller ved ekstra varmebehandling.

5.2. FORSLAG TIL VIDERE ARBEID

5.2 Forslag til videre arbeid

Oppgaven har vist at det trolig er mulig å bruke P-linja til å predikere konsentrasjonen av [TD]. Dette ser ut til å gjelde både for TD dannet under støping og ved ekstra varmebehandling. Et naturlig steg videre vil være å gjøre flere målinger av konsentrasjon av TD og SPL, spesielt på as-cut-skiver, og utvikle en modell for sammenheng mellom intensitet av P-linja og [TD]. Selv om linja er mest tydelig ved lav temperatur er det for industrien mest interessant å se på spekteret ved romtemperatur. En modell for å predikere [TD] i romtemperatur ved bruk av SPL vil være mest anvendbart. SPL burde måles ved forskjellig eksitasjonskilde for å utvikle en kalibreringsmetode, da spekteret er sterkt avhengig av eksitasjonskilden og temperatur. Også forskjellig oppløsning på bildet vil påvirke intensiteten på spekteret.

Under varmebehandlingen av en skive fra frøenden og en skive fra haleenden dukket det opp et uventet signal ved 0,8 eV. Signalet så ut til å ikke ha sammenheng med P-linja. Det hadde vært interessant å se nærmere på hvorfor dette signalet dukket opp og hva signalet skyldes. Forslag til videre arbeid er å undersøke hva som skjer med spekteret ved videre varmebehandling, både ved lavere og høyere temperatur og over lenger tid. Å gjøre varmebehandlingen på nytt er uansett viktig for å se om resultatet er reproducerbart.

Det er lite forskning rundt intensitetstoppene ved lavere energi enn P-linja. Undersøkelse av intensitetstoppene med kamera med høyere spektral oppløsning vil vise intensitetstoppene i mer detalj. Toppene «smelter» sammen til en bred topp ved romtemperatur, å se på spekterets temperaturavhengighet ville være en del av undersøkelser av intensitetstoppene.

Tillegg A

MCR før varmebehandling, nedkjølt

A.1 Frøenden

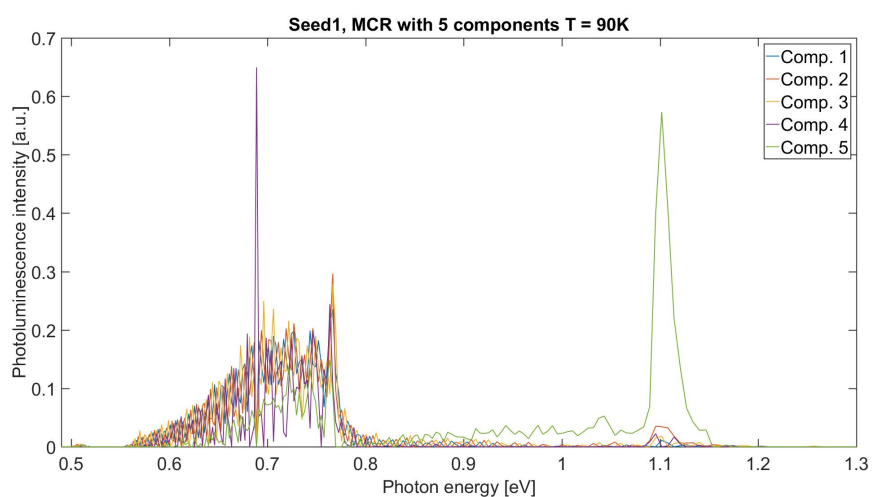
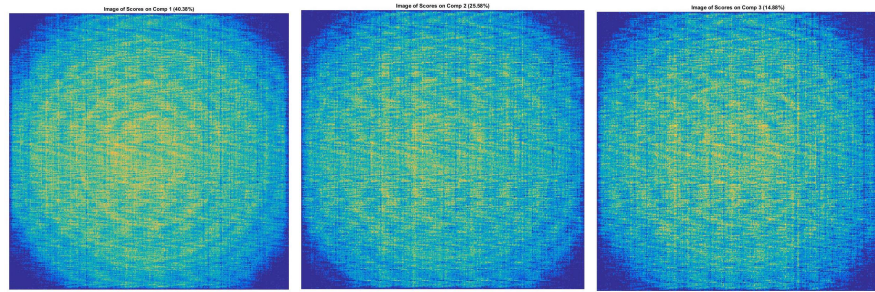
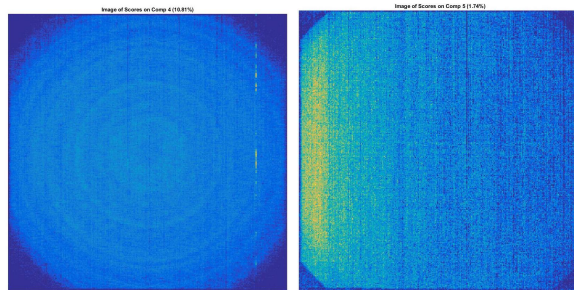


Fig. A.1: Ladningsplott fra MCR med 5 komponenter utført på skive fra frøenden.

TILLEGG A. MCR FØR VARMEBEHANDLING, NEDKJØLT



(a) Score-bilde av kom- (b) Score-bilde av kom- (c) Score-bilde av kom-
ponent 1 ponent 2 ponent 3



(d) Score-bilde av kom- (e) Score-bilde av kom-
ponent 4 ponent 5

Fig. A.2: Score-bilde av de 5 komponentene av MCR med 5 komponenter

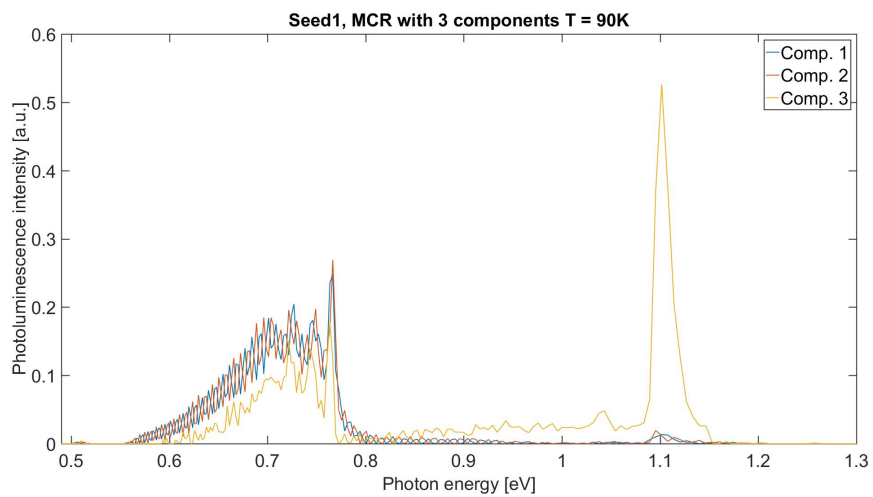
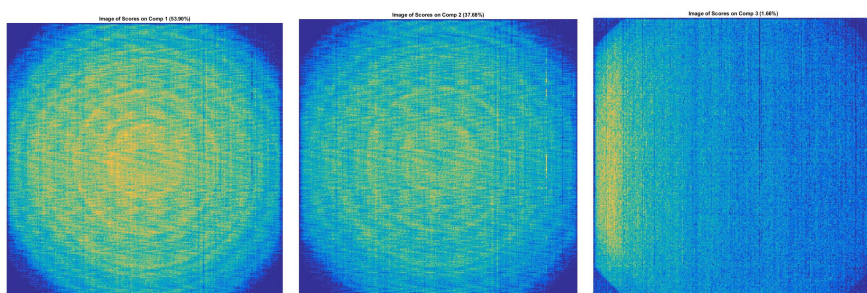


Fig. A.3: Ladningsplott fra MCR med 3 komponenter utført på skive fra frøenden.

A.1. FRØENDEN



(a) Score-bilde av kom- (b) Score-bilde av kom- (c) Score-bilde av kom-
ponent 1 ponent 2 ponent 3

Fig. A.4: Score-bilde av de 3 komponentene av MCR med 3 komponenter

A.2 Haleenden

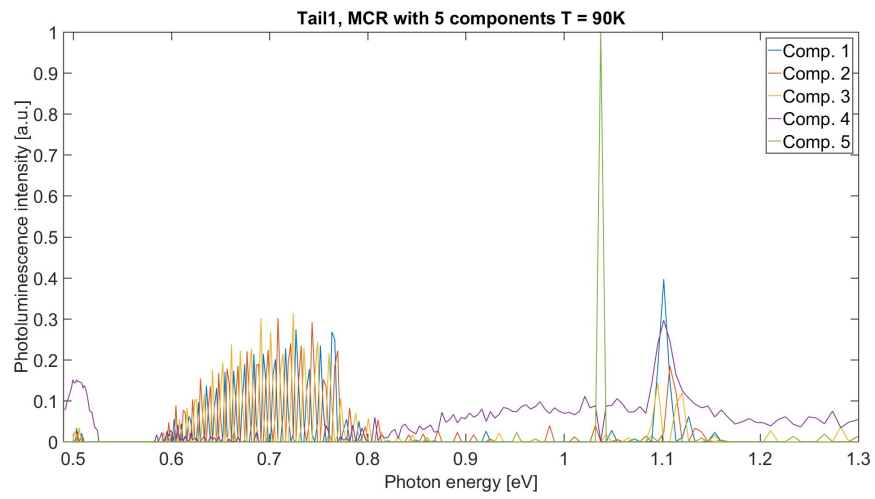


Fig. A.5: Ladningsplott fra MCR med 5 komponenter utført på skive fra haleenden.

A.2. HALEENDEN

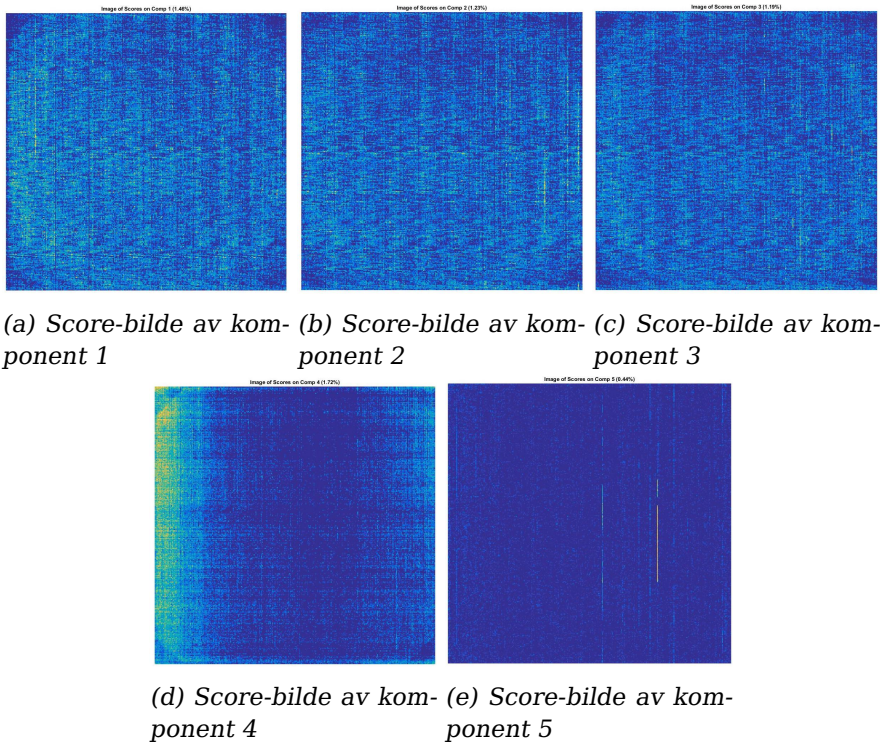


Fig. A.6: Score-bilde av de 5 komponentene av MCR med 5 komponenter utført på skive fra haleenden.

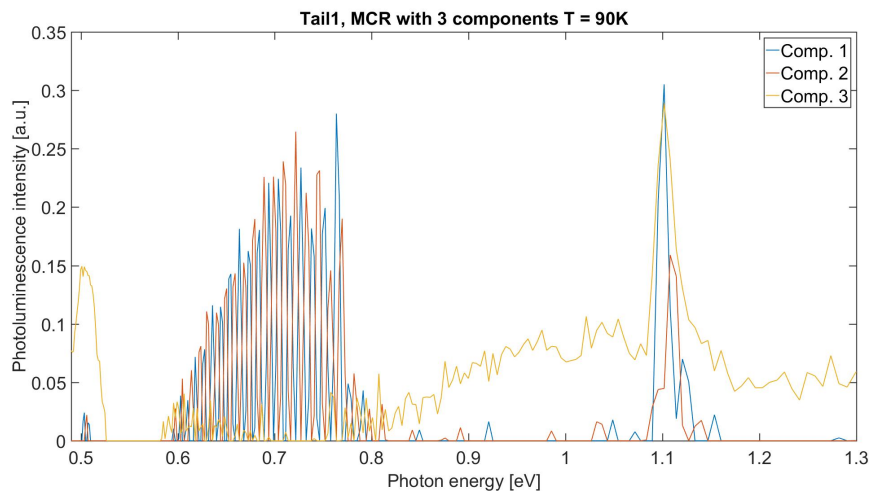
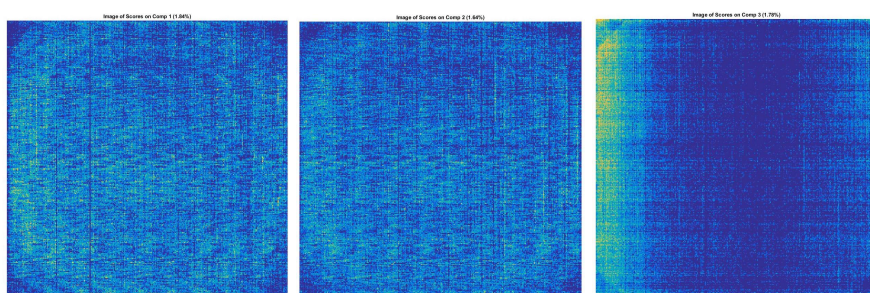


Fig. A.7: Ladningsplott fra MCR med 3 komponenter utført på skive fra haleenden.

TILLEGG A. MCR FØR VARMEBEHANDLING, NEDKJØLT



(a) Score-bilde av kom- (b) Score-bilde av kom- (c) Score-bilde av kom-
ponent 1 ponent 2 ponent 3

Fig. A.8: Score-bilde av de 3 komponentene av MCR med 3 komponenter utført på skive fra haleenden.

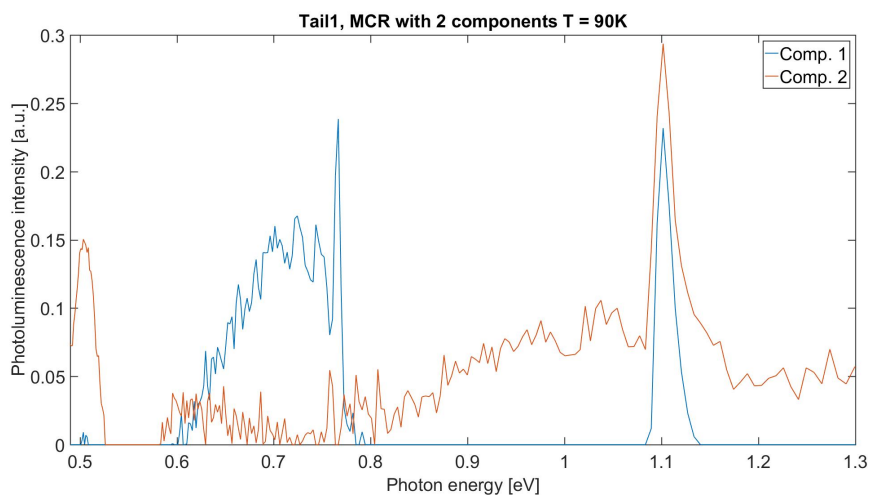
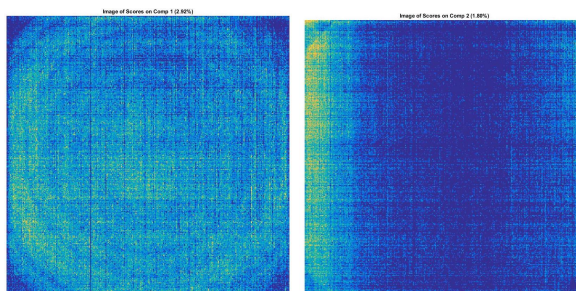


Fig. A.9: Ladningsplott fra MCR med 2 komponenter utført på skive fra haleenden.



(a) Score-bilde av kom- (b) Score-bilde av kom-
ponent 1 ponent 2

Fig. A.10: Score-bilde av de 2 komponentene av MCR med 2 komponenter utført på skive fra haleenden.

Tillegg B

MCR etter varmebehandling, nedkjølt

B.1 Frøenden, 4 komponenter

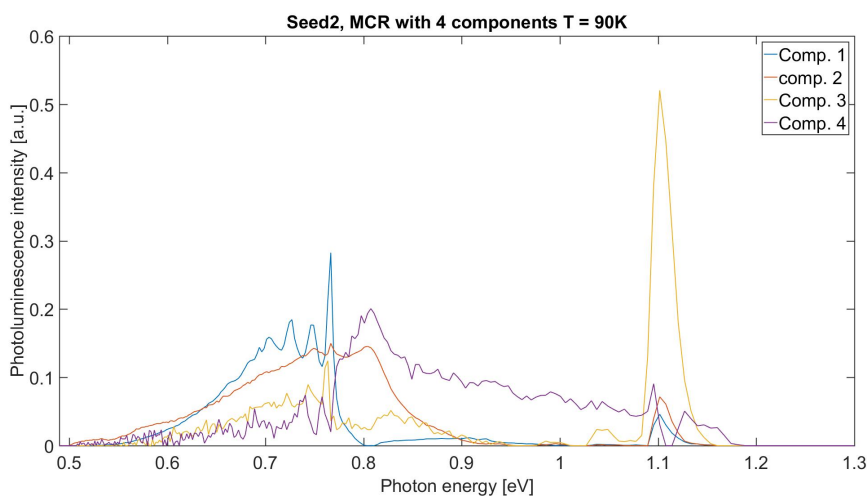


Fig. B.1: Ladningsplott fra MCR med 4 komponenter utført på skive fra frøenden etter varmebehandling.

TILLEGG B. MCR ETTER VARMEBEHANDLING, NEDKJØLT

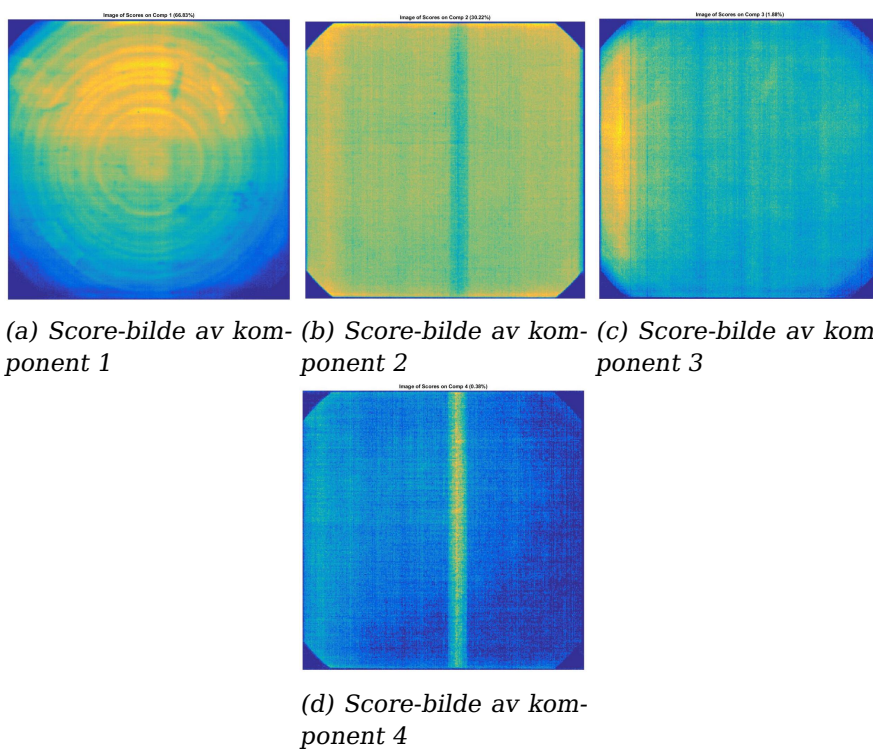


Fig. B.2: Score-bilde av de 4 komponentene av MCR med 4 komponenter

B.2 Haleenden, 5 komponenter

B.2. HALEENDEN, 5 KOMPONENTER

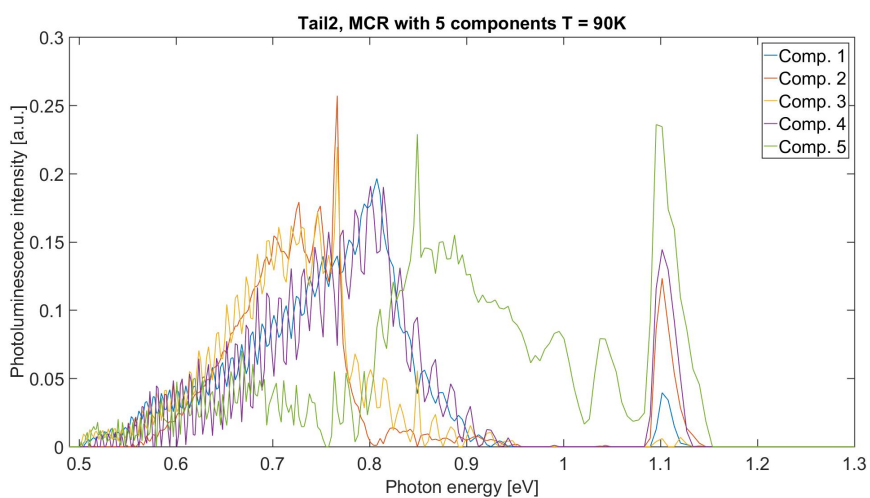


Fig. B.3: Ladningsplott fra MCR med 5 komponenter utført på skive fra haleenden etter varmebehandling.

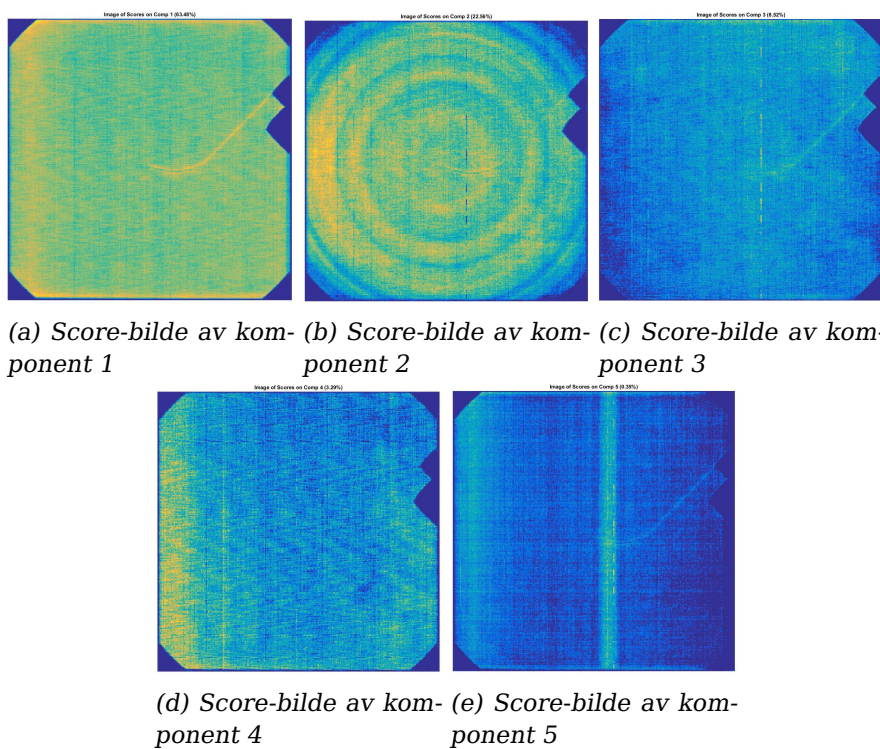


Fig. B.4: Score-bilde av de 5 komponentene av MCR med 5 komponenter

Tillegg C

MCR etter varmebehandling, romtemperatur

C.1 Frøenden

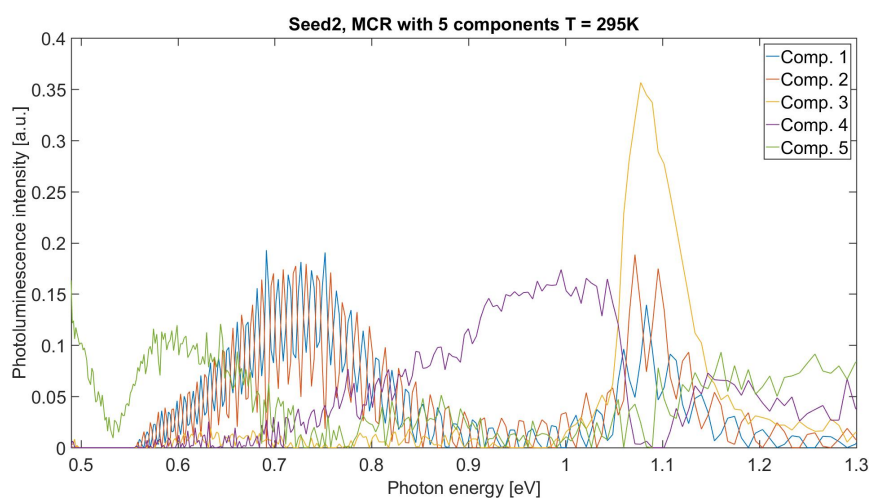
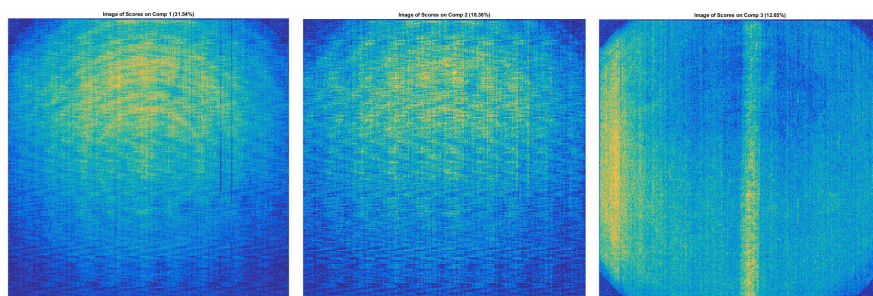
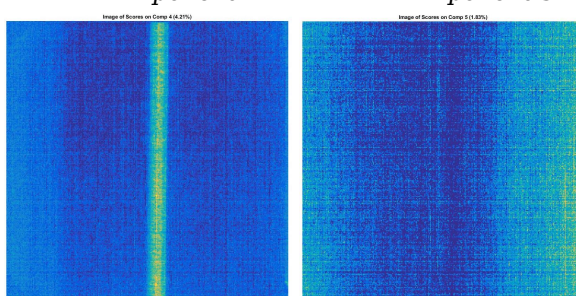


Fig. C.1: Ladningsplott fra MCR med 5 komponenter utført på skive fra frøenden.

TILLEGG C. MCR ETTER VARMEBEHANDLING, ROMTEMPERATUR



(a) Score-bilde av kom- (b) Score-bilde av kom- (c) Score-bilde av kom-
ponent 1 ponent 2 ponent 3



(d) Score-bilde av kom- (e) Score-bilde av kom-
ponent 4 ponent 5

Fig. C.2: Score-bilde av de 5 komponentene av MCR med 5 komponenter utført på skive fra frøenden.

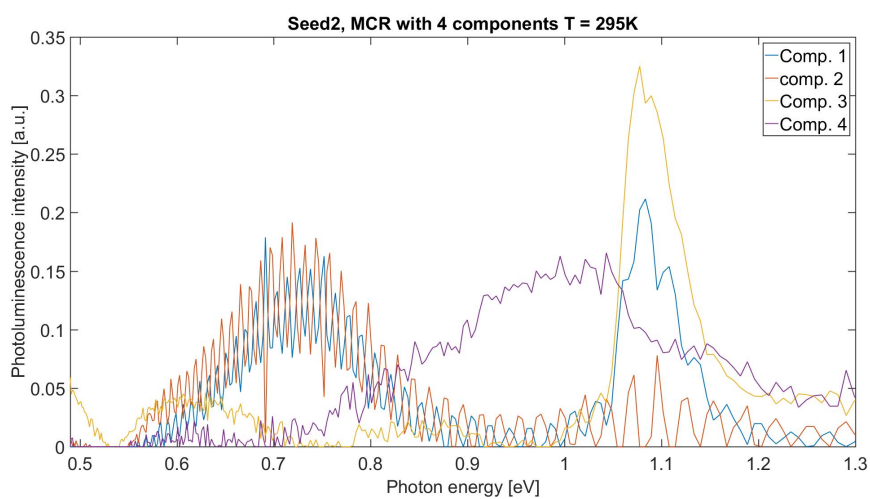


Fig. C.3: Ladningsplott fra MCR med 4 komponenter utført på skive fra frøenden.

C.1. FRØENDEN

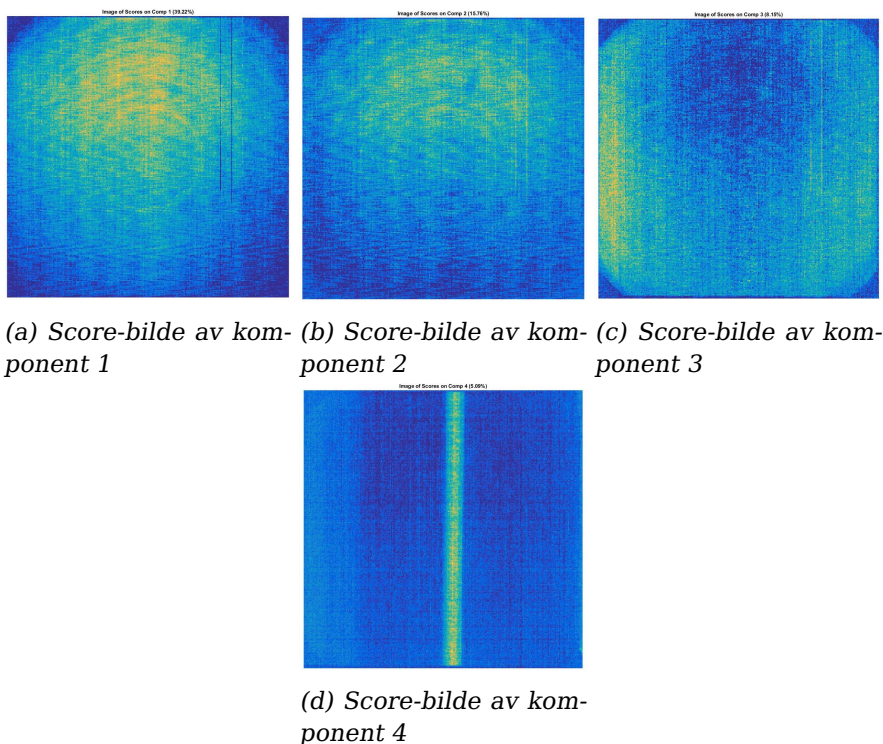


Fig. C.4: Score-bilde av de 4 komponentene av MCR med 4 komponenter utført på skive fra frøenden.

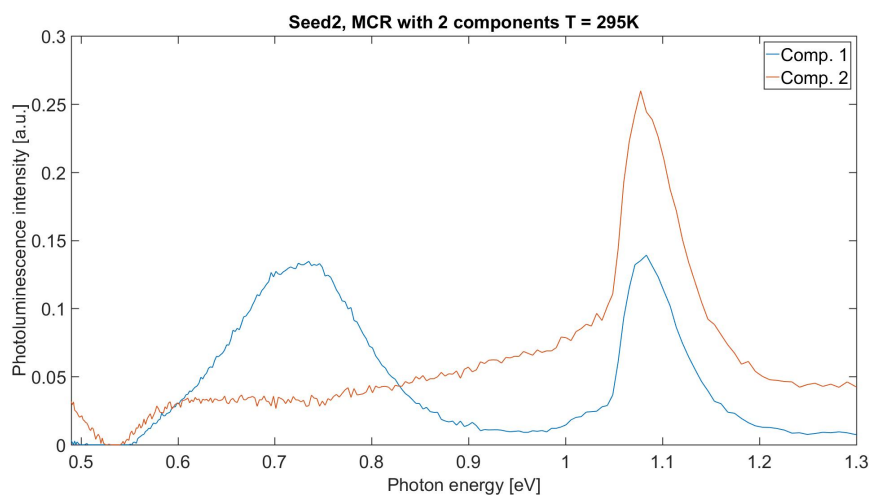
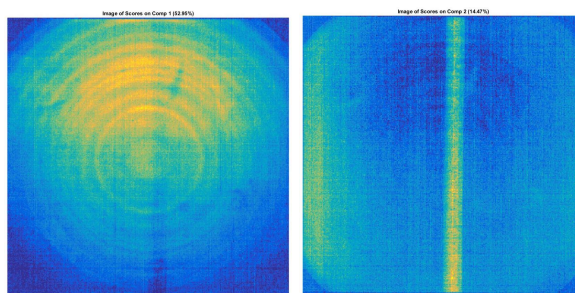


Fig. C.5: Ladningsplott fra MCR med 2 komponenter utført på skive fra frøenden.

TILLEGG C. MCR ETTER VARMEBEHANDLING, ROMTEMPERATUR



(a) Score-bilde av kom-
ponent 1

(b) Score-bilde av kom-
ponent 2

Fig. C.6: Score-bilde av de 2 komponentene av MCR med 2 komponenter utført på skive fra frøenden.

C.2. HALEENDEN

C.2 Haleenden

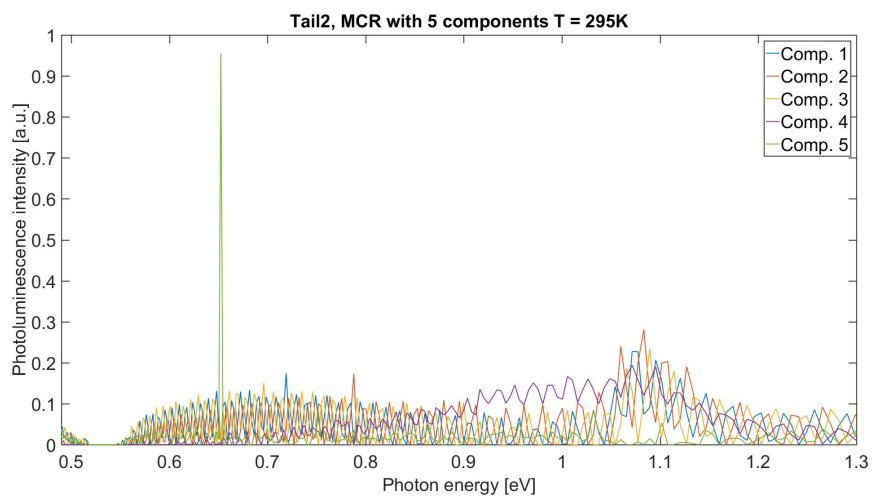
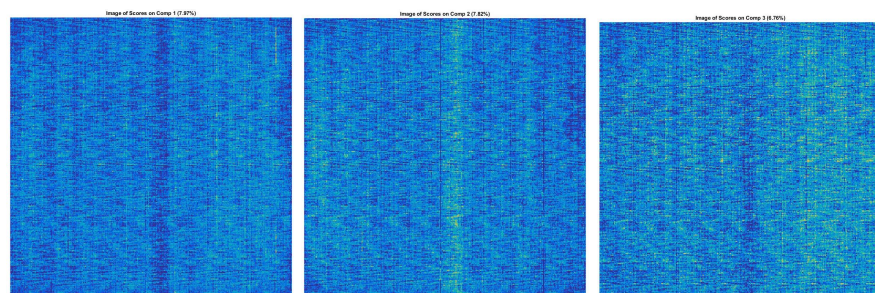
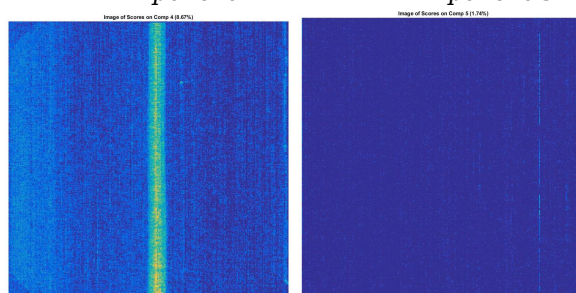


Fig. C.7: Ladningsplott fra MCR med 5 komponenter utført på skive fra haleenden.

TILLEGG C. MCR ETTER VARMEBEHANDLING, ROMTEMPERATUR



(a) Score-bilde av komponent 1 (b) Score-bilde av komponent 2 (c) Score-bilde av komponent 3



(d) Score-bilde av komponent 4 (e) Score-bilde av komponent 5

Fig. C.8: Score-bilde av de 5 komponentene av MCR med 5 komponenter utført på skive fra haleenden.

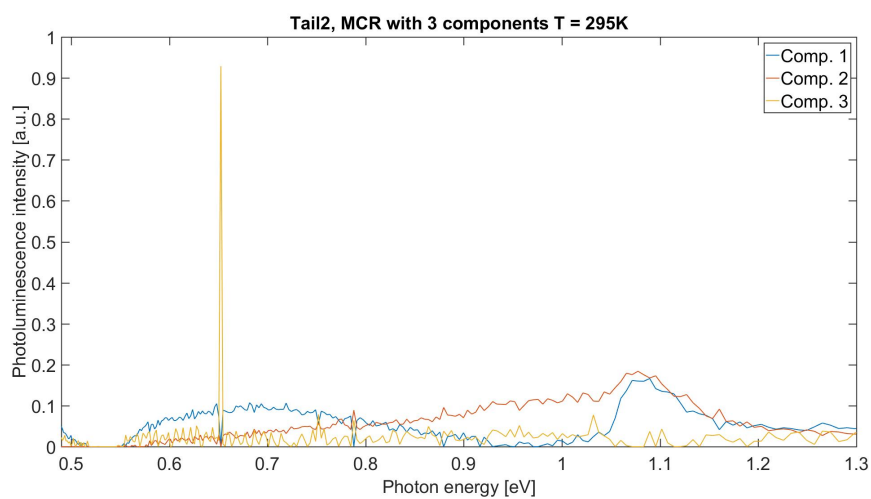
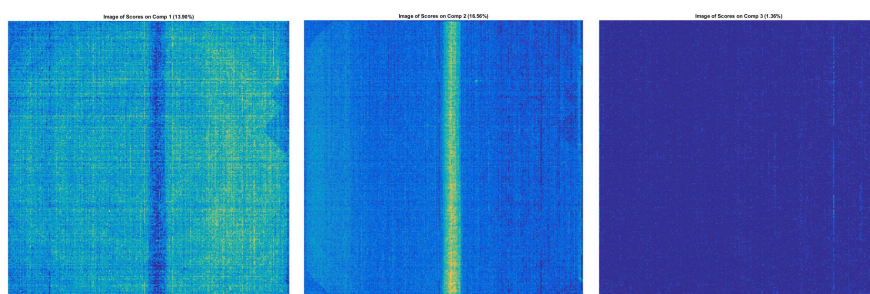


Fig. C.9: Ladningsplott fra MCR med 3 komponenter utført på skive fra haleenden.

C.2. HALEENDEN



(a) Score-bilde av kom-
ponent 1

(b) Score-bilde av kom-
ponent 2

(c) Score-bilde av kom-
ponent 3

Fig. C.10: Score-bilde av de 3 komponentene av MCR med 3 komponenter utført på skive fra haleenden.

Bibliografi

- [1] C. S. Fuller og R. A. Logan. «Effect of heat treatment upon the electrical properties of silicon crystals». I: *Journal of Applied Physics* 28.12 (1957).
- [2] Michio Tajima mfl. «Photoluminescence analyses of annealed silicon crystals». I: *Journal of Applied Physics* 51 (1980).
- [3] Golla Eranna. *Crystal growth and evaluation of silicon for VLSI and ULSI*. Taylor og Francis Group, LLC, 2015.
- [4] Ingunn Burud mfl. «Hyperspectral photoluminescence imaging of defects in solar cells». I: *Journal of spectral imaging* 5 (2016).
- [5] N. S. Minaev og A. V. Mudryi. «Thermally-Induced Defects in Silicon Containing Oxygen and Carbon». I: *phys. stat. sol.* 68 (1981).
- [6] Michio Tajima, P. Stallhofer og D. Huber. «Deep Level Luminescence Related to Thermal Donors in Silicon». I: *Japanese Journal of Applied Physics* 22.9 (1983).
- [7] Arno Smets mfl. *Solar Energy. The physics and engineering of photovoltaic conversion technologies and systems*. UIT Cambridge Ltd, 2016.
- [8] Donald Neamen. *Semiconductor physics and devices : basic principles*. 4th. Raghuram Srinivasan, 2012.
- [9] S. M. Sze. *Semiconductor devices, physics and technology*. 2nd. John Wiley og Sons, Inc, 2002.
- [10] Ben Mills. *Ball-and-stick model of the unit cell of silicon*. 2007. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Silicon-unit-cell-3D-balls.png>.
- [11] S. Rein. *Lifetime spectroscopy, A method of defect characterization in silicon for photovoltaic applications*. Springer, 2005.
- [12] William Shockley og William Read. «Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons». I: *Physical Review* 87.5 (1952).

- [13] Robert N. Hall. «Germanium rectifier characteristics». I: *Physical Review* 83.1 (1951).
- [14] Twisp (Public Domain). *Czochralski Process*. 2008. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Czochralski_Process.svg.
- [15] W. Kaiser, H. L. Frisch og H. Reiss. «Mechanism of the Formation of Donor States in Heat-Treated Silicon». I: *Physical Review* 112.5 (1958), s. 1546–1554.
- [16] P. Wagner og J. Hage. «Thermal double donors in silicon». I: *Appl. Phys. A* 49 (1989).
- [17] H. J. Hoffmann mfl. «Differential evaluation of the Hall effect in silicon with oxygen-related donors». I: *Appl. Phys. A* 33.1 (1984).
- [18] Mara Bruzzi, David Menichelli og Monica Scaringella. «Thermal donors formation via isothermal annealing in magnetic Czochralski high resistivity silicon». I: *Journal of Applied Physics* 99.9 (2006).
- [19] M. Tomassini mfl. «Recombination activity associated with thermal donor generation in monocrystalline silicon and effect on the conversion efficiency of heterojunction solar cells». I: *Journal of Applied Physics* 119 (2016).
- [20] N. A. Drozdov, A. A. Patrin og V. D. Tkachev. «Recombination radiation on dislocations in silicon». I: *Jetp. Lett* 23.11 (1976).
- [21] R. Sauer, J. Weber og J. Stolz. «Dislocation-Related Photoluminescence in Silicon». I: *Appl. Phys. A* 36 (1985).
- [22] V. Higgs mfl. «Characterization of epitaxial and oxidation-induced stacking faults in silicon». I: *Appl. Phys. Lett* 60 (1992).
- [23] S. Ostapenko mfl. «Defect monitoring using scanning photoluminescence spectroscopy in multicrystalline silicon wafers». I: *Semiconductor Science and Technology* 15.8 (2000).
- [24] S. Pizzini mfl. «The photoluminescence emission in the 0.7-0.9 eV range from oxygen precipitates, thermal donors and dislocations in silicon». I: *Journal of Physics: Condensed Matter* 12.49 (2000).
- [25] M. Tajima mfl. «Deep-level photoluminescence due to dislocations and oxygen precipitates in multicrystalline Si». I: *Journal of Applied Physics* 111 (2012).
- [26] T. Sekiguchi og K. Sumino. «Cathodoluminescence study on dislocations in silicon». I: *Journal of Applied Physics* 79 (1996).
- [27] A. Flø mfl. «Distribution of radiative crystal imperfections through a silicon ingot». I: *AIP Advances* 3 (2013).

BIBLIOGRAFI

- [28] D. Lausch mfl. «Classification of crystal defects in multicrystalline silicon solar cells and wafer using spectrally and spatially resolved photoluminescence». I: *Journal of Applied Physics* 119 (2016).
- [29] S. Pizzini mfl. «About the D1 and D2 Dislocation Luminescence and Its Correlation with Oxygen Segregation». I: *phys. stat. sol.* 222 (2000).
- [30] Michio Tajima. «Characterization of Semiconductors by Photoluminescence Mapping at Room Temperature». I: *Journal of Crystal Growth* 103 (1990).
- [31] M. Acciarirri mfl. «Study of the correlation between radiative and non-radiative recombination channels in silicon». I: *Journal of Physics: Condensed Matter* 14 (2002).
- [32] Judith Felten mfl. «Vibrational spectroscopic image analysis of biological material using multivariate curve resolution–alternating least squares (MCR-ALS)». I: *Nature Protocols* 10 (2015).
- [33] Jordi Veirman mfl. «Oxygen-defect characterization for improving RD relevance and Cz-Si solar cell efficiency». I: *Photovoltaics International* 33 (2016).
- [34] Jordi Veirman mfl. «A fast and easily implementet methos for interstitial oxygen concentration mapping through the activation of thermal donors in silicon». I: *Energy Procedia* 8 (2011).
- [35] W. Wijaranakula. «Formation kinetics of oxygen thermal donors in silicon». I: *Applied Physics Letters* 59 (1991).
- [36] Guro Marie Wyller. «Correlation of Defect Luminescence and Recombination in Multicrystalline Silicon». Masteroppg. Norwegian University of Life Science, 2015.
- [37] W. Kürner mfl. «Structure of the 0.767-eV oxygen-carbon luminescence defect in 450 C thermally annealed Czochralski-grown silicon». I: *Physical Review B* 39.18 (1989).
- [38] R. P. Schmid mfl. «Rapid dislocation-related D1-photoluminescence imaging of multicrystalline Si wafers at room temperature». I: *Phys. Status Solidi A* 208 (2011).
- [39] Torbjørn Mehl. «Karakterisering av multikrystallinske solceller ved bruk av hyperspektral avbildning». Masteroppg. Norwegian University of Life Science, 2014.



Norges miljø- og biovitenskapelig universitet
Noregs miljø- og biovitenskapelige universitet
Norwegian University of Life Sciences

Postboks 5003
NO-1432 Ås
Norway