



FYS – 3921

MASTERGRADSOPPGAVE I

KOMMUNIKASJON OG MIKROELEKTRONIKK

**Optisk resonans i mikrokuler av glass med høy
brytningsindeks**

Bjarne Janson Husabø

Juni, 2009

DET MATEMATISK–NATURVITENSKAPELIGE FAKULTET

Institutt for fysikk og teknologi

Universitetet i Tromsø

FYS – 3921

MASTERGRADSOPPGAVE I

KOMMUNIKASJON OG MIKROELEKTRONIKK

Optisk resonans i mikrokuler av glass med høy
brytningsindeks

Bjarne Janson Husabø

Juni, 2009

0.1 Sammendrag

Målet med denne oppgaven var å bruke lys som propagerer i en kanalbølgeleder til å karakterisere mikrokuler av ulike størrelser og materialer og prøve å flytte dem. Laserlys som propagerer ved totalrefleksjon i en bølgeleder skaper et evanescent felt som påvirker gjenstander på overflaten. Mindre kuler har allerede blitt flyttet ved hjelp av direkte påvirkning, men selv med en kraftig laser er det begrenset hvor store objekter som kan beveges på denne måten. Vi vil utnytte den kraftøkningen man får fra resonans til å flytte større kuler.

Teorien som ligger bak dette er såkalte Whispering Gallery Modes (WGM). Om en perfekt kule har stor nok omkrets i forhold til bølgelengden til lyset som er brukt vil en lysbølge som går inn i kulen i et punkt kunne bevege seg rundt omkretsen av kulen. Den delen av lyset som har beveget seg rundt kulen vil interferere med den delen som kommer inn i kulen. Om bølgelengden er riktig i forhold til omkretsen av kulen vil bølgen som har fullført en runde være i fase med innkommende bølge. Dette gir oss resonans, som fører til en økning av intensiteten i lyset.

Ved hjelp av et kamera eller en lysdetektor kan vi måle intensiteten til lyset spredt fra mikrokulene. Vi kan så lage en graf av intensiteten og bruke denne til å finne kvalitetsfaktoren (Q-faktoren) til kulene. En høyere Q-faktor betyr generelt sett at en kule har en form som ligger nærmere en perfekt kule og en overflate som har få skader. Kuler med en høyere Q-faktor vil ha kraftigere resonans og skarpere topper i spektret.

Vi observerte store forskjeller i spektrene til de ulike mikrokulene. Vi så på to typer kuler av borsilikatglass, noen med en diameter på $15\mu\text{m}$ og noen på $400\mu\text{m}$. Kulene med $d=15\mu\text{m}$ ga oss brukbare spektre, men toppene var brede og Q-faktorene var lave. Kulene med $d=400\mu\text{m}$ ga oss ingen brukbare resultater, og det virker som om de har for dårlige overflater til å kunne brukes.

Kulene av høyindeksglass ($n \approx 1.95$) hadde tre ulike diametere: $23\mu\text{m}$, $39.5\mu\text{m}$ og $103\mu\text{m}$. Spektrene for de tre størrelsene var forskjellige. Jo større kuler, jo tettere lå hovedresonanstoppe. Større kuler hadde også flere og kraftigere sideresonanser. Generelt sett var Q-faktoren til kulene høyere i luft enn i vann.

Vi flyttet små kuler ($d=7\mu\text{m}$) av polystyren over lengre avstander uten hjelp av resonans. Vi klarte å flytte én glasskule på $15\mu\text{m}$ over en kort avstand, omtrent $50\mu\text{m}$. Vi observerte ingen resonans, så flyttingen var antageligvis ved direkte påvirkning. Vi så også på kulene av høyindeksglass med diameter $23\mu\text{m}$ og $39.5\mu\text{m}$, men vi kunne ikke flytte noen av disse ved hjelp av resonans.

Det videre arbeidet vil gå ut på å fortsette forsøkene på å flytte mikrokuler. Etter hvert som dette fungerer vil vi finne måter å flytte andre objekter. Det endelige målet med arbeidet er å kunne flytte og analysere levende celler i en integrert optisk lab-on-a-chip.

0.2 Takk til

Takk til min veileder Olav Gaute Hellesø for veiledning og hjelp slik at jeg har blitt ferdig med oppgaven min. Jeg vil også takke Pål og Balpreet for interessante samtaler og hjelp i laboratoriet. Til slutt gir jeg takk til Senthil Ganapathy ved ORC i Southampton for all hjelp ved mitt opphold der.

Innhold

0.1	Sammendrag	i
0.2	Takk til	i
1	Innledning	3
1.1	Problemstilling	3
1.2	Optisk fanging	3
1.3	Flytting med optiske bølgeledere	4
1.4	Disposisjon	4
2	Teori	7
2.1	Maxwells ligninger	7
2.2	Bølgeledere	7
2.2.1	Plan asymmetrisk bølgeleder med stegindeks	7
2.2.2	Kanalbølgeledere	11
2.3	Resonans i mikrokuler	11
2.3.1	Lorenz-Mie-spredning	11
2.3.2	Whispering Gallery Modes	11
2.3.3	Nær-kuleformede objekter	12
2.4	Varmeutvidelse	13
3	Måleoppsett	15
3.1	Tromsø	15
3.2	Southampton	17
3.3	Program	18
4	Karakterisering av bølgeledere	21
5	Resonans i mikrokuler	27
5.1	Resonans i mikrokuler av glass	27
5.2	Resonans i mikrokuler av høyindeksglass	33
5.2.1	23 μm	36
5.2.2	39.5 μm	38
5.2.3	103 μm	40
5.2.4	Uperfekte kuler	41
6	Flytting av mikrokuler	45
6.1	Flytting av mikrokuler av polystyren	45
6.2	Flytting av mikrokuler av glass	45
6.3	Flytting av mikrokuler av høyindeksglass	46

7	Konklusjon	47
7.1	Oppsummering	47
7.2	Videre arbeid	47

Kapittel 1

Innledning

1.1 Problemstilling

Oppgaven går ut på å finne og karakterisere resonans i ulike optiske mikrokuler ved hjelp av en avstembar laser. Vi skal finne Q-faktoren til kulene og prøve å utnytte optisk resonans og whispering gallery modes (WGM) for å flytte dem.

1.2 Optisk fanging

Det har lenge vært mulig å manipulere mikroskopiske objekter ved hjelp av ulike metoder som utnytter elektromagnetiske bølger med bølgelengder i den synlige eller nær-synlige delen av spekteret. En av de mest utviklede metodene er den optiske pinsetten[1]. Her fokuseres laserlys slik at mikroskopiske partikler blir påvirket av en kraft som trekker dem inn mot fokuspunktet. Det er vanskelig å stille inn systemet riktig siden en liten skjevhet fører til at kreftene ikke er symmetriske. Dermed vil partikkelen ikke bli trukket inn mot senteret og stabilisert. Optiske pinsetter kan allerede brukes til å lage mikroskopiske figurer og fange og flytte små partikler, inkludert levende celler.

Optiske pinsetter bruker flere objektiver for å fokusere laserlyset ovenfra, noe som gjør at de ikke kan bygges inn i et integrert system. Det er derfor ønskelig å utvikle utstyr for optisk flytting som kan plasseres på en krets sammen med andre komponenter. Dette gjør at vi kan automatisere flere funksjoner på en integrert krets. Denne oppgaven fokuserer på en lovende metode som det forskes på i dag: å bruke lys som propagerer i en optisk bølgeleder. Vi kan da bare bevege partiklene i én dimensjon, men til gjengjeld er det mulig å utstyre bølgelederen med komponenter som kan utføre ulike oppgaver på partiklene, for eksempel analyse.

1.3 Flytting med optiske bølgeledere

Når lys totalreflekteres i overgangen fra et materiale med en høy brytningsindeks n_2 til et materiale med $n_1 < n_2$ vil kravet om at det elektriske og magnetiske feltet er kontinuerlig i overgangen forårsake et evanescent felt i materialet med indeks n_1 [3]. Dette feltet påvirker gjenstander i nærheten. Når gjenstandene er små og har en spesiell form, for eksempel mikro- eller nanokuler, vil påvirkningen være kraftig nok til å flytte dem. Generelt sett vil de trekkes ned mot bølgelederen og fremover i propagasjonsretningen til lyset. Kraften kan flytte kuler med en høy brytningsindeks og en diameter på noen få mikrometer[9]. Et praktisk bruksområde for dette er en såkalt lab-on-a-chip, som kan sortere og analysere blant annet celler fra menneskekroppen. Menneskeceller kan ha en diameter på over ti mikrometer og har en brytningsindeks som er i nærheten av den til vann, og de blir dermed ikke så sterkt påvirket av det evanescente feltet over bølgelederen. Derfor er det nødvendig å finne andre mekanismer for å flytte cellene. I tillegg er det nødvendig at metoden kan differensiere mellom ulike celler. Dette er et interessant forskningsområde som kombinerer ulike vitenskapsgrener, og det gjenstår mye arbeid her.

I dag forskes det på metoder for å flytte kuler som er for store til å beveges ved direkte påvirkning fra de svake evanescente feltene. Et annet forskningsområde er å sortere mikrokuler etter størrelse. Kuler i glass og andre materialer med en diameter på noen mikrometer kan brukes som komponenter i ulike optiske systemer, og i dag kan vi produsere kuler med en ultrahøy Q-faktor. Det vi mangler er en rask og automatisert metode for å sortere kulene etter størrelse. Én foreslått metode er å utnytte resonans, som gjøres enklere av en høy Q-faktor[2].

Resonans i større mikrokuler er allerede påvist[2]. Om resonansen er kraftig nok vil den gjøre at vi kan flytte partikler som ikke kan flyttes kun ved direkte påvirkning fra et evanescent felt, og kuler med ulik størrelse vil bevege seg ved ulike frekvenser.

Det er flere ting som avgjør om vi får resonans: Strekningen lyset beveger seg i kulen, bestemt av diameteren til kulen, brytningsindeksen til kulen og bølgelengden til laseren. For å sortere kuler med ulik diameter må man skille mellom kuler med ulik resonans. Dette kan gjøres ved for eksempel å endre bølgelengden på laseren eller endre diameteren på kulene, som kan gjøres ved å endre temperaturen.

1.4 Disposisjon

Andre kapittel av oppgaven tar for seg teori om Maxwells ligninger, optiske bølgeledere og resonans i mikropartikler. Tredje kapittel er en beskrivelse av det eksperimentelle oppsettet som er brukt i prosjektet. Fjerde kapittel omhandler karakterisering av ulike optiske bølgeledere, femte kapittel handler om hvordan lys som propagerer i bølgelederne kan påvirke mikropartikler og sjette kapittel viser resonans i større mikropartikler. Sjuende og siste kapittel har en oppsummering av prosjektet, og noen tanker om hva som kan gjøres fremover. Resultatene er diskutert i forbindelse med de ulike kapitlene.

tatene vi har oppnådd skal bygges på i arbeidet med å flytte mikropartikler.

Kapittel 2

Teori

2.1 Maxwells ligninger

Denne prosjektoppgaven omhandler lys som brer seg i et isotropt medium og de elektromagnetiske feltene som oppstår når lyset totalreflekteres. Det fundamentale verktøyet for å behandle slike fenomener er Maxwells ligninger. Siden ligningene inneholder ledd som er avhengige av både tid og rom kan de være vanskelige å håndtere. Ligningene kan reduseres til en enklere form om vi antar at vi er i et område som ikke inneholder strøm- eller ladningskilder og at vi opererer med et tidsharmonisk felt, det vil si at feltet varierer med en sinusoidal frekvens ω . Om vi antar dette reduseres ligningene til tidsharmonisk form [3].

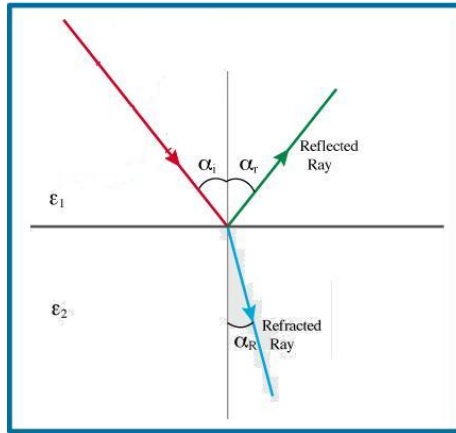
$$\begin{aligned}\nabla \times \underline{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) &= -j\omega\mu\underline{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) \\ \nabla \times \underline{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) &= j\omega\underline{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \\ \nabla \cdot \underline{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) &= 0 \\ \nabla \cdot \underline{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) &= 0\end{aligned}\tag{2.1}$$

2.2 Bølgeledere

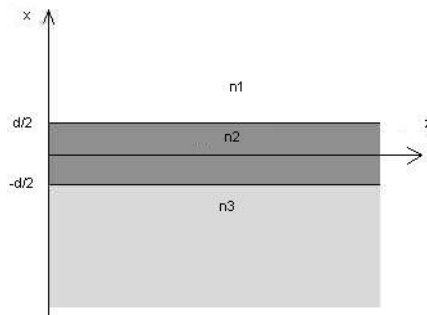
2.2.1 Plan asymmetrisk bølgeleder med stegindeks

Vi begynner med å utlede teorien for en plan asymmetrisk bølgeleder med stegindeks. Dette er forholdsvis enkel teori og kan løses analytisk.

Vi vet at når en lysstråle beveger seg fra et medium med brytningsindeks $n_1 = \sqrt{\epsilon_1\mu_1}$ til et annet medium med $n_2 = \sqrt{\epsilon_2\mu_2}$ (der ϵ og μ er den relative permittiviteten og permeabiliteten til et medium) vil generelt sett en del av lyset reflekteres fra overgangen og lyset som transmitteres vil brytes. Om permeabiliteten er lik i de to mediene reduseres dette til Snells lov $\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t} = \frac{n_2}{n_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$, der θ_i er innfallsvinkelen og θ_t er vinkelen til den transmitterte strålen [3]. Figur 2.1 viser refleksjon og refraksjon (merk at $\theta_i = \alpha_i$ og $\theta_t = \alpha_R$ på figuren).



Figur 2.1: Snells lov [5]



Figur 2.2: Usymmetrisk bølgeleder

Når lyset går fra et medium med en høyere refraktiv indeks til et annet medium med lavere brytningsindeks vil det oppstå totalrefleksjon når vinkelen θ_i overstiger en kritisk vinkel $\theta_c = \arcsin \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$. Ved vinkler større enn denne θ_c vil alt lyset reflekteres i overgangen. Siden det kreves at den tangensielle komponenten av både det elektriske og magnetiske feltet må være kontinuerlig i overgangen mellom mediene dannes det en evanescent bølge som faller eksponensielt med avstanden fra refleksjonspunktet[4]. I en evanescent bølge har poynting-vektoren ($\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$) en reell komponent kun i tangentkomponenten til overgangen, mens normalkomponenten er imaginær[9]. *-symbolet står for en komplekskonjugert verdi.

Det er totalrefleksjon som gjør at bølgeleder kan lede lys. En bølgeleder består av et materiale med en høy brytningsindeks omgitt av en lavere brytningsindeks, som gir totalrefleksjon av lys som sendes inn i lederen med en viss vinkel. I en plan bølgeleder er det ledende materialet et tynt lag med stor utstrekning, omgitt av to lag med lavere brytningsindeks og tilnærmet uendelig tykkelse. Materialene på hver side av det ledende laget kan ha samme brytningsindeks (symmetrisk plan bølgeleder) eller ulik refraktiv indeks (usym-

metrisk plan bølgeleder). Vi skal her se på en usymmetrisk plan bølgeleder. Det ledende laget har en tykkelse d sentrert rundt 0 langs x-aksen med en brytningsindeks n_2 mens lagene rundt har henholdsvis brytningsindeks n_1 og n_3 , som vist i figur 2.2. Vi kan dreie referansesystemet slik at lyset propagerer i z-retningen og er uavhengig av verdien av y . Vi velger å se på en transversal elektrisk (TE) bølge der det elektriske feltet er polarisert langs y-aksen, og bruker (2.1) for å finne et uttrykk for det elektriske feltet. Siden lyset propagerer ved totalrefleksjon forventer vi et evanescent felt utenfor bølgelederen, dvs. at feltet avtar eksponensielt både for økende og avtagende x i $|x| > \frac{d}{2}$, og vi antar tidsharmonisk oppførsel innenfor bølgelederen. Dette gir oss: [3].

$$E_y(x, z) = \begin{cases} A_1 e^{-\alpha_{1x}x} & x > \frac{d}{2} \\ A_2 \cos(k_{2x}x + \psi) & |x| < \frac{d}{2} \\ A_3 e^{+\alpha_{3x}x} & x < -\frac{d}{2} \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.2)$$

der de transversale bølgetallene finnes ved å bruke spredningsrelasjonen i hvert område

$$\alpha_{1x} = \sqrt{k_z^2 - \omega^2 \mu_1 \epsilon_1} \quad (2.3)$$

$$\alpha_{3x} = \sqrt{k_z^2 - \omega^2 \mu_3 \epsilon_3} \quad (2.4)$$

$$k_{2x} = \sqrt{\omega^2 \mu_2 \epsilon_2 - k_z^2} \quad (2.5)$$

Vi finner den tangensielle komponenten av det magnetiske feltet \mathbf{H} direkte fra Maxwells curl-ligning. Siden verdien av \mathbf{E} ikke endrer seg med verdien av y og vi bare har en y -komponent ($E_y(x, z)$), forsvinner nesten alle leddene i curl-operatoren $\nabla \times \mathbf{E}$, ligningen reduseres til et endimensjonalt tilfelle

$$H_z(x, z) = \frac{j}{\omega \mu_m} \frac{\delta}{\delta x} E_y(x, z)$$

og vi får

$$H_z(x, z) = \begin{cases} \frac{-j\alpha_{1x}}{\omega \mu_1} A_1 e^{-\alpha_{1x}x} & x > \frac{d}{2} \\ \frac{-jk_{2x}}{\omega \mu_2} A_2 \sin(k_{2x}x + \psi) & |x| < \frac{d}{2} \\ \frac{+j\alpha_{3x}}{\omega \mu_3} A_3 e^{+\alpha_{3x}x} & x < -\frac{d}{2} \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.6)$$

Randkravene sier at det tangensielle elektriske og magnetiske feltet må være kontinuerlig i overgangen mellom områdene. Vi ser først på overgangen i $x = \frac{d}{2}$ og finner:

$$E_{tan} : A_1 e^{-\alpha_{1x} \frac{d}{2}} = A_2 \cos(k_{2x} \frac{d}{2} + \psi) \quad (2.7)$$

$$H_{tan} : \frac{\mu_2 \alpha_{1x}}{\mu_1 k_{2x}} A_1 e^{-\alpha_{1x} \frac{d}{2}} = A_2 \sin(k_{2x} \frac{d}{2} + \psi) \quad (2.8)$$

Vi finner forholdet mellom (2.7) og (2.8), som gir oss

$$\tan(k_{2x} \frac{d}{2} + \psi) = \frac{\mu_2 \alpha_{1x}}{\mu_1 k_{2x}} \quad (2.9)$$

Om vi gjør det samme for overgangen i $x = \frac{-d}{2}$ finner vi uttrykket

$$\tan(k_{2x} \frac{d}{2} - \psi) = \frac{\mu_2 \alpha_{3x}}{\mu_3 k_{2x}} \quad (2.10)$$

Vi vet at $\tan x = \tan(x \pm n\pi)$ og bruker dette for å skrive om (2.9) og (2.10) til

$$k_{2x} \frac{d}{2} + \psi = \frac{1}{2} \phi_1^{TE} \pm n\pi \quad (2.11)$$

$$k_{2x} \frac{d}{2} - \psi = \frac{1}{2} \phi_3^{TE} \pm m\pi \quad (2.12)$$

der

$$\phi_1^{TE} = 2 \arctan\left(\frac{\mu_2 \alpha_{1x}}{\mu_1 k_{2x}}\right) \quad (2.13)$$

$$\phi_3^{TE} = 2 \arctan\left(\frac{\mu_2 \alpha_{3x}}{\mu_3 k_{2x}}\right) \quad (2.14)$$

Vi legger sammen (2.11) og (2.12) for å kvitte oss med ψ , og ender opp med

$$2k_{2x}d - \phi_1^{TE} - \phi_3^{TE} = 2p\pi \quad p = 0, 1, \dots \quad (2.15)$$

Dette er egenverdiligningen (guidance condition equation) for TE-bølger som propagerer i en usymmetrisk bølgeleder. For å løse egenverdiligningen kan vi uttrykke den som en funksjon av enten k_{2x} eller k_z og finne en løsning grafisk eller numerisk. Dette gir generelt sett flere løsninger som tilsvarer ulike modi i bølgelederen. Antallet modi avhenger av den fysiske bredden til kanalen og bølgelengden til lyset. Om en kanal er smal nok i forhold til bølgelengden vil det bare være ett modi som kan gå gjennom den, og vi sier at kanalen er enkeltmodus eller singelmodus for denne bølgelengden. Om det går flere modi gjennom kanalen er den flermodus eller multimodus. Når vi har funnet løsningen på egenverdiligningen for et gitt modi kan vi bruke grenseverdibetingelsen gitt i (2.7) for å relatere amplitudene A_1 og A_2 i $x = \frac{d}{2}$, og en tilsvarende likhet for å relatere A_2 og A_3 i $x = \frac{-d}{2}$. Det endelige resultatet er

$$E_y(x, z) = A_2 \left\{ \begin{array}{ll} \cos(k_{2x} \frac{d}{2} + \psi) e^{-\alpha_{1x}(x - \frac{d}{2})} & \text{om } x > \frac{d}{2} \\ \cos(k_{2x}x + \psi) & \text{om } |x| < \frac{d}{2} \\ \cos(k_{2x} \frac{d}{2} + \psi) e^{+\alpha_{3x}(x + \frac{d}{2})} & \text{om } x < -\frac{d}{2} \end{array} \right\} e^{-jk_z z}. \quad (2.16)$$

der ψ kan finnes ut fra (2.11) eller (2.12) når vi har løst egenverdiligningen grafisk eller numerisk.

Denne teorien antar at bølgelederen består av tre separate, klart adskilte lag. Bølgeledere som er lagd ved ionebytting har en ikke-uniform gradert brytningsindeks, og vi kan ikke jobbe analytisk med slike strukturer. Om vi ønsker å behandle dem teoretisk må det gjøres numerisk. En matematisk metode kalt WKB-metoden etter skaperne Wentzel, Kramers og Brillouin kan brukes til dette. [3] I dette prosjektet har vi brukt en tredimensjonal kanalbølgeleder. Denne kan også behandles numerisk og forenkles ved hjelp av ulike tilnæringer. [8]

2.2.2 Kanalbølgeledere

Bølgelederne vi har brukt i dette forsøket er kanalbølgeledere laget ved hjelp av ionebytte. Disse er ikke plane og har ikke stegindeks. Her kan vi ikke finne en analytisk løsning, og vi må derfor bruke numeriske løsningsmetoder.

2.3 Resonans i mikrokuler

2.3.1 Lorenz-Mie-spredning

Lorenz-Mie er en analytisk løsningsmetode for spredning av elektromagnetisk stråling fra små kuler. Denne metoden er spesielt brukt for kuler med en diameter i nærheten av bølgelengden til strålingen. Da våre kuler er mye større enn dette har vi brukt Whispering Gallery Modes (WGM) for å forklare hva som skjer.

2.3.2 Whispering Gallery Modes

Våre optiske resonatorer er optiske mikrokuler med en høy brytningsindeks og Q-faktor og forholdsvis stor diameter. Når en kule har en stor nok diameter i forhold til bølgelengden på lyset vi bruker, har en feilfri overflate, og er perfekt kuleformet, vil lys som går inn i kulen fra en bølgeleder bevege seg rundt kulen på grunn av et fenomen som minner om totalrefleksjon. Totalrefleksjon oppstår bare i overgangen mellom plane flater, men hvis en kule har stor nok omkrets i forhold til bølgelengden til lyset vil den være tilnærmet plan i hvert refleksjonspunkt, og vi opplever tilnærmet totalrefleksjon. Det elektromagnetiske feltet vil da følge krumningen på innsiden av kulen i et fenomen kjent som whispering gallery

modes (WGM) etter ulike konstruksjoner som kan lede lydbølger på samme måte[10]. Om feltet som har beveget seg rundt omkretsen av kulen kommer tilbake i samme fase som feltet som kommer inn i kulen vil vi få en resonans som gir en større effekt i feltet.

Frekvensspekteret til en mikroresonator er avhengig av størrelsen og formen på hulrommet. En ideell mikroresonator er tapsfri, og har resonans ved presise frekvensverdier. Virkelige resonatorer er ikke ideelle, og kvalitetsfaktoren, Q-faktoren, har blitt innført for å gi oss et mål på effektiviteten til en resonator. Jo høyere Q-faktor en resonator har, jo mer vil den oppføre seg som den ideelle versjonen. [11] Dette betyr at den vil ha resonans i et mindre frekvensområde, og gi en større effektøkning når den er i resonans. Det er ulike måter å definere Q-faktoren for optiske mikroresonatorer. Den kan defineres via et forhold mellom den lagrede energien og den tapte energien i en svingningssyklus, eller via resonansbåndbredden[6]. Vi går ut fra den andre metoden, og har

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.17)$$

der f_0 er den sentrale resonansfrekvensen og δf er avstanden mellom de to frekvensene der intensiteten er halvparten av maksimalverdien (FWHM), som vist i figur 3.4.

Det vil oppstå resonans i mikrokulene når en bølge som har gått rundt innsiden av kulen kommer tilbake i samme fase som den kom inn i kulen med. Dette skaper en positiv interferens mellom bølgene. Vi antar at bølgen følger kurvaturen nøyaktig, og bruker tilnærmingen at vi får resonans ved de frekvensene der omkretsen av kulen er lik et heltallmultippel av bølgelengden til lyset i kulen:

$$O = \lambda N = \frac{\lambda_0}{n} N \quad (2.18)$$

der λ_0 er bølgelengden til laseren i tomt rom, λ er bølgelengden til laseren i kulen, n er brytningsindeksen til kulen og N er et heltall. På grunn av variasjon i størrelse på kulene kan vi ikke regne ut en nøyaktig resonansfrekvens eller tilsvarende bølgelengde. Vi kan derimot finne en tilnærmet verdi for $\Delta\lambda$, avstanden mellom to bølgelengder som gir resonans. Vi antar små variasjoner i forhold til størrelsen på bølgelengden, og deriverer mhp. N for å finne en tilnærming til avstanden mellom bølgelengdene som gir resonans:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\delta\lambda_0}{\delta N} = \frac{\delta}{\delta N} \frac{On}{N} = -\frac{On}{N^2} = -\frac{On}{(On/\lambda_0)^2} = -\frac{\lambda_0^2}{On} = -\frac{\lambda_0^2}{\pi dn} \quad (2.19)$$

Den negative verdien er ikke viktig, siden vi er interesserte i avstanden mellom de to bølgelengdene.

2.3.3 Nær-kuleformede objekter

Perfekte kuler har meget skarpe resonansstopper i tillegg til en raskere varierende ripple-struktur i spekteret. I [12] har Mishchenko og Lacis brukt numerisk simu-

lering for å vise at de skarpeste toppene, super-narrow morphology dependant resonances (SNMDRs), er meget avhengige av formen på kulen. I følge deres beregninger vil et lite avvik fra perfekt kuleform føre til at disse resonansene blir undertrykt. Dette gjelder spesielt for ovaloide kuler. Dette tilsier at vi må ha en kule som har en form som er meget nær perfekt for å kunne finne en resonanstopp som er kraftig nok til å flytte kulen med.

2.4 Varmeutvidelse

Høyeffektlaserene vi har brukt har ikke variabel bølgelengde, og vi må finne en alternativ måte å få kulene i resonans på. Én metode kan være å endre størrelsen til kulene slik at veilengden til lyset endrer seg. Dette kan gjøres ved å endre temperaturen i vannet kulene ligger i, slik at kulene endrer temperatur og dermed størrelse.

Om vi ser på et en-dimensjonalt legeme (f.eks. en stav der vi ignorerer tykkelse og bredde) kan vi definere varmetvidelsen som forholdet mellom endringen i lengde og den opprinnelige lengden. Loven for varmetvidelse for et en-dimensjonalt objekt er: [7]

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha \Delta T \quad (2.20)$$

der ΔL er endringen i lengde, L_0 er den originale lengden, ΔT er endringen i temperatur i celsius eller Kelvin og α er den lineære varmetvidelseskoeffisienten i invers celsius eller invers Kelvin.

Lyset skal følge en bane rundt omkretsen av kulen i ett plan. Vi kan dermed se bort fra delene av kulen som er utenfor planet, og kun se på tverrsnittet av kulen. Dette er en sirkel med omkrets $O = 2\pi r$. Vi lar omkretsen være L fra (2.20) slik at $O = O_0 + \Delta O = O_0 \{1 + \alpha \Delta T\}$, som videre gir oss

$$\frac{\Delta O}{O_0} = \alpha \Delta T \quad (2.21)$$

Når vi kjenner den omtrentlige avstanden mellom to bølgelengder som gir resonans kan vi bruke dette for å finne den omtrentlige endringen i temperatur som gir en endring i omkretsen til kulen som tilsvarer denne avstanden. Vi ønsker altså å finne

$$\Delta O = \frac{\Delta \lambda}{n} \quad (2.22)$$

der vi har delt bølgelengden på brytningsindeksen for å få bølgelengden i glasset. Vi ender opp med en tilnærming for forskjellen mellom to temperaturer som gir resonans i den samme kulen med lik bølgelengde fra laseren:

$$\Delta T = \frac{\Delta \lambda}{\alpha O_0 n} = \frac{\Delta \lambda}{\pi \alpha d_0 n} \quad (2.23)$$

Denne formelen går ut fra at brytningsindeksen er tilnærmet konstant med hensyn på temperaturen innenfor de verdiene det er hensiktsmessig å operere med i denne oppgaven. Hvis brytningsindeksen endrer seg med temperaturen slik at det er et temperaturavhengig ledd i formelen vil vi ikke kunne løse den lineært. Da må andre metoder benyttes, avhengig av hvordan sammenhengen mellom temperatur og brytningsindeks er.

Produsenten av våre mikrokuler har ikke oppgitt varmeutvidelseskoeffisienten til kulene. Vi vil anta at den ligger i nærheten av verdien for andre typer høyindeksglass, og bruker verdien $\alpha \approx 7 \times 10^{-6} K^{-1}$. Vi bruker så dette for å finne den teoretiske avstanden mellom hovedresonanstoppe i kulene med høy brytningsindeks for en laser med bølgelengde 1070nm. Kulene med $d=23\mu m$ har en teoretisk avstand mellom resonanstoppe på $\Delta\lambda \approx 8.13nm$, noe som gir oss en teoretisk temperaturforskjell på $\Delta T \approx 8.2^\circ C$. Tilsvarende for kulene med $d=39.5\mu m$ er $\Delta\lambda \approx 4.73nm$ og $\Delta T \approx 2.8^\circ C$. Verdiene for kulene med $d=103\mu m$ er $\Delta\lambda \approx 1.81nm$ og $\Delta T \approx 0.41^\circ C$.

Vi ser at ΔT for kulene med $d=23\mu m$ er såpass stor at det kan være upraktisk å utføre eksperimenter med temperaturendring på dem i laboratoriet. For de større kulene er derimot temperaturforskjellene så små at dette bør være mulig å få til. I tillegg viser vi senere at de større kulene har mange kraftige høyere ordens resonanstopper mellom hovedtoppene, slik at endringen i temperatur for å gå mellom to topper blir enda mindre.

Kapittel 3

Måleoppsett

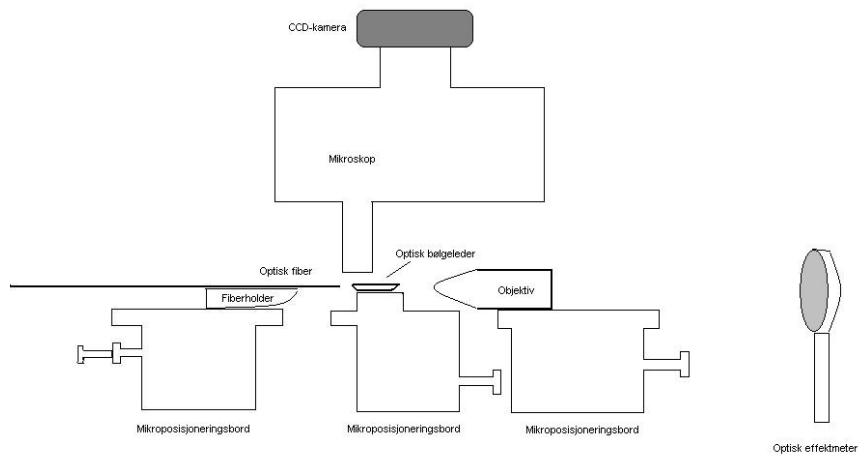
Det praktiske arbeidet har blitt utført på to ulike steder. Det meste av arbeidet ble utført på Institutt for fysikk og teknologi (IFT) ved Universitetet i Tromsø. En del av arbeidet ble utført på en kortere studietur til Optoelectronic Research Centre (ORC) ved Universitetet i Southampton.

3.1 Tromsø

Figur 3.1 viser måleoppsettet i den delen av prosjektet som ble utført i optikklabben ved Institutt for fysikk og teknologi i Tromsø. Utstyret ble plassert på mikroposisjoneringsbord på et optisk bord. Mikroposisjoneringsbordene hadde skruer som gjorde det mulig å bevege dem lineært i x-, y- og z-retningene. Det var ikke mulig å vippe eller rotere holderene. Skruene var mekaniske, og gjorde det mulig å justere posisjonen med ganske stor nøyaktighet. Bølgelederen og linsen var montert på holdere med skruer som ga en mikrometernøyaktighet, mens holderen til den optiske fiberen hadde ekstra skruer som ga en nøyaktighet på under en mikrometer. Det finnes også holdere som bruker piezoelektriske krys-taller styrt fra en maskin som kan gi enda bedre nøyaktighet, men dette var ikke nødvendig for dette prosjektet.

Det ble brukt ulike lasere til ulike deler av prosjektet. Til flyttingen av polystyrenpartikler ble en 1083nm laser med en effekt på 2W brukt. Den ble ødelagt i desember, og sendt til reparasjon. I april gikk vi til innkjøp av en ny laser med bølgelengde 1070nm og utgangseffekt 5W, og denne ble brukt til forsøkene på å flytte de større kulene av høyindeksglass ved hjelp av resonans. Til forsøkene med resonans brukte vi en avstembar laser med mindre effekt som var justerbar fra 960.2 til 995 nanometer.

Laserlyset ble ledet gjennom en optisk fiber som ble optisk koblet direkte til den optiske bølgelederen. Dette beskrives nærmere i neste kapittel, *Karakterisering av bølgeledere*. Lyset som kom ut på den andre siden av bølgelederen ble så fokusert med et objektiv. Objektivet hadde enten 10x eller 50x forstørrelse. Hvilket objektiv vi valgte å bruke var avhengig av intensiteten til lyset som kom ut fra bølgelederen. Objektivet med 10x forstørrelse gjorde det mulig å observere



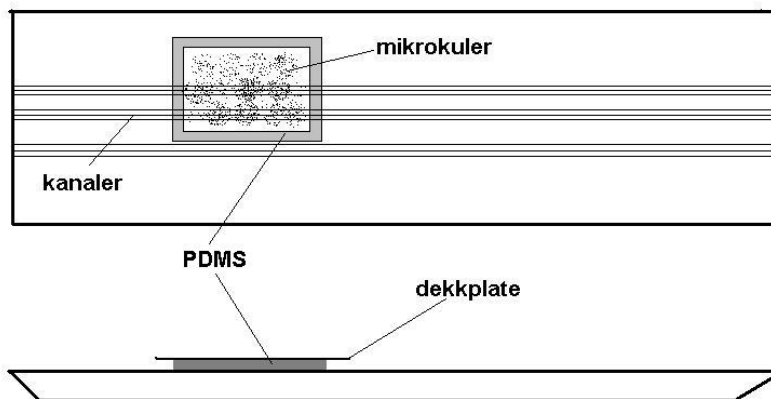
Figur 3.1: Måleoppsett brukt i arbeidet ved institutt for fysikk, Universitetet i Tromsø

lys med svakere intensitet, mens det med 50x gjorde det enklere å observere om lyset hadde flere modi gjennom bølgelederen. For laseren med synlig lys var det mulig å observere lyset direkte på en hvit skjerm. For laserene med infrarødt lys var det nødvendig å bruke et stoff som var fluoriserende når det ble påvirket av lys i det nære infrarøde spekteret, eller et kamera følsomt for infrarødt lys.

I tillegg var det mulig å bruke et optisk effektmeter som registrerte intensiteten til lyset. Apparatet hadde en innstilling som gjorde det mulig å velge hvilken bølgelengde det skulle være kalibrert for. Resultatet kunne vises i ulike måleenheter, den som var aktuell i dette prosjektet var dBm. For å måle lys fra de kraftige laserne var det nødvendig å plassere et filter over detektoren for å dempe lyset med 30dB, og stille apparatet inn på attenuasjon for å kompensere for dempingen.

Et mikroskop med en justerbar forstørring og fokusering var montert over resten av utstyret på en slik måte at det kunne brukes til å observere fiberen, bølgelederen eller linsen. Et CCD-kamera følsomt for både synlig og infrarødt lys var montert på mikroskopet og koblet til en datamaskin. Vi kunne dermed se bildet fra mikroskopet på skjermen, og lagre dem på datamaskinen. Mikroskopet gjorde det mulig å justere posisjonen til de ulike komponentene med rimelig stor nøyaktighet. Avhengig av hva som skulle gjøres var det noen ganger enklere å se direkte i mikroskopet og andre ganger bedre å følge med på bildet fra kameraet.

I tillegg til å finne kuler som var sentrert på bølgelederen og hjelpe til med innkoblingen av lyset fra fiberen ble kameraet brukt til å ta bilder av det som var i mikroskopets synsfelt. Vi tok bilder av kulene og lyset som ble spredt fra dem separat. De fleste bildene vi tok var i lange serier med fokus på lyset som ble spredt fra kulene mens laserens skannet over et kjent intervall av bølgelengder.



Figur 3.2: Skisse av bølgeleder med et basseng av PDMS

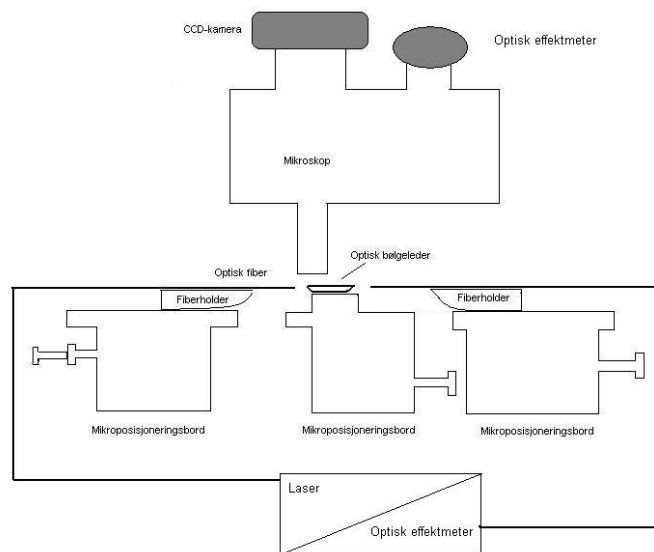
Vi hadde ikke et eget kontrollprogram for laseren. Det var derfor nødvendig å starte laserscannet og kameraet samtidig. Kameraet var stilt inn slik at det tok bilder i en like lang periode som scannet varte. Disse lange bildeseriene ble så behandlet i matlab og lagret som informasjon om intensiteten i det spredte lyset.

Vi så på resonans i kulene i både luft og vann, og for å flytte kuler er det nødvendig å ha dem i vann. For å holde vannet på plass la vi et lite basseng av plastlegeringen PDMS over bølgelederen slik at kanalene med relevant bredde var innenfor bassenget, se figur 3.2. En dekkplate av glass ble plassert over bassenget for å hindre fordampning.

3.2 Southampton

Oppsettet ved ORC i Southampton vises i figur 3.3. Det var basert på samme prinsipp som det ved UiT, men hadde noen forskjeller. Fiberen som ble brukt til å koble laserlyset inn i bølgelederen var utstyrt med en kontakt. Ved utgangen av bølgelederen ble ikke lyset fokusert med en linse, men koblet inn i en annen optisk fiber og ledet til et effektmeter. Kameraet ble bare brukt til å finne og fokusere på relevante kuler. En lysdetektor montert på mikroskopet ble så brukt til å registrerte lyset som ble spredt fra mikrokulene. Informasjonen ble lagret på datamaskinen og behandlet på samme måte som data hentet fra oppsettet i Tromsø.

Siden detektoren registrerte alt lys i synsfeltet kunne vi ikke ha flere kuler i samme område. Derfor var det satt opp et ekstra mikroposisjoneringsbord med en optisk fiber med en tynn tupp som vi brukte til å flytte enkeltkuler slik at de lå sentrert over bølgelederen. Etter oppholdet i Southampton brukte vi



Figur 3.3: Måleoppsett brukt i arbeidet ved Optoelectronic Research Centre, Universitetet i Southampton

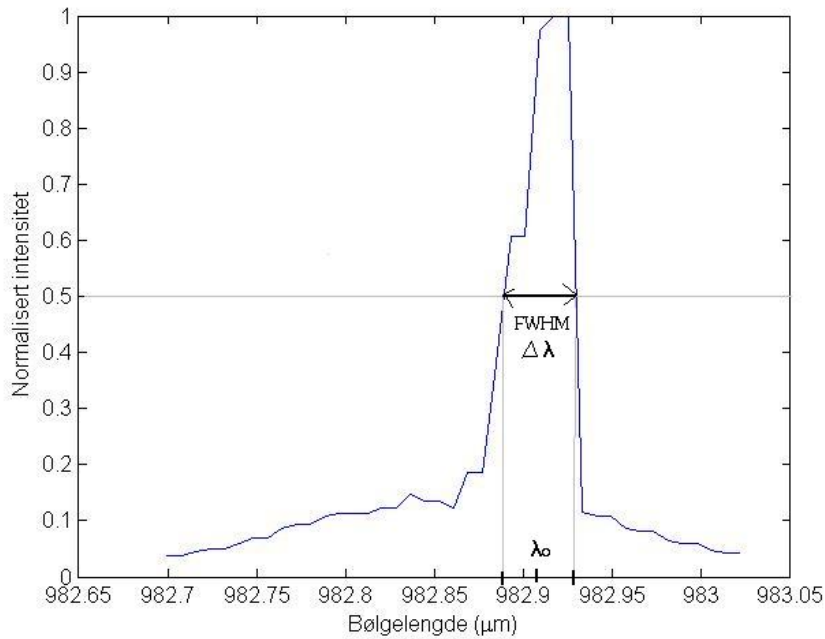
et lignende system i Tromsø, men bare til å skyve kulene på $103\mu m$ over på bølgelederkanalen.

Laseren vi brukte var en Agilent 81600B, stembar fra 1440 til 1640nm, men vi så på et mindre område av frekvenser.

3.3 Program

I dette forsøket har vi primært brukt matlab. Vi har brukt ett program laget av gruppen tidligere, og ett delprogram hentet fra internett, men de fleste programmene er skrevet spesielt for denne oppgaven. Det viktigste programmet er REZogh_12e, skrevet tidligere. Dette analyserer en serie bilder, identifiserer separate lysflekker og lagrer intensiteten til hver flekk i en matrise. Disse kan så plottes mot bølglengden, og analyseres på ulike måter.

Programmet Plot_all_spots tar matrisen fra REZogh_12e, samt data fra brukeren om start- og stoppbølglengde, kulestørrelse, om kula var i luft eller vann og et identifikasjonsnummer. Det kaller så på ulike underprogrammer på dataene fra hver lysflekk. Først normaliseres grafen slik at den høyeste verdien er 1. Så kalles det første programmet, peakdet som er hentet fra internett, som finner lokale maksimumsverdier som er større enn en viss verdi, vanligvis satt til 1/4, og sorterer bort støytopper. Resultatene derfra blir videre forbedret ved å fjerne topper som er for nære hverandre. Det neste programmet som kalles på er finnq2, som finner Q-faktoren assosiert med hver resonanstop. Først trekkes den laveste intensitetsverdien fra vektoren, slik at laveste verdi er null. Så ser



Figur 3.4: Full bredde av halvverdipunktet til resonansetoppen, FWHM

programmet på hver resonanstopp, finner verdien av intensiteten der, finner bredden til grafen ved halvverdien til toppen og deler bølgelengden der toppen finnes på halvverdbredden. Til slutt gir den ut den høyeste, laveste, gjennomsnittlige og mediane Q-verdien for resonansflekken. Det siste programmet som kalles på er `plot_en_spot`, som lager et plot av intensiteten for hver lysfleck mot bølgelengden og markerer bølgelengdene der vi finner resonansetoppene. Plottet får automatisk overskrift basert på data brukeren la inn i begynnelsen, og lagres med tilsvarende filnavn. De fire lagrede Q-faktorene inkluderes også i tittelen.

Figur 3.4 viser hvordan programmet finner Q-faktoren. Toppen i figuren er den høyeste i spekteret, og er normalisert til høyde 1. Programmet finner $\Delta\lambda$, og deretter $\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}$.

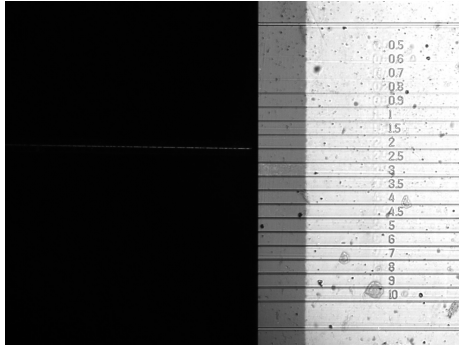
Kapittel 4

Karakterisering av bølgeledere

I dette prosjektet var det to typer bølgeledere som ble brukt. Begge var laget av et glasssubstrat som ble maskert og dopet med positive ioner for å lage en kanalbølgeleder med kanaler av ulik bredde. Bølgelederne hadde noen områder med flere kanaler med ulik bredde i samme område, og noen områder med flere kanaler med samme bredde. For karakterisering av bølgelederen var det best å bruke en serie av kanaler med variabel bredde, mens seriene med lik bredde fungerte best for den eksperimentelle delen av forsøket.

Den ene typen bølgeledere vi så på var fra en serie med bokstavkode BK og et vilkårlig registreringsnummer. Disse var laget av glass av typen BK-7 dopet med K^+ -ioner fra KNO_3 . Den andre typen var Z-serien, laget av Menzel-glass dopet med CS^+ -ioner fra $CsNO_3$. Den kalium-dopede bølgelederen hadde kanaler med bredde 0.7-10 μm . Den cesium-dopede bølgelederen hadde kanaler med en bredde fra 0.5 til 10 μm , og flere mellomliggende bredder. Den kalium-dopede bølgelederen hadde bredere kanaler enn den cesium-dopede bølgelederen for den samme maskebredden. Dette gjorde at det kom mer lys igjennom kalium-bølgelederen slik at den var enklere å bruke sammen med lasere med lav effekt. Til gjengjeld var det enklere å finne en enkeltmodibølgeleder med cesium-bølgelederen, fordi den hadde smalere kanaler. Figur 4.1 viser en serie av kanaler med varierende bredde fra bølgeleder Z20. Figur 4.2 viser et nærbilde av en skadet bølgeleder som ikke kan brukes.

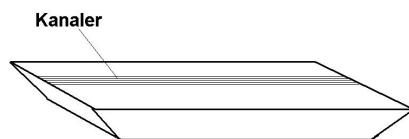
Til å begynne med var det nødvendig å finne en bølgeleder med så lite tap som mulig for å forsikre oss om at det kom nok lys igjennom den. Til hele denne delen av oppgaven ble linsen med 50x forstørrelse brukt. For å lære å bruke systemet brukte vi først laser med lav effekt og synlig lys. Denne laseren gjorde at testingen kunne utføres med liten bekymring for skader på øyet. Siden laseren hadde lav effekt var det best å bruke en kalium-dopet bølgeleder til å begynne med. For å finne bølgelederen med minst tap, studerte vi kanten på noen bølgeledere i mikroskopet, og valgte den som så ut til å være kuttet retttest mulig. Vi rensket bølgelederne for forurensning for å sikre at den var så ren som mulig. Det er veldig viktig å unngå å komme borti de to sidekantene av bølgelederen



Figur 4.1: En serie av kanaler med variabel bredde for bølgeleder Z20



Figur 4.2: En skadet kanal



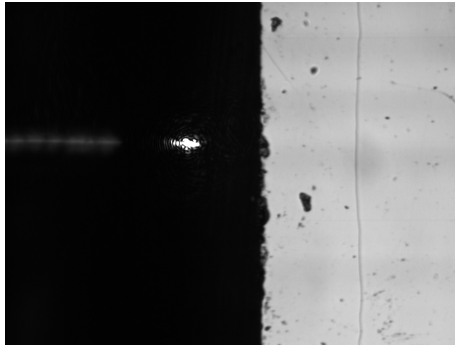
Figur 4.3: Skråkuttet bølgeleder, kanalene er på oversiden

der kanalene munner ut. Om dette skjer vil man måtte vaske bølgelederen på nytt, og i verste fall er det nødvendig å polere kantene. En referansemåling ble utført, der lyset fra fiberen ble sendt direkte gjennom linsen og fokusert på sensoren til det optiske effektmeteret. Senere målinger ble sammenlignet med denne referanse for å finne tapet i bølgelederen.

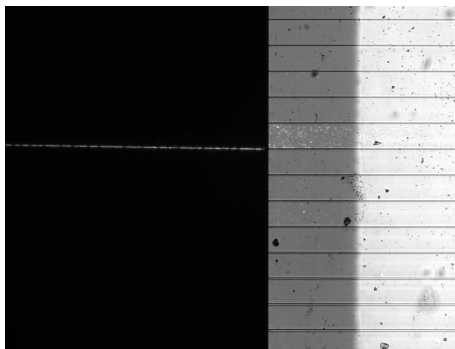
Bølgelederen ble plassert på den midterste holderen, med en serie av kanaler med variabel bredde i testområdet. Den langsiden som så best polert ut ble valgt som inngang rettet mot den fiberoptiske kabelen, fordi det er viktigere at lyset entrer korrekt enn at det kommer ut korrekt. Linsen ble plassert på den andre siden, som da ble utgangen av bølgelederen og justert til den var omtrent på linje med fiberen, i korrekt avstand fra bølgelederen til å fokusere strålen, og i høyde med utgangen av kanalen. Ved hjelp av mikroskopet ble fiberen justert slik at den var på linje og høyde med, og i så kort avstand som mulig fra, inngangen til kanalen.

Laseren ble aktivert og vi så på mønsteret på en skjerm bak linsen. Når fiberen var over inngangen på bølgelederen slik at lyset gikk gjennom luft ga dette en halvsirkel av lys, og når den var under bølgelederen slik at lyset gikk gjennom substratet så vi et stripet mønster. Disse stripene gikk fra hverandre når fiberen ble justert oppover, til vi fikk en prikk som viste at vi hadde klart å koble fiberen inn på bølgelederen. Det var også mulig å se dette i mikroskopet; ved innkobling ble en del av lyset spredt fra kanten av bølgelederen. Dette skjedde selv om fiberen var på siden av kanalen, og dermed var det mulig å se når fiberen var i riktig høyde selv om det ikke var innkobling. Om fiberen var justert for høyt ble ikke lyset spredt, og om den var for lav ble alt lyset reflektert nedover. Bølgelederne har en skråkuttet kant, se figur 4.3. Sideflaten som går på tvers av kanalen er kuttet slik at den er bredere på flaten der kanalene er plassert enn på den andre flaten. Sidekantene som går parallelt med kanalene er kuttet rett. Bølgelederen skal plasseres med denne flaten der kanalene ligger opp. Figurene 4.4, 4.6 og 4.5 viser samme bølgeleder plassert henholdsvis opp ned, med fiberen i en høyde som ikke gir innkobling, og med fiberen i en høyde som gir innkobling.

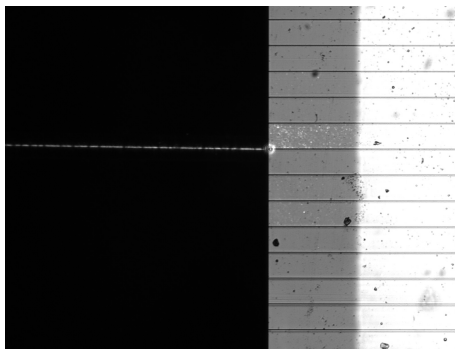
Ved å flytte linsen frem og tilbake fikk vi fokusert prikken maksimalt, og etterpå kunne vi bevege fiberen opp og ned eller sidelengs forsiktig, med de ekstra følsomme skruene, til vi fikk det som virket som den største mulige prikken. For å undersøke om ledere var enkeltmodus eller multimodus beveget vi fiberen sidelengs. Om prikken beveget seg sidelengs var det en bølgeleder med flere modi, om den bare endret intensitet var bølgelederen enkeltmodus. Når prikken var så kraftig som vi fikk den ved øyemål plasserte vi sensoren til det optiske



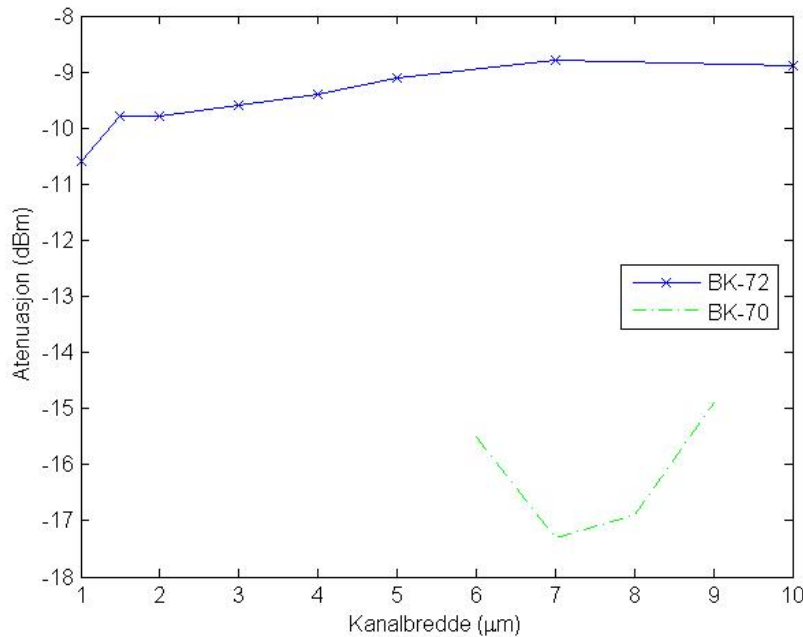
Figur 4.4: Lys reflektert av en bølgeleder som er plassert med kanalene ned



Figur 4.5: Optisk fiber i en høyde som ikke gir innkobling



Figur 4.6: Optisk fiber i en høyde som gir innkobling



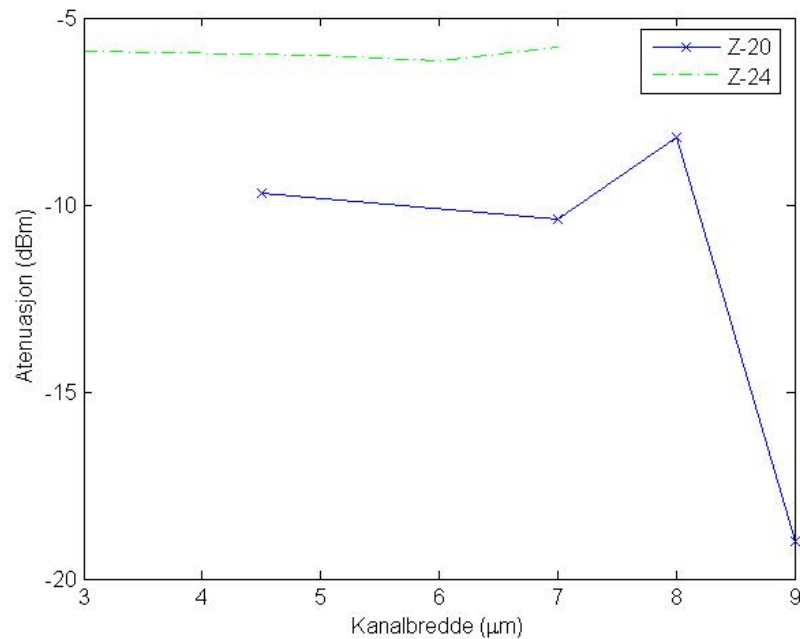
Figur 4.7: Atenuasjon i kaliumdopede bølgeledere ved 635nm

effektometeret der skjermen var. Effektometeret var stilt inn på 635nm uten atenuasjon, og vi fikk ut svaret i dBm. Vi justerte fiberen som tidligere til vi fant posisjonen som ga maksimal effekt, og noterte denne. Samme fremgangsmåte ble brukt for alle kanalene av ulik bredde, til de ble så smale at det ikke var mulig å koble dem inn lenger. Dette ble gjort med to kalium-dopede bølgeledere, BK-70 og BK-72.

Bakgrunnsstrålingen med alt annet lys deaktivert ble målt til -61dBm. Effekten fra laseren med synlig lys ved $\lambda=635\text{nm}$ innstilt på maks effekt og sendt gjennom kun objektivet med 50x forstørrelse var -3.7dBm. Figur 4.7 viser effektetapet gjennom kanaler av ulik bredde i de to kalium-dopede bølgelederne BK-70 og BK-72.

Det er tydelig at BK-70 har et mye større tap enn BK-72 for lik kanalbredde, og BK-72 er dermed et bedre valg. Vi ser at atenuasjonen er sammenlignbar i de bredere kanalene i BK-72, og at den øker for de smalere kanalene. Den går spesielt raskt nedover fra 1.5 til $1\mu\text{m}$, og for kanaler med en bredde på mindre enn $1\mu\text{m}$ gikk det ikke å få en innkobling. Det så ut til at kanalene med større bredde enn $3\mu\text{m}$ var multimodus, mens kanalene fra $3\mu\text{m}$ og nedover var singelmodus.

Etter å ha utført målingene med den synlige laseren byttet vi til en mye kraftigere infrarød laser. Siden denne laseren ikke var synlig og var kraftig nok til å skade øynene var det nødvendig med beskyttelsesbriller som hadde god beskyttelse i det nær-infrarøde spekteret. Disse brillene måtte brukes av alle som



Figur 4.8: Atenuasjon i cesiumdopede bølgeledere ved 1083nm

oppholdt seg på laboratoriet mens laseren var aktiv. For tapsmålingene hadde vi laseren på det laveste mulige effektnivået, 0W, men den sendte fremdeles ut lys med en høyere effekt enn den synlige laseren.

Vi utførte målingene med to cesium-dopede bølgeledere som så ut til å være bra kuttet og polert, Z-20 og Z-24. Vi målte bare på noen få kanaler for å få et inntrykk av tapet i bølgelederne. For den infrarøde laseren måtte den hvite skjermen erstattes med et fluoriserende kort slik at det var mulig å se prikken som viste innkobling. Det var også mulig å se på den hvite skjermen med at kamera som var følsomt for infrarødt lys. Dette var vanskeligere enn å bruke kortet, fordi det var nødvendig å fokusere både lyset og kameraet, men det ga bedre resultater for svakt lys.

Siden det var nødvendig å bruke kameraet for å se etter innkobling for den infrarøde laseren måtte LCD-skjermen stå på under denne delen av forsøket. Bakgrunnsstøyen ble målt til -45.3dBm. Den målte effekten fra laseren innstilt på laveste effekt (0W) og fokusert med 50x-linsen var 4.9dBm. Figur 4.8 viser effekttapet gjennom kanaler av ulik bredde i Z-20 og Z-24.

Vi ser at Z-24 har en lavere atenuasjon enn Z-20, og i resten av prosjektet har vi brukt Z-24 om ikke noe annet er oppgitt. Det er usikkert hvorfor tapet er så stort i Z-20 ved $9\mu\text{m}$, men det kommer antageligvis av at den kanalen var spesielt dårlig kuttet.

Kapittel 5

Resonans i mikrokuler

5.1 Resonans i mikrokuler av glass

De første kulene vi så på resonans i var av borsilikatglass og hadde en oppgitt diameter på omtrent $15\mu\text{m}$. En liten mengde kuler ble spredt i tørr form over bølgelederen. Det var vanskelig å få kulene til å legge seg jevnt utover, de samlet seg i klumper, men ved å legge en liten haug ved siden av kanalene som skulle brukes og blåse dem bortover var det mulig å finne noen kuler som lå rimelig isolert på en kanal. Vi sendte lys gjennom kanalen og observerte kulen ved hjelp av kameraet, som var følsomt for lys i det nær-infrarøde spekteret. Vi endret så bølgelengden på laseren for å se om det var mulig å observere noen endring i intensiteten i lyset som ble spredt fra fra kulen.

Laseren hadde lav effekt og det kom lite lys ut på den andre siden av cesium-bølgelederen, så vi byttet til 10x-objektivet for å lettere kunne fokusere prikken. Vi fikk fremdeles ikke noe resultat, derfor byttet vi fra cesium-bølgelederen til en kalium-bølgeleder som hadde mindre tap. Denne bølgelederen slapp igjennom så mye lys at vi kunne fokusere det med 50x-objektivet. Den siste bølgelederen var M-12, en kaliumdopet bølgeleder med stor lengde. Siden kanalene var lange, var det gode muligheter for å finne partikler som lå over en kanal.

For å finne lys som ble spredt fra en mikrokule brukte vi en rimelig lang eksponeringstid, opp mot ett sekund. Dette gjorde det mulig å se lys fra kuler selv om vi ikke hadde resonans. Ved å justere bølgelengden til laseren fikk vi resonans, noe som ga kraftigere lys slik at eksponeringstiden kunne reduseres. Lyset lå i et annet fokuseringsplan enn kulene, og vi måtte fokusere på nytt. Ved å skru eksponeringstiden ned når vi hadde maksimal resonans med fokus på det spredte lyset unngikk vi at CCD-kameraet gikk i metning. Vi endret så utgangsbølgelengden på laserlyset lineært og tok en serie bilder av hvordan det spredte lyset fra kulen endret seg. Bildene ble så analysert ved hjelp av matlab.

Vi vil nå vise ulike elementer av resonans. Figur 5.1 viser en større samling av kuler med en diameter på rundt 15 mikrometer. Figure 5.2 viser resonans i en kule, med en lang eksponeringstid som gir metning, og mikroskopet fokusert i planet til kulen. Dette gjør at vi ser to lysflekker. I figur 5.3 viser vi den samme



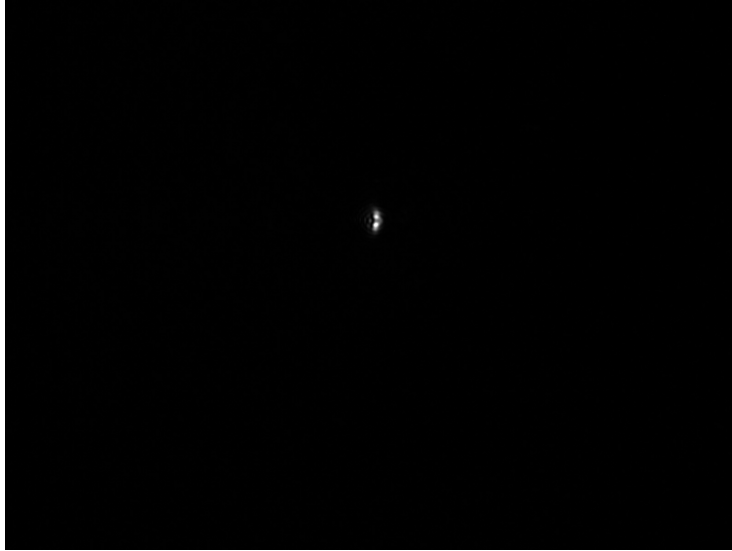
Figur 5.1: En ansamling av mikrokuler med $d \approx 15 \mu\text{m}$

kulen, men vi har valgt et mindre utsnitt av bildeflaten. Eksponeringstiden er kortere for å unngå metning, og mikroskopet er fokusert i planet til det spredte lyset slik at vi kun ser én lysflekk. Vi ser en del pikselering på grunn av den begrensede oppløsningen til kameraet.

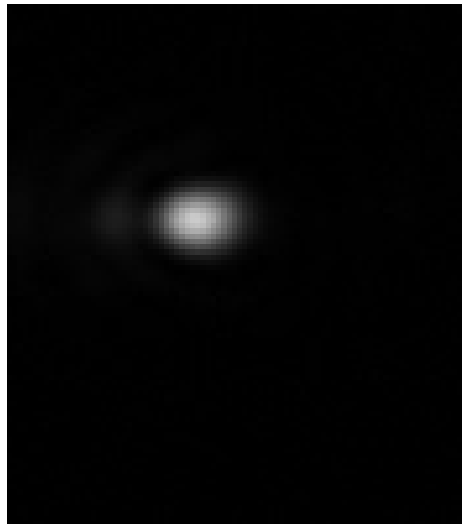
I den store ansamlingen av mikrokuler fant vi to som lå tett nok på samme kanal til at vi kunne fotografere dem samtidig. Vi valgte en Region of Interest rundt de to kulene med programvaren til kameraet, og tok en bildeserie med så kort tid mellom bildene som mulig. Samtidig lot vi den avstembare laseren endre bølgelengde lineært fra $\lambda_{min} \approx 960.2 \text{ nm}$ til $\lambda_{max} \approx 995.5 \text{ nm}$. Dette er bølgelengden til laseren i tomt rom, den endres i materialer omvendt proporsjonalt med en $n \neq 1$. Vi fikk omtrent 850 bilder for hver av de to kulene. Innenfor dette frekvensområdet så vi at hver av de to kulene kom i resonans to ganger. Kulene hadde ulike resonansfrekvenser, og vi kan dermed anta at de hadde ulike størrelse siden alle andre faktorer som kan påvirke resonansen var like. Dette viser at vi kan bruke resonans til å skille mellom partikler av ulike størrelse.

Figur 5.4 viser de to kulene ved en bølgelengde i tomt rom $\lambda \approx 968.1 \text{ nm}$, som gir resonans i den høyre kule. Figur 5.5 viser de to kulene ved en bølgelengde i tomt rom $\lambda \approx 970.8 \text{ nm}$, som gir resonans i den venstre kule. Vi lagde også en lik bildeserie av resonansen fra de to kulene individuelt. Vi brukte så et matlab-program for å analysere bildeserien og lage en graf over lysintensiteten som en funksjon av bølgelengden. Figur 5.6 og 5.7 viser intensiteten av lys fra henholdsvis høyre og venstre kule som en funksjon av utgangsbølgelengden til laseren.

Begge disse kulene har brede og støyete resonansstopper. Støyen kommer antageligvis av at intensitetsøkningen ved resonans er liten i forhold til variasjonen i utgangsintensitet fra laseren. Vi ser at den høyre kule har resonans ved $\lambda \approx$



Figur 5.2: Resonans i en kule, lang eksponeringstid på kameraet, og mikroskopet fokuset i planet til kulene



Figur 5.3: Nærbilde av kule med resonans, kort eksponeringstid og mikroskopet fokuset i planet til det spredte lyset



Figur 5.4: To mikrokuler, den høyre i resonans ved $\lambda \approx 968.2\text{nm}$

968.04nm og $\lambda \approx 981.19\text{nm}$. Dette gir oss en forskjell mellom de to toppene på $\Delta\lambda_h \approx 13.15\text{nm}$. Tilsvarende har den venstre kule resonans ved $\lambda \approx 970.84\text{nm}$ og $\lambda \approx 986.09\text{nm}$, som gir en $\Delta\lambda_h \approx 15.25\text{nm}$. Disse verdiene er basert på den høyeste toppen innenfor hver resonanstoppe,

Kulene vi brukte var av tørt borsilikatglass, og hadde en oppgitt brytningsindeks på $n = 1.56$, en omtrentlig diameter på $d = 15\mu\text{m}$. Vi gikk ut fra at lyset hadde en bølgelengde i luft på $\lambda = 980\text{nm}$. Med denne informasjonen og (2.19) kan vi finne $\Delta\lambda \approx 13\text{nm}$. Vi ser at den teoretiske verdien stemmer ganske godt overens med de målte verdiene, spesielt for den høyre kule. Den venstre kule kan ha vært mindre enn den oppgitte størrelsen, eller deformert på en måte. En annen forklaring kan være at de merkede toppene er forårsaket av støy, og at de egentlige resonanstoppe er en av de mindre toppene på siden.

Vi brukte informasjonen om avstanden mellom resonanstoppe sammen med den lineære termiske ekspansjonskoeffisient til borsilikatglass, $\alpha = 3.3 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ ved 20°C . Med dette og (2.23) kan vi finne $\Delta T \approx 43^\circ\text{C}$. Dette virker som en meget høy verdi, og vil være vanskelig å få til i laboratoriet.

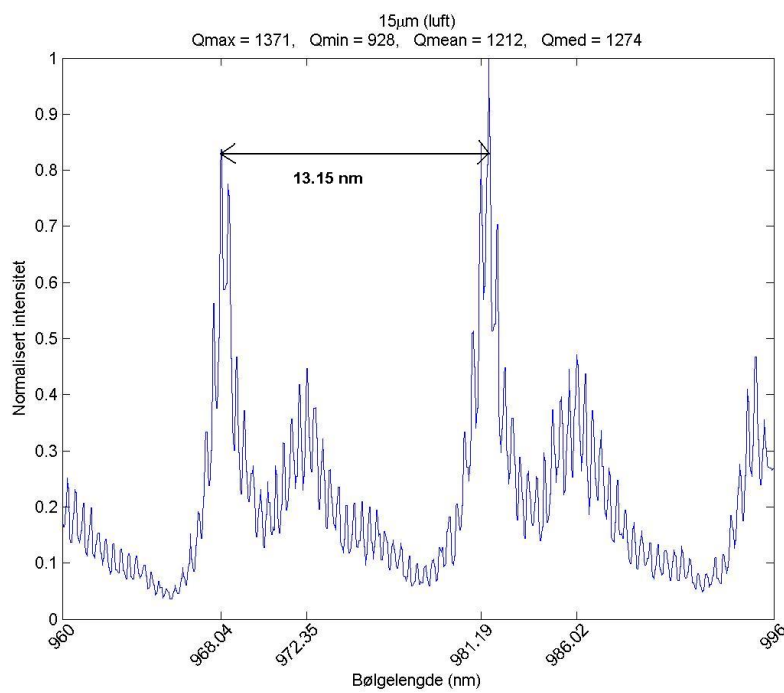
Vi kan også bruke denne grafen for å finne Q-faktoren til de to mikrokulene. På grunn av store mengder støy kan det være hensiktsmessig å finne FWHM manuelt ved å tegne et mindre område rundt den første resonanstoppen og finne bølgelengdene der intensiteten er halvparten av maksimum ved hjelp av et rutenettverk. Disse grafene er vist i figur 5.8 og 5.9. For den høyre kule får vi bølgelengdene 967.7 nm og 968.6nm, som gir oss $\Delta f \approx 2.88 \cdot 10^{11}$ sentrert rundt $f_0 \approx 3.1 \cdot 10^{14}$, og (2.17) gir oss $Q \approx 1.1 \cdot 10^3$. For den venstre kule er de to bølgelengdene for FWHM omtrent 970.1nm og 971.2nm, som gir oss $\Delta f \approx 3.50 \cdot 10^{11}$, $f_0 \approx 3.1 \cdot 10^{14}$ og $Q \approx 8.8 \cdot 10^2$.

Vi brukte også matlabprogrammet *finnq* for å finne Q-faktorene. Programmet ser på toppene som har en fjerdedel av størrelsen til den største toppen. Den venstre kule hadde to Q-faktorer, den største var 1293. Den høyre kule fikk fire topper, med en maksimal Q-faktor på 1371. Den antatte grunnen til at verdien regnet ut for hånd er lavere enn de maskinutregnede er at vi valgte å bruke den verdien der støyen ikke hever seg over halvverdien igjen, mens *finnq* bruker det første punktet som er under halvverdien.

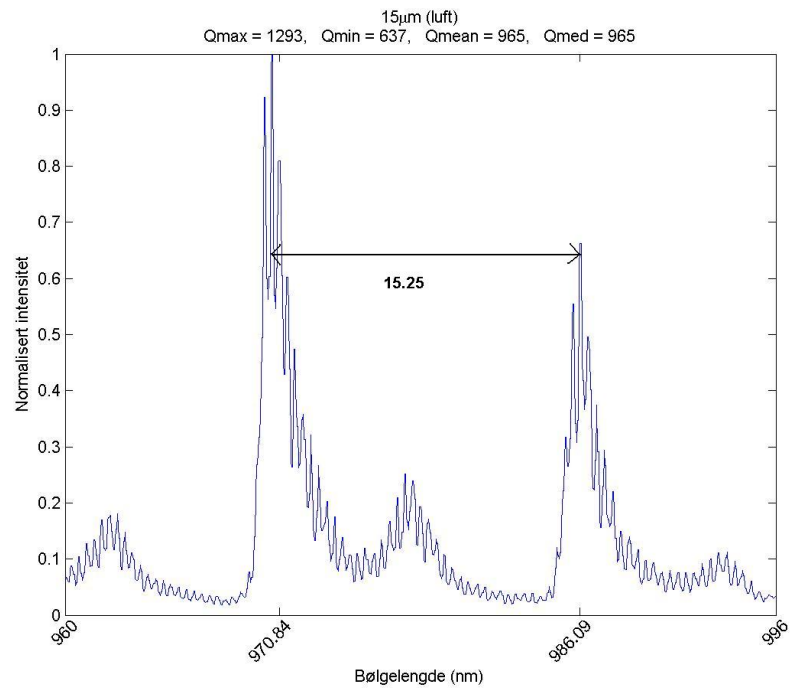
Figur 5.10 viser et bilde av ansamlingen av kuler der én kule er i resonans. Siden det ikke er mulig å fokusere på kulene og lyset samtidig har vi valgt å fokusere i planet til lyset. Figur 5.11 viser resonans i en kule når vi har fokusert



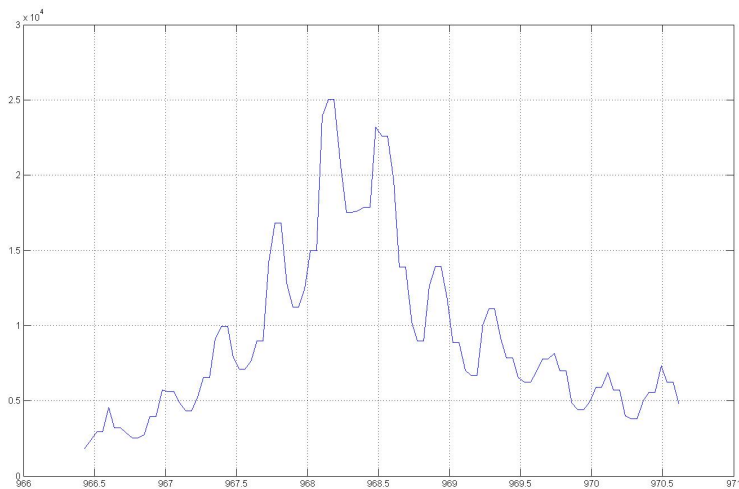
Figur 5.5: To mikrokuler, den venstre i resonans ved $\lambda \approx 970.6\text{nm}$



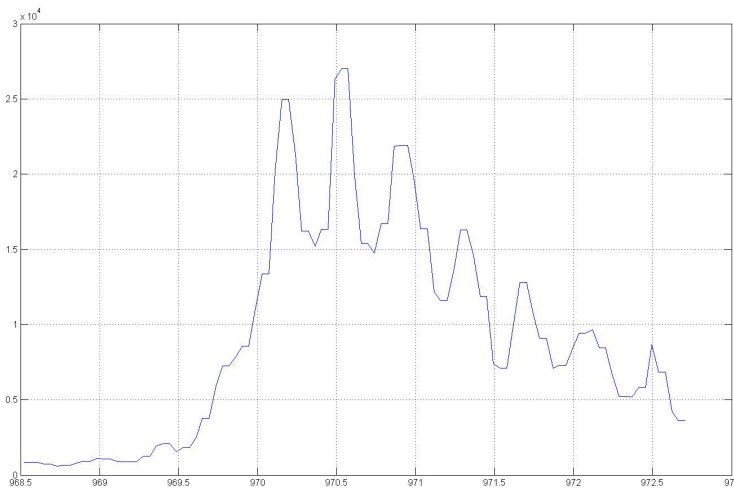
Figur 5.6: Graf som viser intensiteten av lys fra den høyre kulen som funksjon av bølgelengden



Figur 5.7: Graf som viser intensiteten av lys fra den venstre kulen som funksjon av bølglengden



Figur 5.8: Graf som viser intensiteten av lys fra den høyre kulen som funksjon av bølglengden i et mindre område rundt resonans



Figur 5.9: Graf som viser intensiteten av lys fra den venstre kule som funksjon av bølgelengden i et mindre område rundt resonans

på lyset, mens 5.12 viser resonans i en kule når vi har fokusert på kule

Vi så også på kuler med en diameter på $400\mu m$. Disse ga meget dårlige spekter, se figur 5.13. Vi antok at dette kom av dårlig sentrering, men etter gjentatte forsøk så vi nærmere på kulene. Det viste seg at overflatene var merkbart skadet, med flere hakk og deformeringer, se figur 5.14. Dette førte antageligvis til at lyset ble spredd ut av kule før det kunne fullføre én runde. I tillegg vil deformitetene gjøre at lyset ikke kan følge en sirkelbane, noe som vil redusere resonansen kraftig. Etter å ha sett at vi ikke fikk brukbare spekter i hverken luft eller vann forkastet vi disse kulene. Figur 5.14 viser en skadet kule.

Ligning (2.19) gir oss den teoretiske avstanden mellom to resonanstopper for disse kulene som $\Delta\lambda \approx 0.5\mu m$. Dette gir oss fra (2.23) en teoretisk nødvendig temperaturendring for å bevege oss mellom to resonans som $\Delta T \approx 2.1^\circ C$. Denne temperaturendringen er mer overkommelig enn den for kulene med $d=15\mu m$, og om vi hadde hatt kuler av denne størrelsen med bedre Q-faktor kunne vi antageligvis brukt temperaturendring som et verktøy for å treffe resonanstopper.

5.2 Resonans i mikrokuler av høyindeksglass

I resten av prosjektet har vi brukt mikrokuler av en glasstype med høyere brytningsindeks, $n \approx 1.95$. Kulene er levert av microspheres-nanospheres. Vi har sett på kuler med tre ulike diametre: $23\mu m$, $39.5\mu m$ og $103\mu m$, men vi har arbeidet mest med kulene med diameter $23\mu m$ og $103\mu m$.

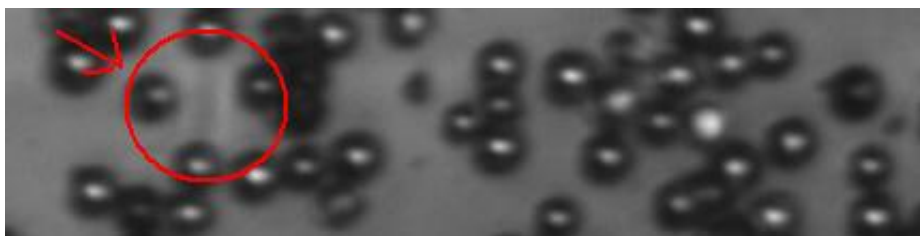
Arbeidet med høyindekskulene ble utført ved IFT i Tromsø, og ORC i Southampton. Fremgangsmåten var den samme som tidligere. Ved ORC så vi



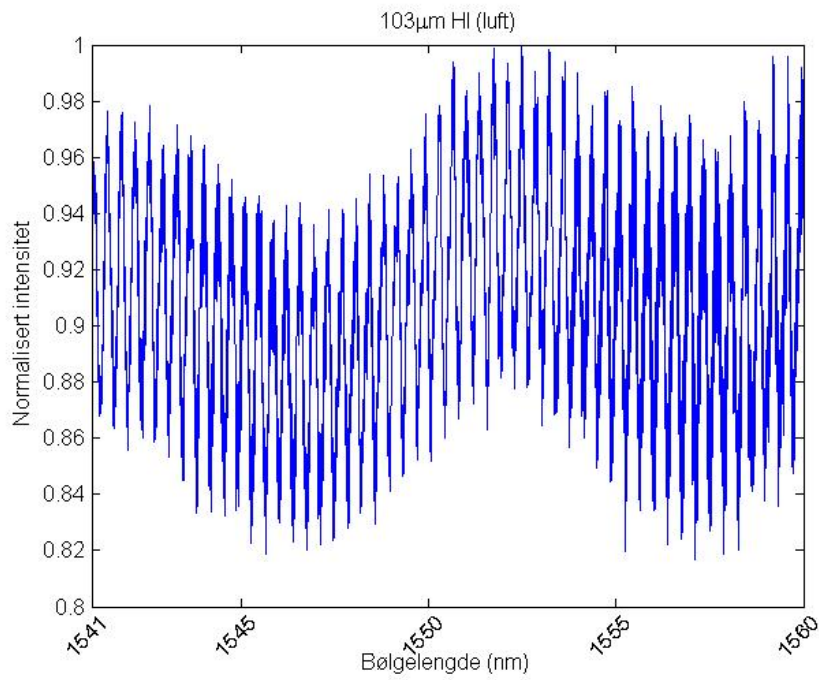
Figur 5.10: Én kule i ansamlingen i resonans, fokus på lyset



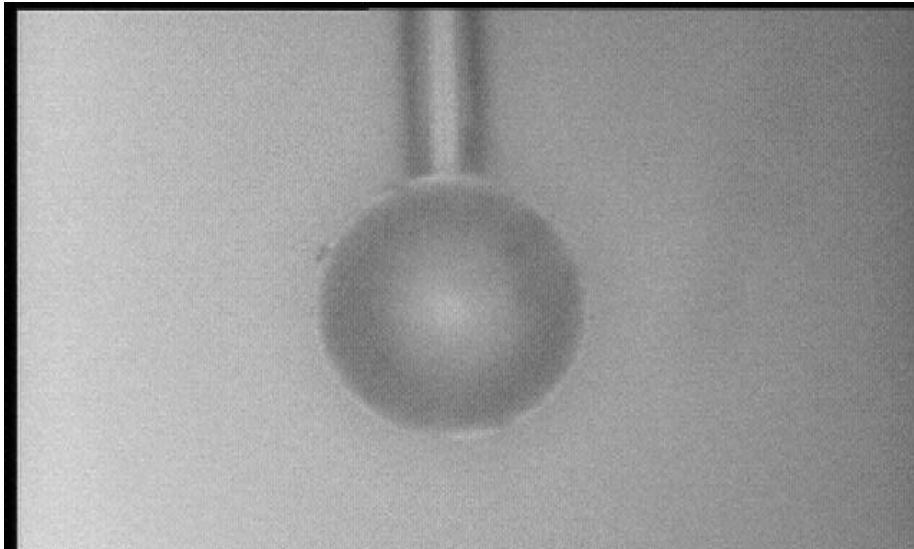
Figur 5.11: Én kule i resonans, fokus på lyset, pilen viser lysflekken i kulan



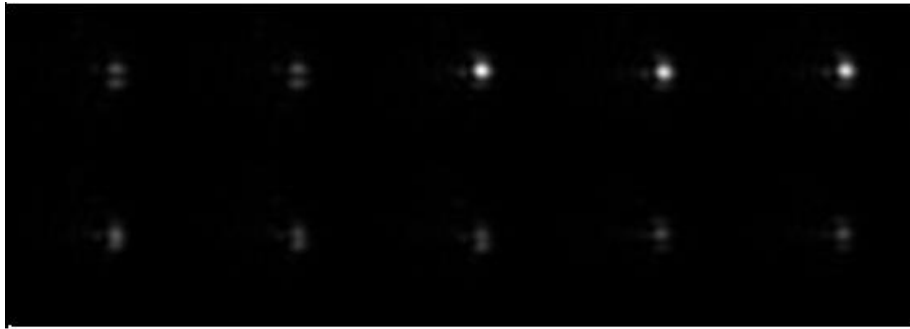
Figur 5.12: Én kule i resonans, fokus på kulene, pilen viser kulan og ringen viser lyset



Figur 5.13: Spekter for en kule med diameter $400\mu m$ i luft. Vi ser ingen resonanstopper som er større enn variasjonen i utgangsintensitet fra laserens.



Figur 5.14: kule med diameter $400\mu m$ i luft. Vi ser at overflaten er skadet.



Figur 5.15: Serie på ti bilder som viser en kule med $d=103\mu m$ som går inn i og ut av resonans.

kun på kulene i luft, mens vi observerte dem både i luft og i vann ved IFT. Vi har ingen spekter fra kuler med diameter $39.5\mu m$ i vann, kun de på $23\mu m$ og $103\mu m$.

Ved IFT brukte vi bølgeleder Z-24. Ved ORC brukte vi Z-24 og en bølgeleder som var tilgjengelig der. Denne var laget ved ionebytte med en saltblanding av $AgNO_3$, KNO_3 og $NaNO_3$ med en maskebredde på $4\mu m$, og var singelmodus ved bølgelengder i området rundt $1550nm$.

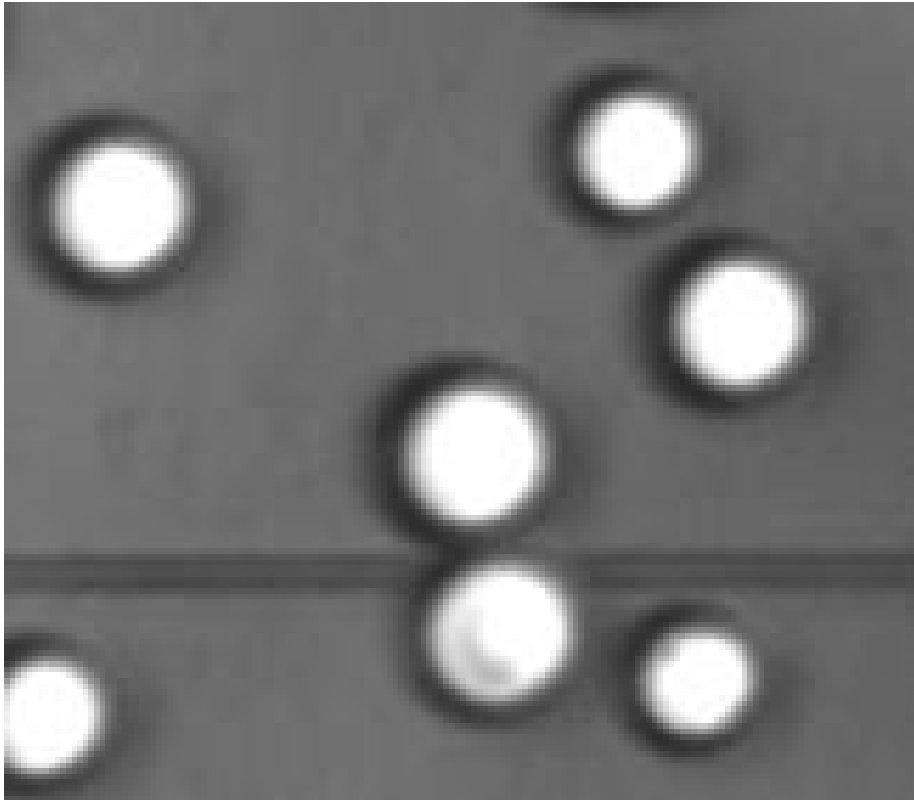
Vi fant spekteret for hver kule, og kjørte et program som automatisk fant Q-faktorene tilhørende hver intensitetstopp som var minst en fjerdedel så høy som høyeste verdi. Vi lagret så de Q-faktorene som var høyest, lavest, gjennomsnittlig og median for hver kule.

Figur 5.15 er en serie på ti bilder som viser en kule med diameter $103\mu m$ som går gjennom resonans. Det er to rader med bilder, og de går kronologisk fra venstre mot høyre og ovenfra og ned. Vi ser at det er små mengder lys som spres fra kulen også utenfor resonans, men at resonanstoppene er mye kraftigere enn dette lyset. Dette er en veldig skarp resonans.

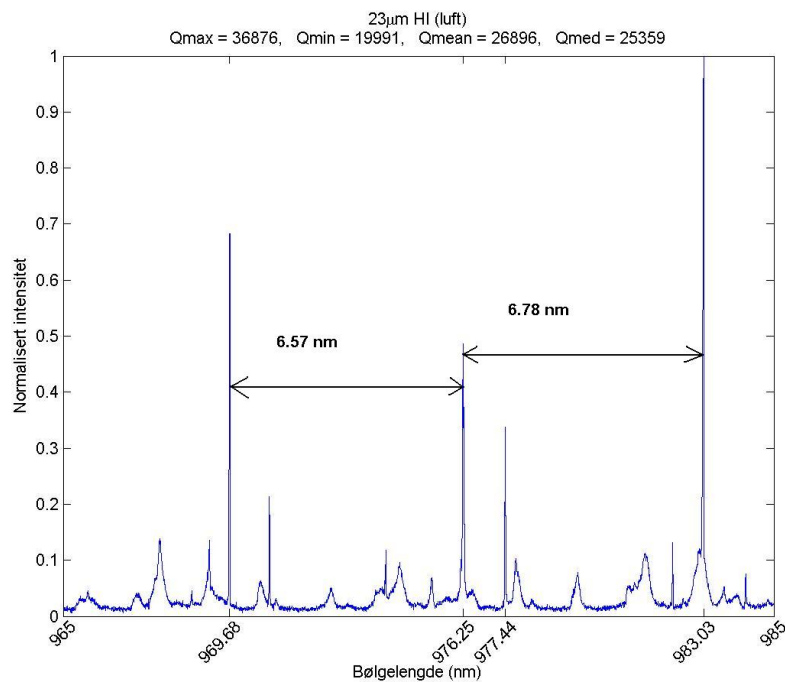
5.2.1 23 μm

Kulene har en oppgitt diameter på $23\mu m \pm 8.9\%$, noe som gjør at kulene kan ha en diameter på omtrent $21-25\mu m$. Dette gir oss igjen at det bredeste tverrsnittet til hver kule er en sirkel med et areal på omtrent $350-500\mu m^2$. Vi kan se denne størrelsesforskjellen mellom kulene i figur 5.16. Forskjellen i størrelse gjør at vi ikke kan bruke bølgelengden til en resonanstopp for å finne størrelsen til kulen, da flere kuler innenfor disse størrelsene vil ha en topp ved samme bølgelengde. Om vi går ut fra en diameter på $23\mu m$ og bruker tilnærmingene vi gjorde i teorikapitlet gir dette oss en teoretisk avstand mellom hovedresonansene på $\Delta\lambda \approx 6.8nm$. Dette er et omtrentlig tall, men ser ut til å gi en akseptabel tilnærming.

I figur 5.17 og 5.18 kan vi se to pene spektrere for lys spredd fra kuler med en diameter på $23\mu m$ i henholdsvis luft og vann. Vi ser at begge spektrere har grup-



Figur 5.16: Samling kuler med oppgitt diameter $23 \mu m$. Vi ser at kulene har ulik størrelse.



Figur 5.17: Spekter for en kule med $d=23\mu m$ i luft.

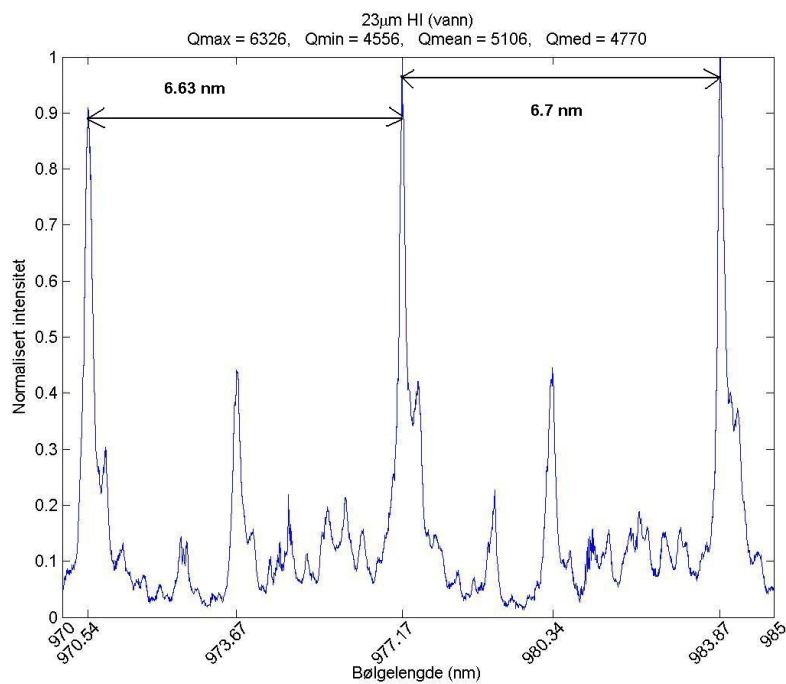
peringer av resonanser med én kraftig topp omringet av mindre topper. Disse er noen av de renest spektrene vi fikk for kuler på denne størrelsen. Figur 5.19 viser et mer rotet spekter for en kule på $23\mu m$. Dette spektret har grupper med flere topper med sammenlignbar høyde. De to gruppene som vises i spektret har veldig lik form. Toppene har lik innbyrdes avstand men ulik høyde.

Spektrene viser oss at kulen i luft har en høyere Q -faktor enn kulen i vann. Dette var et generelt resultat. Vi så på ti kuler i luft og fant at gjennomsnittet av de maksimale Q -faktorene for de ti var 24×10^3 . Tilsvarende tall for de ni kulene i vann vi studerte var 18×10^3 . Dette kommer antageligvis av absorpsjonstapet som forekommer i vann. Det var store forskjeller mellom Q -faktoren til de ulike kulene. Kulene i luft hadde verdier som varierte fra 1.4×10^3 til 64×10^3 . For kulene i vann har vi verdier fra 5.2×10^3 til 35×10^3 . Variasjonen mellom de forskjellige kulene er altså større enn variasjonen som er knyttet til det omkringliggende materialet.

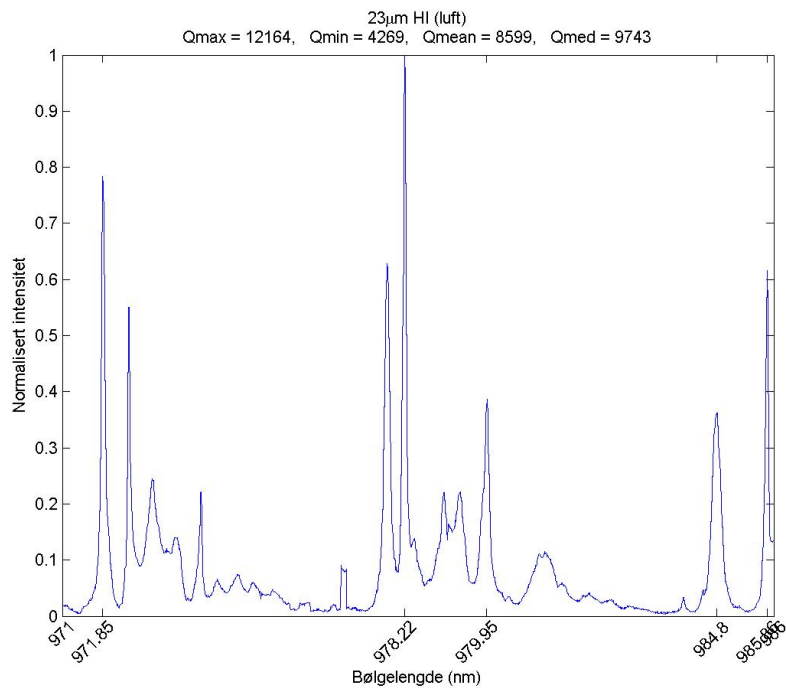
5.2.2 39.5 μm

Disse kulene har en oppgitt diameter på $39.5\mu m \pm 1.3\%$, noe som gir diameter på omtrent $39\text{-}40\mu m$, som igjen tilsvarer et tverrsnittareal på omtrent $1200\text{-}1250\mu m^2$. Vi har kun studert dem i luft. Figur 5.20 viser spektret til en kule med en diameter på $39.5\mu m$.

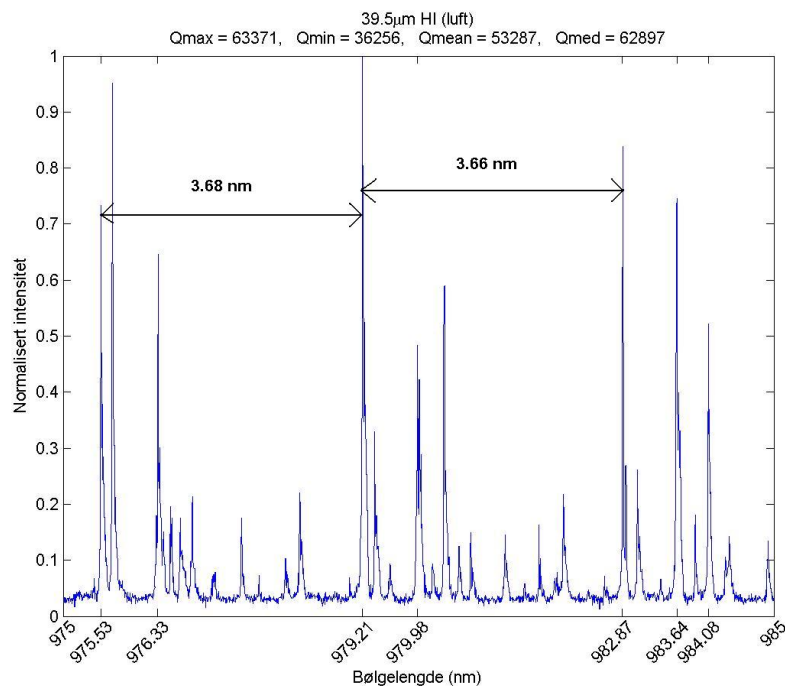
Spekteret er mer rotete enn det vi så for kuler med en diameter på $23\mu m$,



Figur 5.18: Spekter for en kule med $d=23\mu m$ i vann.



Figur 5.19: Spekter for en kule med $d=23\mu m$ i luft.



Figur 5.20: Spekter for en kule med $d=39\mu m$ i luft.

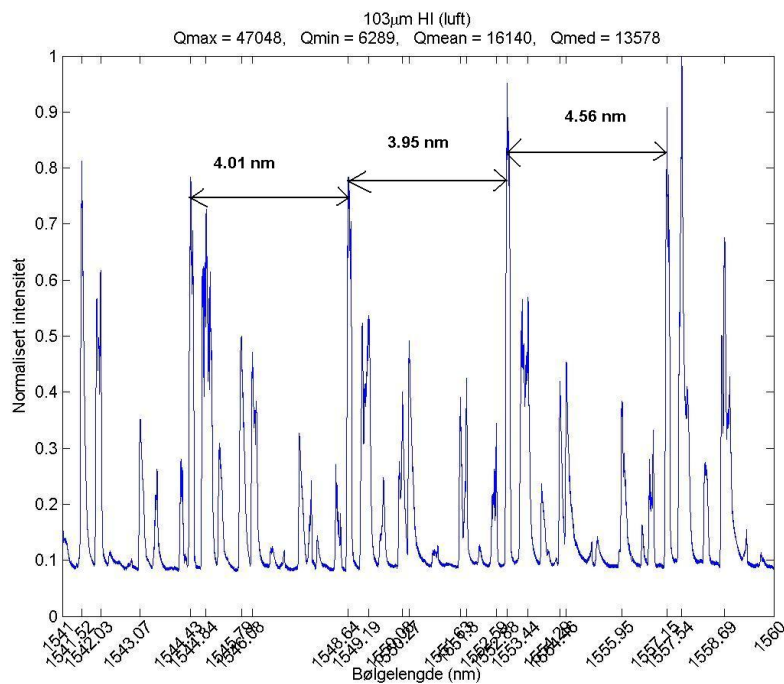
men vi kan fremdeles kjenne igjen grupper med resonanser. Vi ser tre grupper i spekteret og har målt avstanden mellom den første toppen i hver gruppe. Den forventede avstanden mellom to hovedresonanstopper er 4.0nm , og vi ser at dette stemmer ganske godt overens med de målte verdiene på 3.68nm og 3.66nm .

Gjennomsnittet av de åtte maksimale Q-faktorene for disse kulene er omtrent 33×10^3 . Spriket mellom verdiene er stort her også, fra 7.4×10^3 til 84×10^3 .

5.2.3 103 μm

Den oppgitte diameteren er $103\mu m \pm 4\%$, noe som gir diameter på omtrent $99\text{-}107\mu m$, som igjen tilsvarer et tverrsnittareal på omtrent $31 - 36 \times 10^3\mu m^2$. Figurene 5.21 og 5.22 viser spekteret for to kuler med diameter $103\mu m$ i henholdsvis luft og vann. Vi ser at disse spekterne er mer rotete enn for de mindre kulene, med mange høye topper i hver gruppe. Vi kan se et lite område uten resonanstopper som skiller gruppene fra hverandre, men in noen spekter er dette nesten umulig å se.

Spekteret i luft kommer fra Southampton, og om vi går ut fra en $\lambda_0 = 1550$ får vi en forventet avstand mellom toppene på omtrent 3.8nm . De målte verdiene er litt større, som tilsier at kulan har en mindre diameter. Spekteret i vann er hentet fra forsøk i Tromsø, og den forventede avstanden mellom toppene her er omtrent 1.5nm . Igjen er de målte verdiene større enn de teoretiske, men her



Figur 5.21: Spekter for en kule med $d=103\mu m$ i luft.

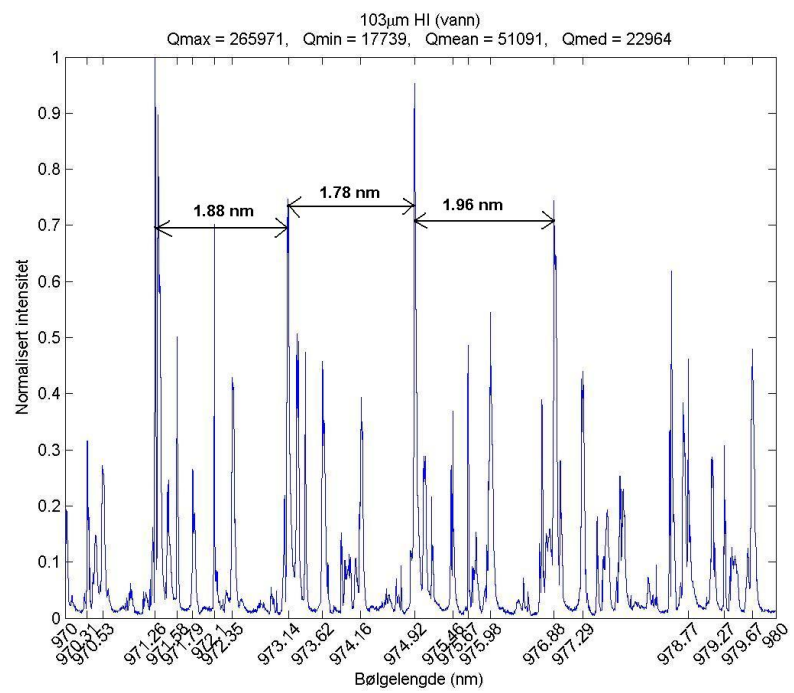
er forskjellen såpass stor at den ikke er konsistent med en størrelse som ligger innenfor det oppgitte området.

Vi har 19 verdier for Q -faktorer fra kuler med diameter $103\mu m$ i luft. Verdiene går fra 1.5×10^3 til 119×10^3 med en gjennomsnittlig verdi på 38×10^3 . For vann har vi bare fire verdier, og de maksimale Q -faktorene går fra 4.0×10^3 til 266×10^3 med et gjennomsnitt på 73×10^3 . Her ser vi at den ene avvikende verdien har veldig mye å si for gjennomsnittet, spesielt siden vi har så få målinger.

En god del av kulene med $d=103\mu m$ hadde flere spekter, der toppene var ved samme bølgelengde men hadde ulik høyde. Generelt sett var det ett kraftig spekter, og flere andre som var mye mindre. Dette kom av at kulene hadde flere små sideflekker i tillegg til den kraftige hovedflekken, som vist i figur 5.23. Dette kommer antageligvis av at lys spres fra ujevnheter i overflaten, noe som igjen betyr at vi kunne fått kraftigere resonans med en jevnere overflate.

5.2.4 Uperfekte kuler

Mikrokulene som har blitt brukt har en oppgitt sfærisitet på 98-100%. Det er mulig å se at noen av kulene ikke er perfekt sfæriske, og en meget liten deformitet gir store utslag. Det var kun få av kulene som ga gode resonansspektre, og mange hadde ingen synlige topper. Dette stemmer godt med teorien, som tilsier at små sammentrykninger av kuler vil eliminere de kraftigste resonanstoppene.



Figur 5.22: Spekter for en kule med $d=103\mu m$ i vann.



Figur 5.23: Kule med $d=103\mu m$ i resonans, vi ser sideflekker i tillegg til senterflekken.

Kapittel 6

Flytting av mikrokuler

6.1 Flytting av mikrokuler av polystyren

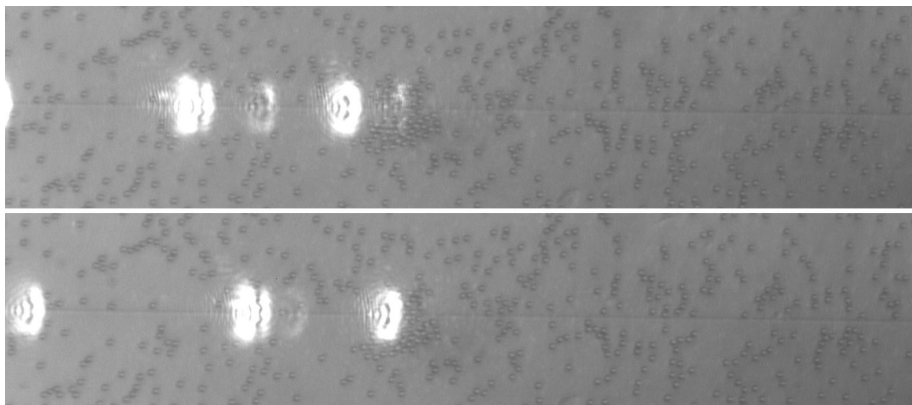
I denne delen av prosjektet skulle vi flytte kuler av polystyren med en diameter på $7\mu\text{m}$ ved hjelp av det evanescente feltet som skapes når lys propagerer i en bølgeleder ved totalrefleksjon. Vi brukte en høyeffekts (2W) ytterbium-fiberlaser med en bølgelengde på $\lambda = 1083\text{nm}$, i det nær-infrarøde spekteret. Bølgelederen var den cesium-dopede Z-24. Vi plasserte et basseng av PDMS over bølgelederen, og brukte en nøyaktig dråpeteller til å plassere $50\mu\text{l}$ vann med polystyrenkuler med en nominell diameter på $7\mu\text{m}$ i bassenget. Vi fant et område der flere kuler var sentrert over en kanal på $3\mu\text{m}$ og koblet laserlys inn i denne kanalen. Vi observerte så hva som skjedde med kulene.

Vi observerte bevegelse i partiklene ved en ganske lav utgangseffekt på laseren. Fig 6.1 viser to bilder av samme bølgeleder tatt kort tid etter hverandre med kameraet i samme posisjon. Vi ser at kulene i bilde to ligger lengre til høyre enn i bilde én. Dette viser at mikrokulene beveget seg bortover bølgelederen. De store områdene med hvitt rundt hver partikkel er infrarødt lys som unnslopp mikrokulene. I den komplette bildeserien var det mulig å se at noen partikler stoppet og startet igjen mens de flyttet seg bortover bølgelederen.

Neste steg skulle ha vært å plassere et filter for å fjerne det infrarøde lyset, og regne ut farten til partiklene bortover bølgelederen. Dessverre måtte den kraftige laseren sendes til reparasjon, og vi gikk over til å prøve å finne resonans med en svakere men avstembar laser, se forrige kapittel.

6.2 Flytting av mikrokuler av glass

I kapittelet om resonans i mikrokuler konkluderte vi med at glasskulene med en diameter på $400\mu\text{m}$ hadde for dårlige overflater til at det var noen vits i å prøve å flytte på dem. Vi har derfor bare prøvd å flytte glasskulene med en diameter på $15\mu\text{m}$. Vi observerte flere kuler, men det var kun én av dem som flyttet på seg. Den flyttet seg over en kort avstand, knapt $50\mu\text{m}$. Vi observerte ikke



Figur 6.1: To bilder av $d = 7\mu m$ polystyrenkuler påvirket av lys med $\lambda = 1083nm$. Bildene er tatt med kameraet i samme posisjon. Vi ser at kulene på kanalen har flyttet seg i det andre bildet i forhold til det første.

resonans i kulen, og den flyttet seg antageligvis på grunn av direkte påvirkning fra laseren.

6.3 Flytting av mikrokuler av høyindeksglass

Vi gjorde flere forsøk på å flytte mikrokuler av høyindeksglass med en diameter på $23\mu m$ og $39.5\mu m$ uten suksess.

Kapittel 7

Konklusjon

7.1 Oppsummering

I denne prosjektoppgaven har vi brukt rødt til å karakterisere kanaler med ulik bredde i en kaliumdopet kanalbølgeleder, og infrarødt lys til å karakterisere kanaler med ulik bredde i en cesiumdopet kanalbølgeleder. Vi har flyttet mikrokuler av polystyren med en diameter på $7\mu m$ ved hjelp av et evanescent felt skapt av infrarødt lys som propagerte i en bølgeleder. Vi har sett på resonans i mikrokuler av borsilikatglass påvirket av et evanescent felt fra infrarødt lys med variabel bølgelengde som propagerte i en bølgeleder. Vi har funnet resonans og Q-faktor i mikrokuler av høyindeksglass. Til slutt har vi forsøkt å flytte på mikrokuler med en diameter på over $20\mu m$ ved å utnytte resonanser i kulene.

Vi har funnet at det var en stor variasjon mellom Q-faktorene til kulene innenfor hver størrelse. Generelt sett hadde de større kulene høyere Q-faktor, men forskjellen mellom gjennomsnittsverdiene var liten. Vi fant også at Q-faktoren var lavere når kulene var omgitt av vann enn når de var tørre. Denne forskjellen var også liten, en god del mindre enn forskjellen mellom de ulike kulene. De større kulene hadde klart mere rotete spekter, med flere høyere ordens resonansstopper i tillegg til hovedtoppene. Vi gjorde flere forsøk på å flytte større kuler ved hjelp av resonans, men det var ikke vellykket.

7.2 Videre arbeid

Det neste som må gjøres er å få til å flytte større mikrokuler ($20+ \mu m$) ved å utnytte resonanser. Vi har sett at kulene ikke beveger seg selv om vi bruker en laser med høy utgangseffekt som skaper et relativt sterkt evanescent felt over bølgelederen. I begynnelsen kan det være hensiktsmessig å se på flere kuler og se om noen av dem har riktig størrelse, slik at de kommer i resonans og flytter på seg. Etter hvert må vi finne en måte å endre betingelsene for å skape resonans. Vi har ikke en kraftig avstembar laser, så vi må endre på egenskapene til kulene.

Én idé er å endre temperaturen til kulene slik at de endrer størrelse, noe som

igjen gjør at vi får resonans ved andre bølgelengder. Jo lengre fra hverandre hovedresonansene i spekteret er, jo større område må vi endre temperaturen over. De teoretiske utregningene vi har utført viser at temperaturendringene som kreves for å bevege seg mellom to hovedtopper for en mikrokule med en diameter på $23\mu m$ er så store at det ikke er praktisk å bruke denne metoden. Det kan derimot være mulig for kulene med diameter $39.5\mu m$ og $103\mu m$.

Bibliografi

- [1] David G. Grier
A revolution in optical manipulation
Insight review articles
The University of Chicago
2003
- [2] Jack Ng and C.T. Chan
Size-selective optical forces for microspheres using evanescent wave excitation of whispering gallery modes
Applied Physics Letters 92, 251109
2008
- [3] Donald L. Lee,
Electromagnetic Principles of Integrated Optics.
John Wiley & Sons Inc., USA
1986.
- [4] B.E.A. Saleh og M. Teich
Fundamentals of Photonics
John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey
2007.
- [5] Brian C. Welsh
Reflection of Waves
<http://www.stolaf.edu/other/cegsic/background/radreflec.html>
1998, oppdatert 01/07/02
- [6] *Q-factor*
Encyclopedia of Laser Physics and Technology
http://www.rp-photonics.com/q_factor.html
hentet 21/12/08
- [7] *Thermal Expansion*
<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/thermo/thexp.html>
hentet 21/12/08
- [8] Katarina Grujić
Manipulation of Microspheres with Integrated Optics
University of Tromsø, Faculty of Science, Department of Physics and Technology
2007

- [9] Hitesh Y. Jaising
Manipulation of Dielectric Particles with Optical Evanescent Fields
University of Tromsø, Faculty of Science, Department of Physics and Technology
2004
- [10] A.N. Oraevsky
Whispering-gallery waves
Quantum Electronics 32(5) 377-400
2002
- [11] Kerry J. Vahala
Optical microcavities
Insight review articles
California Institute of Technology
2003
- [12] Michael I. Mishchenko and Andrew A. Lacis
Morphology-dependent resonances of nearly spherical particles in random orientation
Applied Optics Vol. 42, No. 27
NASA Goddard Institute for Space Studies
2003