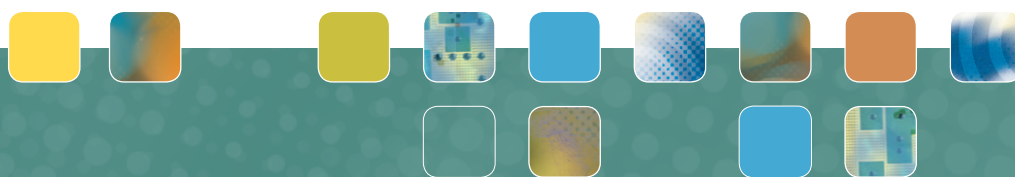




FFI-rapport 2014/01666

Karakterisering av karbondisulfid (CS_2) som optisk begrensermateriale på 2.05 μm bølglengde



Lars Grønmark Holmen og Magnus W. Haakestad

Karakterisering av karbondisulfid (CS₂) som optisk begrensermateriale på 2.05 μm bølgelengde

Lars Grønmark Holmen og Magnus W. Haakestad

Forsvarets forskningsinstitutt (FFI)

20. oktober 2014

FFI-rapport 2014/01666

1284

P: ISBN 978-82-464-2444-6

E: ISBN 978-82-464-2445-3

Emneord

Optisk begrensing

Karbondisulfid

Sensorbeskyttelse

Z-skann

Godkjent av

Knut Stenersen

Prosjektleder

Johnny Bardal

Avdelingssjef

Sammendrag

Det er et behov for å beskytte elektrooptiske sensorsystemer mot laserpulser med høy energi. Ved å bruke et materiale med ulineær respons kan man lage en passiv innretning som transmitterer elektromagnetisk stråling med lav effekt og blokkerer stråling med høy effekt. En slik innretning kalles en optisk begrenser, og kan betraktes som et ulineært dempefilter.

I denne rapporten presenteres det resultater fra forsøk der væsken karbondisulfid (CS_2) ble benyttet som optisk begrensermateriale på $2 \mu\text{m}$ bølgelengde. Som laserkilde ble det brukt en holmiumlaser med pulsenergi på opptil 550 mJ og pulsvarighet på ca. 25 ns. I tillegg til begrenserforsøkene ble det gjort målinger av de ulineære egenskapene til CS_2 på $2 \mu\text{m}$ bølgelengde.

Rapporten er basert på arbeidet utført av sommerstudent Lars Grønmark Holmen, med Magnus W. Haakestad som veileder.

English summary

There is a need to protect electro optic sensor systems against laser pulses with high energy. By using a material with nonlinear response, one can make a passive device which transmits electromagnetic radiation with low power and blocks radiation with high power. Such a device is denoted an optical limiter, and can be considered as a nonlinear damping filter.

In this report we present results from experiments where carbon disulfide (CS_2) was used as an optical limiter material at $2 \mu\text{m}$ wavelength. A holmium laser was utilised as laser source, and provided pulses with ~ 25 ns duration and an energy of up to 550 mJ. In addition to the optical limiter experiments, the nonlinear properties of CS_2 at $2 \mu\text{m}$ wavelength were measured.

The report is based on work carried out by the summer intern Lars Grønmark Holmen, under supervision of Magnus W. Haakestad.

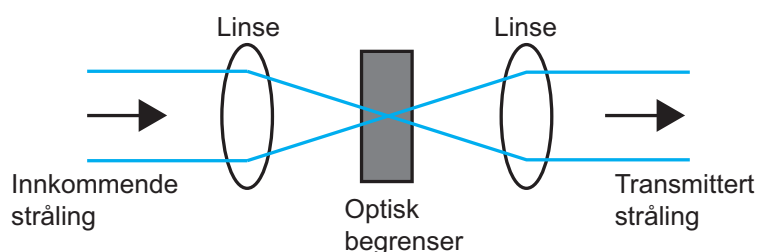
Innhold

1	Innledning	7
2	Teori	8
2.1	Selvfokusering	9
2.2	Z-skann	9
2.3	Egenskaper til karbondisulfid	13
3	Eksperimentelt oppsett	13
3.1	Optisk begrensning	13
3.2	Z-skann	15
4	Resultater og diskusjon	16
4.1	Z-skann	16
4.1.1	Romlig filtrering av stråle	16
4.1.2	Karakterisering av strålen i fokus	16
4.1.3	Z-skann med liten aperture	17
4.1.4	Z-skann med åpen aperture	19
4.2	Optisk begrensning	20
4.2.1	Karakterisering av strålen	20
4.2.2	Begrensermålinger	20
4.2.3	Observasjon av dielektrisk sammenbrudd	24
4.2.4	Begrenserforsøk med med luftfylt celle	25
4.3	Brunfarging av karbondisulfid	26
5	Konklusjon	26
Vedlegg A	Appendiks	30
A.1	Komponentliste begrenseroppsett	30
A.2	Komponentliste Z-skann	30

1 Innledning

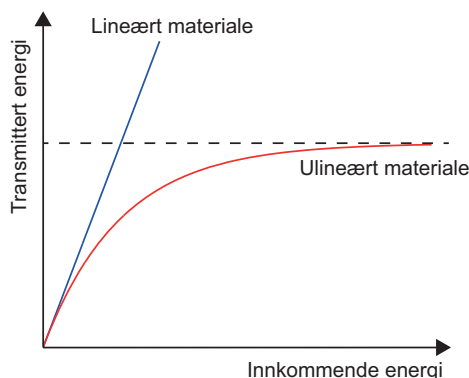
Mange typer elektrooptiske sensorer benytter følsomme detektorer basert på halvledermaterialer. Ofte benyttes en detektormatrise til å danne et bilde av scenen. I slike sensorer vil strålingsintensiteten typisk øke med en faktor 10^7 på detektormatrisen i forhold til intensiteten på den innkommende strålingen. Dette fører til at detektorelementene er svært utsatt for skade dersom sensoren belyses med en laser. Skadeterskelen for halvledermaterialer som belyses med laserpulser med varighet på noen titalls nanosekunder er typisk i området 1 J/cm^2 [1]. Dersom sensoren fokuserer strålingen ned til en diameter på $10 \text{ }\mu\text{m}$, vil man derfor kunne få skade hvis pulsenergien overstiger ca. $1 \text{ }\mu\text{J}$, som er lett tilgjengelig fra pulsede lasere.

En metode for å beskytte en sensor mot skade fra laserpulser er å benytte et optisk filter, som stopper de farligste laserbølgelengdene. På grunn av utviklingen av stadig nyere lasertyper på nye bølgelengder er imidlertid ikke dette en trygg metode. En annen løsning er å benytte en optisk begrenser [2],



Figur 1.1 Sjematisk tegning av en optisk begrenser. Strålingen fokuseres til en liten flekk i et materiale med ulineær optisk respons. Stråling med lav intensitet slipper uhindret gjennom begrensermaterialet, mens de ulineære mekanismene gjør at stråling med høy intensitet dempes.

som vist skjematisk i Figur 1.1. Dette er en passiv innretning som transmitterer elektromagnetisk stråling med lav intensitet, mens stråling med høy intensitet blir blokkert. I den optiske begrenseren i figuren skjer dette ved at strålingen fokuseres til en liten flekk i et materiale med ulineær optisk respons. De ulineære mekanismene gjør at stråling med høy intensitet dempes, mens stråling med lav



Figur 1.2 Responsen til en tenkt optisk begrenser, som setter et tak på transmittert pulsenergi.

intensitet slipper gjennom, som vist i Figur 1.2. For forsvarsanvendelser er det flere elektrooptiske sensorer som opererer på de infrarøde bølgelengdene $1.5 - 2.5 \mu\text{m}$, $3-5 \mu\text{m}$, og $8-12 \mu\text{m}$, og det er derfor av interesse å undersøke ytelsen til optiske begrensere i disse bølgelengdeområdene. Mange typer materialer har blitt brukt i optiske begrensere [3]. Felles for disse er at materialegenskapene endrer seg dersom intensiteten blir høy. Ulineære mekanismer som er aktuelle for optiske begrensere inkluderer intensitetsavhengig absorpsjon, intensitetsavhengig spredning, og intensitetsavhengig endring av brytningsindeksen [4]. En intensitetsavhengig endring av brytningsindeksen kan føre til selvfokusering, som gjør at strålen fokuseres i materialet inntil intensiteten blir så høy at det oppstår skade eller defokuserende, spredende, og absorberende prosesser, som for eksempel plasmagenerering [5]. Da selvfokusering kan være en viktig effekt i optiske begrensere, er det av stor interesse å karakterisere den ulineære brytningsindeksen til begrensermaterialet. Dette kan gjøres ved bruk av den svært følsomme z -skannteknikken [6].

Et krav til et optisk begrensermateriale er at det ikke skal bli ødelagt av laserpulser med høy energi. Dette gjør at ulineære væsker er svært aktuelle som begrensermaterialer, da væsker ikke vil få lokaliserte skader, i motsetning til faste stoffer. Vi har i dette arbeidet benyttet væsken karbondisulfid (CS_2) som begrensermateriale, da denne væsken har en svært høy ulineær brytningsindeks [7]. CS_2 har blitt brukt som begrensermateriale i det synlige området, på $0.7-1.1 \mu\text{m}$ bølgelengde, og på $10.6 \mu\text{m}$ bølgelengde [2, 8]. Den har, etter det vi vet, aldri blitt testet som optisk begrensermateriale i bølgelengdeområdet mellom $1.1 \mu\text{m}$ og $10.6 \mu\text{m}$, og de ulineære egenskapene til CS_2 har ikke blitt karakterisert i bølgelengdeområdet $1.3-10.6 \mu\text{m}$. Det er i det hele tatt kun et fåtall rapporter om begrenserforsøk i det midlere infrarøde området, og da har begrensermaterialet vært faste stoffer [9, 10].

Vi vil først gå gjennom teorien bak selvfokusering og z -skannteknikken og gi en oversikt over egenskapene til karbondisulfid som er relevante for optisk begrensnings. Deretter vil vi presentere resultater fra z -skannmålinger og optiske begrenserforsøk som er utført på $2.05 \mu\text{m}$ bølgelengde ved bruk av en holmiumlaser. Denne laseren ga ut ca. 25 ns lange pulser med opptil 550 mJ energi.

2 Teori

Brytningsindeksen og absorpsjonskoeffisienten til alle materialer vil avhenge av intensiteten til strålingen, dersom intensiteten blir stor nok. Hvis ulineariteten er av tredje orden, er henholdsvis brytningsindeksen n og absorpsjonskoeffisienten α gitt ved

$$n(I) = n_0 + \gamma I \quad (2.1)$$

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I, \quad (2.2)$$

der n_0 er den lineære brytningsindeksen og α_0 er den lineære absorpsjonskoeffisienten [11]. β og γ er henholdsvis den ulineære absorpsjonskoeffisienten og den ulineære brytningsindeksen, og I er intensiteten til strålingen. Intensiteten er gitt i W/m^2 , slik at γ har dimensjon m^2/W , mens β har dimensjon m/W . Forskjellige ulineære prosesser har ulik responstid, slik at størrelsen på de ulineære koeffisientene er svært avhengig av pulsvarigheten [8]. På femtosekundtidsskalaer er

det distorsjoner av elektronskyen som dominerer, mens på lengre tidsskalaer (pikosekunder til nanosekunder) kan prosesser som molekylær reorientering bidra. På enda lengre tidsskalaer (typisk mer enn 100 nanosekunder) kan man få bidrag fra termiske effekter.

2.1 Selvfokusering

De to hovedmekanismene i optiske begrensere basert på CS₂ er selvfokusering av strålingen og intensitetsavhengig absorpsjon på grunn av laserindusert plasmagenerering (dielektrisk sammenbrudd) i fokus [2]. Et dielektrisk sammenbrudd finner sted dersom intensiteten i fokus blir tilstrekkelig høy, og kan føre til absorpsjon, defokusering, og spredning av strålen. Selvfokusering skyldes at den ulineære brytningsindeksen gjør at strålen skaper sin egen fokuserende linse. Hvis den fokuserende linsen blir kraftig nok til å overvinne diffraksjonen, vil strålen selvfokuserer inntil intensiteten blir så høy at man får dielektrisk sammenbrudd. Et dielektrisk sammenbrudd kan også skje i fravær av selvfokusering om intensiteten i fokus blir stor nok.

Terskeeffekten for selvfokusering er gitt ved [11]

$$P_{\text{cr}} \approx 0.146 \frac{\lambda^2}{n_0 \gamma}, \quad (2.3)$$

der λ er vakuumbølgelengden til strålingen. Det kan bemerkes at denne grensen er uavhengig av strålearealet. Dersom vi antar at $\gamma \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ i CS₂ [12], og bruker at $n_0 = 1.6$, får vi at $P_{\text{cr}} = 128 \text{ kW}$ for en bølgelengde på $2.05 \text{ }\mu\text{m}$. For en pulslengde på 25 ns , tilsvarer dette en pulsenergi på 3.2 mJ . Dersom $P \gg P_{\text{cr}}$ kan man få filamentering av laserstrålen, der strålen brytes opp i mange deler, kalt filamenter, der hvert filament inneholder en effekt på omtrent P_{cr} [11].

Propagasjonsavstanden z_{sf} fram til selvfokuseringpunktet for en kollimert stråle kan estimeres fra uttrykket

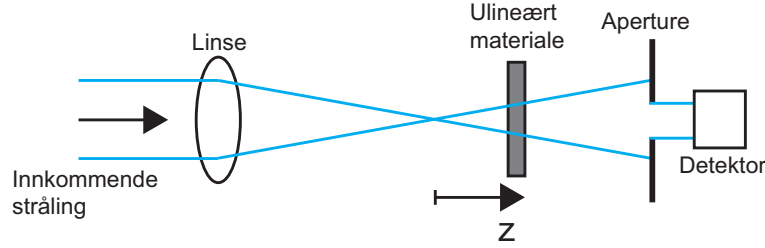
$$z_{\text{sf}} \approx \frac{2}{\pi} \frac{n_0 z_0}{\sqrt{\frac{P}{P_{\text{cr}}} - 1}}, \quad (2.4)$$

der $n_0 z_0 = \pi w_0^2 n_0 / \lambda$ er Rayleigh-lengden til strålen i materialet, og w_0 er strålens radius [11]. Vi observerer at dersom $P > 1.4 P_{\text{cr}}$, vil $z_{\text{sf}} < n_0 z_0$. Hvis strålen i stedet er konvergent, kan det vises at selvfokusering vil flytte fokusposisjonen nærmere inngangsvinduet om $P > P_{\text{cr}}$ [5].

Teorien ovenfor gjelder for kontinuerlig stråling. For pulser i nanosekundområdet kan selvfokusering beskrives av den såkalte “moving focus”-modellen [11]. I henhold til denne modellen kan man dele opp pulsen i forskjellige tidsskiver, der intensiteten i hver tidsskive er tilnærmet konstant. Da vil man kunne anse hver tidsskive som uavhengig, slik at fokusposisjonen til hver tidsskive vil avhenge av den instantane effekten og dermed flytte seg i løpet av pulsen.

2.2 Z-skann

Selffokusering avhenger av den ulineære koeffisienten γ , og det er derfor av interesse å bestemme denne parameteren. Z-skann er en svært følsom metode for å måle både β og γ [6]. Prinsippet for denne målemetoden er vist i Figur 2.1. En kollimert gaussisk stråle fokuseres med en linse. En



Figur 2.1 Skjematisk oversikt over z-skannmetoden.

tynn prøvecelle med det ulineære materialet plasseres i strålegangen, og transmisjonen gjennom en liten aperture, som står langt unna fokus, måles som funksjon av posisjonen til prøven. Det er viktig at intensiteten er stor nok til at man får en målbar transmisjonsendring, men liten nok til å unngå selvfokusering og dielektrisk sammenbrudd. Størrelsen på aperturen må være slik at kun en liten andel, S , av strålingen slipper gjennom (z-skann med liten aperture). Dersom for eksempel prøvecellen plasseres etter fokus, som vist i Figur 2.1, og $\gamma > 0$, vil prøvecellen virke som en kollimerende linse, som øker transmisjonen gjennom aperturen. Det kan vises at for z-skann med liten aperture ($S \rightarrow 0$) og lave intensiteter, er transmisjonen for strålen gitt ved

$$T = 1 + \frac{2(-\rho x^2 + 2x - 3\rho)}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \langle \Delta\Phi_0(t) \rangle, \quad (2.5)$$

der $x = z/z_0$, hvor z_0 er Rayleigh-lengden til strålen i luft, z er den antatt tynne prøvecellens posisjon i forhold til fokus, $\rho = \beta/(2k\gamma)$ der $k = 2\pi/\lambda$, og $\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle$ er tidsmiddelet av det ulineære faseskiftet i senter av strålen, i fokus [13]. Det ulineære faseskiftet er gitt ved

$$\Delta\Phi_0(t) = k\gamma I_0(t) L_{\text{eff}}, \quad (2.6)$$

der $I_0(t)$ er strålens senterintensitet i fokus, $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_0 L)]/\alpha_0$ er den effektive prøvelengden, og L er den fysiske prøvelengden. Tidsmiddelet av det ulineære faseskiftet er gitt ved

$$\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Delta\Phi_0(t) I_0(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I_0(t) dt}. \quad (2.7)$$

Et teoretisk transmisjonsplott i grensen $S \rightarrow 0$, for en z-skannmåling med neglisjerbar ulineær absorpsjon ($\rho = 0$), er vist i Figur 2.2, hvor $\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle = 0.25$. Det kan vises at

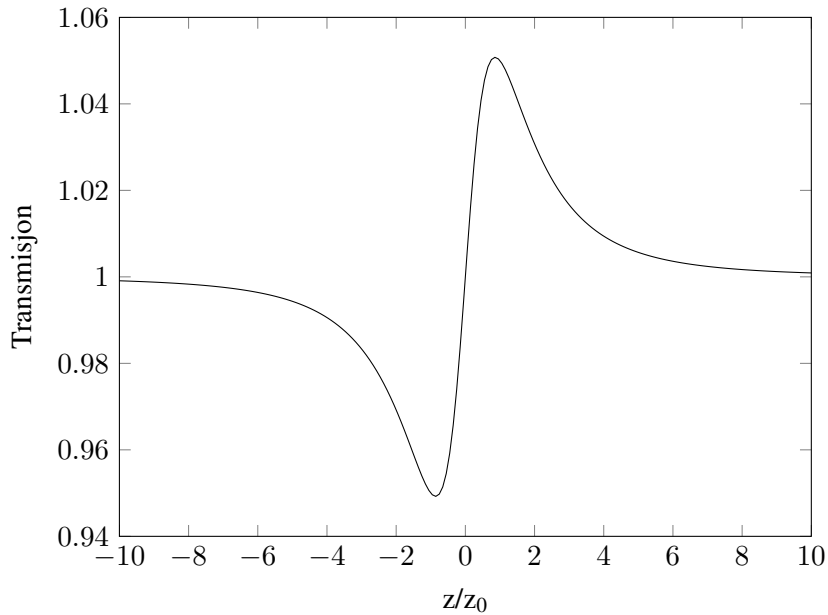
$$\Delta T_{\text{pv}} = 0.41 (1 - S)^{0.27} |\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle|, \quad (2.8)$$

$$x_{\text{pv}} = 1.7 \quad (2.9)$$

der pv står for peak-valley [6, 13].

Dersom pulsen har et gaussisk tidsforløp har vi at $\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle = \Delta\Phi_0/\sqrt{2}$, der $\Delta\Phi_0$ er det maksimale ulineære faseskiftet i løpet av pulsen [6]. For en gaussisk puls er spisseffekten er gitt ved

$$P_0 = 0.94 \frac{E_p}{\tau_p}, \quad (2.10)$$



Figur 2.2 Beregnet transmisjon ved z -skannmåling med liten aperture, som funksjon av prøvecellens posisjon. Her er $\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle = 0.25$ og $\rho = 0$.

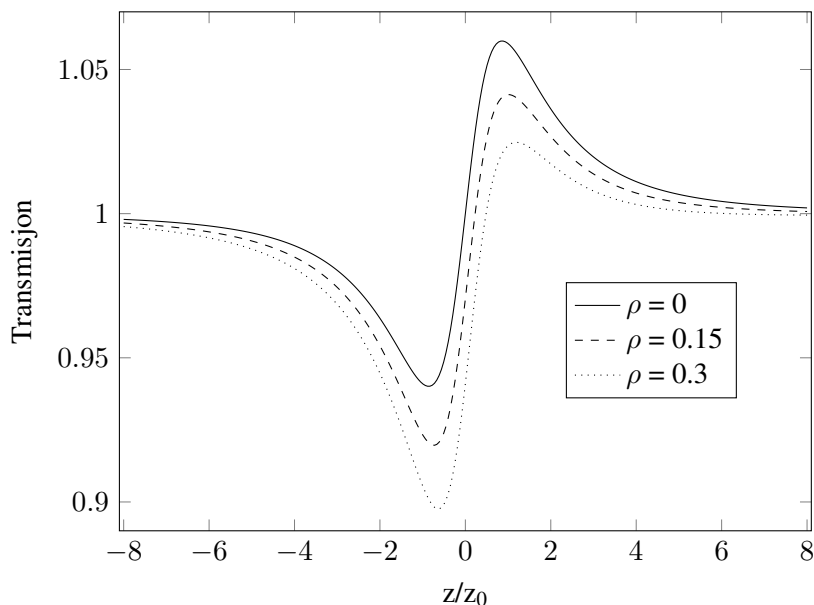
der E_p er pulsenergien, og τ_p er pulsvarigheten (halvverdibredden). Ut fra beregnet P_0 kan spissintensiteten for en gaussisk stråle finnes ved

$$I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2}, \quad (2.11)$$

hvor w_0 er stråleradien (e^{-2} -radien) i fokus. I denne rapporten oppgis alle strålediametre som e^{-2} -diametere og alle pulsvarigheter oppgis som halvverdibredden.

Et gaussisk tidsforløp av pulsen forutsetter at laserens oscillerer på en enkelt longitudinal mode. Laseren som ble benyttet i forsøkene har en båndbredde på ca. 30 GHz [14]. Da resonatoren er 0.7 m lang, betyr det at det er ca. 100 longitudinale moder som oscillerer. Pulsene vil derfor inneholde hurtige intensitetsfluktasjoner, slik at kun tidsmiddelet av pulsen blir gaussisk. Intensitetsfluktasjonene har varighet på ned til 15 ps, som er bestemt av laserens båndbredde. Ved simuleringer av pulsforløpet finner vi at $\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle$ blir ca. en faktor 2 høyere for en multimodus gaussisk puls enn for en tilsvarende enkeltmodus gaussisk puls. Dette må tas hensyn til ved bestemmelse av γ . At $\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle$ blir høyere for multimoduspulser er blitt demonstrert eksperimentelt [15]. En kompliserende faktor er at ulike ulineære prosesser dominerer ved ulike tidsskalaer. Dersom tidsskalaen for de dominerende ulineære prosessene er mye større enn ca. 15 ps, vil effekten av multiple longitudinale modi midles ut, slik at pulsen kan ansees som enkeltmodus. Basert på disse betraktningene, anser vi usikkerheten ved beregning av tidsmidlet faseskift som det største bidraget til usikkerheten i målt γ .

Hvis ulineær absorpsjon ikke er neglisjerbar, vil transmisjonskurven for z -skannforsøk med liten aperture endres. I Figur 2.3 vises noen slike teoretiske kurver med ulike verdier for ρ i Ligning (2.5). Vi ser av figuren at ulineær absorpsjon gjør at dalen i transmisjonskurven øker, mens toppen minker.

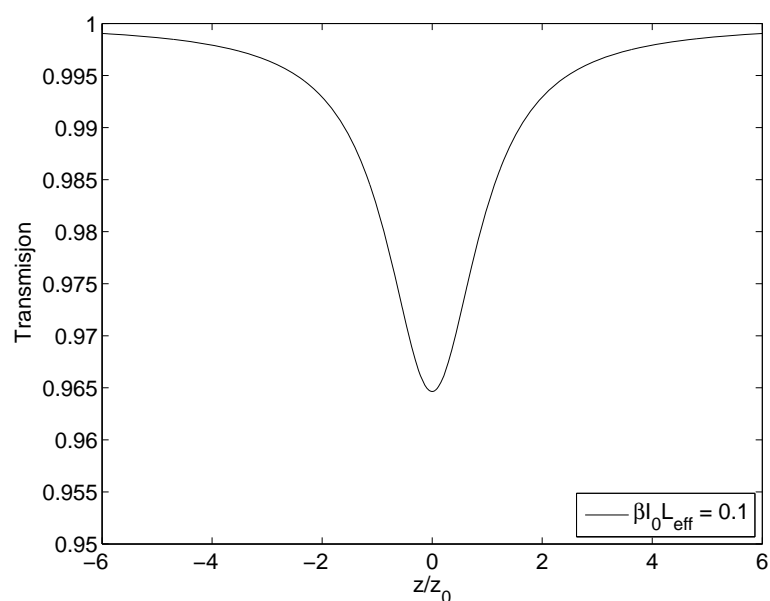


Figur 2.3 Teoretiske transmisjonskurver ved z -skann med liten aperture, for varierende ulineær absorpsjon. Det er antatt at $\langle \Delta\Phi_0(t) \rangle = 0.25$.

Hvis transmisjonskurver av denne typen observeres, vil det være aktuelt å utføre z -skann med åpen aperture. Da vil transmisjonen kun avhenge av den ulineære absorpsjonskoeffisienten β . I dette tilfellet kan det vises at transmisjonen for en gaussisk puls er gitt ved [22]

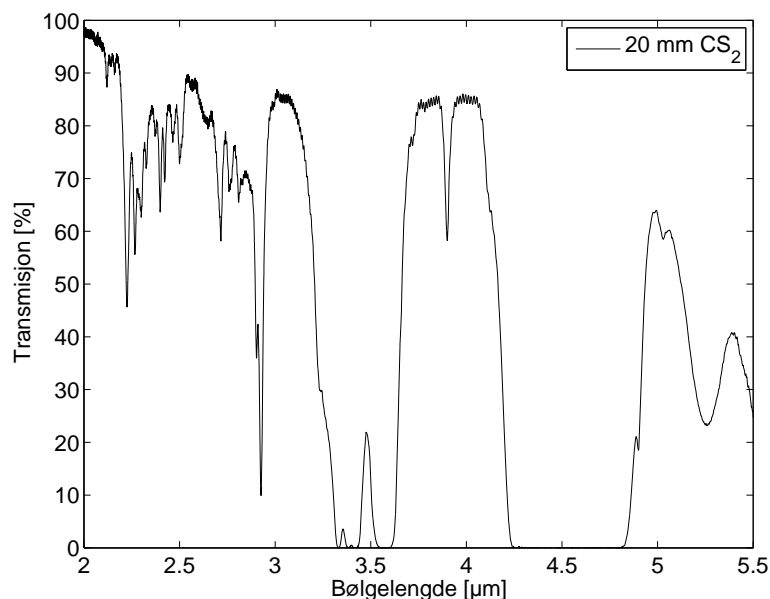
$$T = 1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\beta I_0 L_{\text{eff}}}{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}. \quad (2.12)$$

En transmisjonskurve basert på Ligning (2.12) er vist i Figur 2.4 for $\beta I_0 L_{\text{eff}} = 0.1$.



Figur 2.4 Teoretisk transmisjonskurve for z -skann med åpen aperture.

2.3 Egenskaper til karbondisulfid



Figur 2.5 Målt transmisjon gjennom 20 mm CS₂.

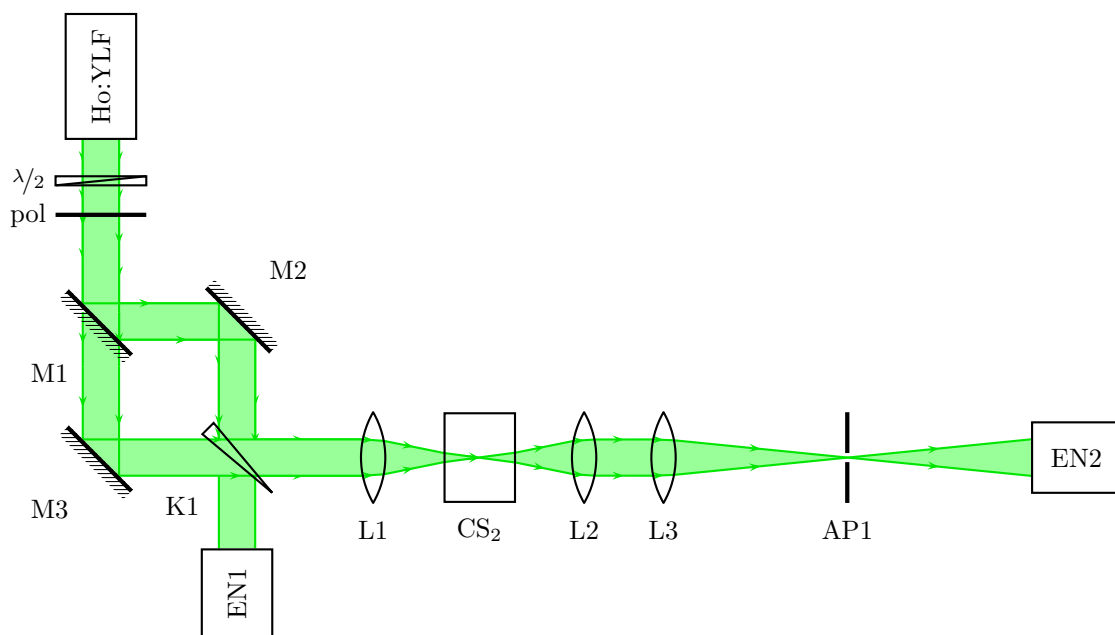
Karbondisulfid er en fargeløs væske med kokepunkt 46°C [16]. Brytningsindeksen på 2.05 μm bølgelengde er 1.59. Figur 2.5 viser målt transmisjon gjennom en 20 mm tykk CS₂-celle, der vi har korrigert for tapene i cellevindue. Vi observerer at transmisjonen for en bølgelengde på 2.05 μm er 96.9%, som tilsvarer en absorpsjonskoeffisient på 1.6/m. Tidligere målinger av transmisjonen til CS₂ er beskrevet i Ref. [17], og våre målinger samsvarer relativt godt med de tidligere resultatene. Ganeev et al. har målt γ for CS₂ for forskjellige pulsvarigheter, og funnet at den øker fra $\gamma = 3 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ ved en pulsvarighet på 110 fs til $\gamma = 4 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ ved en pulsvarighet på 75 ns [12]. Målingene ble foretatt på bølgelengdene 0.53 μm, 0.8 μm, og 1.1 μm, og det ble ikke funnet noen signifikant variasjon av γ med bølgelengde. For en bølgelengde på 1.32 μm er $\gamma = 3.3 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ for 0.7 ns lange pulser [18]. En liste med målte verdier for γ og tilhørende referanser finnes i Ref. [16].

3 Eksperimentelt oppsett

3.1 Optisk begrensning

Strålen fra holmiumlaseren som ble benyttet under forsøkene var ikke helt gaussisk. Det var derfor mest hensiktsmessig å starte med begrensnerforsøkene, for da kunne laserstrålen brukes direkte, uten noen form for romlig filtering.

Det eksperimentelle oppsettet for begrensnerforsøkene er vist i Figur 3.1. Selve begrensneren utgjøres av prøvecellen (CS₂), sammen med linsene L1 og L2. Linsen L3 og aperturen AP1 kan betraktes som en sensorenhet, og begrensnerens oppgave er å gi en øvre grense på fluensen (pulsenergi per arealenheter) som treffer sensorplanet, her representert ved AP1. I noen av begrensnerforsøkene ble AP1 byttet ut med et pyroelektrisk kamera, slik at stråleprofilen i posisjonen til AP1 kunne avbildes.



Figur 3.1 Oppsett for begrensersforsøk. M1 er et flippspeil, som gjør at strålen kan sendes til enten M2 eller M3, slik at enten den reflekterte eller transmitterte strålen fra kilen sendes til prøvecellen. Beskrivelse av komponenter finnes i Vedlegg A.

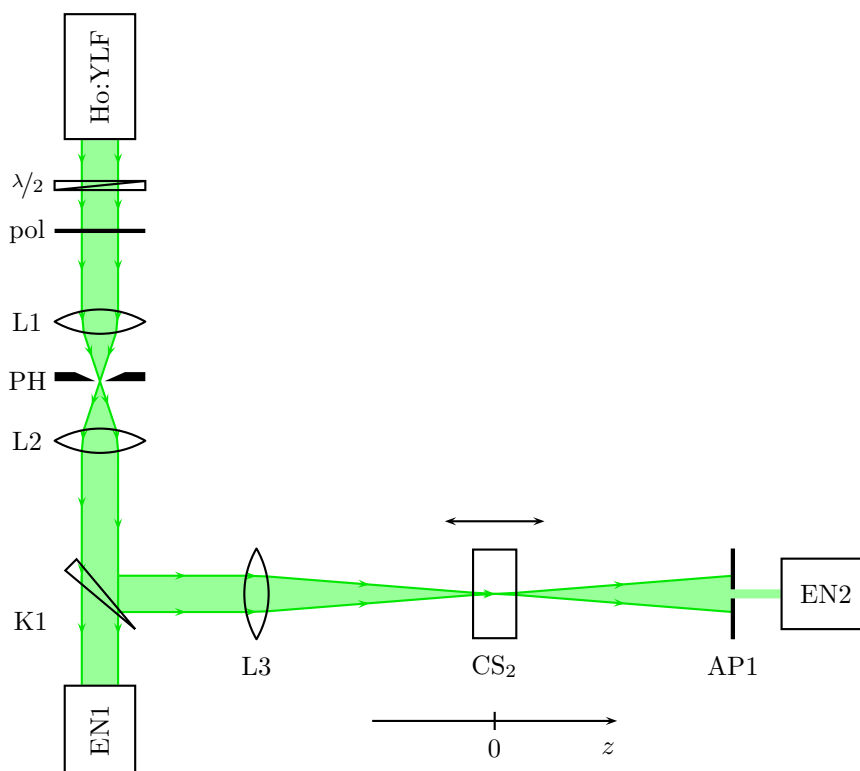
Linsene L2 og L3 gjør at stråleprofilen i posisjonen til AP1 er bildet av fokuset i prøvecellen, med en forstørrelse lik forholdet mellom fokallengdene til L3 og L2.

I disse forsøkene ønsket vi blant annet å måle den såkalte fokuserbare pulsenergien etter prøvecellen [19]. Dette ble gjort ved å bruke aperturen AP1, som begrenset synsfeltet til energimeteret (EN2), sett gjennom linsa L3. I målingene ble det benyttet en linse med fokallengde 1 m, og en aperture med diameter på 1.4 mm. Dette var den minste aperturediameteren som ga god transmisjon ved lave pulsenergier, og tilsvarer et synsfelt til energimeteret på 1.4 mrad. Den fokuserbare pulsenergien ble målt ved å måle den transmitterte energien med energimeteret EN2, og samtidig måle energien inn mot prøven ved hjelp av et referanseenergimeter (EN1), som målte på en del av den innkommende strålen. Referansemålingene var nødvendige på grunn av fluktuasjoner i pulsenergien fra laseren. Ved lave pulsenergier var det vanskelig å få en nøyaktig energimåling dersom referansestrålen ble reflektert mot energimeteret EN1. Av den grunn ble oppsettet laget for å kunne velge en strålegang hvor den transmitterte og mest energirike strålen fra kilen (K1) ble benyttet som referanse, mens den reflekterte strålen ble sendt mot prøvecellen. For måling ved lave energier ble altså speil M1 satt inn i strålegangen (lavenergimodus), mens det ble tatt bort ved måling av høye energier (høyenergimodus).

Laserkilden som ble benyttet i eksperimentene har en bølgelengde på $2.05 \mu\text{m}$, en pulsenergi på maksimalt 550 mJ, og en strålekvalitet på $M^2 = 1.5$ [14]. Pulsvarigheten var ca. 25 ns, og strålediameteren ble målt til $D = 5.2 \text{ mm}$. Pulsenergien inn på prøvecellen ble justert ved hjelp av en halvbølgeplate ($\lambda/2$) og en polarisator (pol).

Prøvecellen som ble brukt til begrensningmålingene var laget av aluminium. Den var 20 mm lang, og hadde vinduer av safir. Vi fokuserte laserstrålen ved å bruke en plankonveks linse med fokallengde $f = 50$ mm (L1 i Figur 3.1). Det gir et effektivt f-nummer på $f_{\#} = f/D \approx 10$. Dersom man tar hensyn til at $M^2 = 1.5$, vil vi kunne fokusere strålen ned til en diameter på $d \approx M^2 \lambda f_{\#} = 30 \mu\text{m}$. Et overslag over sfæriske aberrasjoner i en plankonveks linse, viser at disse er neglisjerbare. Divergensvinkelen i prøvecellen for en stråle med $M^2 = 1.5$ blir $\theta \approx M^2 \lambda / (n_0 d) = 0.06$. Ved å bruke en prøvecelle med tykkelse $L = 20$ mm, blir strålediameteren på cellevinduene $d' = L\theta/2 = 0.6$ mm, som gir en spissfluens på opptil ca. 100 J/cm^2 . Av denne grunnen ble det brukt safirvinduer ($n = 1.7$) i prøvecella, da safir har en overflateskadeterskel på ca. 210 J/cm^2 , som er en faktor 5–10 høyere enn skadeterskelen i kvartsglass og kalsiumfluorid [20, 21]. Prøvecellen ble plassert slik at fokus traff i en avstand lik 3/4 av celletykkelsen inn i cellen. Dette ble gjort etter at skade på fremre safirvindu ble observert da prøvecellen stod med fokus i sentrum.

3.2 Z-skann



Figur 3.2 Oppsett for z-skann. Komponenter beskrives i Vedlegg A.

Det eksperimentelle oppsettet for z-skannmålingene er vist i Figur 3.2. Her ble den transmitterte energien gjennom aperturen AP1 målt som funksjon av prøvecellens posisjon. Basert på den målte transmisjonen kan man beregne de ulineære koeffisientene, γ og β , for materialet i prøvecellen, som beskrevet i Seksjon 2.2.

For å gjøre velkalibrerte z-skannmålinger må laserstrålen filtreres romlig, slik at vi får en gaussisk stråle. For å gjøre dette ble et oppsett basert på to fokuserende linser (L1 og L2) og et pinhull (PH) benyttet, som vist i Figur 3.2. Fokallengden til lensene var 10 cm, og diameteren til pinhullet var 50 μm .

Videre bør prøvecellen være tynn ($L < n_0 z_0$), så strålediameteren ikke endrer seg signifikant gjennom prøven [22]. I z-skannforsøkene ble det brukt en prøvecelle med tykkelse $L = 5$ mm. Siden strålediameteren fra laseren var 5.2 mm, vil en linse L3 med fokallengde $f = 20$ cm gi en strålediameter i fokus på $d = 4\lambda f / (D\pi) = 100$ μm . Dette gir en Rayleigh-lengde i CS_2 på $n_0 z_0 = 6.1$ mm, slik at betingelsen ovenfor om tynn prøvecelle er oppfylt. Selve prøvecellen ble montert på en holder, som kunne forskyves inntil 50 mm. Videre ble det benyttet en steppermotor med driverkrets for å automatisere forflyttingen av cellen. Under målingene hadde laseren en pulsrate på 10 Hz, og translasjonshastigheten til prøvecellen ble valgt slik at en z-skannmåling tok 5 minutter.

Aperturen AP1 i Figur 3.2 må stå i fjernfeltet, som i praksis betyr at den må stå mange Rayleigh-lengder unna prøvecellen. En avstand på ca. 25 cm ble brukt her.

For å få en endring i transmisjonen på $\Delta T_{\text{pv}} = 0.1$, trengs det et ulineært faseskift på $|\langle \Delta \Phi_0(t) \rangle| = 0.24$. Ved å sette inn i Ligning (2.6) finner vi at dette tilsvarer en spissintensitet på 7 TW/m^2 for en gaussisk puls, der vi som et estimat har antatt $\gamma \approx 3 \cdot 10^{-18}$ W/m^2 , samt neglisjerbar lineær absorpsjon slik at $L_{\text{eff}} \approx L = 5$ mm. For en strålediameter på 100 μm og en pulsvarighet på 25 ns, tilsvarer dette en pulsenergi på 0.7 mJ.

4 Resultater og diskusjon

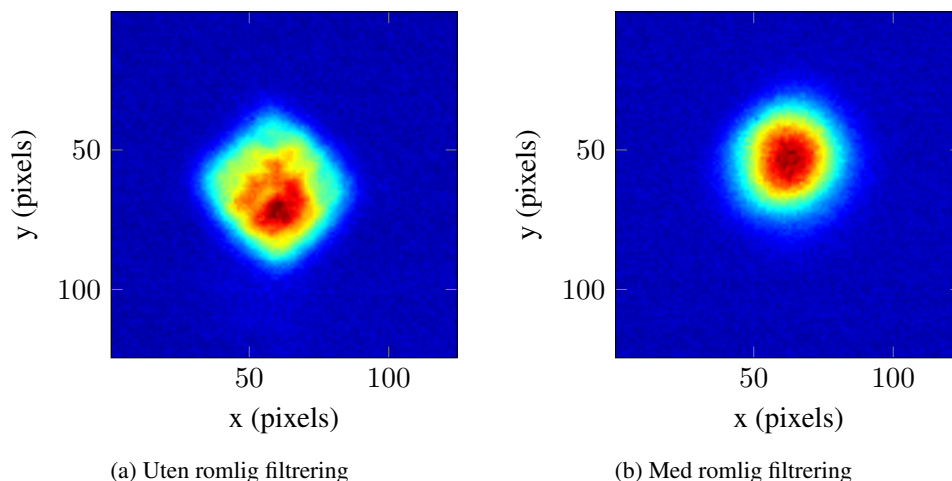
4.1 Z-skann

4.1.1 Romlig filtrering av stråle

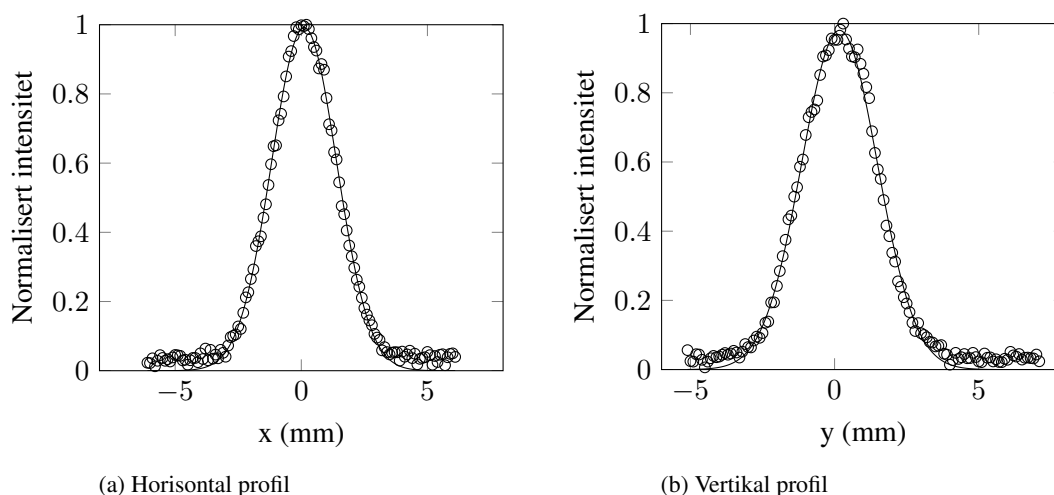
Det ble utført en romlig filtrering av laserstrålen, som beskrevet i Seksjon 3.2, for å få en tilnærmet gaussisk stråleprofil. Den filtrerte stråleprofilen ble vesentlig forbedret relativt til ufiltrert stråle, som vist i Figur 4.1. Ut fra gaussisk kurvetilpasning i horisontal og vertikal retning, se Figur 4.2, ble strålediameteren beregnet til 5.3 mm horisontalt og 5.1 mm vertikalt, som gir en gjennomsnittlig diameter på 5.2 mm.

4.1.2 Karakterisering av strålen i fokus

Strålen i fokus av prøvecellen ble karakterisert, slik at spissintensiteten kunne beregnes. Med prøvecellen plassert i fokus av linse L3 i Figur 3.2, ble fokus avbildet med et pyroelektrisk kamera. Avbildningen av stråleprofilen er vist i Figur 4.3. Strålediameteren i både horisontal og vertikal retning ble funnet ved å benytte gaussisk kurvetilpasning på et horisontalt og vertikalt snitt gjennom sentrum av stråleprofilen. Resultatet av kurvetilpasningen for horisontal retning vises i Figur 4.4. Kurvetilpasningen gir en diameter for strålen på 112 μm og 107 μm for henholdsvis horisontal og vertikal retning. Det benyttes en verdi på 109 μm for strålediameteren i fokus i utregningene som



Figur 4.1 Bilde av stråleprofil med og uten romlig filtrering, tatt med et pyroelektrisk kamera plassert etter kollimeringslinsen L2 i Figur 3.2. Pikselstørrelsen er $100 \mu\text{m}$.

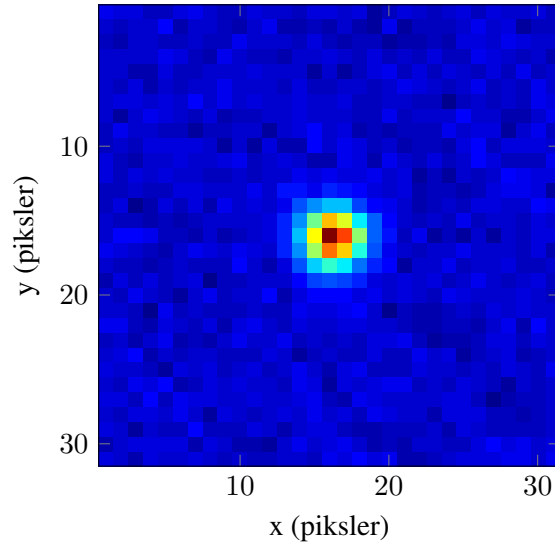


Figur 4.2 Stråleprofil i horisontal og vertikal retning for strålen i Figur 4.1b.

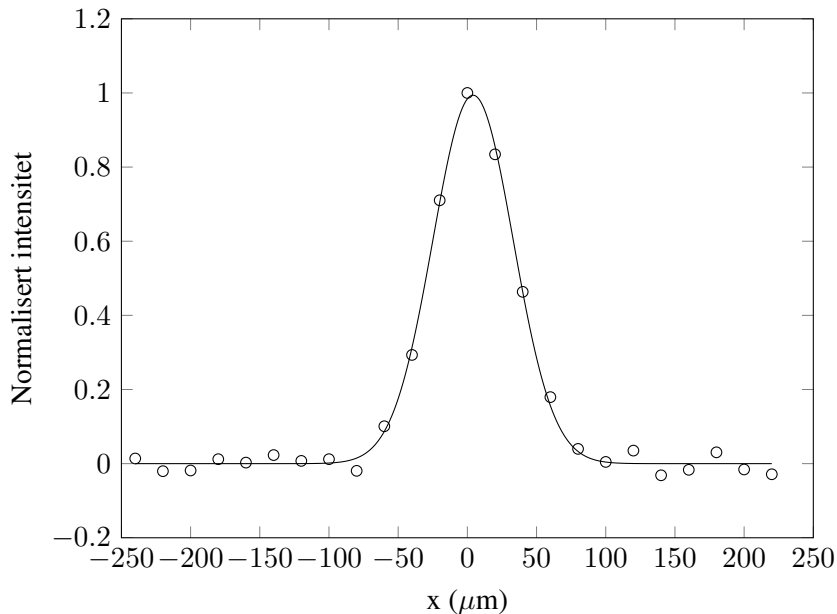
følger. Med denne verdien for strålediameteren i fokus beregnes Rayleigh-lengden til 4.6 mm og 7.3 mm i henholdsvis luft og CS_2 . Vi observerer at målt strålediameter i fokus er omtrent 10% høyere enn det som ble beregnet i Seksjon 3.2. Et slikt avvik kan komme av at strålen avviker litt fra en ideell gaussisk profil. Den teoretiske diameteren i fokus er direkte proporsjonal med M^2 -faktoren, så et grovt anslag på strålekvaliteten etter romlig filtrering blir dermed $M^2 = 1.1$.

4.1.3 Z-skann med liten aperture

Først ble z-skannmålinger med liten aperture (AP1 i Figur 3.2) gjort, og en aperturetransmisjon på $S = 0.3$ ble benyttet i forsøkene. Fem identiske z-skannmålinger ble utført. Rådata fra en typisk transmisjonskurve fra en av disse målingene kan sees i Figur 4.5. Det ble observert at transmisjonskurvene fra samtlige fem forsøk overlappet fint, og at resultatene dermed var reproducerbare. Fra Figur 4.5 finner vi at $\Delta T_{pv} = 0.12$, som fra Ligning (2.8) gir $\langle \Delta \Phi_0(t) \rangle = 0.32$. Vi finner også av



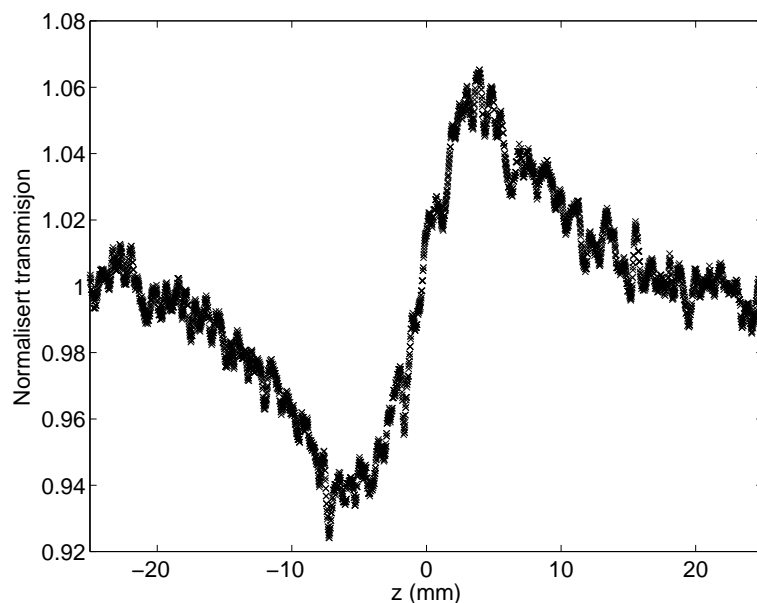
Figur 4.3 Avbildning av fokus i prøvecellen for oppsettet i Figur 3.2. Pikselstørrelsen er $20 \mu\text{m}$.



Figur 4.4 Horisontalt snitt gjennom stråleprofilen i fokus av prøvecellen. Dataene er tilpasset en gaussisk kurve med diameter på $112 \mu\text{m}$.

figuren at $\Delta z_{pv} = 9.1 \text{ mm}$, som fra Ligning (2.9) gir at $z_0 = 5.4 \text{ mm}$. Vi observerer at den estimerte Rayleigh-lengden fra z-skannmålingene er større enn verdien $z_0 = 4.6 \text{ mm}$, som ble beregnet i Seksjon 4.1.2. Dersom vi tar hensyn til at strålen hadde en strålekvallitet $M^2 = 1.1$, samt bruker teorien for z-skann med tykke prøver [22], finner vi at dette forklarer forskjellen i de to verdiene for Rayleigh-lengden.

Basert på målt verdi av $\langle \Delta \Phi_0(t) \rangle$ ønsker vi å bestemme γ . Den lineære absorpsjonen i CS_2 ble målt til 3.1% for en prøvecelle på 20 mm, som tilsvarer en absorpsjon på 0.8% for den 5 mm tykke



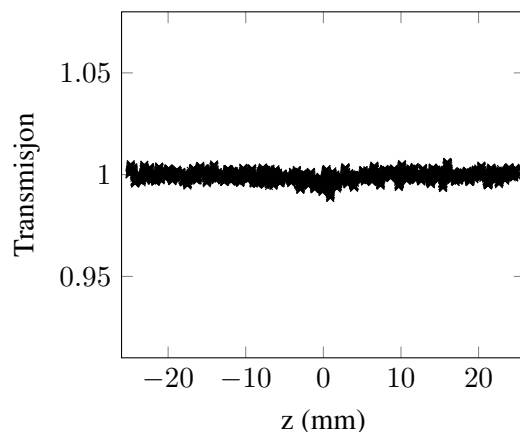
Figur 4.5 Rådata fra z-skannmåling med liten aperture.

prøvecellen i z-skannforsøkene. Dette gir $L_{\text{eff}} = 0.996L \approx L$. Gjennomsnittlig pulsenergi under de fem forsøkene var 1.0 mJ. Ved å bruke at pulsvarigheten var 25 ns og at stråleradien var $55 \mu\text{m}$, beregnes spissintensiteten i prøvecella til å være $I_0 = 7.9 \text{ TW/m}^2$, der vi har antatt en enkeltmodus gaussisk puls. Innsatt i Ligning (2.6) gir dette en ulineær brytningsindeks i CS_2 på $\gamma = 3.7 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$. Dersom vi i stedet antar en multimodus gaussisk puls, får vi at $\gamma = 1.9 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$. Til sammenligning har Ganeev et al. målt en ulineær koeffisient $\gamma = 3 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ for 20 ns pulser på 532 nm bølgelengde fra en frekvensdoblet Nd:YAG-laser [12], men det var ikke oppgitt om laseren opererte på en enkelt eller multiple longitudinale moder.

Da den ulineære koeffisienten γ generelt avhenger av pulsvarigheten, vil effekten av at pulsene er multimodus gi en usikkerhet ved bestemmelse av γ . Vi estimerer denne usikkerheten til $\pm 0.9 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$, basert på differansen mellom de to verdiene for γ . I tillegg til usikkerheten ved pulsformen, er usikkerheten til strålediameteren i fokus spesielt kritisk, da spissintensiteten skalerer omvendt proporsjonalt med kvadratet av denne. Et grovt estimat for dette bidraget til usikkerheten i γ er $\pm 0.5 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$. Totalt gir dette en estimert verdi av γ på $(2.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$.

4.1.4 Z-skann med åpen aperture

Ved z-skannmålinger med åpen aperture ble det ikke observert noen signifikant endring av transmisjonen. Det ble utført flere målinger, og transmisjonen var tilsynelatende konstant utenom tilfeldige fluktuasjoner på ca. en halv prosent. Små absorpsjonsdaler kunne observeres ved noen av forsøkene, men grunnet mangel på reproduserbarhet antas dette ikke å være signifikant. Figur 4.6 viser rådata fra en z-skannmåling med åpen aperture. Fra figuren kan vi, ved bruk av Ligning (2.12), konkludere at $\beta I_0 L < 0.014$, som gir $\beta < 4 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$. Dette tilsvarer $\rho < 0.02$, som ikke vil ha noen signifikant innvirkning på transmisjonskurvene ved z-skannforsøk med liten aperture.



Figur 4.6 Transmisjonskurve fra z-skann med åpen aperture.

4.2 Optisk begrensning

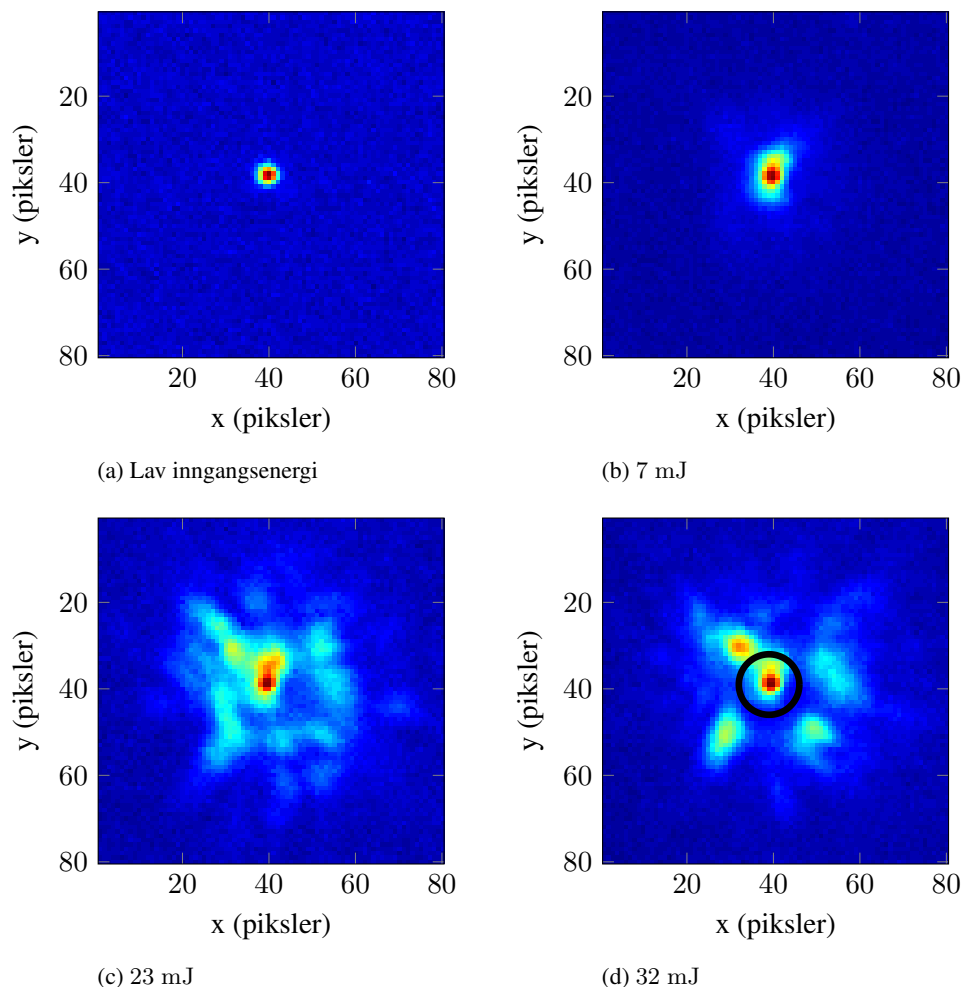
4.2.1 Karakterisering av strålen

Ved å plassere et kamera i posisjonen til AP1, ble stråleprofilen i fokus av prøvecellen avbildet med en forstørrelse på 20, som er lik forholdet mellom fokallengdene til L3 og L2 i Figur 3.1. Vi ønsket å studere effekten av selvfokusering, og Figur 4.7 viser stråleprofilen ved ulike pulsenergier. Tydelig strålefilamentering kommer fram fra bildene, i tillegg til at graden av filamentering øker med økende energi. Disse bildene representerer enkeltpulser, og stråleprofilene og grad av filamentering varierte vesentlig fra puls til puls, selv om inngangsenergien ble holdt konstant. Som forklart i Seksjon 3.1, var det ønskelig å sette inn en aperture i fokus av L3, slik at kun den fokuserbare energien ville nå detektor EN2 i Figur 3.1. Dette er illustrert i Figur 4.7d, der det indikeres hvordan en aperture med diameter 1.4 mm i posisjonen til AP1 vil blokkere deler av strålen. Denne aperturen slipper kun den sentrale delen av strålen gjennom, og ble benyttet som synsfeltbegrenser i begrensersforsøkene.

Stråleprofilen ved lave energier karakteriseres fra Figur 4.7a, ved å ta en gaussisk kurvetilpasning på et horisontalt og vertikalt snitt. Det horisontale snittet, sammen med en gaussisk kurvetilpasning, er vist i Figur 4.8. Både horisontal og vertikal diameter bestemmes til $32 \mu\text{m}$, som samsvarer med det som ble beregnet i Seksjon 3.1.

4.2.2 Begrensermålinger

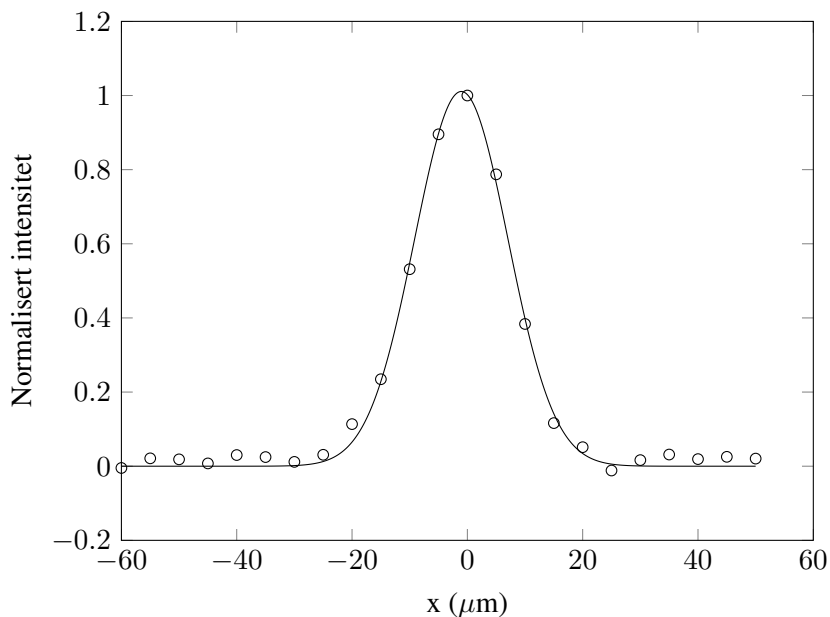
Som beskrevet i Seksjon 3.1, kunne begrensermålingene gjøres i lavenergimodus eller høyenergimodus. Flere begrensermålinger ble gjort, og rådataene fra hver måling ble lagret til fil for analyse i etterkant. Dette viste seg nødvendig, siden det var store variasjoner i transmisjonen fra puls til puls. Figur 4.9 viser rådataene fra målinger i henholdsvis lavenergimodus og høyenergimodus. Fra Figur 4.9a ser vi at transmisjonskurven knekker av fra pulsenergier på ca. 0.8 mJ. Under forsøkene ble det observert at dette skyldtes dielektrisk sammenbrudd (overslag) i prøvecella. Figur 4.9a illustrerer også fluktuasjonene i verdier for transmisjonen ved gitte pulsenergier. Ut fra figuren ser det ut til at fluktuasjonene ikke forårsakes av unøyaktige målinger, men heller av faktiske variasjoner i hvordan



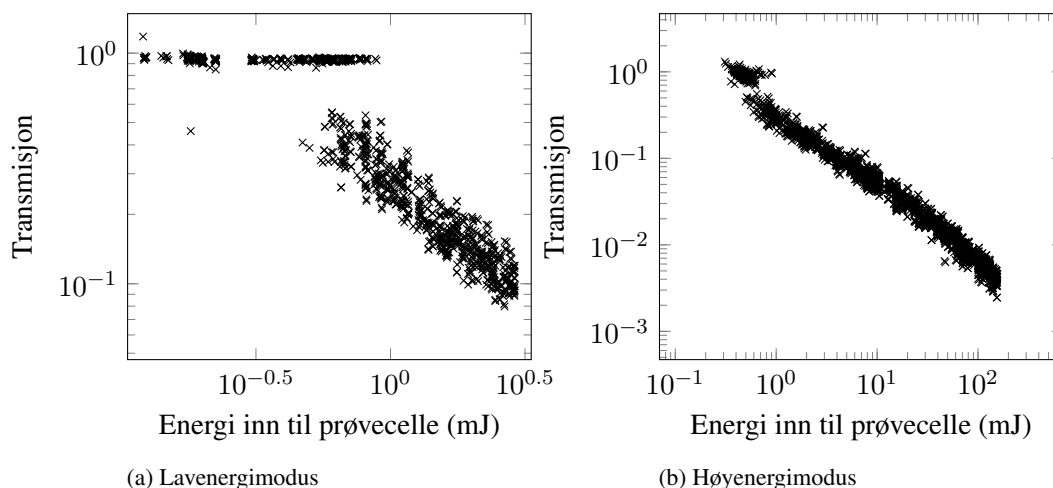
Figur 4.7 Avbildninger av fokus i prøvecellen ved ulike pulsenergier. Avbildningen tilsvarende en pikselstørrelse i fokus på $5 \mu\text{m}$. I (d) er det tegnet inn hvordan en aperture med diameter 1.4 mm i posisjonen til API vil blokkere deler av strålen.

de enkelte pulsene vekselvirker med begrensermaterialet når dielektrisk sammenbrudd finner sted. Det er interessant å se at det er et intervall av pulsenergier hvor pulsene enten ikke fører til overslag (og dermed gir transmisjon på 1), eller at en observerbar gnist dannes (og transmisjonen blir lavere). Dette kan skyldes at laseren opererer på flere (ca. 100) longitudinale moder, slik at spisseffekten varierer fra puls til puls, selv om pulsenergien er den samme. Ut fra rådataene fra høyenergimålingene (Figur 4.9b) ser det ut til at transmisjonen er tilnærmet omvendt proporsjonal med pulsenergien etter at grensen for overslag er nådd. Dette støttes av observasjoner som ble gjort under avbildningene av stråleprofilen i fokus (Figur 4.7), som viste at den sentrale delen av strålen hadde en tilnærmet konstant energi når pulsenergien økte.

For å få en transmisjonskurve som strekker seg over et stort energiintervall, legges resultatene fra målingene i lavenergimodus og høyenergimodus oppå hverandre. Dette illustreres i Figur 4.10. Vi observerer at transmisjonskurvene fra lav- og høyenergimålingene overlapper nokså bra, men ikke perfekt. Dette antas å skyldes usikkerheten i kalibreringen av referanseenergimålingene. Resultatene



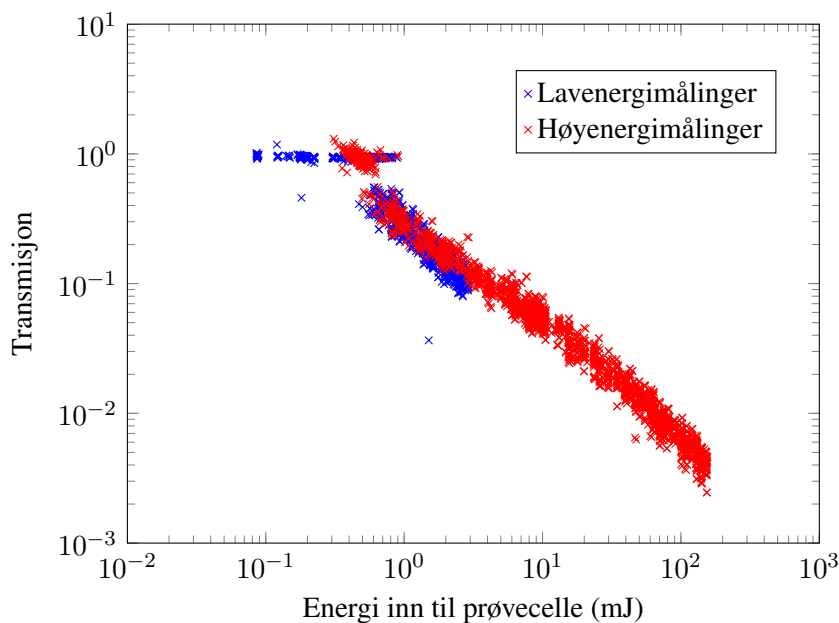
Figur 4.8 Horisontalt snitt gjennom stråleprofilen i Figur 4.7a, samt en tilpasset gaussisk kurve. Strålediameteren måles til $32 \mu\text{m}$.



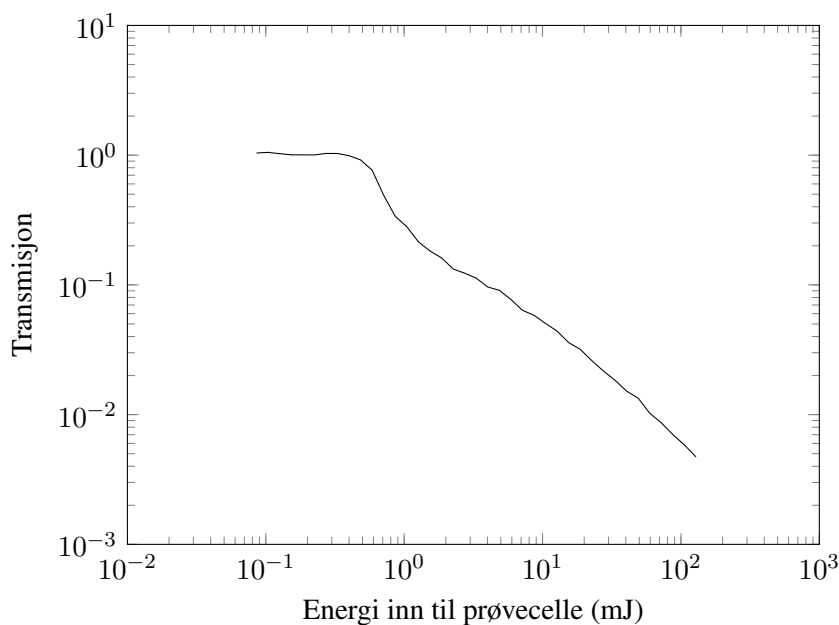
Figur 4.9 Rådata fra optisk begrenserforsøk med oppsettet i Figur 3.1.

viser at CS_2 -cellen demper pulsenergi på 150 mJ med en faktor på over 300. Videre var den transmitterte energien i oppsettet tilnærmet konstant ved høye energier. En analyse av rådataene viser at energien gjennom aperturen (AP1) aldri overskred 0.6 mJ, og at den for de høyeste innkommende pulsenergiene var i snitt 0.4 mJ.

Det er ønskelig å midle over rådataene for å kunne studere gjennomsnittlige transmisjonskurver fra begrenserforsøkene. Dette gjøres ved å dele inn x -aksen i små intervaller, og ta gjennomsnittet av målepunktene i de enkelte intervallene. Resultatet etter en slik midling er vist i Figur 4.11. Kurven ser ut til å representere rådataene på en god måte, men små utslag i overgangen der lavenergimålingene slutter observeres. Dette antas å skyldes usikkerhet i kalibreringen av transmisjonsmålingene.

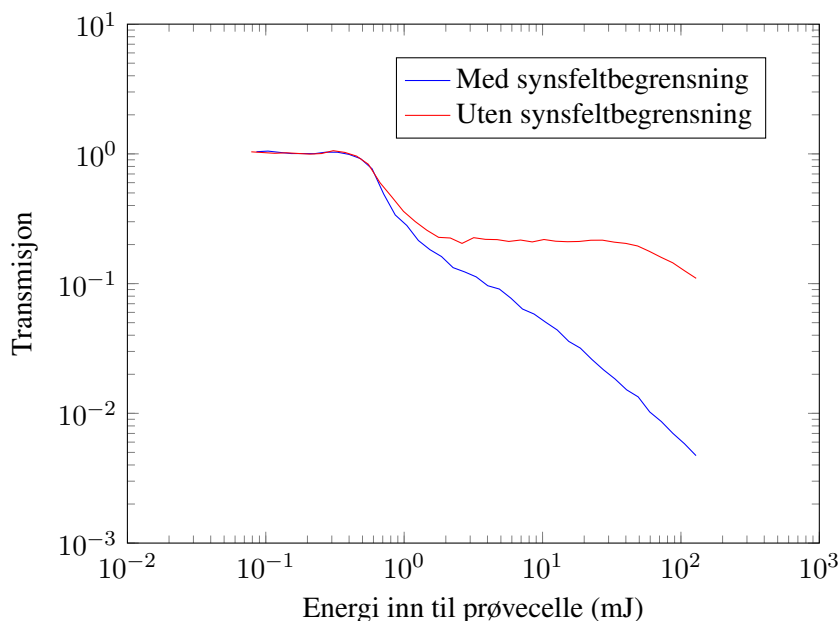


Figur 4.10 Kombinasjonsplott hvor rådataene fra lavenergimåling og høyenergimåling er plottet sammen.



Figur 4.11 Middelerverdier av rådataene fra Figur 4.10.

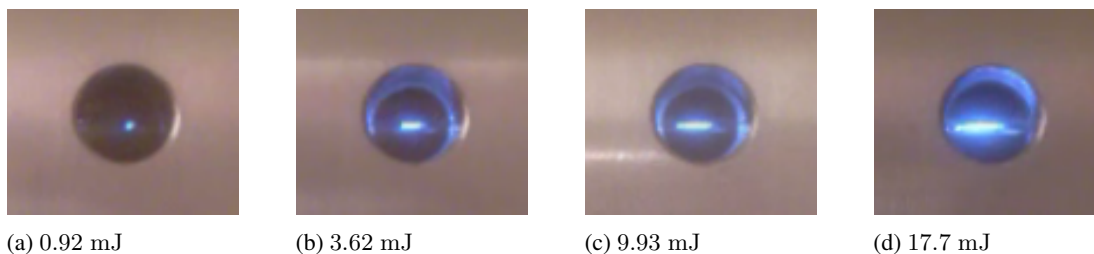
Ut fra bildene av strålefilamentering i Figur 4.7, var det interessant å undersøke om aperturen har den tiltenkte effekten av å blokkere de filamenterte delene av strålen. Et begrensersforsøk hvor den synsfeltbegrensende aperturen (AP1) var fjernet ble derfor utført. Den resulterende transmisjonskurven vises i Figur 4.12, hvor den plottes sammen med transmisjonskurven fra forsøket med AP1 tilstede. Vi observerer at den synsfeltbegrensende aperturen har en signifikant effekt på den transmitterte pulsenergien. Dette er i tråd med det som forventes ut fra Figur 4.7.



Figur 4.12 Transmisjonskurver for begrensersforsøk med og uten aperture AP1 i figur 3.1 tilstede.

4.2.3 Observasjon av dielektrisk sammenbrudd

Når pulsenergien inn til cellen overskred ca. 0.8 mJ, ble det observert dielektrisk sammenbrudd, eller overslag, i CS₂. Overslag ga både fallet i transmisjonen i Figur 4.9a, men også en synlig gnist inne i prøvecellen. Ved grensen for overslag hadde gnisten liten utstrekning i propagasjonsretningen til strålen, men ved høyere pulsenergier ble forlenging av gnisten observert. “Moving focus”-modellen for selvfokusering med nanosekundpulser sier at fokus til en puls som opplever selvfokusering, vil spres over et intervall som strekker seg fra det opprinnelige fokalplanet, og mot laserkilden, grunnet den tidsvarierende effekten til pulsen [5]. Bilder av overslag ved forskjellige energier ble tatt, og kan sees i Figur 4.13. Vi legger merke til at ved økende pulsenergi øker utstrekningen til gnisten, og at utstrekningen foregår utelukkende i retning mot inngangsvinduet (mot venstre på figuren), noe som kvalitativt indikerer selvfokusering. Ved de høyeste pulsenergiene (> 100 mJ), ble gnistene observert å strekke seg helt fra inngangs- til utgangsvinduet. I disse tilfellene virket det altså som at gnisten også fikk økt utstrekning fremover, men det var vanskelig å få nøyaktige observasjoner av dette, siden åpningen i prøvecellen ikke var stor nok til å få avbildet hele pulsen. Vi kan ikke

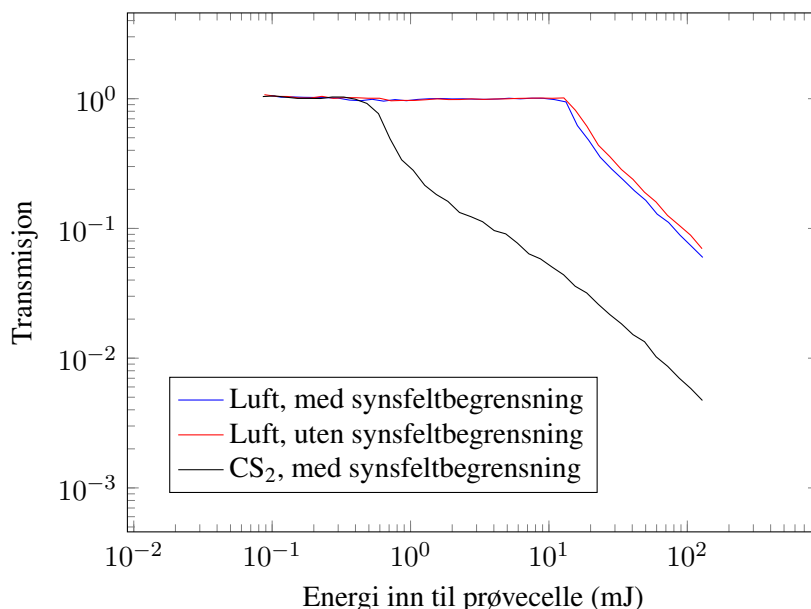


Figur 4.13 Bilder av dielektrisk sammenbrudd i prøvecellen ved ulike pulsenergier. Propageringsretningen for strålen er fra venstre mot høyre i alle bildene.

konkludere direkte fra bildene i Figur 4.13 om hva som er grensen (P_{cr}) for selvfokusering, men Figur 4.13b indikerer at effekten er tilstede ved en pulsenergi på 3.62 mJ. Vi estimerte i Seksjon 2.1 en terskelenergi for selvfokusering på ca. 3 mJ. Dette er konsistent med observasjonene i Figur 4.13. Det observeres overslag i prøvecellen allerede ved en pulsenergi på 0.92 mJ, som er betydelig lavere enn estimert terskelenergi for selvfokusering. Dette indikerer at overslag finner sted, uavhengig av selvfokusering, men kan også skyldes at spisseffekten i deler av pulsen kan overskride terskelen for selvfokusering da laseren opererer på mange longitudinale moder.

4.2.4 Begrenserforsøk med med luftfylt celle

Det var ønskelig å utføre begrensermålinger med et referansemateriale med lav tredjeordens ulinearitet, for å sammenligne med CS_2 . Aktuelle materialer var blant annet etanol, metanol, vann og aceton. Det viste seg at alle disse væskene har høy absorpsjon for en bølgelengde på $2.05 \mu\text{m}$, slik at de ikke kunne benyttes. Andre aktuelle materialer, som ikke ble testet, er glyserol og karbontetraklorid (CCl_4). Luft var det som til slutt ble valgt som referansemateriale ved begrenserforsøkene.

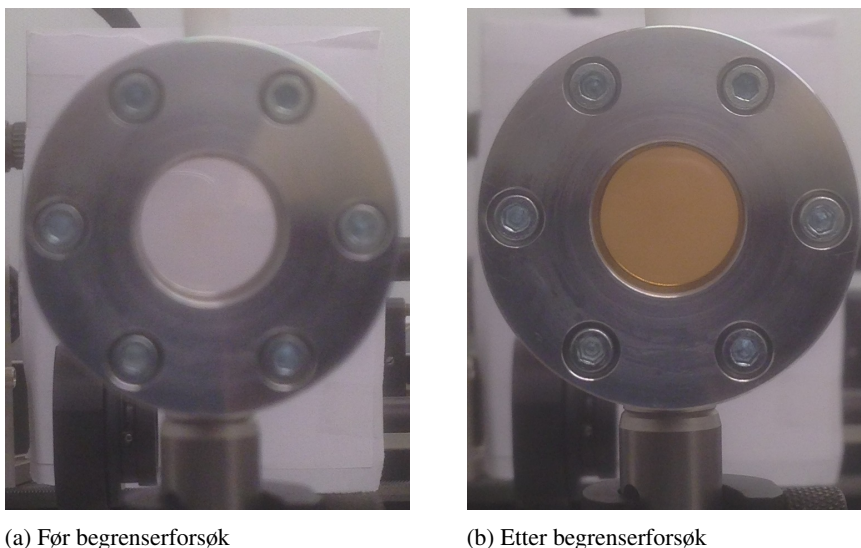


Figur 4.14 Transmisjonskurver fra begrenserforsøk med luftfylt celle. For sammenligning er kurvene plottet sammen med kurven fra forsøk med CS_2 .

Med tom prøvecelle, altså med luft som referansemateriale, ble strålen avbildet i fokus, og det ble gjennomført begrenserforsøk med og uten synsfeltbegrensende aperture (AP1 i Figur 3.1). Det ble observert overslag ved en pulsenergi på ca. 15 mJ, som samsvarer med knekken i transmisjonskurvene i Figur 4.14. Avbildningene av fokus viste ingen tegn til strålefilamentering, slik det ble for CS_2 i Figur 4.7. Forlengelse av gnisten ved økende pulsenergi ble heller ikke observert. Dette skyldes at den ulineære koeffisienten γ for luft er mer enn en faktor 10^4 lavere enn for CS_2 [16], slik at selvfokusering ikke bidrar her. Dempningen skyldes derfor utelukkende spredning og absorpsjon fra det genererte plasmaet i fokus.

4.3 Brunfarging av karbondisulfid

Under forsøkene med optisk begrensnng ble det observert at væsken i prøvecellen gikk fra å være helt klar til å bli brun. Det viste seg å være to årsaker til hvorfor brunng av CS₂ oppstår. Den første er at CS₂ virker som et løsemiddel for flere typer plast og gummi [24]. Ved starten av eksperimentene ble prøvecellen forseglet med o-ringer av en standard gummitype. Med disse o-ringene ble det observert brunng av væsken selv om den stod helt i ro. O-ringene ble derfor byttet med ringer av gummitypen Viton®, som ikke løses opp av CS₂. Etter at o-ringene ble byttet ut ble ingen brunng av stasjonære prøver observert. Brunng ble også observert i forbindelse med begrenserforsøk. Det så ut til at gjentatte kraftige dielektriske sammenbrudd i CS₂ var årsaken, da grad av brunng økte med antall slike. En prøvecelle med ren CS₂ kunne stå i ro i flere dager uten observerbar brunng, mens tydelig brunng ble observert etter kun ett gjennomført begrenserforsøk, noe som illustreres i Figur 4.15.



Figur 4.15 Bilde av prøvecellen før og etter begrenserforsøk.

Siden det var tvil om i hvilken grad brunngen innvirket på måleresultatene fra begrenserforsøkene, ble transmisjonskurven fra et begrenserforsøk med en ren prøve sammenlignet med kurven for en prøve som var brunet allerede ved forsøksstart. Kurvene fra målingene viste seg å overlappe godt. Altså er konklusjonen at brunng ikke påvirket forsøkene i signifikant grad. Brunng av CS₂ vil lite trolig være et problem i en praktisk applikasjon, siden en typisk begrensermåling førte til godt over 2000 dielektriske sammenbrudd i prøvecellen, som er et langt høyere tall enn det man vil forvente i en reell anvendelse.

5 Konklusjon

I dette arbeidet har egenskapene til CS₂ som optisk begrensermateriale på 2 μm bølgelengde blitt studert. Z-skannforsøk ble utført for å måle den ulineære brytningsindeksen γ og den ulineære

absorpsjonskoeffisienten β .

Verdien for γ ble målt til $(2.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$. Den største usikkerheten i bestemmelse av γ er effekten av at laserpulsene var multimodus. Ytterligere usikkerheter ved bestemmelse av γ er usikkerhet i de målte parameterne.

Konklusjonen fra målingen av β er at verdien er så lav at den ikke lot seg bestemme nøyaktig med måleoppsettet som ble benyttet, men en øvre grense ble bestemt til $4 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$. En høyere verdi av den ulineære absorpsjonskoeffisienten enn dette ville ført til observerbare utslag i målingene.

Forsøk med bruk av CS_2 som optisk begrenser viste lovende resultater. Tydelig strålefilamentering ble observert i strålens fokus i CS_2 -cellen, og dette førte til en kraftig begrensnings i den transmitterte energien gjennom en etterfølgende synsfeltbegrensende aperture. Pulsenergi opp mot 150 mJ ble sendt inn mot CS_2 -cellen, uten at energien gjennom aperturen overskred 0.6 mJ. Dersom ytterligere demping av strålen kreves, kan det være aktuelt med et tandemoppsett, bestående av to forskjellige begrensermaterialer, der CS_2 benyttes i første begrensertrinn [19].

Referanser

- [1] R. M. Wood, *Laser-induced damage of optical materials*. Bristol, UK: Institute of Physics, 2003.
- [2] M. J. Soileau, W. E. Williams, and E. W. Van Stryland, "Optical power limiter with picosecond response time," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-19, pp. 731–735, Apr. 1983.
- [3] L. W. Tutt and T. F. Boggess, "A review of optical limiting mechanisms and devices using organics, fullerenes, semiconductors and other materials," *Prog. Quant. Electr.*, vol. 17, pp. 299–338, 1993.
- [4] A. S. Villanger, T. Brudevoll, H. Ajer, and K. Stenersen, "Elektrooptiske begrenser," *FFI-rapport-2002/01876*, 2002.
- [5] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Physics Reports*, vol. 441, pp. 47–189, 2007.
- [6] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 4, pp. 760–769, 1990.
- [7] P. P. Ho and R. R. Alfano, "Optical Kerr effect in liquids," *Physical Review A*, vol. 20, pp. 2170–2187, 1979.
- [8] M. Mohebi, M. J. Soileau, and E. W. Van Stryland, "Resolution of discrepancies in measured values of n_2 of CS_2 at 10 μm ," *Optics Letters*, vol. 13, pp. 649–650, Aug. 1988.
- [9] J. B. Khurgin, I. Vurfaftman, and J. R. Meyer, "Mid-ir optical limiter based on type-II quantum wells," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, pp. 1490–1499, Oct. 2004.

- [10] O. B. Danilov, V. A. Klimov, O. P. Mikheeva, A. I. Sidorov, S. A. Tul'skii, E. B. Shadrin, and I. L. Yachnev, "Optical limitation of mid-ir radiation in vanadium dioxide films," *Technical Physics*, vol. 48, pp. 73–79, 2003.
- [11] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. San Diego: Academic Press, 2003.
- [12] R. A. Ganeev, A. I. Ryasnyansky, M. Baba, M. Suzuki, N. Ishizawa, M. Turu, S. Sakakibara, and H. Kuroda, "Nonlinear refraction in CS₂," *Appl. Phys. B*, vol. 78, pp. 433–438, 2004.
- [13] X. Liu, S. Guo, H. Wang, and L. Hou, "Theoretical study on the closed-aperture Z-scan curves in the materials with nonlinear refraction and strong nonlinear absorption," *Optics Communications*, vol. 197, no. 4-6, pp. 431–437, 2001.
- [14] H. Fonnum, E. Lippert, and M. W. Haakestad, "550 mJ Q-switched cryogenic Ho:YLF oscillator pumped with a 100 W Tm: fiber laser," *Optics letters*, vol. 38, pp. 1884–6, June 2013.
- [15] N. Slavinskis, E. Murauskas, and A. S. Dement'ev, "Dependence on z-scan measurements on the spatiotemporal pulse parameters," *Lithuanian Journal of Physics*, vol. 51, pp. 127–135, 2011.
- [16] D. N. Nikogosyan, *Properties of optical and laser-related materials*. West Sussex, England: Wiley, 1997.
- [17] E. K. Plyler and C. J. Humphreys, "Infrared absorption spectrum of carbon disulfide," *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, vol. 39, pp. 59–65, 1947.
- [18] K. J. Witte, M. Galanti, and R. Volk, "n₂-measurements at 1.32 μm of some organic compounds usable as solvents in a saturable absorber for an atomic iodine laser," *Optics Communications*, vol. 34, pp. 278–282, 1980.
- [19] F. E. Hernández, S. Yang, E. W. Van Stryland, and D. J. Hagan, "High-dynamic-range cascaded-focus optical limiter," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 1180–1182, Aug. 2000.
- [20] O. Uteza, B. Bussière, F. Canova, J. P. Chambaret, P. Delaporte, T. Itina, and M. Sentis, "Laser-induced damage threshold of sapphire in nanosecond, picosecond and femtosecond regimes," *Applied Surface Science*, vol. 254, no. 4, pp. 799–803, 2007.
- [21] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, "Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses," *Physical Review Letters*, vol. 74, pp. 2248–2251, Mar. 1995.
- [22] E. W. Van Stryland and M. Sheik-Bahae, "Z-scan measurements of optical nonlinearities," in *Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials* (M. G. Kuzyk and C. W. Dirk, eds.), pp. 655–692, Marcel Dekker, Inc., 1998.
- [23] "Thorlabs, Inc." <http://www.thorlabs.com>.

[24] IPCS INCHEM, "Carbon disulfide (PIM 102)." <http://www.inchem.org/documents/pims/chemical/pim102.htm>.

Vedlegg A Appendiks

A.1 Komponentliste begreneroppsett

$\lambda/2$: halvbølgeplate (KB1101-4, 2050 nm)

pol: polarisator (KP13002-3)

M1: speil (KS11011), monteres som flippspeil

M2, M3: speil (KS11011)

K1: CaF₂-kile (KV13002-4)

L1: $f = 50$ mm linse (LNPX 50 AR@2000NM, FSIR)

L2: $f = 50$ mm linse (LA5763 AR@2000NM, MgF₂ 50 mm ucoatet)

L3: $f = 1$ m plankonveks linse (PCX 4307 AR@2100NM, CaF₂ 1000 mm)

AP1: aperture med 1.4 mm diameter. Selvborret hull i aluminiumsplate.

Prøvecelle: 20 mm aluminiumsbeholder med ucoatet safirvinduer (WG31050), forseglet med O-ringer av gummitype Viton®.

EN1: pyroelektrisk detektor (Ophir PE-50-BB-DIF-V2, IPI301)

EN2: pyroelektrisk detektor (Ophir PE-50-BBH, 26413)

A.2 Komponentliste Z-skann

$\lambda/2$: halvbølgeplate (KB1101-4 2050 nm)

pol: polarisator (KP13002-3)

L1, L2: $f = 100$ mm linse (LA5817, 100 mm CaF₂ ucoatet)

L3: $f = 300$ mm linse (Eksma CaF₂, PCX 200 mm ucoatet)

PH: 50 μ m-diameter pinhull

K1: CaF₂-kile (KV13002-4)

Prøvecelle: 5 mm aluminiumsbeholder med ucoatet safirvinduer (WG31050), forseglet med O-ringer av gummitype Viton®.

AP1: standard aperture

EN1: pyroelektrisk detektor (Ophir 3A-P-SH-VI, 567037)

EN2: pyroelektrisk detektor (Ophir 3A-P-SH-VI, 505574)