Aufbau einer Maschine zur Bearbeitung von Glasfaser-Endflächen

Bachelorarbeit in Physik

von

Florian Martin Seidler,

angefertigt im Institut für Angewandte Physik,
vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Bonn

Juli 2012

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede
2. Gutachter: Dr. Elisabeth Soergel

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **4**

2 Faserresonatoren **4**
2.1 Aufbau und Eigenschaften 4
2.1.1 Überblick 4
2.1.2 Stabilität 5
2.1.3 Finesse 5
2.1.4 Das Strong Coupling Regime 6
2.2 Herstellung 6
2.2.1 Der CO_2-Laser 7
2.2.2 Fokusdurchmesser 7
2.2.3 Ablationsvorgang und geheizter Halbraum 8

3 Aufbau der Maschine **11**
3.1 Überblick 11
3.2 Thermalisieren des CO_2-Lasers 12
3.3 Ablation 15
3.3.1 Shutter 16
3.3.2 Mbed-Platine 16
3.3.3 XYZ-Tische 17
3.3.4 Software (mbed, LabWindows) 17
3.4 Evaluation 19

4 Experimentelle Einschränkung der Parameter **21**
4.1 Kalk-Natron-Glas 21
4.2 Quarzglas 22

5 Ausblick **23**
5.1 Evaluation 23
5.2 Automatisch Ausrichten 24
5.3 Faserhalter 25

6 Fazit **25**

7 Anhang **26**

1 Einleitung

Die experimentelle Optik ist ein vielfältiges Gebiet. Ebenso divers sind die verwendeten Instrumente und Bauelemente. Ein sehr bedeutendes ist der optische Resonator, mit dem diese Arbeit in engem Zusammenhang steht. Der einfachste Optische Resonator besteht aus zwei einander gegenüber positionierten Spiegeln (ein sogenannter Fabry-Pérot-Resonator). Die Eigenschaften dieser Resonatoren hängen stark von Form, Oberfläche und Positionierung der verwendeten Spiegel ab. Um einen besonders vorteilhafte Satz an Parametern für Experimente auf dem Gebiet der CQED (**C**avity **Q**antum **E**lectro **D**ynamics) zu erhalten, möchte man die Endflächen von Glasfasern als Spiegel verwenden. Dies setzt insbesondere eine Möglichkeit zur Bearbeitung der Faserendflächen voraus. Grundlegende Zusammenhänge und Eigenschaften dieser Faser-Fabry-Pérot Resonatoren, wie auch theoretische Betrachtungen zur gewählten Bearbeitungsmethode für die Faserendflächen folgen in Kapitel 2. Anschließend wird der Aufbau einer Maschine zur Bearbeitung von Faserendflächen geschildert (Kapitel 3). Erste Tests werden in Kapitel 4 dargelegt. Abschließend wird ein Ausblick auf noch ausstehende Arbeiten gegeben, die schließlich die Herstellung von Faserresonatoren im gewünschten Rahmen ermöglichen sollen (Kapitel 5).

2 Faserresonatoren

2.1 Aufbau und Eigenschaften

2.1.1 Überblick

Wie bereits erwähnt, wird ein Faserresonator von zwei einander gegenüberliegenden Glasfaserendflächen gebildet (Abbildung 1). Die Schutzhülle ist meist aus Kunststoff, während Fasermantel und -kern aus Glas bestehen. Untersucht man eine an die Bedingungen in der Faser (Brechungsindizes: $n_{Mantel} < n_{Kern}$) angepasste Wellengleichung (wie z.B. in [2]), stellt sich heraus, dass Licht sich für bestimmte Feldverläufe quer zur Faserachse ungestört entlang dieser ausbreitet. Diese Herleitung ist recht komplex und würde den Rahmen dieses Überblicks sprengen. Es reicht für das Folgende aus, dass diese Intensitätsverläufe, auch Moden genannt, sich in ihrer Form entlang der Faser nicht ändern und die meiste Leistung innerhalb des Faserkerns geführt wird. Selbst Krümmungen der Faser mit ausreichend großem Radius folgt das Licht.

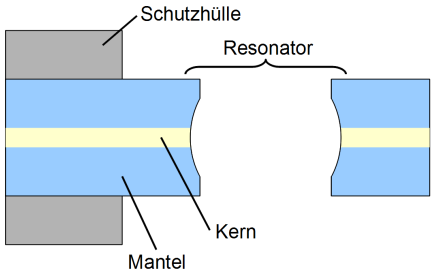

Abbildung 1: Aufbau eines Faserresonators. Mantel ubd Kern bestehen aus einem Stück Glas. Technische Mittel werden angewandt, um unterschiedliche Brechungsindizes zu erahlten (z.B. Dotierung).

2.1.2 Stabilität

Gelangt Licht in einen Fabry-Pérot-Resonator bildet sich unter geeigneten Bedingungen eine stehende Welle aus. Dafür muss zunächst das Lichtfeld stabil sein. Als Stabilitäts-Kriterium wird angenommen, dass ein Lichtstrahl im Sinne der paraxialen Strahlenoptik, der einmal in den Resonator gelangt ist (z.B. bereits je einmal von beiden Spiegeln reflektiert wurde), diesen nicht mehr verlässt. Behandelt man dieses Problem mit den Methoden der Matrizenoptik gelangt man, wie in [2] zu dem Ergebnis:

$$0 \leqslant \left(1 - \frac{d}{r_1}\right)\left(1 - \frac{d}{r_2}\right) \leqslant 1$$

wobei r_1 und r_2 die Spiegelradien (mit $f = r/2$) bezeichnen. Dies hat zur Folge, dass in der Regel mindestens ein, oft beide Spiegel konkav sind.

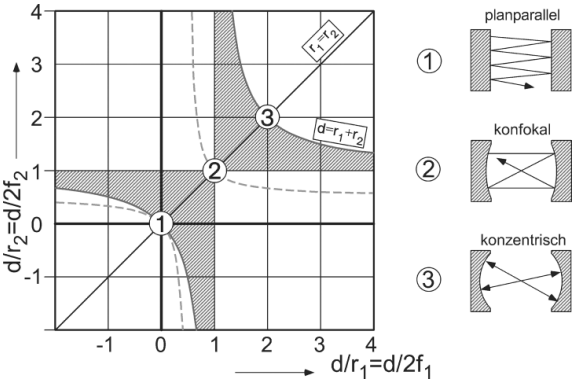

Abbildung 2: Stabilität von Resonatoren. Das schraffierte Gebiet stellt die Parameterbereiche für stabile Resonatoren dar (aus [2]) .

2.1.3 Finesse

Nach der Stabilität sollen hier von der Wellenlänge λ abhängige Transmission und dissipative Verluste eines Fabry-Pérot-Resonators betrachtet werden. Man geht hierfür zunächst von einem leeren (Vakuum zwischen den beiden Spiegeln) Resonator mit idealisierten Spiegeln aus. Wobei idealisiert in diesem Fall bedeutet, dass alles Licht reflektiert wird. Ein Maß hierfür ist die Reflektivität R, die den Anteil der ursprünglichen Lichtleistung beschreibt, der von einer Oberfläche zurückgeworfen wird

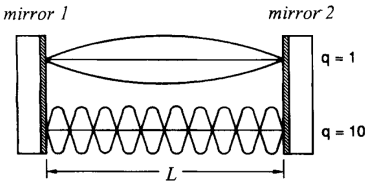

Abbildung 3: Schema stehender Wellen in einem Fabry-Pérot-Resonator (aus [1])

Mit diesen Annahmen kommt man zu dem Ergebnis, dass die Resonatorlänge genau ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge sein muss, damit sich eine stehende Welle ausbilden kann. Dies ist für Frequenzen in einem festen Abstand $\Delta\nu = c_0/2d$ (c_0: Vakuumlichtgeschwindigkeit, d: Resonatorlänge, [1]), dem sogenannten freien Spektralbereich, der Fall.

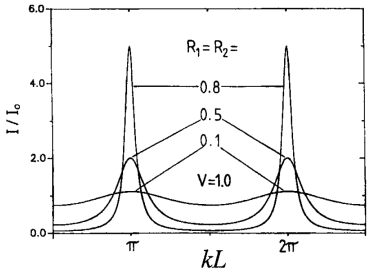

Abbildung 4: Intensität in einem Fabry-Pérot-Resonator bei unterschiedlicher Rflektivität der Spiegel (aus [1]). $k = 2\pi/\lambda$ und L: Resonatorlänge.

Haben die Spiegel nun eine geringere Reflektivität $R < 1$ (nicht idealisierter Fall, aber immer noch ohne Absorption), muss dieses Kriterium nicht mehr genau erfüllt sein. Man kann nun die auf die eingekoppelte Intensität normalisierte Intensität gegen die Frequenz auftragen. Die Intensität weist dann Maxima an den aus dem idealen Kriterium abgeleiteten Stellen auf (Abbildung 4). Deren Halbwertsbreite nennt man die Bandbreite $\delta\nu$. Der Quotient $F = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$ definiert die Finesse F des Resonators. Sie ist eine wichtige Kenngröße des Resonators und wird häufig als Maß für Resonatorverluste eingesetzt, denn hohe Finesse setzt geringe Verluste voraus. Ein anderes Maß ist die Verlustrate $\kappa = 1/\tau$, wobei τ hier die Zeit ist, in der die Intensität im Resonator nach abschalten der Lichtquelle auf das $1/e$-fache des Ursprungswerts gefallen ist. Die Verlustrate steht über τ in direktem Zusammenhang mit der Finesse[1]:

$$\kappa = 2\pi\delta\nu = 2\pi\frac{\Delta\nu}{F}$$

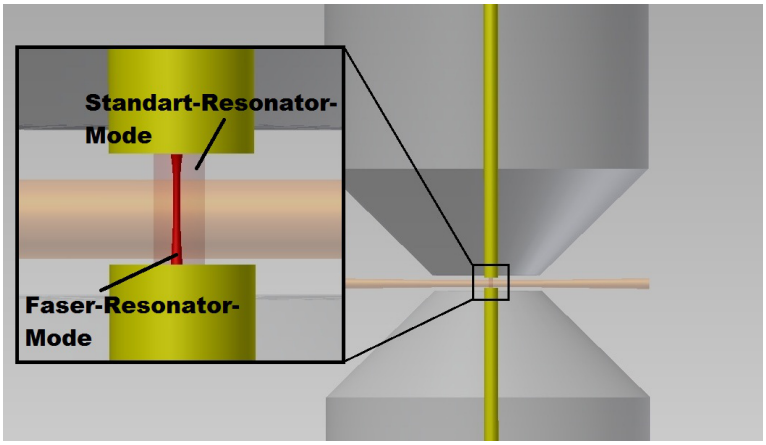

Abbildung 5: Vergleich eines aktuell eingesetzten Resonators mit einem Faserresonator. Im Speziellen sieht man die im Vergleich wesentlich kleinere Resonatormode des Faserresonators (freundlicher Weise zur Verfügung gestellt von Miguel Martinez-Dorantes).

Mechanismen die Verluste verursachen können sind Absorption an den Spiegeln, Streuung auf Grund des endlichen Spiegeldurchmessers oder Streuung an Unregelmäßigkeiten in der Oberfläche der Spiegel. Wie in [3] dargelegt, ist letzteres eine Hauptursache für Verluste in einem Faserresonator, während die anderen Mechanismen eine geringere Rolle spielen. Als gutes Maß für die Rauheit hat sich die rms-Abweichung (rms für root mean square) einer (etwa mit einem Rasterkraftmikroskop) untersuchten Oberflächen von einer durch ein an diese Messung angepasstes Polynom repräsentierten Fläche erwiesen.

2.1.4 Das Strong Coupling Regime

Betrachtet man ein System aus einem Resonator und einem einzelnen zwei-Niveau-Atom findet man das sogenannte Strong Coupling Regime. Es ist gekennzeichnet durch ([3],[6]):

$$g \gg \Gamma', \kappa$$

wobei g eine Kopplungskonstante für die Wechselwirkung Atom-Resonatormode, Γ' die spontane Emissionsrate des Atoms im Resonator und κ die Verlustrate auf Grund der Spiegel (Absorption, Transmission) und von Streuung darstellt. Γ' weicht im Falle des Faserresonators nicht sehr stark von der Rate im freien Raum Γ ab, da die Spiegel vom Atom aus gesehen nur einen relativ geringen Raumwinkel einnehmen (siehe [6]). Für die Verlustrate gilt $\kappa \propto \frac{1}{F}$, daher strebt man eine hohe Finesse des Faserresonators an.

Schließlich gilt $g \propto 1/\sqrt{V_m}$ ([3]). V_m ist dabei das Modenvolumen. Dies ist gerade das Raumvolumen, das von der Gaußmode des Resonators eingenommen wird. Das Modenvolumen eines Faserresontors ist verhältnismäßig klein (Abbildung 5). Dies rührt vor allem von der durch die Faser ermöglichte Führung des einzukoppelnden Lichtes her. Dieses ist auf einen Durchmesser von einigen Wellenlängen konzentriert, weit weniger als in bisherigen Resonatoren üblich. Dadurch können im Verlgeich zu den bisher üblichen Resonatoren verhältnismäßig große g erreicht werden. Diese Eigenschaft begünstigt, neben der geringen Größe, die Möglichkeit einen technisch verwendbaren Speicher für Quanteninformation auf einem solchen System aufzubauen.

2.2 Herstellung

Zunächst sei ein kurzer Überblick über die Schritte gegeben, die notwendig sind, um einen Faserresonator herzustellen. Man beginnt damit, die Endflächen zweier Fasern in eine konkave Form zu bringen und ihre Oberflächen zu glätten. Mit diesem Schritt wird sich das Folgende beschäftigen. Danach werden die Endflächen mit Dielektrika präzise bestimmter Dicke beschichtet, um hohe Reflektivität zu erreichen. Abschließend werden die Fasern mit hoher Genauigkeit ausgerichtet, sodass sie einen Resonator zu bilden.

2.2.1 Der CO_2-Laser

Es hat sich gezeigt (siehe [4]), dass die Bearbeitung der Endflächen mit einem CO_2-Laser hervorragende Ergebnisse liefert, besonders, was die Rauheit der Oberfläche und insofern die Finesse betrifft. Daher möchte ich hier einen kurzen Einblick in die Funktionsweise eines CO_2-Lasers geben (wobei ich mich auf die Behandlung in [2] stütze). Dazu ist es Hilfreich zunächst das Termschema in Abbildung 6 zu betrachten. Es gibt für beide Moleküle Schwingungsmoden. N_2 besitzt nur eine, für CO_2 existieren drei. Diese Schwingungsmoden verhalten sich in erster Näherung wie harmonische quantenmechanische Oszillatoren. Daher die diskreten Energieniveaus. Jeder Mode ist eine charakterische Energie zuzuordnen. Multipliziert mit der einem Niveau zugeordneten Quantenzahl ergibt sich so die jeweilige (Eigen-)Energie eines Zustands. Um den Zustand eines CO_2-Moleküls einfach bezeichnen zu können, werden Zahlentripel verwendet, die die Quntenzahlen der Moden bezeichnen. Dies erfolgt in der Reihenfolge: symmetrische Schwingungsmode (v_1), Biegemode (v_2), asymmetrische Schwingungsmode (v_3). So sagt (001) also beispielsweise aus, dass die asymmetrische Schwingungsmode auf das erste Niveau über dem Grundzustand angeregt ist und sich die andern beiden Moden in selbigem befinden.

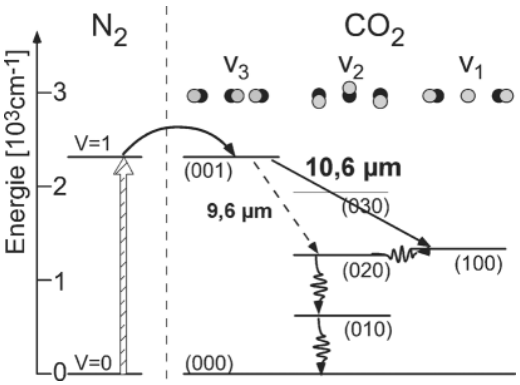

Abbildung 6: Termschema zu den Prozessen in einem CO_2-Laser (aus [2]). Dargestellt sind die beteiligten molekularen Schwingungsmoden von N_2 und CO_2.

Das Lasermedium in einem CO_2-Laser besteht üblicherweise aus Stickstoff (N_2), Kohlenstoffdioxid (CO_2) und Helium (He). Man regt nun über eine Gasentladung die Molekülschwingung des Stickstoff an[1]. Für Stickstoff existiert nur die symmetrische Steckmode, deren Zerfall unter Abstrahlung eines Photons Dipol-verboten ist, da im Molekül keine permanenten Dipolmomente vorliegen. Allerdings kann die Energie über Stöße zweiter Art auf die Asymmetrische Steckschwingung (v_3) des CO_2-Moleküls übertragen werden. In CO_2 gibt es ein permanentes Dipolmoment (zwischen Kohlenstoff und Sauerstoff), daher geht es unter Emission eines Photons in eine energieärmere Schwingungsmode über, bevorzugt die symmetrische Schwingungsmode v_1. Allerdings ist der spontane Zerfall verhältnismäßig langsam, da der Einstein-A-Koeffizient (der die spontane Emissionsrate beschreibt) zu ω^3 proportional ist, was für die große Wellenlänge von 10.6 µm des Übergangs ein, im Verhältnis zu optischen Wellenlängen, großer Faktor ist. Hinzu kommt, dass der Zustand (100) schnell über Stöße in den Zustand (020) zerfällt. Beides begünstigt diesen Übergang als Laser-Übergang. Außerdem gibt es die Möglichkeit eines Übergangs von v_3 in die zweite Anregungsstufe der Biegemode (020) mit 9.6 µm, dieser ist aber weniger wahrscheinlich und leert sich nicht so schnell wie der Zustand (100), weshalb der Übergang $v_3 \rightarrow v_1$ ohne zusätzliche Maßnahmen dominiert. Danach muss das Molekül in den Grundzustand zurückkehren, um wieder anregbar zu werden. Der Zerfall des (020)-Zustands geschieht durch Stöße bei denen die halbe Energie an ein Molekül im Grundzustand übertragen wird, sodass danach 2 Moleküle in (010) vorliegen. Der Zerfall dieses Zustands wird durch Stöße mit Helium und durch Wandstöße beschleunigt.

2.2.2 Fokusdurchmesser

Um eine Vorstellung von der Größe der fertigbaren Strukturen zu erhalten und als Orientierung für die Rechnungen im folgenden Abschnitt errechnet man zunächst den Durchmesser des Strahls des CO_2-Lasers im Fokus. Es ist davon auszugehen, dass der Laser einen kollumnierten Strahl[2] aussendet. Der Hersteller gibt den $1/e^2$-Durchmesser[3] mit 2 bis 2.5 mm an. Im Folgenden gehe ich von 2.5 mm aus. Außerdem ist der M^2-Wert mit 1.2 angegeben.

[1] Natürlich werden auch die Molekülschwingungen des CO_2 direkt angeregt, dies hat aber einen deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt.

[2] Ein Strahl, dessen Durchmesser entlang der Strahlachse konstant bleibt.

[3] Dies ist der Durchmesser bei dem die Intensität im Verhältnis zur Strahlmitte auf $1/e^2 \approx 14\,\%$ abgefallen ist.

Zunächst passiert der Strahl ein Keplerteleskop, das dazu dient den Durchmesser zu vergrößern. Die erste Linse hat eine Brennweite von 63.5 mm, die zweite von 254 mm. Die Strahldurchmesser stehen im Fall des Keplerteleskops im Verhältnis der Brennweiten (zu sehen in Abbildung 7). Dies führt zu $d_e = 2.5\,\text{mm} \cdot \frac{254\,\text{mm}}{63.5\,\text{mm}} = 10\,\text{mm}$. Danach wird der Strahl fokussiert. Die entsprechende Linse hat eine Brennweite von 38.1 mm, sodass man nun mit Gauß-Optik den Durchmesser im Fokus berechnen kann (Näheres zu Gauß-Optik z.B. in [2]). Hierzu verwendet man den Strahlparameter $q(z) = z + i \cdot z_0$, der sich auch als

$$\frac{1}{q\,(z)} = \frac{1}{R\,(z)} - \frac{i\lambda}{\pi \cdot w\,(z)}$$

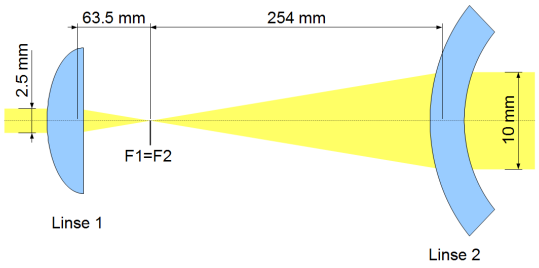

Abbildung 7: Keplerteleskop. Die Abmessungen entsprechen den im Aufbau verwendeten Linsen und Strahldurchmessern.

schreiben lässt. So erhält man für den kollumnierten ($R \to \infty$) Strahl vor der Linse $\frac{1}{q_0} = -\frac{i\lambda}{\pi \cdot w_l}$, wobei w_l der Strahldurchmesser am Ort der Linse ist, also der berechnete Durchmesser von 10 mm nach dem Teleskop. Für eine dünne[4] Linse gilt nun

$$\frac{1}{q_0} - \frac{1}{q_1} = \frac{1}{f} \Leftrightarrow q_1 = \frac{q_0 \cdot f}{f - q_0}$$

Daraus berechnet man schließlich q_1 mit $u = \frac{\pi \cdot w_l}{\lambda}$ zu:

$$q_1 = \frac{uf^2 i - u^2 f}{u^2 + f^2} = z + iz_0$$

Koeffizientenvergleich ergibt $z_0 = \frac{uf^2}{u^2+f^2} \approx 0.49\,\text{mm}$ und daraus w_0 (Durchmesser am Brennpunkt):

$$w_0 = M^2 \cdot \sqrt{\frac{z_0 \cdot \lambda}{\pi}} \approx 49\,\mu\text{m}$$

2.2.3 Ablationsvorgang und geheizter Halbraum

Betrachtet man nun die Absorption von Glas vom sichtbaren zum fernen Infrarot, zeigt sich, dass es bei etwa 10.6 µm sehr stark absorbiert (Abbildung 8, $2\pi k_\lambda/\lambda = \alpha$ gibt den Absorptionskoeffizient für das Lambert-Beersche Gesetz). Daher ist der CO_2-Laser hervorragend zur Bearbeitung von Glasoberflächen geeignet.Außerdem sollte der Laser für die hier geschilderte Anwendung in guter Näherung in der Gauß-Mode arbeiten. Richtet man nun den Strahl auf das Zentrum der Faserendfläche und beleuchtet diese mit entsprechender Intensität, wird die Oberfläche stark erhitzt (über 2000 K, Details: nächster Absatz). Daraufhin verdampft ein Teil des Glases, um so mehr je höher die lokale Intensität und damit die Temperatur. Das hat die Ausbildung einer konkaven Struktur zur Folge. Allerdings wird das Glas gleichzeitig geschmolzen. Die Oberflächenspannung leistet dann einen wichtigen Beitrag zur Glättung der bearbeiteten Fläche, während die Kohäsion das geschmolzene Material zusammen zieht und so die Struktur weiter formt. Die Auswirkungen dieses Prozesses sind am schwierigsten abzuschätzen. Insbesondere kann das Zusammenziehen von Material im Extremfall zur Ausbildung einer lokalen konvexen Struktur innerhalb der konkaven Fläche führen, was für die angestrebte Anwendung nicht erwünscht wäre. Die entscheidenden Parameter, um diese Vorgänge zu steuern sind die lokale Temperatur und deren Einwirkungszeit. Technisch werden diese wiederum über die Leistung, die Größe der beleuchteten Fläche und die Beleuchtungsdauer gesteuert.

[4] Tatsächlich ist die Linse etwa 2 mm dick. Dei Näherung ist aber gerechtfertig, da eine Verschiebung des Brennpunkts entlang der optischen Achse wegen Brechung an einer Hauptebene (nächstbeste Näherung) hier nicht von Interesse ist.

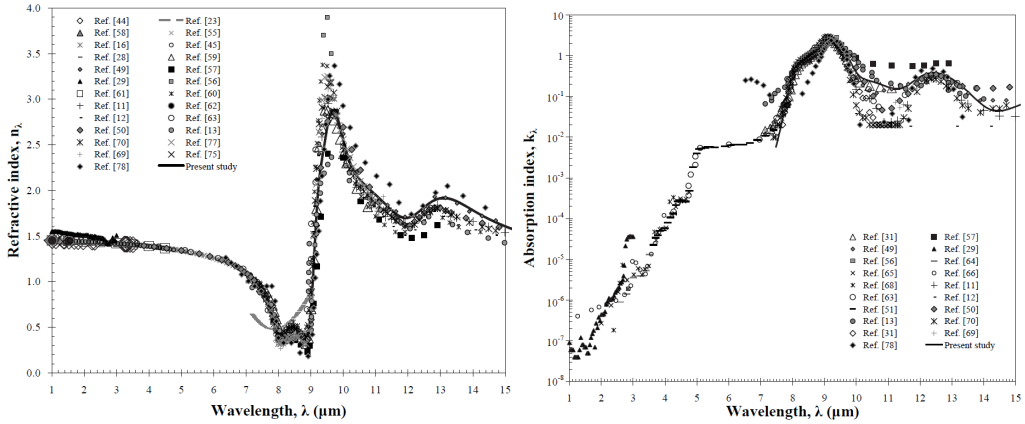

Abbildung 8: Komplexer Brechungsindex $n_\lambda + k_\lambda i$ von Quarzglas im Infrarot (aus [5]).

Es sollen nun grob Ober- und Untergrenzen für diese Parameter abgeschätzt werden. Dafür wird das in [3] vorgestellte Modell eines geheizten Halbraums, bzw. die entsprechende analytische Näherungslösung verwendet. Zunächst gilt es zu überlegen was für einen Strahldurchmesser man der Rechnung zugrunde legt. Mit der aufgebauten Optik kann der Strahl des CO_2-Lasers auf einen Durchmesser von etwa 49 µm fokussiert werden (siehe 3.1) . Dies stellt die Untergrenze für den Durchmesser dar. Indem man sich entlang der Strahlachse aus dem Fokus bewegt, lässt sich leicht jeder Durchmesser bis zu dem der Faser selbst (125 µm) erreichen.

Formelzeichen	Beschreibung	Wert
κ	Wärmeleitfähigkeit	$1.38\,^{\mathrm{W}}/_{\mathrm{K\cdot m}}$
ρ	Dichte	$2200\,^{\mathrm{kg}}/_{\mathrm{m}^3}$
C	Spezifische Wärmekapazität	$750\,^{\mathrm{J}}/_{\mathrm{kg\cdot K}}$
D	Thermische Diffusionskonstante	$8 \cdot 10^{-7}\,^{\mathrm{m}^2}/_{\mathrm{s}}$
v_0	Evaporationsfront-Geschwindigkeitskonstante	$3.8\,^{\mathrm{km}}/_{\mathrm{s}}$ [7]
U	Latente Wärme pro Atom	3.6 eV[8]
M	Molare Masse	$20.026\,^{\mathrm{kg}}/_{\mathrm{mol}}$

Tabelle 1: Materialparameter für Quarzglas bei Raumtemperatur (aus [3])

Weiterhin lassen sich recht leicht Grenzen für die Beleuchtungszeit finden. Die Untergrenze wird von der Schaltzeit des CO_2-Lasers gezogen, die bei 0.1 ms liegt. Um sicher zu stellen, dass das Schaltverhalten keine Auswirkung auf den Ablationsvorgang hat, sollte man die Beleuchtungszeit mindestens etwa 10-fach größer als diesen Wert wählen, also 1 ms. Die Obergrenze hängt mit dem mit der Zeit zunehmenden Schmelzen der Glasoberfläche zusammen. Die geschmolzene Schicht sollte deutlich dünner sein als der Strahldurchmesser. Dies ist der Fall so lang die Beleuchtungszeit unterhalb von 100 ms bleibt (Abbildung 9).

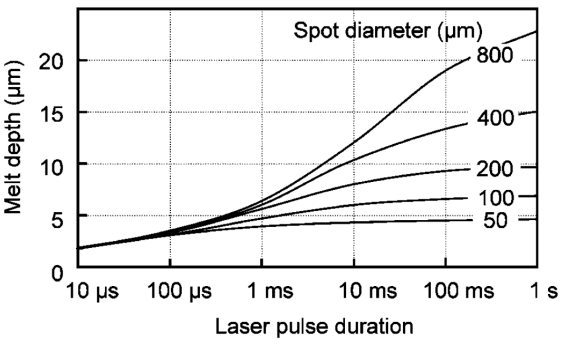

Abbildung 9: Schmelztiefe gegen Beleuchtungszeit (aus [9])

Damit ist der Strahldurchmesser und die Beleuchtungszeit abgeschätzt. Die Temperatur im Zentrum der beleuchteten Fläche ergibt sich dann nach [3] als Funktion der Zeit t:

$$T(t) = \frac{(1-R)\,P}{w\kappa \cdot \sqrt{2\pi^3}} \cdot \arctan\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_0}}\right)$$

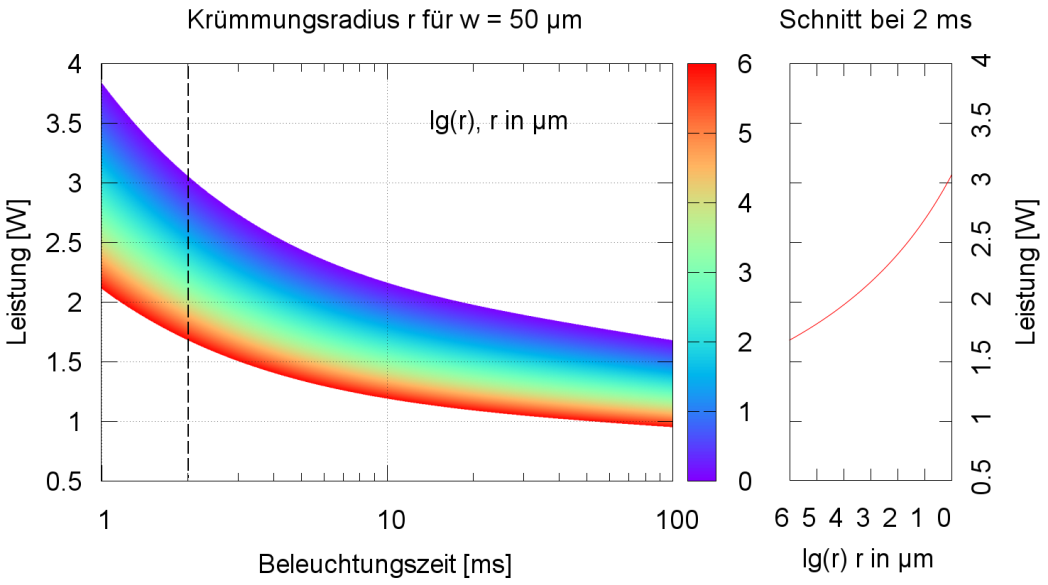

Abbildung 10: Erzeugter Krümmungsradius gegen Leistung und Beleuchtungszeit. Die Grenzen des Farbigen Bereichs sind $r = 1\,\mu\text{m}$ und $r = 1\,\text{m}$.

Darin ist P die Leistung des Lasers, w der Strahldurchmesser, κ die Wärmeleitfähigkeit und $\tau_0 = {}^{w^2}/_{2D}$ die Diffusionszeit (D: Diffusionskonstante). Weiterhin ist R die Reflektivität für das verwendete Licht. Sie ergibt sich aus dem komplexen Brechungsindex nach der Fresnelschen Formel für senkrechten Einfall:

$$R = \frac{(n-1)+k^2}{(n+1)+k^2}\,; \quad R(10.6\,\mu\text{m}) \sim 0.13 \text{ bis } 0.8$$

wobei man den Realteil n und den Imaginärteil k des komplexen Brechungsindex in Abbildung 8 ablesen kann. Leider sind beide Werte gerade für 10.6 µm nicht sehr genau bekannt, weshalb auch die Reflektivität nur grob geschätzt ist. Außerdem könnte sie sich mit steigender Temperatur weiter ändern. Als sinnvolle Abschätzung verwende ich im Folgenden $R = 0.5$.

Hieraus lässt sich die Dicke z der abgetragenen Schicht in der Mitte schätzen (wie in [3]):

$$z = v_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T(\tau)}\right) \cdot \frac{1}{\widetilde{T}(\tau)} \cdot \left(1 - \frac{1 - 2\widetilde{T}(\tau)}{e}\right)$$

wobei τ die Beleuchtungszeit bezeichnet, e die Eulersche Zahl, k_B die Boltzmann-Konstante, v_0 die Evaporationsfront-Geschwindigkeitskonstante und $\widetilde{T}(\tau) = \frac{1}{T(t)} \cdot \frac{\partial T(t)}{\partial t}\Big|_{t=\tau}$. Unter der Annahme, das Tiefenprofil der ablatierten Struktur sei Gauß-förmig ergibt sich dann der ${}^1/_e$-Durchmesser:

$$d \backsimeq 2w\sqrt{\frac{k_B T(\tau)}{U}}$$

und damit auch der Krümmungsradius:

$$r_g = \frac{d^2}{8z}$$

Abbildung 10 zeigt den nach dieser Formel berechneten Radius, bzw. dessen Zehnerlogarithmus. Als Untergrenze wurden ein Krümmungsradius von 1µm ($\lg(r) = 0$) gewählt, weil man sich damit

bereits der Wellenlänge des später im Resonator verwendeten Lichts nähert und diese Strukturen gleichzeitig vergleichsweise tief sind ($z/d \gg 1$), was die spätere Beschichtung erschwert (wie in [4] erwähnt). Als Obergrenze wurde 1 m gewählt. Da Faserresonatoren gerade wegen Ihrer geringen Abmessungen interessant sind, ist ein Krümmungsradius von dieser Größenordnung oder noch größer in der Regel nicht notwendig. Mit diesen Grenzen ergeben sich aus Abbildung 10 die Ober- und Untergrenze für die Leistung zu 3.8 W und 0.9 W für Strahldurchmesser von 50 µm. Alle hier abgeschätzten Grenzen sind noch einmal in Tabelle 2 zusammengefasst.

Parameter	Untergrenze	Obergrenze
Strahldurchmesser w	49 µm	125 µm
Beleuchtungszeit τ	1 ms	100 ms
Leistung P	0.9 W	3.8 W

Tabelle 2: Grenzen der verschiedenen Parameter, Leistungsgrenzen für $w = 50\,\mu m$

3 Aufbau der Maschine

3.1 Überblick

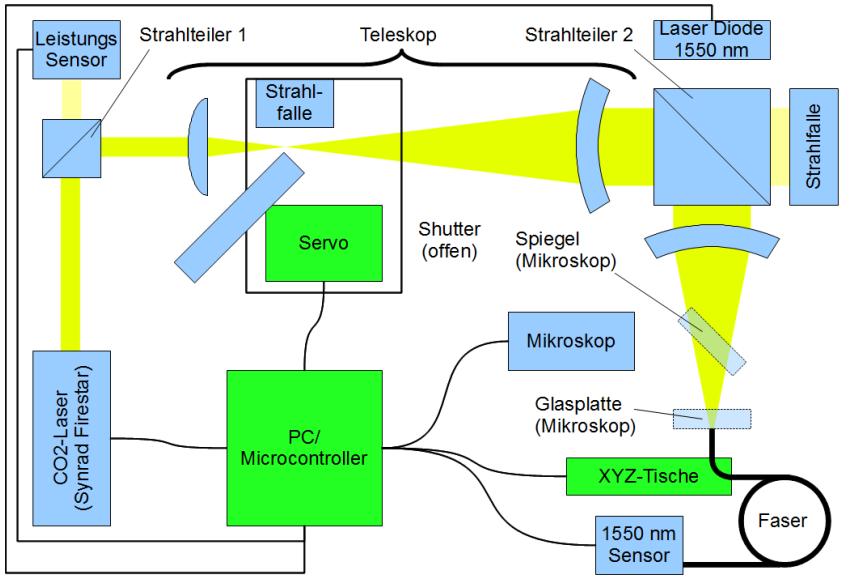

Abbildung 11: Vollständiger Aufbau mit Strahlengang des CO_2-Lasers (Schema). Die zusätzlichen Optiken zur Verwendung mit dem Mikroskop (Spiegel/Glasplatte, Siehe auch Kapitel 5.1) werden nur bei ausgeschaltetem CO_2-Laser in den Strahlengang gebracht.

Das Schema in Abbildung 11 zeigt den Aufbau. Abbildung 12 zeigt einen Teil des Aufbaus auf dem optischen Tisch. Grundsätzlich ist zur Bearbeitung der Fasern nur ein Laser und eine Linse zum Fokussieren notwendig. Da aber der vom Laser abgegebene Strahl nur einen Durchmesser von unter 2.5 mm hat, wird der Strahl aufgeweitet, um später stärker fokussieren zu können. Hierfür wir ein Kepler-Teleskop verwendet. Es ist zwar länger als ein Galilei-Teleskop mit Linsen gleicher Brennweite, bietet aber den Vorteil, dass im Fokus ein Shutter (Näheres in 3.3.1) platziert werden kann, der dann wegen des dort sehr geringen Strahldurchmessers kaum bewegt werden muss um den Strahl zu blockieren. Außerdem wurden zwei Strahlteiler eingefügt. Diese erlauben sowohl die Verwendung eines Leistungssensors, ohne Störung des Betriebs des Lasers (Strahlteiler 1), als auch das Einkoppeln von Licht aus einer 1550 nm Laserdiode (Strahlteiler 2, Näheres in 5.2). Zusätzlich

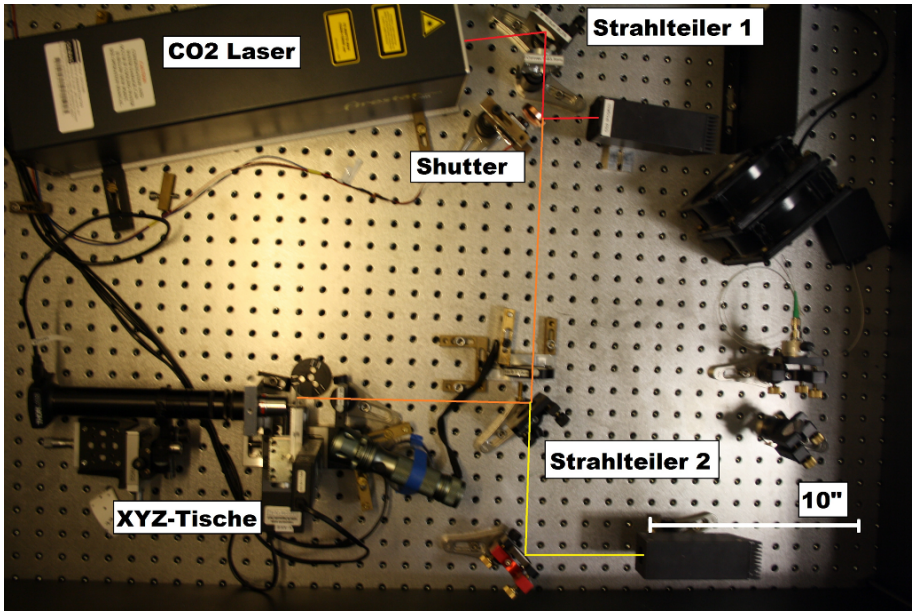

Abbildung 12: Bild des Aufbaus auf dem optischen Tisch. Microcontroller und PC sind nicht zu sehen.

wird der Strahl abgeschwächt. Das ist durchaus hilfreich, da der CO_2-Laser mit einer Nennleistung von 30 W deutlich stärker ist, als für die Anwendung maximal notwendig (siehe 2.2). Die weiteren Teile des Aufbaus werden im Zuge einer Beschreibung des Herstellungszyklus in den folgenden Abschnitten beschrieben.

3.2 Thermalisieren des CO_2-Lasers

Der Herstellungszyklus beginnt mit dem Einschalten des CO_2-Lasers. Die Leistung wird über eine PWM-Steuerung[5] zwischen 0 und 100 % des Arbeitszyklus (Anteil an max. Leistung) geregelt. Für die Frequenz des PWM-Signals wurden anfangs 5 kHz, später 10 kHz verwendet[6]. Da der Laser nicht vom Kaltstart an seine beste Leistungsstabilität erreicht, muss er 15 min oder länger warm laufen (thermalisieren). Zu diesem Zweck wird der Shutter (siehe auch Kapitel 3.3.1) geschlossen. Dank des ersten Strahlteilers kann man währenddessen die Leistung überwachen. Der verwendete Laser, ein wassergekühlter Synrad Firestar v30, wurde zunächst zusammen mit einem Deltatherm LT 0.8 Mini Kühler (Temperaturstabilität ± 1 K laut Herstellerangabe) betrieben. Der hinter einem 0.5 % transmissiven Strahlteiler beobachtete Leistungsverlauf, aufgenommen mit einem PM-100D Leistungsmesser von Thorlabs, ist in Abbildung 14 dargestellt. Der verwendete Sensor (S310C) hat laut Hersteller eine Reaktionszeit von 1 s. Es sind deutlich die schnellen Oszillationen während des Thermalisierens (bis etwa 300 s) zu sehen. Danach schwankt die Leistung weiter mit einer ähnlichen Amplitude, aber wesentlich größerer Periode. Um die Leistungsschwankung quantitativ bewerten zu können, wurde sie berechnet zu[7]:

$$\mathrm{v} = \frac{P_{max} - P_{min}}{2P_{avg}}$$

wobei der Zeitraum für das Thermalisieren bis 300 s nicht mit einbezogen wurde. P_{max}, P_{min}, P_{avg} sind die maximale, minimale und durchschnittliche Leistung im genannten Messbereich. Da der Ablationsvorgang (Kapitel 3.3) unter Umständen recht empfindlich für Leistungsschwankungen sein kann, wurden Maßnahmen untersucht, um die Schwankung nach dem Thermalisieren zu verringern.

[5] PWM steht für "Pulse Width Modulation", ein Rechtecksignal, das zu einem Anteil von 0 bis 100% der Periodendauer auf dem "high"-Potential bleibt, und so den Arbeitszyklus steuert.

[6] Laut Spezifikation sind Werte zwischen 5 und 25 kHz möglich.

[7] Diese Definition wir auch vom Hersteller des Lasers verwendet.

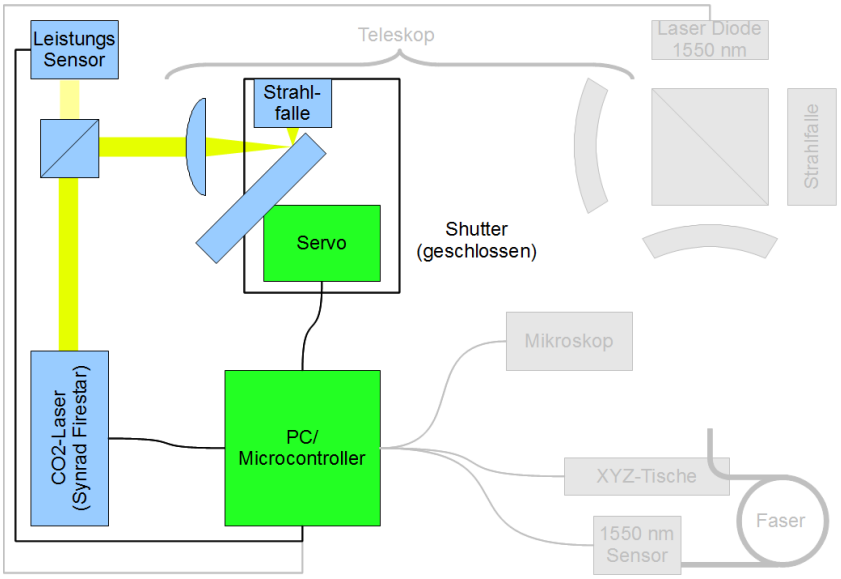

Abbildung 13: Schematisch dargestellt ist der Strahlengang beim Thermalisieren des CO_2-Lasers, inaktive Komponenten sind ausgegraut.

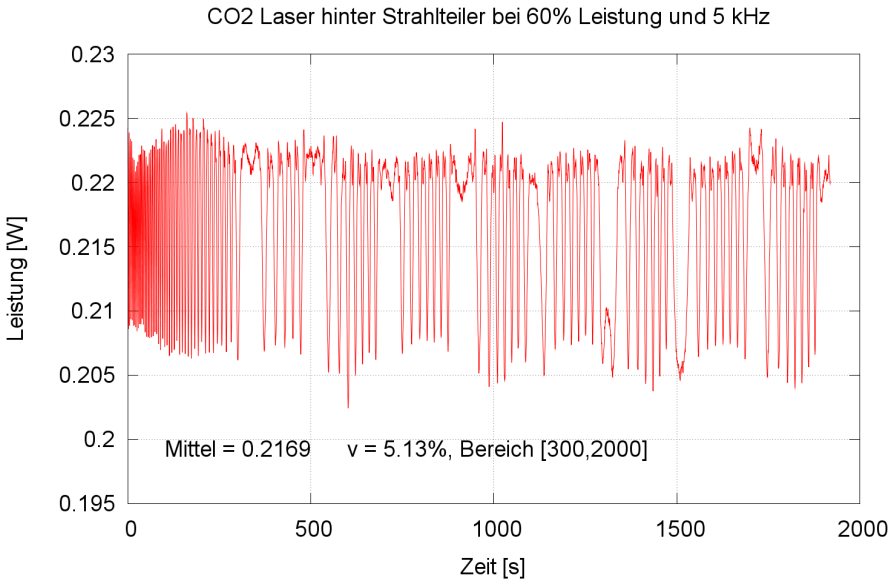

Abbildung 14: Leistungsschwankung des CO_2-Lasers bei ersten Messungen. Wie im Graph notiert wurde für den Bereich nach dem Thermalisieren (also ab 300 s) eine Schwankung von v = 5.13 % gemessen.

Wie bereits erwähnt sind die Schwankungen nach dem Thermalisieren (ab 300 s bei etwa 5.1 %) verhältnismäßig langsam, mit Perioden in der Größenordnung von 10 s. Dies legt nahe, dass ein thermischer Effekt vorliegt, da die meisten anderen möglichen Ursachen Schwankungen auf wesentlich kleineren Zeitskalen erzeugen würden. Um solche Schwankungen auszugleichen, haben sich sogenannte PI-Regler (Proportional Integral Regler) bewährt. Diese können sowohl in elektronischen Bauteilen (also Hardware), als auch als Programm (Software) verwirklicht werden. Da der verwendete Microcontroller (mbed, siehe auch Kapitel 3.3.2) entsprechende Möglichkeiten bietet,

wurde ein PI-Regler in Software verwirklicht. Abbildung 15 zeigt das Ergebnis. Die Schwankung wurde in etwa halbiert (ab 400 s bei etwa 2.1 %). Dabei wurde auch die Zeitskala, auf der die Schwankungen stattfinden deutlich verringert. Sie befindet sich für diese Konfiguration im Bereich von 0.4 s. Das Abtasten der aktuellen Leistung erfolgt im Abstand von 0.2 s. Die Abweichungen entstehen also zwischen zwei Leistungsmessungen für den Regler. Ein schnelleres Abtasten macht aber keinen Sinn, da die Reaktionszeit des Sensors bereits deutlich unterschritten ist.

Eine andere mögliche Maßnahme ist, den Leistungsmesser als Trigger zu nutzen, also genau dann den Ablationsvorgang durchzuführen, wenn ein vorher eingegrenzter Leistungsbereich erreicht wird. Dies ist möglich da die Periode der ungeregelten Schwankungen (10 s) etwa zwei Größenordnungen länger ist, als der Ablationsvorgang (0.1 s). Offensichtlich schließt sich diese Methode und die PI-Regelung aber aus. Daher wurde sie vorerst nicht implementiert und als letzter Schritt der Kühler gewechselt.

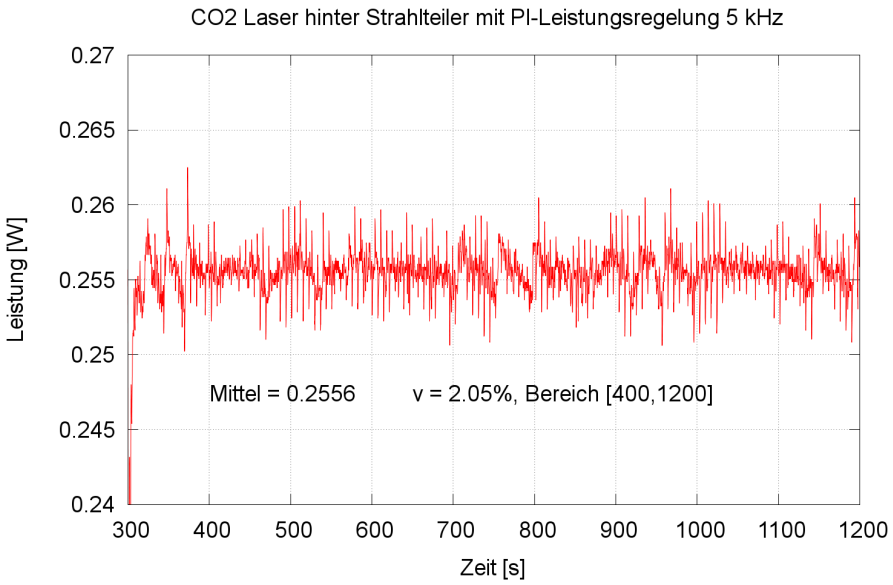

Abbildung 15: Versuch die Schwankungen mit einem PI-Regler zu unterbinden. Im Graph wurden wieder der untersuchte Bereich (ab 400 s bis Ende) und die gefunde Schwankung von v = 2.05 % notiert.

Anstatt des Deltatherm LT 0.8 Mini wurde ein Fisher Neslab Merlin N25 (Temperaturstabilität ±0.1 K laut Herstellerangabe) angeschlossen. Dies führte zu dem in Abbildung 16 gezeigten Leistungsverlauf. Hier wurde, anders als bei den vorigen beiden Messungen, bei sehr geringer Leistung direkt im Strahl gemessen. Es wurde keinerlei zusätzliche Regelung vorgenommen. Nach etwa 400 s ist das Thermalisieren weitgehend abgeschlossen. Im Unterschied zu Abbildung 14 kommt es hier zu einer deutlichen Verringerung der Schwankung. Bis etwa 900 s ist das Thermalisieren vollständig (Schwankung ab hier: 0.6 %). Die Leistung bleibt langfristig stabil, es sind keine Drifts zu beobachten. Dies erlaubt nach dem Thermalisieren jederzeit einen Ablationsvorgag durchzuführen. Daher ist diese Konfiguration wohl die vorteilhafteste der drei vorgestellten.

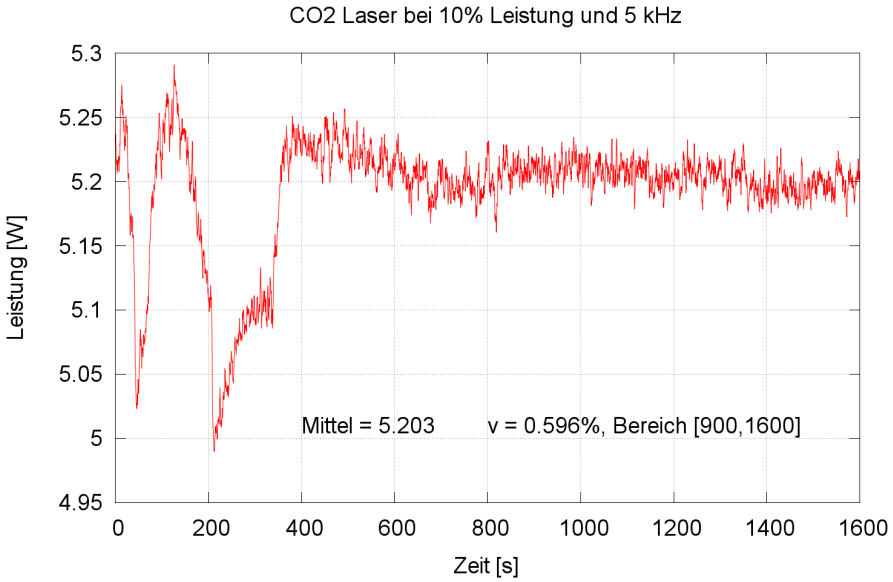

Abbildung 16: Leistungsstabilität nach Anschluss eines anderen Kühlers (s. Text). Die angegebene Schwankung von v = 0.595 % wurde für den Bereich von 900 s bis 1600 s gemessen.

3.3 Ablation

Der Ablationsvorgang ist eine zeitlich abgestimmte Sequenz von Aktionen unterschiedlicher Teile des Aufbaus, um die beabsichtige Beleuchtungszeit zu erreichen und gleichzeitig die Leistungsstabilität des Lasers so wenig wie möglich zu beeinträchtigen:

- Abschalten des CO_2-Lasers (Schaltzeit 0.1 ms)
- Nach 0.3 ms: Beginn der Öffnungsbewegung des Shutters (Dauer der Bewegung : ca. 40 ms)
- Warte für die bei “off time” eingegebene Zeit (siehe 22,z.B. 100 ms)
- Anschalten des CO_2-Lasers (0.1 ms)
- Warte für die bei “off time” eingegebene Zeit (siehe 22, entspricht der Beleuchtungszeit)
- Abschalten des CO_2-Lasers (0.1 ms)
- Nach 0.3 ms: Beginn der Schließbewegung des Shutters (Dauer der Bewegung : ca. 40 ms)
- Warte “off time”
- Anschalten des CO_2-Lasers (0.1 ms)

Die Dauer dieser Sequenz hängt in der Regel vor allem von dem für “off time” in der Benutzeroberfläche (siehe 3.3.4) eingegebenen Wert ab und liegt für den recht sicheren Wert von 100 ms und typische Beleuchtungszeiten bis höchstens 100 ms bei etwa 0.3 s. Eine Untersuchung der durch eine solche Sequenz hervorgerufenen Leistungsschwankungen ergab einen leichten Rückgang (etwa 1%) der Leistung bei mehreren Sequenzen in dichter (Abstand < 10 s) Folge (Abbildung 17). Das könnte die Folge eines Modensprungs des Lasers sein, der durch das von der beleuchteten Oberfläche in den Resonator reflektierte Licht induziert wurde.

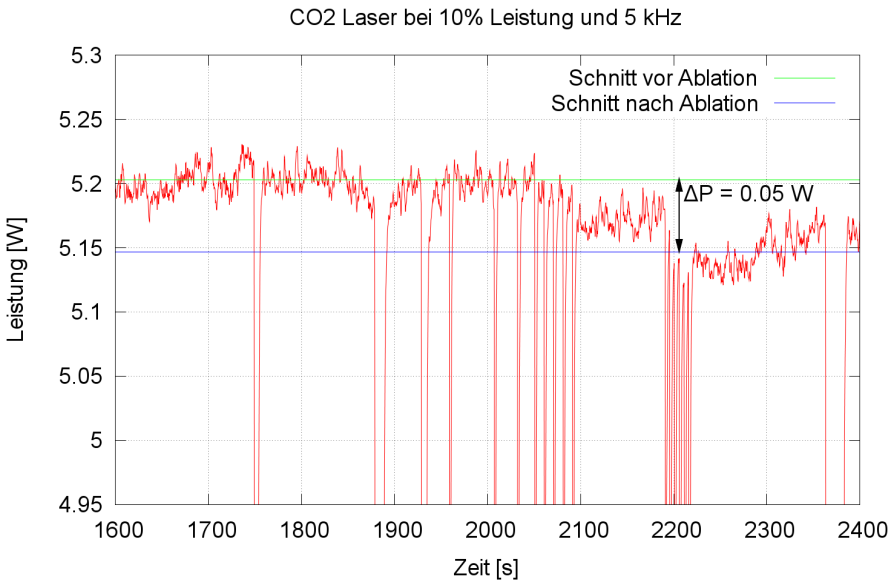

Abbildung 17: Leistungsrückgang nach Ablationssequenzen. Bei den starken, kurzen Leistungsrückgängen handelt es sich um Ablationsvoränge, während denen der Laser kurz ausgeschaltet wird. Der Rückgang im Schnitt beträgt hier etwa 0.05 W von 5.2 W vor aus 5.15 W nach den Ablationsvorgängen, also etwa 1%.

3.3.1 Shutter

Da die üblicher Weise verwendeten Shutter nicht für die Leistung von 30 W ausgelegt sind, wurde eine preiswerte Lösung aus einem digitalen Modellbauservo und einem an diesen geklebten, silberbeschichteten Kupferspiegel erstellt. Der Servo hat eine Stellzeit von 40 ms für einen Stellwinkel von 40°. Der Stellwinkel für unseren Aufbau ist etwa halb so groß, sodass die Stellzeit etwa 20 ms betragen sollte. Das ist schnell genug für unsere Anforderungen, wie bereits gesehen (Abbildung 17). Allerdings konnte unter ungünstigen Umständen (großer Stellwinkel, gleiche Wirkrichtung von Gravitation und Trägheit auf den Spiegel) mit bloßem Auge ein Überschwingen beobachtet werden. Es ist also sinnvoll entsprechende Sicherheiten bei der Wahl mit dieser Stellzeit zusammenhängender Parameter einzuschließen. Außerdem kann, sollten Probleme auftreten, ein Dämpfer angebracht werden.

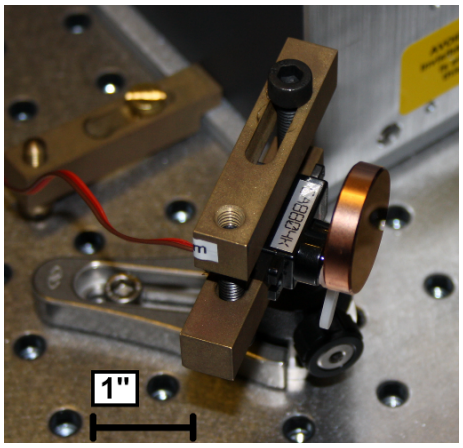

Abbildung 18: Bild des Shutters. Der Servo ist festgeklemmt, der Spiegel ist geklebt (hier leider nicht sichtbar).

3.3.2 Mbed-Platine

Bei dem verwendeten Microcontroller handelt es sich um einen mbed NXP LPC1768. Dieser ist dafür ausgelegt schnelle und einfache Entwicklung eines Einzelprojekts zu ermöglichen (sog. Rapid Prototyping). Eine Kupfer-Streifenplatine wurde als Basis für weitere elektronische Bauteile verwendet. Ein Foto der Platine und ein Schaltplan sind in Abbildung 19 zu sehen.

Der mbed ist im vorgestellten Aufbau dauerhaft über USB mit dem Computer verbunden, der zur Steuerung des Experiments dient. Es ist auch möglich über den Analog In an Pin 20 Messungen

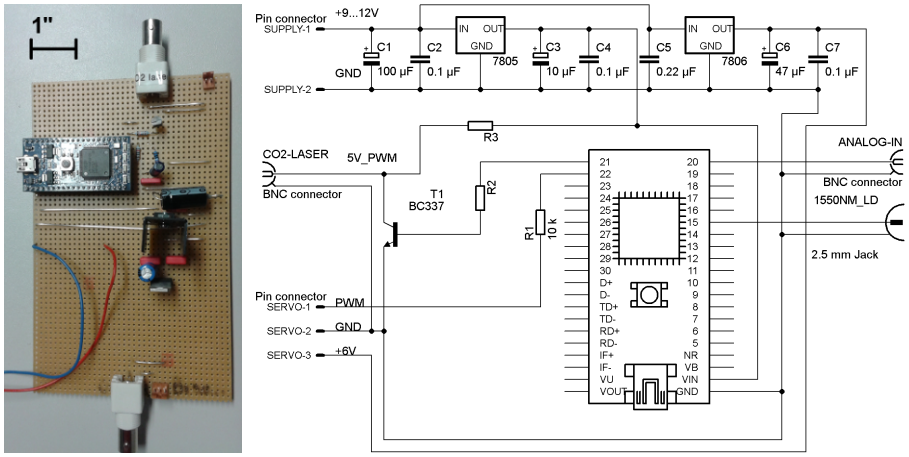

Abbildung 19: links: mbed Microcontroller auf der Streifenplatine, rechts: Schema der wichtigsten Schaltungen auf der Platine

durchzuführen und an den PC weiterzuleiten, wobei ein interner AD-Wandler des mbed zum Einsatz kommt. Außer den für die Steuerung der angeschlossenen Geräte (CO_2-Laser, Shuttter, 1550 nm Laserdiode) notwendigen Bauteile sind auch Spannungswandler auf der Platine angebracht, um die 5 V Steuerung für den CO_2-Laser und den mbed und den Shutter mit 6 V zu versorgen.

3.3.3 XYZ-Tische

Die XYZ-Verschiebetische dienen zum genauen Positionieren der Faser im µm-Bereich. Zusätzlich bieten sie eine ebenso gute Wiederholbarkeit, sodass man etwa eine Faser in Position fahren, eine Ablation durchführen und herausfahren kann, ohne Schwierigkeiten, sie wieder in die ursprüngliche Position zu bringen, um etwa einen weiteren Ablationsvorgang zu starten. Die verwendeten Verschiebetische vom Typ MFA-CC der Firma Newport sind in Abbildung 20 zu sehen. Sie bestehen aus einem Schrittmotor, der eine Mikrometerschraube dreht. Nicht zu sehen sind die über USB mit dem PC verbundenen Steuerungseinheiten für die Schrittmotoren vom Typ Conex-CC. Sie bilden mit den Tischen eine fest verbundene Einheit.

Die Tische wurden vom Hersteller orthogonal zueinander ausgerichtet aufeinander montiert. Die Ausrichtung auf dem optischen Tisch wurde von mir selbst vorgenommen, wobei ich mich am Lochraster orientiert habe. Der unterste Tisch ist die Z-Achse und ist parallel zur Strahlachse. Der Tisch darüber ist die X- und der letzte darüber die Y-Achse des Aufbaus.

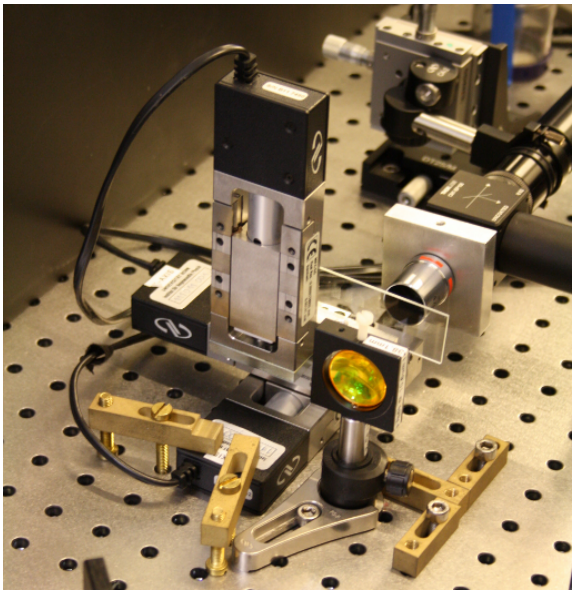

Abbildung 20: Bild der XYZ-Tische im Versuchsaufbau

3.3.4 Software (mbed, LabWindows)

Dieser Abschnitt behandelt die für den Aufbau programmierte Software. Ein großer Teil der Zeit, die ich an dem Projekt gearbeitet habe, habe ich auf das Schreiben und verbessern dieser Programme verwandt. Eine besondere Herausforderung stellt das manchmal unvorhergesehene Verhalten

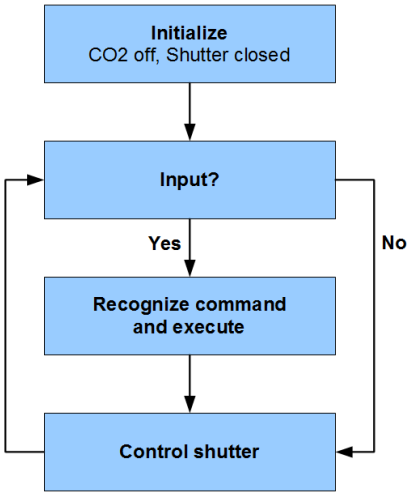

Abbildung 21: Flussdiagramm des mbed-Programms

der angesteuerten Komponenten und die anschließende Suche nach der Ursache dar. Zum einen habe ich den bereits vorgestellten Microcontroller "mbed", programmiert, zum anderen ein Programm in der Auf ANSI-C basierenden Labor-Software LabWindows (Version 8.1.1) geschrieben. LabWindows dient zum einfachen Erstellen einer grafischen Benutzeroberfläche und stellt vielfältige Bibliotheken zum ansteuern von Geräten über unterschiedliche Schnittstellen an. Bei der Programmierung habe ich versucht die Benutzeroberfläche (Abbildung 22) übersichtlich zu gestalten und die Möglichkeiten für fehlerhafte Eingaben soweit es geht einzuschränken. Außerdem gilt es auf Grund der Eigenschaften der beiden Systeme zu entscheiden welche Funktion auf dem mbed und welche auf dem PC unter LabWindows sinnvoller auszuführen ist. Dies kann am besten vor dem Hintergrund eines Überblicks über beide Programme geschehen.

Ein Flussdiagramm zum Ablauf des mbed-Programms wird in Abbildung 21 gezeigt. Das Programm ist verhältnismäßig einfach. Der komplexeste Teil ist die Befehlserkennung und -ausführung. Die im Anhang gezeigten Ausschnitte aus dem Quellcode für das mbed-Programm (siehe Kapitel 7) bilden ein gutes Beispiel für einen solchen Vorgang. Es ist davon auszugehen, dass alle Befehle in für den Rest der Geräte irrelevant kurzer Zeit ausgeführt werden (Taktfrequenz des Controllers: 96 MHz). Damit ist dies ein gutes Beispiel für das von mir verwendete Ordnungsprinzip. Die einzelnen vom mbed ausgeführten Befehle wurden so zeitlich kurz und einfach wie möglich gehalten. Dies erleichtert die Benutzeroberfläche für einen flüssigen Ablauf bei der Bedienung zu programmieren und sorgt für gute Wartbarkeit und einfache Erweiterung des Programms durch hinzufügen von Befehlen.

Das LabWindows Programm ist wesentlich komplexer. Dennoch habe ich auch hier die Prinzipien Erweiterbarkeit, Wartbarkeit und intuitive Verständlichkeit an erste Stelle gerückt. So ist sicher gestellt, dass auch bei gravierenden Änderungen an der Benutzeroberfläche oder umfassenden Erweiterungen des Programms die modular gehaltenen, bereits implementierten Funktionen weiter verwendet werden können. Um zu zeigen, wie die Funktionen des Aufbaus in der momentanen Benutzeroberfläche gebündelt sind, hier nun eine kurze Beschreibung nach Bereichen:

- **STAGES** Hier werden die Verschiebetische kontrolliert. Bevor man sie bewegen kann muss der geräteeigene Regelkreis geschlossen werden. Dies geschieht über "INITIALIZE". Danach kann man Koordinaten eingeben und die Tische in einer Geraden dorthin fahren lassen.

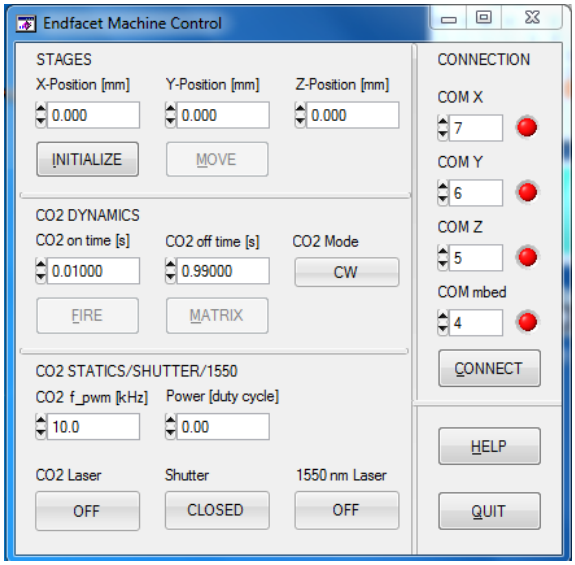

Abbildung 22: Bild der Benutzeroberfläche des LabWindows-Programms

- **CO2-DYNAMICS** Dieser Bereich ist der Steuerung des Kurzzeit-Verhaltens des CO_2-Lasers gewidmet. Hier finden sich etwa Einstellungen, wie die Beleuchtungszeit ("CO2 on time") und automatisierte Sequenzen ("FIRE" für einen einzelnen Ablationsvorgang.
- **CO2-STATICS/SHUTTER/1550** Unter dieser Überschrift finden sich Bedienelemente, die langfristige Auswirkungen haben, wie An/Aus Knöpfe die beiden Laser und den Shutter und Einstellungen für die Leistungsregelung des CO_2-Lasers.
- **CONNECTION** Dieser Teil der Benutzeroberfläche dient der Information über den Status und der Wiederherstellung der Verbindungen zu den angeschlossenen Geräten. Sollten die Geräte aus irgend einem Grund nicht mit den Voreingestellten Werten verbinden werden, können hier entsprechende Anpassungen vorgenommen werden, ohne dass ein Neustart des Programms notwendig ist.

Im Anhang (siehe Kapitel 7) findet sich eine Funktion, die für die Kommunikation mit den Verschiebetischen verwendet wird und zeigt, wie die beschriebenen Prinzipien umgesetzt wurden.

3.4 Evaluation

Um einen ersten Eindruck von den mit dem Aufbau erzeugbaren Strukturen zu erhalten, wurden auf einer Glasplatte aus Kalk-Natron-Glas[8] einige Ablationsvorgänge durchgeführt. Dann wurde die selbe Glasplatte schräg mit einer Taschenlampe beleuchtet und von der Rückseite mit einem Mikroskop betrachtet. An das Mikroskop ist eine CCD-Kamera angeschlossen, die mit dem PC verbunden ist (Abbildung 23). So können vergrößerte Bilder der entstandenen Strukturen gemacht werden. Ein Ergebnis ist in Abbildung 24 dargestellt.

[8]Dieser Glastyp kommt für die meisten Gegenstände des alltäglichen Lebens zum Einsatz, wie etwa Fensterscheiben oder viele Trinkgläser.

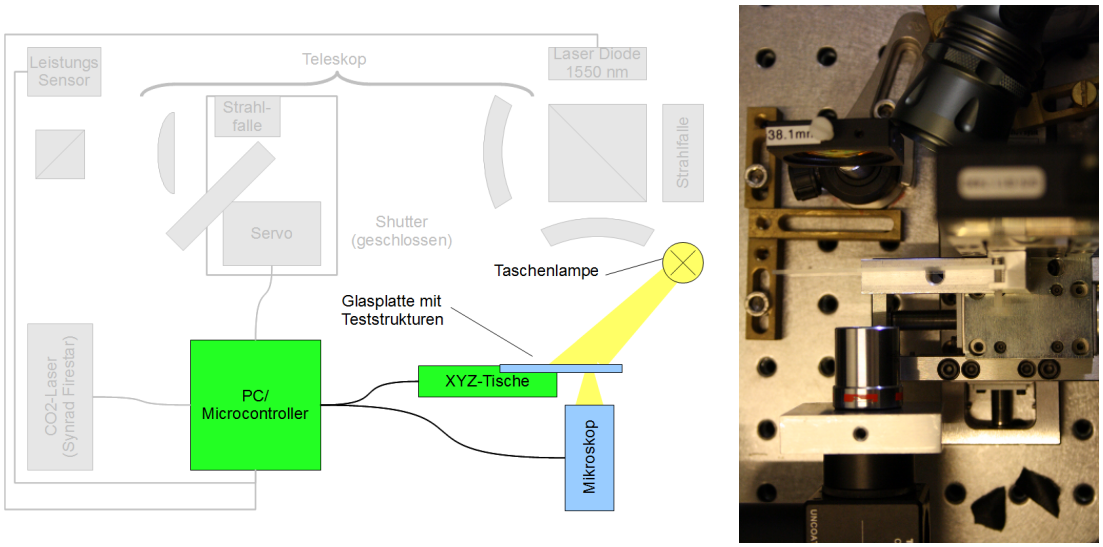

Abbildung 23: Schema (links) und Bild (rechts) der verwendeten vorläufigen Untersuchungsmethode

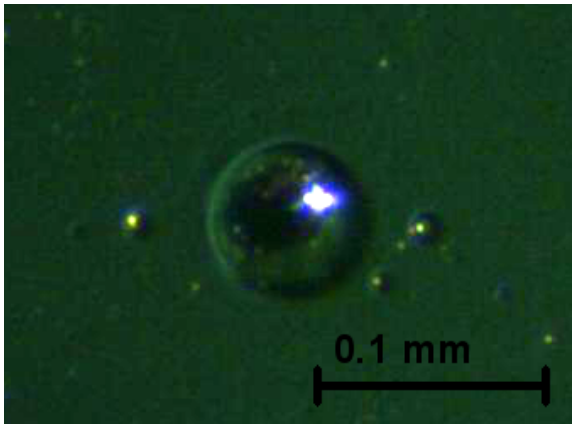

Abbildung 24: Bild einer Test-Ablation erstellt mit der vorgestellten Methode. Leistung 2.1 W, Beleuchtungszeit 1 ms.

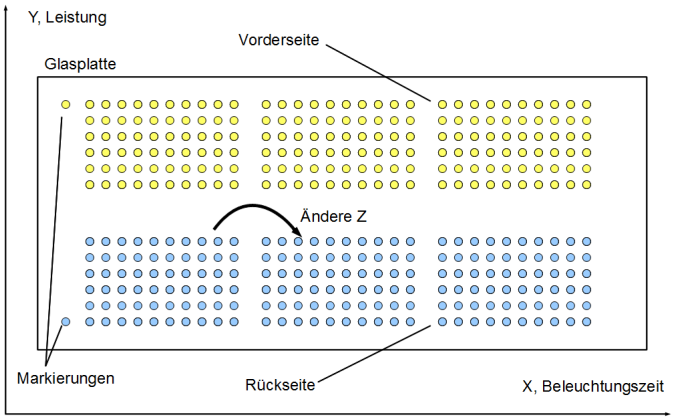

Abbildung 25: Schema der Matrix aus Ablations-Punkten auf einer Glasplatte

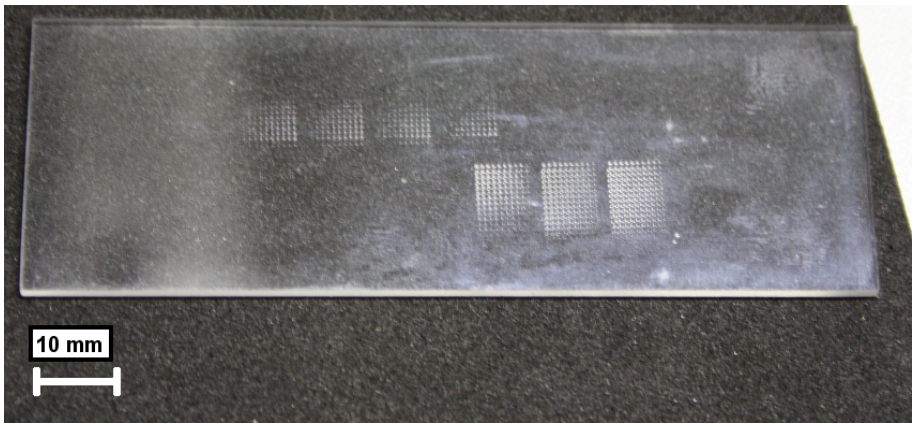

Abbildung 26: Glasscheibe mit Ablations-Matrizen vor schwarzem Hintergrund, um die Ablationspunkte besser sichbar zu machen.

4 Experimentelle Einschränkung der Parameter

4.1 Kalk-Natron-Glas

Um die in 2.2 berechneten Parameter experimentell zu verifizieren und vor allem weiter einzuschränken, wurden auf einer Glasplatte systematisch Ablationen bei unterschiedlichen Parametern durchgeführt. Diese wurden in Matrizen angeordnet, wobei in X-Richtung die Beleuchtungszeit, in Y-Richtung die Leistung und in von Matrix zu Matrix die Z-Richtung verändert wurde (Abbildung 25). Da die Z-Achse parallel zum Strahl ausgerichtet ist, kann anhand der unterschiedlichen Matrizen die Auswirkung der Veränderung des Strahldurchmessers wegen der Veränderung des Abstands zum Fokus beobachtet werden.

Abbildung 26 zeigt eine solche Scheibe, auf der einmal drei und einmal vier Matrizen ausgeführt wurden. Eine Zusammenstellung von einzelnen vergrößerten Ablationspunkten ist in Abbildung 27 zu sehen. Die Punkte liegen 5 mm auseinander, während ihr Durchmesser in etwa im Bereich von 50 µm liegt. Daher konnten nur einzelne Punkte aufgenommen werden. Um einen Eindruck von der Matrix zu bekommen wurden entsprechende Punkte in einer solchen angeordnet (Abbildung 27). Bei relativ hohen Leistungen und langer Beleuchtungszeit kommt es bedingt durch den thermischen Stress zu Brüchen im Glas. Das ist bei dem Punkt für 1.6 W, 8 ms gut zu erkennen. Bis auf zwei Punkte (diejenigen bei 1.3 W, 6 ms und 1.8 W, 3 ms) zeigen alle Punkte eine abgeflachte Struktur,

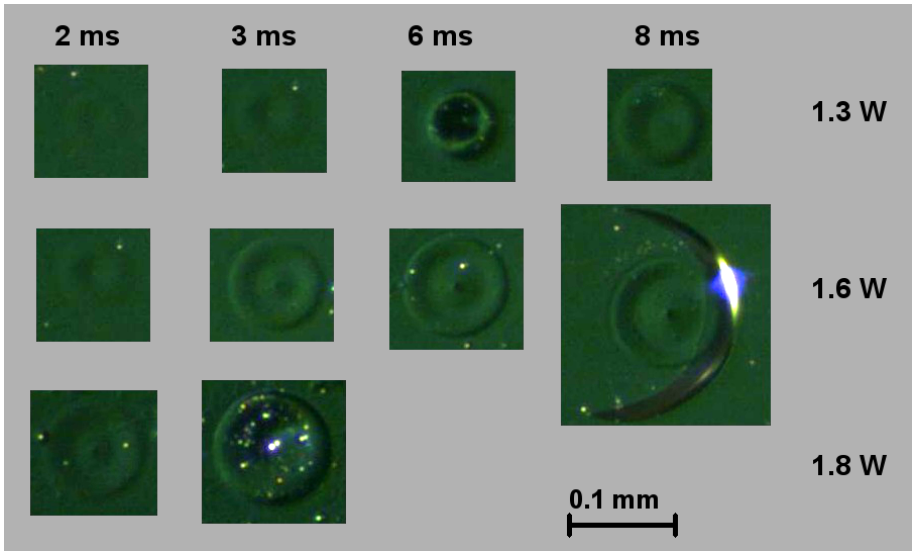

Abbildung 27: Zusammengeschnittenes Bild einer Matrix, Einzelbilder im gleichen Maßstab.

die nicht durchgehend konkav ist[9].

Hierfür sind verschiedene Ursachen möglich. Es könnte sich um eine Folge einer nicht Gaußschen transversalen Modenform des CO_2-Lasers handelnAbbildung 28. Dagegen sprechen die scheinbar wie erwünscht geformten Punkte, die von abgeflachten Strukturen umgeben sind, sowohl bezüglich der Beleuchtungszeit als auch der Leistung. Eine weitere mögliche Erklärung ist das verwendete Glas. Es wurde weiterhin das bereits erwähnte Kalk-Natron-Glas verwendet. Dieses Glas weist ein anderes Schmelzverhalten als das zu Anfang betrachtete Quarzglas auf[10], was wiederum dazu führen könnte, dass es nur für ganz spezifische Parameter nicht zu einem übermäßigen Rückfluss an Glas kommt. Aus diesen Gründen lässt sich der Parameterbereich mit diesem Glastyp leider nicht sinnvoll einschränken.

Abbildung 28: Aufnahmen des geweiteten Strahls auf Thermopapier, erstellt von Natalie Thau. Man beachte, dass es sich um Thermo-Druckerpapier handelt womöglich mit stark nonlinearem Verhalten, das nur ein rein qualitatives Bild liefert!

4.2 Quarzglas

Da der Versuch die Parameter mit Hilfe von Untersuchungen an Kalk-Natron Glas einzuschränken nicht erfolgreich war, wurde ein Quarzglas-Plättchen auf einen Objekthalter geklebt und ebenfalls nach dem geschilderten Verfahren behandelt. Allerdings wurde eine Hellere Beleuchtung aus anderem Winkel verwendet sodass ein deutlich anderer Eindruck entsteht als zuvor. Ein Teil der so erhaltenen Matrix ist in Abbildung 29 zu sehen. Insgesamt wurden bei Positionierung nahe [11] des Brennpunktes bei Beleuchtungszeiten von 1 ms bis 16 ms und Leistungen von 1 W bis 3.6 W durchgeführt. Der Abstand der Ablationspunkte wurde auf 0.3 mm eingestellt. Mit der genutzten, relativ groben Untersuchungsmethode konnte nirgendwo in diesem Parameterbereich eine Ablationsstruktur mit Rissen oder Sprüngen gefunden werden. Auch konvexe Strukturen waren im Rahmen dieser Untersuchung nicht zu finden.

[9]Diese Strukturen erinnern an Impakt-Krater, wie sie etwa auf dem Mond der Erde gut zu sehen sind. Diese entstehen durch den Einschlag von Meteoriten.

[10]Die Temperatur ab der das Glas weich wird (Erweichungspunkt) liegt für Kalk-Natron-Glas bei ca. 700 °C und bei Quarzglas bei ca. 1600 °C (siehe z.B. [10]).

[11]Einschätzung nach Erfahrung auf Grund von Verhaltens des Glases bei Ablation, keine quantitative Messung.

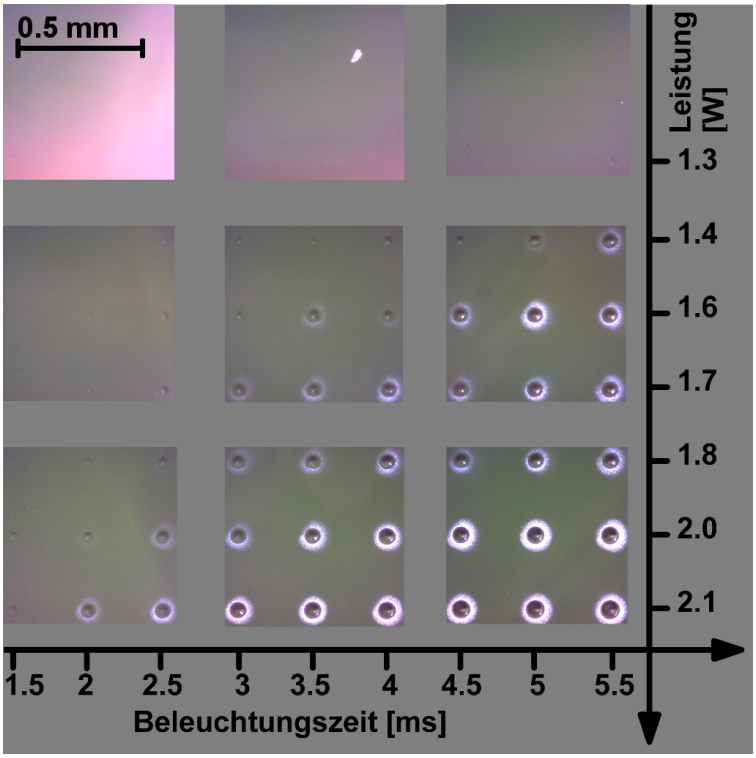

Abbildung 29: Zusammengeschnittene Matrix auf Quarzglas, wobei alle Einzelbilder den gleichen Maßstab (oben links) Teilen. Der Ausschnitt wurde so gewählt, dass alle beobachtbaren Phänomene (s. Text) sichtbar sind.

Zu beobachten sind runde Strukturen von deren Durchmesser mit Leistung P und Beleuchtungszeit τ wächst. Für die niedrigsten abgebildeten P und τ ist mit der verwendeten Methode nichts zu erkennen. Zu höheren P und τ werden zunächst Schatten sichtbar. Dann bilden sich das Licht stark streuende und daher besonders hell erscheinende Kränze um die durch Schatten sichtbar gemachte Strukturen. Diese Kränze könnten etwa aus wieder angelagerten Quarzglaströpfchen entstanden sein.

Wegen der eher qualitativen natur der Untersuchung kann leider auch hiermit keine Einschränkung des Parameterbereichs über die theoretischen Ergebnisse hinaus erfolgen. Diese lassen sich aber an Hand der Beobachtungen korrigieren. So wurde vorhergesagt, dass die benötigte Leistung, um mit 3 ms Beleuchtungszeit eine Struktur mit Krümmungsradius zwischen 1 µm und 1 m zu erhalten, zwischen 1.5 und 2.8 W beträgt. Es zeigt sich aber schon für 1.4 W ein leichter Schattenschlag, was eher auf einen Krümmungsradius von unter 100 µm hindeutet (sodass eine signifikante Teife der Struktur besteht, die für den Schattenwurf verantwortlich ist). Es ist also anzunehmen, dass die benötigte Leistung bzw. Beleuchtingszeit geringfügig überschätzt wurde, wahrscheinlich wegen der Veränderung von Materialparametern während des Erhitzens. Eine genauere Aussage ist leider mit den vorliegenden Daten nicht möglich. Eine genauere Analyse sollte aber mit der im folgenden Kapitel vorgestellten Methode zur Evaluation der Strukturen durchführbar werden.

5 Ausblick

5.1 Evaluation

Für eine einfache, schnelle und trotzdem quantitative Analyse der auf der Glasfaser erzeugten Struktur ist die Erzeugung von Newtonringen zwischen einer Glasplatte und der Faserendfläche geplant. So ließe sich unter einem Mikroskop die Abfolge der Ringe beobachten und so die Form genauer untersuchen. Eine entsprechende Kameraaufnahme ließe sich numerisch analysieren, um

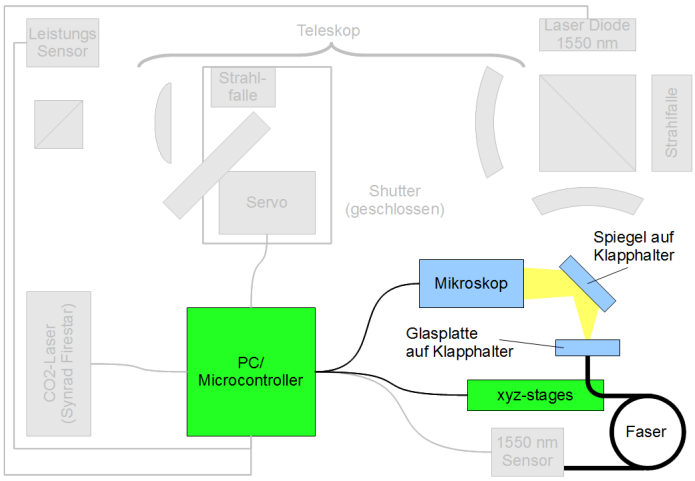

Abbildung 30: Schema des Aufbaus zur Untersuchung des Ergebnis der Ablation

aus der Abfolge der Ringe eine Oberflächentopographie zu erstellen. Als Lichtquelle könnte für den Fall, dass Faser und Glasplatte in Kontakt stehen eine LED verwendet werden. Sollte Kontakt wegen der Gefahr von Verschmutzung unerwünscht sein, wären größere Koheränzlängen und daher ein Laser (oder eine ähnliche Lichtquelle) notwendig. Um die Position der Faser nach der Ablation nicht verändern zu müssen und sie insbesondere nicht aus ihrem Halter entfernen zu müssen, sollen Halter für Spiegel und Platte zum Einsatz kommen mit deren Hilfe sich die entsprechenden Elemente schnell und mit ausreichender Wiederholbarkeit aus dem Strahlengang entfernen oder wieder darin einfügen lassen (z.B. Klapphalter).

5.2 Automatisch Ausrichten

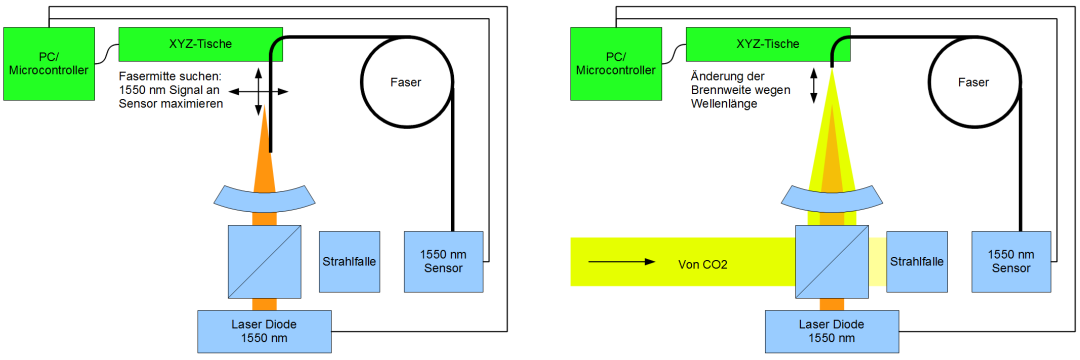

Abbildung 31: Suchen des Brennpunktes für die 1550 nm Laserdiode (links), dann Abfahren eines vorher bestimmten Offsets (rechts)

Eine weitere Funktion des Aufbaus, die im direkten Anschluss an diese Arbeit implementiert werden soll, ist das automatische ausrichten der Glasfaser. Der Vorgang ist in Abbildung 31 gezeigt. Das Licht der 1550 nm Laserdiode wird durch eine Glasfaser in den Aufbau eingekoppelt, sodass man eine Gaußmode erhält. Es wird von der letzten Linse vor der zu bearbeitenden Faser fokussiert. Daher nimmt die in die Zielfaser eingekoppelte Intensität sowohl zu, wenn sich die Faser transversal in Richtung des Zentrums des Strahls bewegt, als auch, wenn sie sich entlang der Strahlachse in Richtung Fokus bewegt. Dies ermöglicht eine Funktion in das LabWindows-Programm einzufügen,

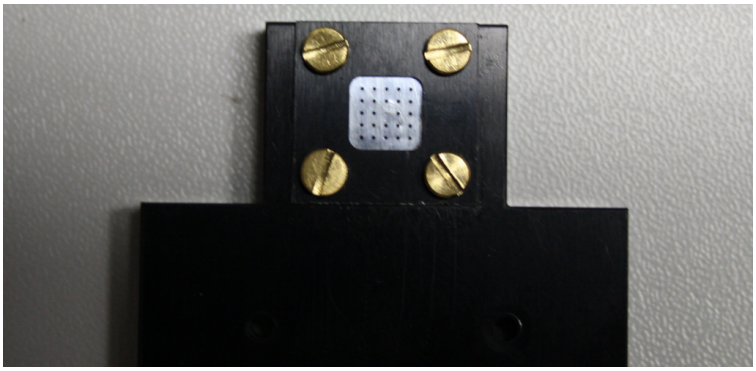

Abbildung 32: Bild des Faserhalters

die die Faser mit den XYZ-Tischen so verschiebt, dass das von dem 1550 nm Sensor ausgegebene Signal maximiert wird. Zusätzlich müsste die chromatische Aberration[12] untersucht werden. Entsprechend der Ergebnisse kann die Faser nach dem Ausrichten in den Brennpunkt mit dem Licht der Laserdiode durch die Verschiebung um einen festen Wert entlang der Strahlachse in den Brennpunkt für das Licht des CO_2-Lasers gebracht werden.

5.3 Faserhalter

Der Faserhalter stand (Abbildung 32) zwar von Anfang an zur Verfügung, kam aber im Rahmen dieser Arbeit nicht zum Einsatz. Eine wichtige Besonderheit des Halters ist, dass die Faser hinter einer Aluminiumfolie geschützt ist und nur die Endfläche dem Laserlicht ausgesetzt ist. Dazu ist in der Mitte der Folie ein, wegen der begrenzten Vergrößerung der Kamera leider nicht sichtbares, Loch von 100 µm Durchmesser angebracht. Die Faser hat einen Durchmesser von 125 µm, sodass sie nicht durch das Loch hindurch geschoben werden kann. Zusätzlich zum Schutz verändert die Aluminiumfolie den Wärmefluss während der Ablation, da Wärme über den Kontakt zwischen Rand der Glasfaser und Folie abfließen kann. Ob dies signifikanten Einfluss auf den Ablationsvorgang hat, ist noch zu untersuchen.

6 Fazit

Der Aufbau der Maschine ist in seinen Grundzügen gelungen. Insbesondere wurde das Verhalten des CO_2-Lasers untersucht, die benötigte Optik und Elektronik aufgebaut. Programme zur Steuerung bzw. Automatisierung des Aufbaus wurden erstellt und getestet. Außerdem wurde Wert darauf gelegt die Wiederverwendung von Teilen des Aufbaus oder auch seine Erweiterung so einfach wie möglich zu machen. Abschließend konnte an Hand von Tests mit einem Quarzglasplättchen die Eingangs gemachte theoretischen Vorhersagen zum interessanten Parameterbereich grob korrigiert werden. Trotzdem wurden noch keine Glasfasern bearbeitet, da für die angestrebte zeiteffiziente Bearbeitung von Fasern und die Kontrolle ihrer Qualität noch mindestens die in Kapitel Abschnitt §5 geschilderten Optimierungen notwendig sind.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich der ganzen AG Meschede für die gute Arbeitsatmosphäre und die freundliche Aufnahme danken. Mein besonderer Dank gilt Natalie Thau, Dr. Marcel Spurny und Prof. Dieter Meschede für guten Rat, Unterstützung und Zusammenarbeit.

[12] Veränderung der Brennweite mit der Wellenlänge auf Grund von Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex.

7 Anhang

Mbed Ausschnitt aus dem mbed-Programm ("..." steht für ausgelassenen Code, der keine Relevanz für die dargestellte Funktionalität hat):

```
1  //commands: "DC %f1"    sets duty cycle to %f1 (any value given as double)
2  //...
3
4  #include "mbed.h"
5
6  PwmOut CO2(p21);
7  PwmOut Ctrl_led(LED1);
8
9  int setCO2PWM(double dutyCycle) {
10     Ctrl_led = dutyCycle;
11     CO2 = 1.0 - dutyCycle; //Hardware inverts signal
12     return 0;
13 }
14
15 ...
16
17 int main() {
18     while (1) {
19         if (pc.readable() == 1) {
20             pc.scanf("%s", buffer);
21             if (strcmp(buffer, "DC") == 0) {
22                 pc.scanf("%lf", &dutyCycle);
23                 setCO2PWM(dutyCycle);
24             } else if ...
25
26 ...
27         }
28     }
29 }
```

LabWindows LabWindows Funktion, die Kommandos an die Verschiebetische schickt:

```
1  int sendComm (char command[], double postfix, int portnum)
2  {
3          /* command lists to find out if command has
4             some postfix floatingpoint number */
5
6          static const char* postcomm[]   = {"1PA", "1VA", "1AC", ""};
7          static const char* nopostcomm[] = {"1OR", "1RS", "1TP", "1TS", ""};
8          static const char  enter[]      = "\n\r";
9
10         char buffer[16]         = "";
11         char envelope[32]       = "";
12
13         int i = 0, withpost = 0;
14
15         /* put a command in envelope */
16         strcpy (envelope, command);
17         /* does it use a postfix? */
18         while (*postcomm[i] != '\0')
19         {
20                 if (strcmp(command, postcomm[i]))
21                         withpost = 1;
22                 i++;
23         }
24         if (withpost)
25         {
26                 /* convert postfix in a string and append it to envelope */
27                 Fmt (buffer, "%s<%f", postfix);
28                 strcat (envelope, buffer);
29         }
30         strcat (envelope, enter);
31
32         /* send envelope to COM-Port specified by portnum */
33         ComWrt (portnum, envelope, (strlen(envelope)));
34
35         return 0;
36 }
```

Literatur

[1] Norman Hodgson und Horst Weber. "Laser Resonators and Beam Propagation Fundamentals, Advanced Concepts and Applications", Springer, 2005

[2] Dieter Meschede. "Optik, Licht und Laser", 3te Ausgabe, Vieweg+Teubner, 2008

[3] Christian Deutsch. "High finesse fibre Fabry-Perot resonators" (Diplomarbeit), LMU München, 2008

[4] David Hunger. "Herstellung und Charakterisierung von Faserresonatoren hoher Finesse" (Diplomarbeit), LMU München, 2005

[5] Rei Kitamura, Laurent Pilon, UCLA, Miroslaw Jonasz, MJC Optical Technology. "Optical Constants of Silica Glass From Extreme Ultraviolet to Far Infrared at Near Room Temperatures", 2007

[6] Pierre Meystre, Murray Sargent III. "Elements of Quantum Optics", 4th Edition, Springer, 2007

[7] M. D. Feit und A.M. Rubenchik. "Mechanisms of co2 laser mitigation of laser damage growth in fused silicia", Boulder Damage Symposium XXXXIV (preprint), 2002

[8] P. Bouchout, D. Decruppe, L. Delrive. " Fused silicia thermal conductivity dispersion at high temperature", Journal of Applied Physics, 96(6):3221-3227, 2004

[9] E. Mendez, K. M. Nowak, H. J. Baker, F. J. Villarreal, and D. R. Hall. "Localized CO_2 laser damage repair of fused silica optics", Applied Optics, Vol. 45, Issue 21, pp. 5358-5367, 2006

[10] http://www.sgpinc.com/materials.htm, abgerufen am 29.07.2012

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den. . . . . Unterschrift. . . . . .