

Erforschung der Zerstörschwelle von Spiegeln für die IR-Laserphotochemie in einer Multireflexionszelle

**Diplomarbeit im Fach Physik von
Thomas Mitra
vorgelegt der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf**

**durchgeführt am Institut für Lasermedizin
Medizinische Einrichtungen der Heinrich-Heine-Universität
Düsseldorf**

Prof. Dr. P. Hering

März 1998

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Zerstörmechanismen von IR-Laser-Optiken	3
2.1	Dielektrischer Durchbruch.....	4
2.1.1	Durchbruch im Volumen.....	4
2.1.1	Durchbruch an der Oberfläche	5
2.1.3	Selbstfokussierung.....	5
2.2	Schmelzen durch Absorption.....	6
2.2.1	Volumenabsorption	6
2.2.2	Oberflächenabsorption.....	7
2.2.3	Der Anomale Skineffekt.....	8
2.2.4	Wärmeleitung bei kleinen Eindringtiefen	9
3	Die Computersimulation	11
3.1	Wärmetransport in Metallspiegeln.....	12
3.2	Temperaturabhängige Materialgrößen	16
3.2.1	Die Wärmeleitfähigkeit von Metallen.....	16
3.2.2	Die Wärmekapazität von Metallen	17
3.2.3	Die Reflektivität von Metallen	19
3.3	Numerische Lösung partieller Differentialgleichungen	22

3.3.1	Endliche Differenzenapproximation für Ableitungen	23
3.3.2	Explizites, implizites und Crank-Nicolson Verfahren.....	25
3.3.4	Herleitung der allgemeinen Wärmetransportgleichung	27
3.3.5	Die Wärmetransportgleichung in Zylinderkoordinaten	30
4	Die Simulationsergebnisse	34
4.1	Vergleich mit der analytischen Lösung	34
4.2	Ergebnisse bei cw-Laserbestrahlung	35
4.3	Ergebnisse bei gepulster Laserbestrahlung	43
5	Das Experiment	52
5.1	Der Ferranti-CO ₂ -Laser.....	52
5.1.1	Das zeitliche Pulsprofil	54
5.1.2	Das räumliche Strahlprofil	55
5.2	Der Versuchsaufbau	59
5.3	Die Meßungenauigkeit	61
5.4	Die Meßergebnisse	62
5.5	Vergleich von Theorie und Messung	67
6	Ausblick und Zusammenfassung	69
6.1	Ausblick.....	69
6.1.1	Vorschläge für weitere Experimente	69
6.1.2	Vorschläge für weitere Simulationsrechnungen.....	70
6.2	Zusammenfassung	71

Anhang	73
A1 Lösungsverfahren für lineare Gleichungssysteme	73
A2 Vergleich von Kupfer und Silizium	78
A3 Mikroskopaufnahme	81
Literaturverzeichnis	83
Danksagung	87

Symbolverzeichnis

a	Temperaturleitfähigkeit	[m ² /s]
A	Absorption	[%]
c _p	spezifische Wärmekapazität	[J/kg·K]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/m·K]
λ	Laserwellenlänge	[μm]
n	Elektronenanzahldichte im Metall	[cm ⁻³]
ν	Frequenz	[Hz]
P	Laserleistung	[W]
\dot{Q}	Wärmestrom	[W]
q	Wärmestromdichte	[W/m ²]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
R	Reflektivität	[%]
S	Wärmequellen oder Wärmesenken	[W/m ³]
T	Temperatur	[K]
T _k	Kühltemperatur der Spiegelunterseite, meist 300 K	[K]
t	Zeit	[s]
τ	Pulsdauer (FWHM)	[ns]
Θ	Debye-Temperatur	[K]
U	Innere Energie	[J]
w	Strahlradius, I(w)=I ₀ /e ²	[mm]
ω	Kreisfrequenz, ω=2πν	[s ⁻¹]
LIDT	Laserind. Zerstörschwelle (laser-induced damage threshold)	[kW/mm]
PRF	Pulswiederholfrequenz (pulse repetition frequency)	[kHz]
FWHM	Definition der Pulsdauer (full width at half maximum)	
OFHC	Sauerstofffrei hochleitend (oxygen-free high-conductivity)	
PG	Goldbeschichtung mit Schutzschicht (protected gold)	
UC	Unbeschichteter Spiegel (uncoated)	

Kapitel 1

Einleitung

Seit es Laser gibt, werden die optischen Elemente, die zur Strahlführung oder Fokussierung dienen, laufend verbessert. Die Notwendigkeit hierfür wird durch die weiterhin steigende Anzahl der unterschiedlichen Anwendungsgebiete von Laserstrahlen geschaffen. Dabei sind die Anforderungen an Laserspiegel und Fenster so unterschiedlich wie die Einsatzgebiete. Außer hoher, verzerrungsfreier Reflektivität für die jeweilige Wellenlänge, werden beispielsweise große Zerstörschwellen für kontinuierliche (cw) Bestrahlung oder energiereiche Einzelpulse gefordert. Andererseits kann die Resistenz gegen Umwelteinflüsse wie Wasserdampf, Schwefelwasserstoff, Lasergas im Resonator von Gaslasern und mechanische Schäden oder einfach der Preis bei Massenwaren für die Elektronik entscheidendes Kriterium sein. Für Infrarot-Laser, wie z.B. CO₂-Laser, erreichen Spiegel aus reinem Kupfer oder Molybdän cw-Zerstörschwellen von bis zu 5500 W pro Millimeter Strahldurchmesser auf der Spiegeloberfläche [1]. Trotzdem stoßen auch solche Spiegel bei bestimmten Laseranwendungen an ihre Grenzen.

Ein Beispiel dafür sind gepulste CO₂-Laser hoher Wiederholfrequenz, mit denen in einer Vielfachreflexionszelle CHClF₂ durch Multiphotonenabsorption [2,3] isotopelektiv in ¹²CF₂ bzw. ¹³CF₂ und HCl getrennt wird¹. Diese Laser erzeugen sowohl hohe mittlere Intensitäten (Leistung pro Fläche), als auch hohe Momentanintensitäten. Normale Spiegel reichen für diese praktisch interessanten Anwendungen nicht aus.

Gepulste Infrarot-Laser eignen sich weiterhin zum sauberen und schnellen Schneiden von hoch reflektierenden Metallen [5] und Knochen [6] und werden als mögliche Kandidaten für die Behandlung schwerer Herzfehler durch die sogenannte „Transmyokardiale Laserrevaskularisierung“ (TMLR) diskutiert [7]. Für

¹ Isotopenreiner Kohlenstoff eröffnet zahlreiche Anwendungsgebiete u.a. in der Medizin, Umweltforschung und Elektronik. Mit ¹³C-markierten Substanzen wird heutzutage der Nachweis einer Infektion des Magens mit dem Bakterium *Helicobacter pylori* durch Analyse der Atemluft [4] erbracht, ohne daß der Patient sich einer unangenehmen Magenspiegelung unterziehen muß.

die Materialbearbeitung stark absorbierender Medien, wie z.B. menschliches Gewebe (wegen des hohen Wasseranteils), sind gepulste Laser mit hoher Wiederholfrequenz deshalb interessant, weil jeder einzelne Puls nur ein kleines Volumen abträgt, ohne das umgebende Material nennenswert zu erwärmen und dadurch zu schädigen, die hohe Repetitionsrate aber für den hohen Materialabtrag sorgt.

Literaturangaben über die Zerstörschwellen von IR-Spiegeln für Einzelpulse oder kontinuierliche Bestrahlung sind teilweise veraltet, da für cw-Zerstörschwellen früher Intensitäten angegeben wurden [8], obwohl diese Schwellen noch vom Strahlradius abhängen. Häufig werden auch die Versuchsbedingungen nicht genau angegeben, was bei militärischen Forschungsgruppen [9] absichtlich geschieht. Ob im Vakuum, mit Kühlung, bei vielen oder einzelnen Pulsen gemessen wurde, wird häufig verschwiegen.

Für die Zerstörschwellen bei Bestrahlung mit Wiederholfrequenzen von 1 kHz bis 40 kHz existieren gar keine Literaturangaben. Diese Lücke zwischen Einzelpulsbestrahlung und cw-Bestrahlung will diese Arbeit schließen.

Ziel dieser Arbeit sind deshalb theoretische und experimentelle Untersuchungen der Zerstörschwellen von Metallspiegeln für IR-Laser bei hohen Pulswiederholfrequenzen. Das Problem bei der Berechnung des zum Schmelzen führenden Temperaturanstiegs liegt darin, daß analytische Formeln nur für kontinuierliche Strahlung und einzelne Pulse vorliegen und in diesen nicht alle wichtigen Temperaturabhängigkeiten des bestrahlten Materials berücksichtigt werden können. Weiterhin wird die Temperatur zu jeder Zeit an jedem Ort im Spiegel benötigt. Vorgestellt wird ein Simulationsprogramm und ein Versuchsaufbau, mit denen die Zerstörschwellen bei hohen Wiederholfrequenzen untersucht werden können.

Kapitel 2

Zerstörmechanismen von IR-Laser-Optiken

Dieses Kapitel gibt eine kurze Übersicht über die Mechanismen, die zur Zerstörung von Optiken für Infrarot-Laser, speziell CO₂-Laser, führen. Die Zerstörschwelle eines Materials unter Laserbestrahlung hängt von den Materialeigenschaften, den Laserparametern und den Umgebungsbedingungen ab. Dabei ist der Ausdruck „Zerstörschwelle“ nicht eindeutig definiert. Bei thermischen Berechnungen ist das Erreichen der Schmelztemperatur gemeint, bei Messungen an beschichteten Spiegeln das Auftreten von Funken und bei unbeschichteten Metallspiegeln wird noch eine weitere Schwelle definiert. Diese Schwelle gibt an, welche Strahlverzerrung aufgrund der Wölbung des erhitzten Spiegels noch tolerierbar ist.

Die Mechanismen, die zu Schäden führen, lassen sich in zwei große Gruppen unterteilen:

- Intrinsische Effekte, das heißt Effekte die an reinen, fehlerlosen und glatten Volumenmaterialien auftreten
- Extrinsische Effekte, das heißt Effekte durch Gitterfehler, Fremdatome, Oberflächenrauigkeit, Verunreinigungen, dünne Schichten u.a.

Die Frage, ob intrinsischer Schaden überhaupt auftritt, ist weiterhin offen [8], da sich die extrinsischen Effekte niemals ausschließen lassen. Zahlreiche Forschungsgruppen den Einfluß einzelner Mechanismen wie Schmelzen [10,11,12,13], Staub [14,9], Oberflächenrauigkeit [15], Herstellungsverfahren [16], mechanische Spannung [17,1] und viele mehr untersucht haben.

2.1 Dielektrischer Durchbruch

Dielektrika werden als Fenster und Linsen (NaCl, KCl, ZnSe, CVD-Diamant) und als Substrat (Si, SiO₂) oder Beschichtung (SiO₂, Y₂O₃, ThF₄) für Metallspiegel eingesetzt. Als Beschichtung dienen sie zwei unterschiedlichen Zielen. Zum einen schützen (protected) sie weiche Metalle wie z.B. Gold vor mechanischen Schäden und verhindern das Anlaufen von Silber zu Ag₂S, zum anderen können sie als $\lambda/4$ -Schicht die Reflektivität erhöhen (enhanced). Untersuchungen an Silber und Gold [18] haben jedoch gezeigt, daß die Schutzschicht häufig die Absorption steigert, während die Ag₂S-Schicht zwar im sichtbaren stark absorbiert, bei 10 μm Wellenlänge jedoch nur minimal schlechter als reines Silber reflektiert¹.

2.1.1 Durchbruch im Volumen

In Volumenmaterialien tritt durch Laserstrahlung ein induzierter dielektrischer Durchbruch bei AC-Feldstärken V_B von etwa 1 bis 5 MV/cm auf [8]. Diese elektrischen Feldstärken werden bei Intensitäten von 5 bis 100 GW/cm² erreicht. Da die gemessenen Zerstörschwellen (Kapitel 5) von mit SiO₂ oder Y₂O₃ geschützten, goldbeschichteten Kupferspiegeln in der Größenordnung 600 kW/cm² mittlere Intensität, also bei 5 kHz Wiederholrate 400 MW/cm² während 300 ns Pulsdauer, liegen, wird dieser Effekt hier nur kurz skizziert.

Der Zusammenhang zwischen Durchbruch durch ein Wechselfeld und Laserintensität ist gegeben durch:

$$I_D = \frac{nV_B^2}{Z_0} \quad (2.1)$$

n: Brechungsindex

Z₀: Vakuumwellenwiderstand (326,7 Ω)

V_B: Feldstärke des Wechselfelds [V/m]

Die Durchbruchintensität hängt also nur über den Brechungsindex von der Wellenlänge ab. Für KCl stimmt der berechnete Wert [8] von 4,3 GW/cm² bei 10,6

¹ Eigene Messungen an unbeschichteten Kupferspiegeln haben ebenfalls gezeigt, daß im sichtbaren trübe Stellen keine kleineren Zerstörschwellen als blanke Stellen mit sich führen müssen.

μm Wellenlänge mit dem gemessenen Wert [8] von 5 GW/cm^2 recht gut überein, bei Silizium liegt der gemessene Wert um den Faktor 4 tiefer als der berechnete. Durch Einschlüsse, Oberflächenrisse und Poren sinkt diese Zerstörschwelle und variiert bei kleinen Strahldurchmessern von Ort zu Ort, je nachdem, ob zufällig ein Defekt bestrahlt wird oder nicht.

2.1.1 Durchbruch an der Oberfläche

Der Durchbruch im Volumen findet in der Praxis sehr selten statt. Bei geringeren Intensitäten bildet sich in Luft meist ein Plasma an der vorderen bestrahlten Oberfläche aus. Dies liegt daran, daß das elektrische Feld bei perfekten Proben an der Vorderseite um $4n^2/(n+1)^2$ größer (für einen Brechungsindex von 3,3 also um den Faktor 2,4) ist als an der Rückseite [8].

Ferner kann durch Diskontinuitäten im Material konstruktive Interferenz auftreten und die LIDT sinkt auf ein Hundertstel des intrinsischen Werts. Aus Formeln [8] für die Feldstärke an Kratzern, Gräben und Poren folgt, daß Kratzer die größten Feldstärken verursachen. Für Oberflächen mit Kratzern kleiner als ein Hundertstel der Wellenlänge werden jedoch die intrinsischen Zerstörschwellen erreicht.

2.1.3 Selbstfokussierung

Selbstfokussierung entsteht durch einen Brechungsindexgradienten im Material, so daß der Strahldurchmesser auch ohne äußere Fokussierung im Material sinkt. Der Brechungsindex kann dabei mit steigender Intensität oder Temperatur ansteigen. Der eigentliche Zerstörmechanismus beruht dann wieder auf dielektrischem Durchbruch, aber bei kleineren Intensitäten als ohne Selbstfokussierung, oder auf Absorptionsheizung. Dieser Mechanismus hängt von der Materialdicke ab, da in dünnen Schichten der Strahl bereits wieder austritt, bevor er nennenswert fokussiert wird. Große Nd:Glas-Laser werden u.a. deshalb aus einzelnen Scheiben aufgebaut. Für die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur gilt:

$$\Delta n = \left(\frac{\partial n}{\partial T} + \frac{\partial n}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right) dT \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt der erste Term einen instantanen Effekt, der auch bei kurzen Pulsen auftritt, und der zweite Term die Brechungsindexänderung durch thermische Ausdehnung, die zur Ausbildung die Dauer der akustischen Relaxation benötigt. Dieser zweite Term tritt besonders bei cw-Bestrahlung von schlechten Wärmeleitern wie z.B. NaCl auf.

Zusätzlich entsteht durch Elektrostriktion im Dielektrikum eine mechanische Spannung, proportional zum Quadrat der Feldstärke. Die mechanische Spannung führt dann zu einer Änderung des Brechungsindex und somit zur Selbstfokussierung.

2.2 Schmelzen durch Absorption

Für Metallspiegel ist das Aufheizen der Oberfläche durch absorbierte Strahlung bis zur Schmelztemperatur einer der häufigsten Prozesse. Auch mechanische Spannungen durch große Temperaturgradienten und unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten bei Beschichtungen können die Spiegel zerstören.

2.2.1 Volumenabsorption

Volumenabsorption kann durch Verunreinigungen, Farbzentren, Leitungselektronen und Gitterschwingungen entstehen. Obwohl die Eindringtiefen für IR-Strahlung in Metallspiegel in der Größenordnung 1-100 nm liegen (je kleiner, je größer die Leitfähigkeit ist [19]), wird die intrinsische Absorption durch Leitungselektronen nach der Drude-Theorie (s. Kap. 3.2.3) für Volumenmaterial beschrieben. Unter Ultrahochvakuum und nach einer Reinigungsprozedur, nach der die Spiegeloberflächen keine optische Qualität mehr hatten, decken sich die nach Drude berechneten Absorptionswerte recht gut mit den Meßwerten [12].

Die Auswahl an Materialien für transparente IR-Optiken ist durch molekulare Absorption, z.B. durch Wasser bei Alkalihalogeniden, stark eingeschränkt.

Bei Halbleitern, wie z.B. ZnSe, Ge, Si, findet Absorption durch freie Ladungsträger statt. Da die Anzahl der Leitungselektronen mit der Temperatur steigt, steigt auch der Absorptionskoeffizient und oberhalb einer kritischen Temperatur kommt es zu einem 'thermal runaway' genannten Effekt. Die kritische Temperatur hängt dabei von der Bandlücke E_g ab, für Germanium ($E_g = 0,785$ eV) beträgt sie etwa 50 °C, für ZnSe ($E_g = 2,58$ eV) etwa 320 °C. Im Anhang A2 wird ein ähnlicher 'thermal runaway'-Effekt von Silizium erläutert, der allerdings auf der stark sinkenden Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur beruht.

In Kristallen und Gläsern können Verunreinigungen und Fehlstellen zur Gesamtaborption beitragen, ohne daß lokalisiert an diesen Stellen Beschädigungen auftreten. Lokalisierte Absorption durch Verunreinigungen an Korngrenzen oder absorbierenden Einschlüssen (z.B. Platin in Glas) können aber auch durch schlechten Wärmekontakt zum Volumenmaterial zu starker lokaler Erhitzung führen. Die thermische Ausdehnung der Einschlüsse kann dann zu Brüchen im Volumenmaterial führen, oder die hohe Temperatur führt zum Schmelzen des Materials.

Bei NaCl und KCl wurde eine nichtlineare Absorption festgestellt, die bei hohen Intensitäten in die Sättigung geht, da dann alle Elektronen aus Fremdatomen über die Bandlücke angehoben sind.

Bei gepulster Bestrahlung können sich mikroskopische Schäden nach jedem Puls akkumulieren. In PMMA z.B. wurden thermo-chemische Veränderungen festgestellt [8] und in Metallspiegeln können Fehlstellen und Defekte in die Strahlmitte wandern [8].

2.2.2 Oberflächenabsorption

Absorption an der Oberfläche kann auftreten durch eine absorbierende Schicht (z.B. Fingerabdrücke oder Wasser), durch Feststoffe (Staub oder Ablagerungen) oder eingeschlossenes Poliermaterial (z.B. Al_2O_3), durch eine absorbierende dünne Beschichtung, durch eine polykristalline Schicht nach Maschinenbearbeitung, und noch weitere Prozesse. Solche Schichten können bei kleinen Laserintensitäten verdampft, ausgebrannt oder mit einem Lösungsmittel (z.B. Isopropanol) ent-

fernt werden. Sehr glatte Kupferoberflächen mit einer Rauigkeit von 2,5 nm können jedoch durch Reinigung mit einem Wattebausch mit Kratzer von 7 nm Tiefe beschädigt werden [20]. Auch sollte Staub niemals weggepusht werden, da dabei Speichel den Spiegel verätzt. Um Staub zu entfernen, sollte deshalb ölfreie Druckluft benutzt werden. Reste des Poliermaterials sind heute kein Problem mehr, da sich für Metallspiegel wie die getesteten Kupferspiegel (Kap. 5) das Diamantdrehen durchgesetzt hat [8].

Im Inneren von Gaslasern, wie z.B. TEA-CO₂-Lasern (transversely excited atmospheric pressure), erweist sich die Ablagerung von Anoden- und Kathodenmaterial im Resonator auf Auskoppelfenster und Endspiegel als besonders problematisch.

2.2.3 Der Anomale Skineffekt

Der Anomale Skineffekt [18] beruht auf einer speziellen Oberflächenabsorption. Mikrorauigkeiten der Oberflächen können die Absorption im infraroten um 50% steigern. Dieser Anstieg tritt auch bei Rauigkeiten auf, die zu klein sind, um diffuse Streuung im IR-Spektralbereich zu verursachen. Ist die optische Eindringtiefe (Weg im Material, nach dem die Intensität bei senkrechtem Einfall um $1/e$ abgenommen hat) vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge der Leitungselektronen, die im elektrischen Feld der Strahlung mitschwingen, so macht sich die Oberflächenrauigkeit dadurch bemerkbar, daß die Elektronen an die Materialgrenzen stoßen. Ihre freie Weglänge wird durch die Mikrorauigkeit also eingeschränkt. Dies führt zu stärkerer Absorption, da Energie aus dem Strahlungsfeld dadurch an den Festkörper abgegeben wird. Die Eindringtiefe in Silber für IR-Strahlung (1-20 μ m) beträgt bei Raumtemperatur 22 nm. Die mittlere freie Weglänge ist mit 52,2 nm aber größer. Bei anderen guten elektrischen Leitern wie Gold und Kupfer liegen die Verhältnisse ähnlich (Eindringtiefen um 20 nm bei 10 μ m Wellenlänge).

2.2.4 Wärmeleitung bei kleinen Eindringtiefen

Ein weiterer Oberflächeneffekt in Metallen, der ebenfalls auf der geringen Eindringtiefe von IR-Strahlung, im Vergleich zur mittleren freien Weglänge der Leitungsbandelektronen, beruht, wurde von Harrington [21] untersucht.

Die mathematische Theorie der Wärmeleitung basiert auf der Annahme, daß der Wärmefluß durch eine ebene Schicht im Festkörper proportional zum lokalen Temperaturgradienten ist:

$$q(x_0) = -\lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x_0} \quad (2.3)$$

Dabei ist λ die Wärmeleitfähigkeit des Materials. Wird dies für den Moment akzeptiert, kann die Energiebilanz einer durch Ebenen am Ort z und $z+\Delta z$ begrenzten Platte berechnet werden:

$$\Delta t [q(z) - q(z + \Delta z)] = \Delta T \rho c_p \Delta z \quad (2.4)$$

ρ : Dichte [kg/m³]

c_p : Wärmekapazität [J/kg·K]

Die Temperaturänderung ΔT entsteht also aus dem Nettowärmefluß durch die Grenzflächen. Wird der Limes $\Delta z \rightarrow 0$ gebildet, wird die linke Seite der Gleichung zu $\Delta t (\partial q / \partial z) \Delta z$. Durch Ersetzen der endlichen Differenzen durch Differentiale und mit Gleichung (2.3) folgt die übliche Form der eindimensionalen Wärmetransportgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.5)$$

Die physikalische Gültigkeit des Grenzübergangs $\Delta z \rightarrow 0$ ist aber nicht gewährleistet, wenn die mittlere freie Weglänge l der Wärmeträger (freie Elektronen und Phononen) nicht vernachlässigt werden kann. Harrington hat gezeigt, daß in Metallen der größte Anteil des Wärmestroms durch eine herausgegriffene Ebene von Elektronen getragen wird, die ihre letzte Kollision mit dem Gitter innerhalb mehrerer mittleren freien Weglängen von dieser Ebene entfernt hatten. Das be-

deutet, daß der Wärmefluß nur dann dem lokalen Temperaturgradienten folgt, wenn dieser über eine Distanz von mehreren freien Weglängen konstant ist. Andernfalls wird ein signifikanter Anteil der Wärme durch Elektronen transportiert, die sich an einen anderen Temperaturgradienten „erinnern“. Das Kriterium, daß Δz nicht kleiner als etwa $10 \cdot l$ sein darf, bestimmt ob die Flußdifferenz in (2.4) durch ein Differential ersetzt werden darf. Wird die Flußdifferenz in einer Taylorreihe um z entwickelt, stellt sich heraus, daß die übliche Wärmetransportgleichung (2.5) nur unter folgender Bedingung gilt:

$$5l \left| \frac{\partial^3 T}{\partial z^3} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right| \quad (2.6)$$

Wird dieses Kriterium nicht erfüllt, müssen höhere Ableitungen des Temperaturprofils berücksichtigt werden, um die Temperaturverteilung korrekt zu berechnen. In Metallen liegen die typischen Eindringtiefen bei 10 nm und die mittleren freien Weglängen der Elektronen bei Raumtemperatur liegen in derselben Größenordnung. Dadurch wird die Bedingung, daß der Temperaturgradient über 10 freie Weglängen konstant sei, für kurze Zeiten verletzt. Aus Gl. (2.5) folgt dann ein zu großer Wärmefluß von der Oberfläche weg. Die Oberflächentemperatur der Spiegel ist also höher als vom „klassischen“ Modell vorhergesagt wird. Die Abweichung ist allerdings nur in einer sehr dünnen Oberflächenschicht von etwa 10 nm und für kurze Zeiten signifikant. Nachgewiesen wurde sie für Wolfram unter Bestrahlung mit einem Rubinlaser mit 60 ns Pulsdauer. Für die meisten Laseranwendungen und für die Computersimulation beschreibt aber weiterhin (2.5) den Wärmetransport korrekt.

Kapitel 3

Die Computersimulation

Um die Zerstörschwellen der Laserspiegel vorherzusagen, benötigt man als einfachste Approximation analytische Formeln oder, wie hier, genauere Computersimulationen. Wie in Kapitel 2 erläutert, werden im folgenden Modell nur thermische Effekte berücksichtigt. Die Zerstörschwelle hängt dann ab von:

- Wärmeleitfähigkeit
- Wärmekapazität
- Schmelzpunkt
- Kühlung
- Absorbierter Leistung, also Reflektivität
- Spiegel- und Strahlgeometrie

Für Laserbestrahlung im cw-Betrieb gibt es analytische Formeln von Hue [10], Sparks [12] und Lax [22,23], mit denen die Maximaltemperatur in der Spiegelmitte berechnet werden kann. Diese beschränken sich allerdings auf nicht temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität, auf eine konstante Unterseitentemperatur und symmetrische Bestrahlungsgeometrie. Aus diesen Gleichungen kann keine Formel für die gepulste Laserbestrahlung hergeleitet werden.

Die numerische Lösung der partiellen Wärmetransportdifferentialgleichung bietet daher folgende Vorteile:

- Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität und Absorption werden in ihrer Temperaturabhängigkeit berücksichtigt.
- Bei jedem Zeitschritt ist die Temperaturverteilung des gesamten Körpers bekannt, so daß gepulste Laserbestrahlung simuliert werden kann.
- Es können leicht Berechnungen mit verschiedenen Randbedingungen, wie zum Beispiel konstanter Wärmefluß durch eine Oberfläche, durchgeführt werden.
- Es können beliebige Spiegelgeometrien, Strahlpositionen und Strahlintensitätsprofile berücksichtigt werden.

3.1 Wärmetransport in Metallspiegeln

Beim Wärmetransport in Metallspiegeln handelt es sich um einen Spezialfall der verallgemeinerten Transportgleichung 2. Ordnung, die wie folgt aussieht:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \Phi) = \operatorname{div}(\Gamma \cdot \operatorname{grad} \Phi) + S \quad (3.1)$$

ρ : Dichte
 Γ : Transportkoeffizient
 Φ : transportierte Größe, z.B. Temperatur
 S : Quell- oder Senkenterm

Diese Gleichung beschreibt u.a. auch isotherme Diffusion, schleichende Strömungen und Strömungen in porösen Medien. Die exakte analytische Lösung der allgemeinen Transportgleichung erfolgt üblicherweise in drei Schritten:

1. Bestimmung der allgemeinen Lösung der homogenen Differentialgleichung durch Integration.
2. Auffinden eines partikulären Integrals der inhomogenen Differentialgleichung.
3. Bestimmung der Integrationskonstanten aus der Anfangs- und den Randbedingungen.

Das Hauptproblem liegt darin, unter den allgemeinen Lösungen diese zu finden, die auch die Anfangs- und Randbedingungen erfüllen. Lösungsverfahren, wie z.B. die Laplace-Transformation, findet man u.a. bei Grigull [24].

Für die Laserspiegel nimmt die Gleichung (3.1) folgende Form an:

$$\rho \cdot \frac{\partial}{\partial t}(c_p(T) \cdot T) = \operatorname{div}(\lambda(T) \cdot \operatorname{grad} T) + S(T) \quad (3.2)$$

ρ : Dichte (wird konstant angenommen)
 $c_p(T)$: Temperaturabhängige Wärmekapazität
 $\lambda(T)$: Temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit
 S : Wärmequelle (Laserstrahl) oder Senke (Wärmestrom auf Rückseite)

Für konstante Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität kann diese Formel weiter vereinfacht werden:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \Delta T + \frac{S(T)}{\rho c_p} \quad (3.3)$$

Dabei ist Δ der Laplaceoperator und a die Temperaturleitfähigkeit, mit:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (3.4)$$

Die zu lösende Differentialgleichung (3.2) bzw. (3.3) ist also instationär (T hängt nicht nur vom Ort sondern auch von der Zeit ab) und inhomogen (Quellen- bzw. Senkenterm).

Von Hue et. al. [10] stammt eine analytische Formel für die Maximaltemperatur in der Strahlmitte mit folgenden Voraussetzungen:

- alle Materialparameter (λ , c_p , R) sind temperaturunabhängig
- Spiegeloberseite und Mantelfläche sind isoliert, und kein Strahlungs- oder Konvektionsverlust findet statt
- die Spiegelunterseite ist auf konstanter Kühltemperatur
- die absorbierte Leistung wird als Quelle auf der Oberfläche betrachtet
- der Wärmetransport findet nur senkrecht zur Oberfläche statt
- der Laserstrahl trifft auf die Spiegelmitte und hat rotationssymmetrische Intensitätsverteilung

Lösung der Differentialgleichung (3.3) ist dann:

$$T_m - T_k = \frac{AP}{\pi w \lambda} F(w, d, R_s, I(r)) \quad (3.5)$$

T_m : Maximaltemperatur

T_k : Kühltemperatur der Rückseite

A : Absorption

P : Laserleistung

w : Strahlradius auf dem Spiegel

λ : Wärmeleitfähigkeit

d : Spiegeldicke

R_s : Spiegelradius

$I(r)$: Intensitätsverteilung des Lasers

Dabei ist die Funktion F wie folgt definiert:

$$F(w, d, R_s, I(r)) := 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{G \tanh\left(\frac{d}{R_s} \mu_n\right)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} \quad (3.6)$$

$$G := \frac{R_s}{w} \int_0^1 d\bar{r} \bar{r} f(\bar{r}) J_0(\mu_n \bar{r}) \quad \text{mit} \quad \bar{r} := \frac{r}{R_s} \quad (3.7)$$

Mit μ_n werden die Lösungen von $J_1(\mu_n) = 0$ mit $\mu_n \geq 0$ bezeichnet. J_0 und J_1 sind die Besselfunktionen nullter bzw. erster Ordnung.

Näherungsweise hat F das gleiche asymptotische Verhalten wie:

$$1 - \exp\left(-\frac{d}{w} S\right) \quad \text{für } R_s > d \text{ und } R_s > w \quad (3.8)$$

Der dimensionslose Strahlformfaktor S ist definiert als:

$$S := \frac{\int_0^{\infty} dr' I(r')}{\int_0^{\infty} dr' r' I(r')} \quad \text{mit} \quad r' := \frac{r}{w} \quad (3.9)$$

Für den TEM₀₀-Laser-Mode mit der Gaußverteilung¹:

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \quad (3.10)$$

ergibt sich [25] für den Strahlformfaktor:

¹ Über die Definition des Strahlradius w herrscht keine Einigkeit in der Literatur. Einige Autoren benutzen folgende Definition: $I(w_A) = I_0/e$, während in dieser Arbeit die am meisten benutzte Definition $I(w) = I_0/e^2$ gewählt wurde. Es gelten dann: $P = \pi w_A^2 I_0$ bzw. $P = \pi w^2 I_0/2$ und die Umrechnung $w_A = w/\sqrt{2}$.

$$S = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (3.11)$$

Für die Gaußverteilung mit w_A :

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{r^2}{w_A^2}} \quad \text{folgt} \quad S = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (3.12)$$

In Abhängigkeit vom Verhältnis der Spiegeldicke zum Strahlradius (d/w) folgen zwei asymptotische Näherungen für die Funktion F :

- für $d/w \gg 1$ (kleiner Strahlradius, wie hier im Experiment, $F \rightarrow 1$)

$$P = \frac{\pi w}{AS} \lambda \cdot (T_m - T_k) \quad (3.13)$$

- für $d/w \ll 1$ (großer Strahlradius, $F \rightarrow d \cdot S/w$)

$$P = \frac{\pi w^2 \lambda}{2A d} (T_m - T_k) \quad (3.14)$$

Mit der Annahme, daß das Erreichen der Schmelztemperatur der primäre Zerstörmechanismus ist, folgt aus der Gleichung (3.13) nach Umformung nach der Temperaturdifferenz, daß für $d/w \gg 1$ das Verhältnis Leistung zu Strahlradius die Zerstörschwelle angibt:

$$T_m = \frac{P}{w} \frac{A}{\sqrt{2\pi} \lambda} + T_k \quad (3.15)$$

Ein Zahlenbeispiel für Cu-Spiegel: Mit $T_m = T_{\text{schmelz}} = 1356$ K, $A = 2\%$, $\lambda = 390$ W/m·K und $T_k = 300$ K ergibt sich für P/w dann 51,6 kW/mm. Dieser große Wert kommt durch die Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der Materialgrößen zustande. In der Praxis (Kapitel 5) werden viel kleinere Werte gemessen. Für den Fall, daß der Strahlradius viel größer als die Spiegeldicke ist, folgt aus (3.14) daß die Strahlintensität die Zerstörschwelle bestimmt:

$$T_m = \frac{2P}{\pi w^2} \frac{Ad}{\lambda} + T_k \quad (3.16)$$

3.2 Temperaturabhängige Materialgrößen

Wärmeleitfähigkeit λ und Wärmekapazität c_p wurden in Abschnitt 3.1 ohne Berücksichtigung ihrer Größenordnung und ihres Zusammenhangs mit dem atomaren Aufbau der Metalle eingeführt.

3.2.1 Die Wärmeleitfähigkeit von Metallen

Nach der Elektronentheorie der Metalle [24,26] wird der Energietransport durch Wärmeleitung in kristallinen, metallischen Festkörpern durch zwei Mechanismen bewirkt, die Gitterschwingungen, deren Energiequanten Phononen genannt werden, und die Bewegung der Leitungselektronen. Die beiden Mechanismen verlaufen parallel und in erster Näherung unabhängig voneinander, so daß man den elektronischen Anteil λ_e und den der Gitterleitung λ_g zur gesamten Wärmeleitfähigkeit λ addieren kann:

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_g \quad (3.17)$$

Bei Metallen überwiegt im allgemeinen λ_e . Die Leitfähigkeit wird durch Streuprozesse sowohl der Elektronen als auch der Phononen begrenzt, die durch Elektron-Phonon und Phonon-Phonon Wechselwirkungen entstehen. Streuung tritt weiterhin an den Kristallgrenzen, Gitterfehlstellen und Fremdatomen auf. Deshalb werden Kupferspiegel aus möglichst sauerstofffreiem Kupfer (OFHC-Cu) hergestellt.

Die halbempirische Formel $\lambda = 414 [1,05 - 0,05 (T / 315 \text{ K})]$ W/m·K nach [24] ist nur für den für sie gültigen Temperaturbereich eingezeichnet (Abb. 3.1). Da sie deutlich von den Literaturwerten [27] abweicht, wird in unserer Simulation für die Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$ von Kupfer der lineare Fit der Literaturdaten nach [27] verwandt. Diese liegen bis 1200 K vor. Unterhalb 300 K zeigt der lineare Fit nicht mehr den realen Verlauf der Wärmeleitfähigkeit an, was aber vernachläss-

sigt werden kann, da Temperaturen kleiner als 300 K unter normalen Arbeitsbedingungen nicht vorkommen.

Bei analytischen Rechnungen wird häufig die Kirchhoff-Transformation [28] benutzt, um $\lambda(T)$ zu berücksichtigen. Diese Transformation geht aber davon aus, daß sich die Wärmeleitfähigkeit über den zu berechnenden Temperaturbereich nur wenig ändert (für Cu nicht erfüllt) und die Änderung linear verläuft. Für Cu ist letzteres richtig, nicht aber für z.B. Silizium (siehe Anhang A2).

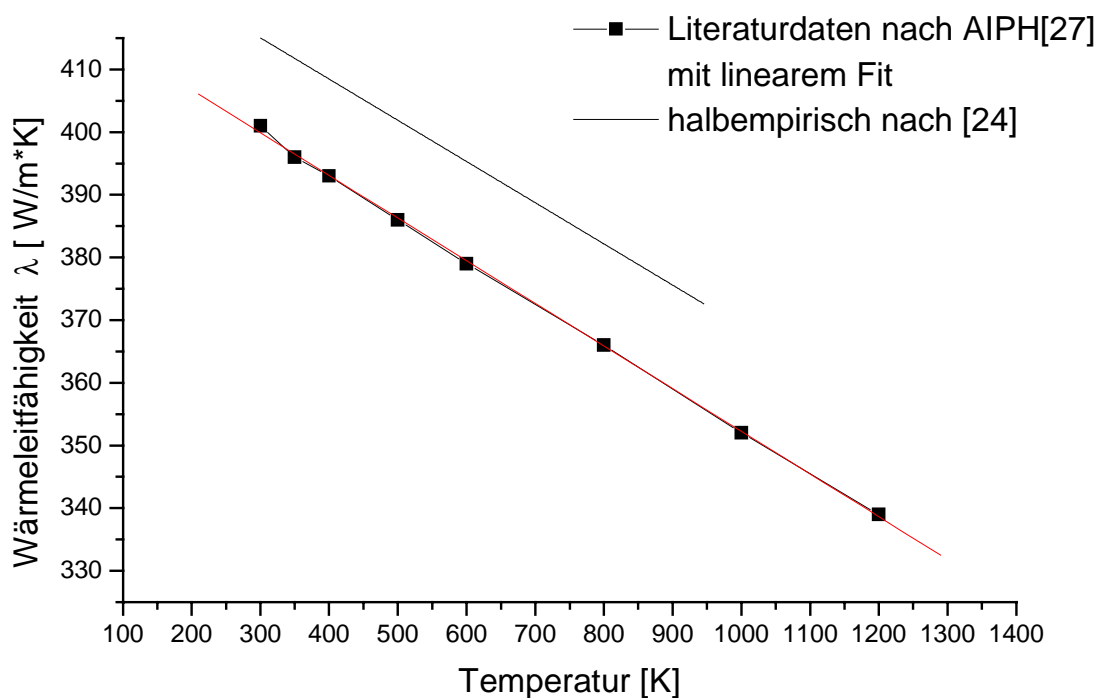


Abb. 3.1: Wärmeleitfähigkeit reinen Kupfers. Die theoretische Kurve ist nur innerhalb ihres Gültigkeitsbereichs eingezeichnet.

3.2.2 Die Wärmekapazität von Metallen

Die Wärmekapazität der Metalle setzt sich ebenfalls aus einem elektronischen und einem Phononenanteil zusammen. Aus der Annahme eines elastisch isotropen Mediums und der Näherung der Gitterschwingungen als harmonischen Oszillator, folgt die Gesamtenergie des Kristallgitters im thermischen Gleichgewicht, also die innere Energie $U(T)$. Die Ableitung dieser inneren Energie nach der Temperatur ist der Phononenanteil der spezifischen Wärme c_p . Dieses De-

byesche Modell der spezifischen Wärme [29] liefert unterhalb der Debye-Temperatur das bekannte T^3 -Gesetz [26], das für tiefe Temperaturen gut mit experimentellen Werten übereinstimmt. Für hohe Temperaturen wird eine konstante Wärmekapazität vorhergesagt, was nicht zutrifft, da dort die Annahme des harmonischen Oszillators nicht gilt. Für Cu beträgt die Debye-Temperatur 343 K, so daß für den für Cu-Spiegel interessanten Temperaturbereich von 300 K bis 1356 K (Schmelztemperatur) dieses Modell versagt.

Der geringe Beitrag der Metallelektronen zur spezifischen Wärme bei Raumtemperatur und größeren Temperaturen läßt sich nur mit Hilfe der Quantenmechanik verstehen. Im Gegensatz zum klassischen Gas können Elektronen aufgrund des Pauli-Prinzips nur dann Energie aufnehmen, wenn sie energetisch in ihrer Nachbarschaft freie Zustände finden. Der Bruchteil dieser Elektronen bezogen auf die Gesamtleitungselektronendichte ist von der Größenordnung 1/100. Es gibt also für den hier interessanten Temperaturbereich kein Modell, das die Gesamtwärmekapazität gut beschreibt, so daß auf Meßdaten (Abb. 3.2) aus der Literatur zurückgegriffen wird.

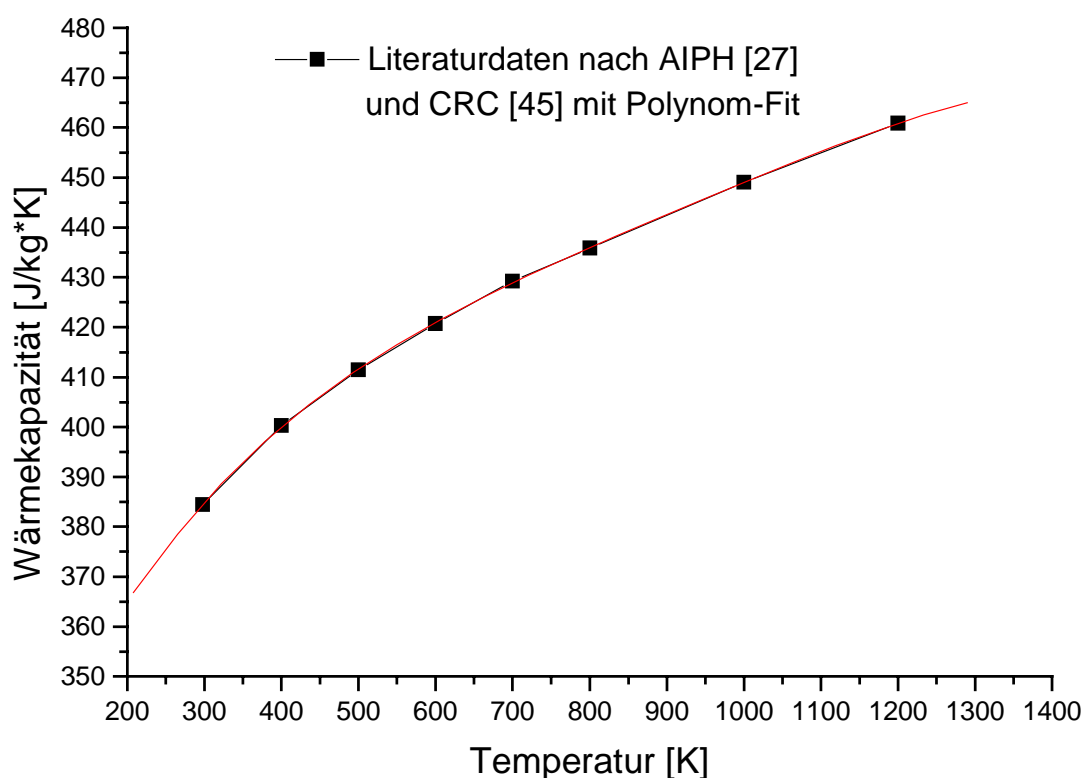


Abb. 3.2: Die Wärmekapazität von reinem Kupfer

Die Abb. 3.2 zeigt deutlich, daß die Wärmekapazität von Kupfer keine lineare Funktion der Temperatur ist. Im Simulationsprogramm beschreibt deshalb ein Polynom vierter Ordnung die Temperaturabhängigkeit dieser, anstelle einer linearen Funktion wie in vielen Näherungsrechnungen.

3.2.3 Die Reflektivität von Metallen

Die Reflektivität der Spiegel ist für die Zerstörschwelle von entscheidender Bedeutung, da ein Sinken von 99% auf 98% eine Verdopplung der absorbierten Leistung bedeutet (ohne Streuung). Obwohl alle Theorien auf der Drude-Theorie beruhen, gibt es noch kein einheitliches Modell für die Temperaturabhängigkeit der Absorption.

Trifft Licht auf eine Materialgrenze, so wird es allgemein teilweise reflektiert (R), gestreut (St), transmittiert (Tr) und im Material absorbiert (A):

$$A + R + St + Tr = 1 \quad (3.19)$$

Bei neuen IR-Metallspiegeln kann die Streuung und die Transmission (optische Eindringtiefen liegen in der Größenordnung 20 nm) vernachlässigt werden, so daß gilt:

$$A = 1 - R \quad (3.20)$$

In Metallen, in denen die Bandstruktur nicht berücksichtigt werden muß, erklärt die *Drude*-Theorie die intrinsische Absorption. Dies ist für Kupfer, Silber, Gold, u.a. für die CO₂-Laserwellenlängen erfüllt [30]. Elektronen, die frei im elektrischen Feld der Strahlung mitschwingen, geben durch Stöße mit Phononen Energie an den Festkörper ab. Die optischen Eigenschaften hängen dann ab von:

- Plasmafrequenz der Elektronen ω_p
- optische Frequenz ω
- Elektronenrelaxationszeit bzw. mittlere Stoßfrequenz mit Phononen ω_c

Nach Ujihara [30] wird die Temperaturabhängigkeit der Plasmafrequenz ω_p durch Volumenausdehnung und Bandstrukturänderung vernachlässigt. Bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ist die optische Frequenz $\omega = 1,78 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Da die Stoßfrequenz ω_c proportional zur Phononenanzahl ist, und diese eine Funktion der Temperatur ist, hängen auch die optischen Eigenschaften von der Temperatur ab. Nach Drude ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen Frequenz und Dielektrischer Funktion:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + j\varepsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_c^2} - j \frac{\omega_p^2 \omega_c}{(\omega^2 + \omega_c^2)\omega} \quad (3.19)$$

Dabei sind ε_1 und ε_2 Real- und Imaginärteil der dielektrischen Funktion. Für die Reflektivität R gilt bei senkrechtem Einfall der folgende Zusammenhang mit dem komplexen Brechungsindex $\sqrt{\varepsilon}$:

$$R = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right|^2 \quad (3.20)$$

Aus dem Debye-Modell für das Phononenspektrum folgt nach Ujihara [30] für die Kollisionsfrequenz:

$$\omega_c(T) = K' T^5 \int_0^{\Theta/T} \frac{z^4 dz}{e^z - 1} \quad (3.21)$$

Dabei sind in der Konstanten K' alle Konstanten wie Streuquerschnitt, Ionenmasse, Ionendicht u.a. zusammengefaßt. Bei 300 K beträgt K' für Kupfer $390 \text{ s}^{-1}\text{K}^{-5}$ [30]. Die Debye-Temperatur Θ von Kupfer beträgt 343 K.

In Abb. 3.3 ist die Reflektivität von Kupfer ($\omega_p = 1,03 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$) nach diesem Modell für $10,6 \mu\text{m}$ Wellenlänge aufgetragen. Die numerischen Berechnungen wurden mit dem Programm MATHCAD (MathSoft Inc.) durchgeführt. Die Absorption steigt nach diesem Modell von 4% bei 300 K auf den 2,5-fachen Wert bei der Schmelztemperatur von 1356 K.

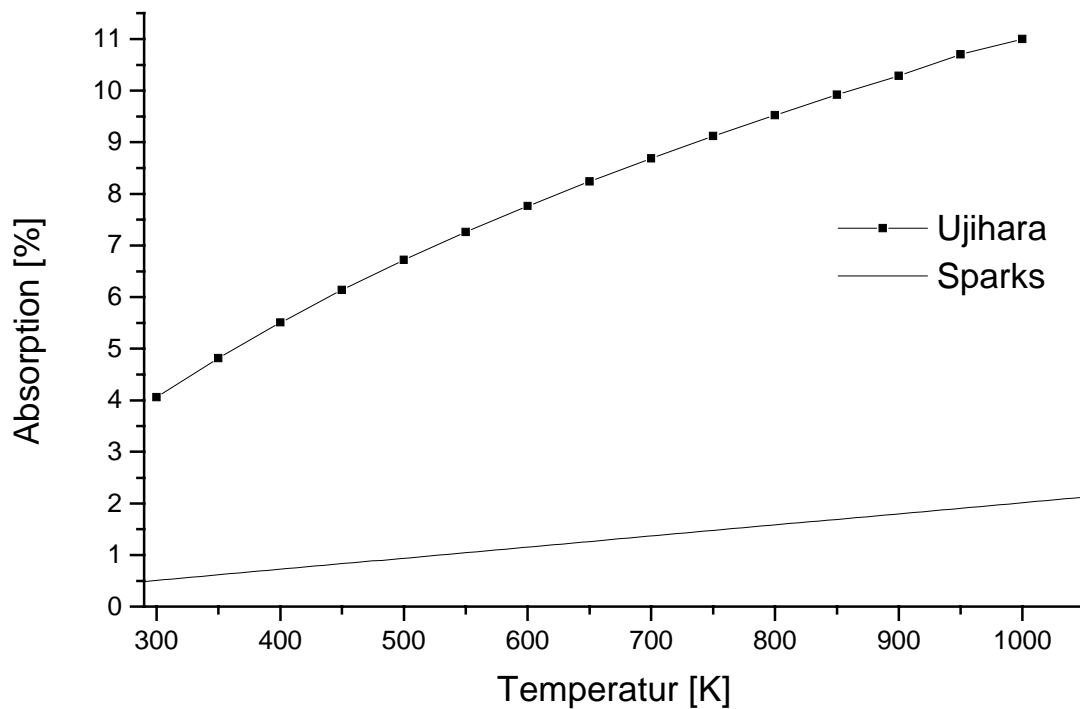


Abb. 3.3: *Intrinsische Absorption von Kupfer bei 10,6 μm Wellenlänge nach verschiedenen Modellen.*

Sparks [12] gibt ein anderes Modell der Absorption an. Es beruht ebenfalls auf der Drude-Theorie, die Kollisionsfrequenz $\omega_c(T)$ wird aber nicht theoretisch nach Debye berechnet, sondern ihr Zusammenhang mit dem meßbaren spezifischen Gleichstromwiderstand wird benutzt:

$$\bar{\omega}_c(T) = \frac{ne^2\rho(T)}{m} \quad (3.27)$$

n : Leitungselektronendichte (Cu: $8,47 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$)

e : Elementarladung ($1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)

ρ : spezifischer Gleichstromwiderstand [Ωm]

m : Elektronenruhemasse ($9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$)

Für Frequenzen zwischen $\omega_c \ll \omega < \omega_p$ (für Cu und CO_2 -Laser erfüllt) lassen sich (3.19) und (3.20) vereinfachen:

$$A \approx \frac{2\varpi_c}{W_p} \quad (3.28)$$

In Abb. 3.3 ist die Absorption nach Sparks eingezeichnet. Die benutzten Meßdaten für den spez. Gleichstromwiderstand aus AIPH [27] steigen linear mit der Temperatur, so daß für $A(T)$ gilt:

$$A(T) = A_0 + A_1 \cdot T \quad (3.29)$$

Die Meßdaten der Absorption von Sparks (für 293 K wurde als kleinster Wert $A = 0,65\%$ gemessen) und die von Plass [31] weichen kaum vom theoretischen Wert von $0,494\%$ ab. Dabei sind $A_0 = -1,35 \cdot 10^{-3}$ und $A_1 = 2,15 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. Gemessen wurde allerdings im Ultrahochvakuum und die Spiegeloberflächen hatten nach der Reinigungsprozedur keine optische Qualität mehr.

In der Laborpraxis sind die Spiegel staubiger Laborluft ausgesetzt, meist nicht mehr neu und oxidiert. Spiegel die für die Kohlenstoffisotopentrennung [2,3] benutzt wurden zeigen zusätzlich noch Ablagerungen von C_2F_4 auf. Eigene Messungen haben Absorptionswerte bis zu 4% ergeben, so daß das Absorptionsmodell von Ujihara für Simulationsrechnungen benutzt wird.

3.3 Numerische Lösung partieller Differentialgleichungen

Grundgedanke der numerischen Lösung partieller DGLn ist es, diese durch Diskretisierung der Geometrie und der Randbedingungen in ein System algebraischer Gleichungen zu überführen. Die Lösung steht dann nicht mehr an beliebigen Punkten der Geometrie zur Verfügung, sondern nur an ausgewählten Knoten. Die generelle Vorgehensweise läßt sich folgendermaßen beschreiben:

1. Wahl des Rechengitters und Diskretisierung der Geometrie.
2. Auffinden der Approximationsgleichungen für jeden Gitterpunkt.
3. Aufstellen der Approximationsgleichungen für jeden Zeitschritt, falls, wie hier, ein instationäres Problem vorliegt.
4. Aufstellen der Gleichungen an den Rändern der Geometrie.
5. Einarbeiten der Anfangsbedingungen, falls es sich um ein instationäres Problem handelt.

6. Einmaliges, bzw. im instationären Fall wiederholtes, Lösen des entstandenen linearen Gleichungssystems.

Die zum Lösen linearer Gleichungssysteme vorhandenen Algorithmen werden im Anhang A2 erläutert.

3.3.1 Endliche Differenzenapproximation für Ableitungen

Um Differentialgleichungen in algebraische Gleichungen zu überführen, müssen die Ableitungen in Punkten als Quotienten endlicher (finiter) Differenzen approximiert werden.

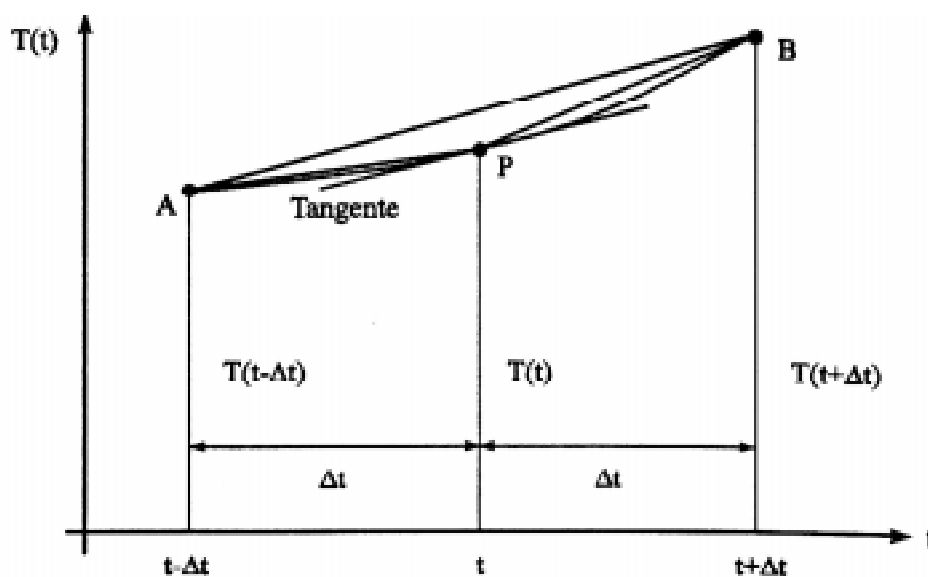


Abb. 3.4: Temperaturverlauf $T(t)$ zu einem bestimmten Zeitpunkt

Mit *Vorderen Differenzen* [32] bezeichnet man die Approximation der Sekante PB aus Abb. 3.4:

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T(t + \Delta t) - T(t)}{\Delta t} \quad (3.30)$$

Analog *Hintere Differenzen* (Sekante AP):

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T(t) - T(t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (3.31)$$

Die Approximation durch *Zentrale Differenzen* (Sekante AB):

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T(t + \Delta t) - T(t - \Delta t)}{2\Delta t} \quad (3.32)$$

Genauso geht dies mit der Ortsdiskretisierung von $T(x)$ mit Δx .
Durch Addition der Taylornäherungen von $T(x + \Delta x)$ und $T(x - \Delta x)$

$$T(x + \Delta x) = T(x) + \Delta x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \dots \quad (3.33)$$

$$T(x - \Delta x) = T(x) - \Delta x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \dots \quad (3.34)$$

und Vernachlässigung aller Glieder der Ordnung drei und höher, erhält man nach Umformung:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \approx \frac{T(x + \Delta x) - 2T(x) + T(x - \Delta x)}{\Delta x^2} \quad (3.35)$$

Als Beispiel hier die zweidimensionale Wärmeleitung ohne Quellen:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (3.36)$$

Sie wird mit vorderen Differenzen für die Zeit (3.30) und zentralen Differenzen für den Ort (3.35) zu:

(3.37):

$$\frac{T(t + \Delta t) - T(t)}{\Delta t} = a \left[\frac{T(x + \Delta x) - 2T(x) + T(x - \Delta x)}{\Delta x^2} + \frac{T(y + \Delta y) - 2T(y) + T(y - \Delta y)}{\Delta y^2} \right]$$

Folgende Bezeichnungen werden eingeführt¹:

$$T^0(i,j) := T(t,x,y) \quad (3.38)$$

$$T^1(i,j) := T(t+\Delta t,x,y)$$

$$T^0(i-1,j+1) := T(t,x-\Delta x,y+\Delta y)$$

usw.

Dabei stehen 0 und 1 für obere Indices, nicht für Exponenten.

Weiterhin wird die Fourierzahl definiert als:

$$Fo_x := \frac{\lambda \Delta t}{\rho c_p \Delta x^2} = \frac{a \Delta t}{\Delta x^2} \quad (3.39)$$

Analog Fo_y und Fo_z für die y- und z-Koordinaten.

Somit läßt sich die *explizite* Form der zweidimensionalen Wärmeleitungsdifferentialgleichung(3.2) nach leichter algebraische Umformung wie folgt angeben:

$$T^1(i,j) = Fo \cdot (T^0(i+1,j) + T^0(i-1,j) + T^0(i,j+1) + T^0(i,j-1)) - (4Fo - 1) \cdot T^0(i,j) \quad (3.40)$$

wobei der Einfachheit halber $\Delta x = \Delta y$ angenommen wurde.

3.3.2 Explizites, implizites und Crank-Nicolson Verfahren

Aus der *expliziten* finiten Differenzenapproximation können, falls für einen Zeitpunkt (meist $t = 0$) die Temperaturen aller Knotenpunkte bekannt sind, die Temperaturen für den nächsten Zeitschritt direkt ohne Lösung linearer Gleichungssysteme berechnet werden. Nachteilig ist, daß diese Methode nicht für alle Zeit- und Ortsschritte stabil ist. Wenn z.B. in Gleichung (3.40) Fo größer als $\frac{1}{4}$ wird, wird das Ergebnis physikalisch unsinnig, da dann ja die neue Tempera-

¹ Die Anzahl der Indices entspricht der räumlichen Dimension. Da im Fall der Zylindersymmetrie keine dreidimensionale, sondern mit geeigneten Koordinaten nur zweidimensionale Rechnung nötig ist, wird auf den dreidimensionalen Fall nicht weiter eingegangen. Die Formeln lassen sich aber genauso wie für die niedrigeren Dimensionen herleiten.

tur $T^1(i,j)$ an einem Ort um so kleiner währe, um so größer sie einen Zeitschritt vorher war ($T^0(i,j)$). Auch für den ein- und dreidimensionalen Fall und für $\Delta x \neq \Delta y$ lassen sich leicht Stabilitätsgrenzen für das Verhältnis von Orts- und Zeitschrittweite herleiten.

Dieser Einschränkung unterliegt die *implizite* finite Differenzenapproximation nicht. Hierbei findet die Ortsdiskretisierung nicht beim Zeitschritt t , sondern beim Zeitschritt $t+\Delta t$ statt. Das heißt, die neue Temperatur am Ort (i,j) hängt von den neuen Temperaturen der Nachbarpunkte und der alten Temperatur am Ort (i,j) ab. In Gleichung (3.37) müssen also für die Nachbarpunkte T^1 an Stelle von T^0 eingesetzt werden, woraus folgt:

$$T^1(i,j) - T^0(i,j) = Fo \cdot (T^1(i+1,j) + T^1(i-1,j) + T^1(i,j+1) + T^1(i,j-1)) - 4Fo \cdot T^1(i,j) \quad (3.41)$$

oder nach T^0 aufgelöst, in der Form wie sie später benötigt wird:

$$-Fo \cdot (T^1(i+1,j) + T^1(i-1,j) + T^1(i,j+1) + T^1(i,j-1)) + (4Fo+1) \cdot T^1(i,j) = T^0(i,j) \quad (3.42)$$

Die Knotenpunktstemperatur $T^1(i,j)$ zur Zeit $t+\Delta t$ kann nun nicht mehr wie bei der expliziten Formulierung aus bekannten Temperaturen zur Zeit t berechnet werden. Vielmehr ist jetzt für jeden Zeitschritt Δt ein lineares Gleichungssystem für die Temperaturen zur Zeit $t+\Delta t$ zu lösen. Die Anzahl der Gleichungen ist dabei gleich der Anzahl der Knotenpunkte mit unbekannter Temperatur. Der Rechenaufwand pro Zeitschritt liegt bei der impliziten Formulierung beträchtlich *höher* als bei der expliziten. Bei N Knotenpunkten muß für die implizite Approximation ein lineares Gleichungssystem aus N Gleichungen für N unbekannte Temperaturen gelöst werden, während beim expliziten Verfahren die unbekanntenen Temperaturen direkt aus N Gleichungen berechnet werden können.

Neben expliziter und impliziter ist bei instationären Vorgängen auch eine *allgemeine* Formulierung möglich, welche die *örtlichen* ersten und zweiten Ableitungen zu einem beliebigen Zeitpunkt zwischen t und $t+\Delta t$ entwickelt, indem sie dafür einen gewichteten Mittelwert aus explizitem und implizitem Approximationsverfahren verwendet. Mit dem *Wichtungsparemeter* f ($0 \leq f \leq 1$) kann man den tatsächlich verwendeten Wert T_{allg} so ausdrücken:

$$T_{allg} = f \cdot T_{impl} + (1-f) \cdot T_{expl} \quad (3.43)$$

Für das *eindimensionale* Beispiel ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} \frac{T^1(i) - T^0(i)}{\Delta t} = a \cdot f \cdot \left[\frac{T^1(i+1) - 2T^1(i) + T^1(i-1)}{\Delta x^2} \right] + \\ a \cdot (1-f) \cdot \left[\frac{T^0(i+1) - 2T^0(i) + T^0(i-1)}{\Delta x^2} \right] \end{aligned} \quad (3.44)$$

Als *Crank-Nicolson-Verfahren* wird das Approximationsverfahren bezeichnet, bei dem der Wichtungparameter f den Wert 0,5 annimmt. Dieses Verfahren wird im Programm (siehe Anhang A1) benutzt.

Weitere Verfahren sind das *Exponentialverfahren* und das *ADI-Verfahren* (Alternating Direction Implicit). Beim Exponentialverfahren wird mit einem Wichtungparameter $f_{i,j}$ ($0,5 \leq f_{i,j} \leq 1$), der von der Fourierzahl am Ort (i,j) abhängt, gerechnet. Der sehr kleine relative Fehler gegenüber einer analytischen Berechnung wird durch einen sehr großen Rechenaufwand erkauft.

Beim ADI-Verfahren wird der Zeitschritt in zwei Halbschritte aufgeteilt. Im ersten Halbschritt wird in x -Richtung explizit und in y -Richtung implizit gerechnet und im zweiten Halbschritt umgekehrt (*semi-implizite* Methode). Gegenüber dem voll impliziten oder allgemeinen Verfahren müssen je Halbschritt nur noch drei statt fünf unbekannte Temperaturen (im zweidimensionalen Fall) berechnet werden. Bei Morton und Mayers [33] findet sich eine ausführliche Herleitung der unterschiedlichen Rechengenauigkeit der expliziten, impliziten und Crank-Nicolson-Methode, mit dem Ergebnis, daß die Crank-Nicolson-Methode die genaueste Methode ist.

3.3.4 Herleitung der allgemeinen Wärmetransportgleichung

Für einen dreidimensionalen Körper kann die Energiebilanz an einem *quaderförmigen*, differentiellen Element gemäß Abb. 3.5 in kartesischen Koordinaten aufgestellt werden. Die Änderung der inneren Energie ergibt sich als Summe der zu- und abfließenden Wärmeströme sowie der inneren Wärmequellen und -senken:

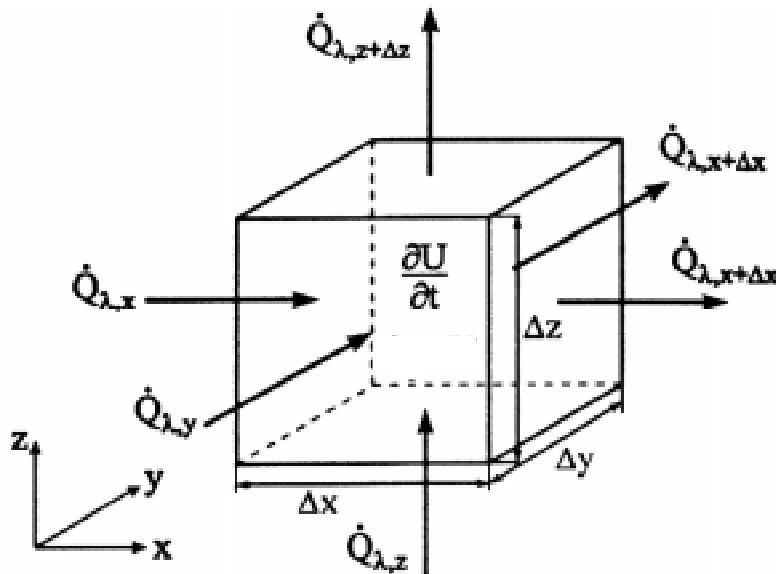


Abb. 3.5: Energiebilanz an einem differentiellen Element in kartesischen Koordinaten.

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \dot{Q}_x - \dot{Q}_{x+\Delta x} + \dot{Q}_y - \dot{Q}_{y+\Delta y} + \dot{Q}_z - \dot{Q}_{z+\Delta z} + S \cdot \Delta V \quad (3.45)$$

Im folgenden wird nur die Wärmebilanz in x-Richtung betrachtet. Für die y- und z-Richtung ergeben sich die entsprechenden Formeln analog. Nach dem Fouriergesetz ist der Wärmestrom dem Temperaturgradienten entgegengesetzt:

$$\dot{Q}_x = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot A_x \quad (3.46)$$

Die Seitenfläche des Kontrollvolumens A_x ist dabei:

$$A_x = \Delta y \cdot \Delta z \quad (3.47)$$

Der an der gegenüberliegenden Seitenfläche $A_{x+\Delta x}$ aus- bzw. eintretende Wärmestrom wird durch Taylorentwicklung bis zum linearen Term gewonnen:

$$\dot{Q}_{x+\Delta x} \approx \dot{Q}_x + \frac{\partial \dot{Q}_x}{\partial x} \cdot \Delta x \quad (3.48)$$

Damit ergibt sich der Nettowärmestrom in x-Richtung:

$$\dot{Q}_x - \dot{Q}_{x+\Delta x} = -\frac{\partial \dot{Q}_x}{\partial x} \cdot \Delta x = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot A_x \right) \cdot \Delta x \quad (3.49)$$

Für konstante Wärmeleitfähigkeit λ gilt dann:

$$\dot{Q}_x - \dot{Q}_{x+\Delta x} = \lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cdot A_x \cdot \Delta x \quad (3.50)$$

Das Volumen des infinitesimalen (bei numerischen Rechnungen finiten) Volumenelements beträgt:

$$\Delta V = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \quad (3.51)$$

Im Kontrollvolumen ΔV ist die Energie

$$U = \rho \cdot \Delta V \cdot c_p \cdot T \quad (3.52)$$

gespeichert. Für die zeitliche Änderung der inneren Energie des Kontrollvolumens ergibt sich damit für konstante Stoffwerte:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \rho \cdot \Delta V \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.53)$$

Werden Gleichung (3.50) und die für y- und z-Koordinate entsprechenden Gleichungen in die Energiebilanz (3.52) eingesetzt, so folgt aus (3.53):

$$\rho \cdot \Delta V \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cdot A_x \cdot \Delta x + \dots + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \cdot A_z \cdot \Delta z \right) + S \cdot \Delta V \quad (3.54)$$

Unter Beachtung von:

$$\Delta V = A_x \cdot \Delta x = A_y \cdot \Delta y = A_z \cdot \Delta z \quad (3.55)$$

und der bereits eingeführten Temperaturleitfähigkeit

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$$

ergibt sich die von den Abmessungen des gewählten Kontrollvolumens unabhängige und allgemein gültige Wärmeleitungsgleichung für kartesische Koordinaten:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{a}{\lambda} \cdot S \quad (3.56)$$

3.3.5 Die Wärmetransportgleichung in Zylinderkoordinaten

Da bei rotationssymmetrischer Bestrahlung in der Spiegelmitte kein Nettowärmestrom in Azimutalrichtung (senkrecht zu r und z) fließt, wird in Zylinderkoordinaten aus der dreidimensionalen Wärmetransportgleichung eine zweidimensionale.

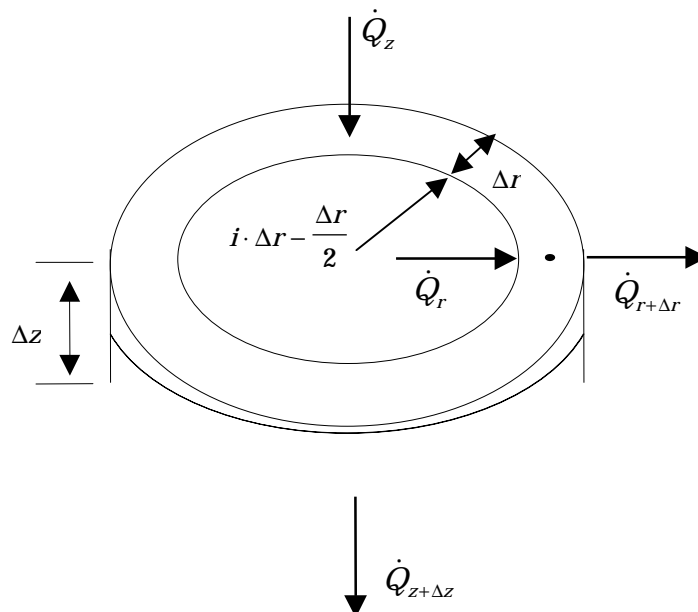


Abb. 3.6: Aufteilung der Volumenelemente bei Zylindersymmetrie

Die Geometrie der Laserspiegel wird in Volumenelemente konzentrischer Ringe diskretisiert, wie Abb. 3.6 zeigt. Für die Koordinate des Knotenpunkts, der jeweils in der Mitte eines Ringelements liegt, gilt:

$$r = i \cdot \Delta r \quad (3.57)$$

Die *Innenfläche* des herausgegriffenen Ringelements ist eine Funktion des Radius:

$$A_r(r) = 2\pi r \cdot \Delta z = 2\pi \Delta r (i - 1/2) \cdot \Delta z \quad (3.58)$$

Damit ist die später benötigte partielle Ableitung nach r :

$$\frac{\partial A_r(r)}{\partial r} = 2\pi \cdot \Delta z \quad (3.59)$$

Für die Ober- bzw. Unterseite des Ringelements ergibt sich ebenfalls abhängig vom Radius exakt:

$$A_z(r) = 2\pi i \cdot \Delta r^2 \quad (3.60)$$

Das Kontrollvolumen ist damit:

$$\Delta V = A_z \cdot \Delta z \quad (3.61)$$

Wie bei Gl. (3.49) und (3.50) ergibt sich für den Nettowärmestrom mit konstanter Wärmeleitfähigkeit λ :

$$\dot{Q}_r - \dot{Q}_{r+\Delta r} \approx -\frac{\partial \dot{Q}_r}{\partial r} \cdot \Delta r = \lambda \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \cdot A_r \right) \cdot \Delta r \quad (3.62)$$

$$\dot{Q}_z - \dot{Q}_{z+\Delta z} \approx -\frac{\partial \dot{Q}_z}{\partial z} \cdot \Delta z = \lambda \cdot A_z \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \cdot \Delta z \quad (3.63)$$

Dabei muß in Gl.(3.62) die Produktregel beachtet werden, so daß nach Einsetzen von (3.58) und (3.59) folgt:

$$\dot{Q}_r - \dot{Q}_{r+\Delta r} = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \cdot 2\pi \Delta r (i-1/2) \cdot \Delta z + \frac{\partial T}{\partial r} \cdot 2\pi \cdot \Delta z \right) \cdot \Delta r \quad (3.64)$$

Soll die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ berücksichtigt werden, so muß $\lambda(T(r))$ in (3.62) mit in der Klammer stehen und nach Produkt- und Kettenregel differenziert werden.

Werden die Gleichungen (3.61) bis (3.64) in die Energiebilanz:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \rho \cdot c_p \cdot \Delta V \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{Q}_r - \dot{Q}_{r+\Delta r} + \dot{Q}_z - \dot{Q}_{z+\Delta z} + S \cdot \Delta V \quad (3.65)$$

eingesetzt und die Definition von a benutzt, so folgt nach Division durch das Kontrollvolumen und algebraischer Umformung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \left(\left(\frac{i-1/2}{i} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{a}{\lambda} \cdot S \quad (3.66)$$

Wird die Lage des Knotenpunkts anders als hier gewählt, nämlich auf dem inneren Rand des Ringelements ($r=(i-1/2)\Delta r$) und die Näherung $(\Delta r)^2 \approx 0$ benutzt, so ergibt sich für die Flächen:

$$A_r(r) = 2\pi (i-1/2) \cdot \Delta r \cdot \Delta z \quad (3.67)$$

bzw.:

$$A_z(r) = 2\pi (i-1/2) \cdot \Delta r \cdot \Delta r \quad (3.68)$$

und damit:

$$\Delta V = A_z \cdot \Delta z = A_r \cdot \Delta r \quad (3.69)$$

Nach kurzer Umformung ergibt sich daraus die zweidimensionale instationäre Wärmetransportgleichung in Zylinderkoordinaten, wie sie üblicherweise angegeben wird:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{a}{\lambda} \cdot S \quad (3.70)$$

Für die Zylinderachse sind die Gleichungen (3.66) und (3.70) nicht definiert ($i=0$ bzw. $r=0$). Es wird deshalb die Energiebilanz für das Zentralelement mit Radius $\Delta r/2$ neu aufgestellt. Aus Symmetriegründen kann kein Wärmefluß über die Zylinderachse stattfinden ($\dot{Q}_r = 0$). Analog zur oben gezeigten Herleitung folgt dann für Zentralelemente:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \left(\frac{4}{\Delta r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{a}{\lambda} \cdot S \quad (3.71)$$

Entsprechend werden die Gleichungen für Volumenelemente der Oberseite, Unterseite und des Mantels hergeleitet.

Kapitel 4

Die Simulationsergebnisse

In diesem Kapitel wird die theoretische Abhängigkeit der Spiegelzerstörungsschwelle von den vielfältigen Parametern (Strahlradius, Kühlung, Pulswiederholfrequenz, etc.) untersucht.

Wie bei der analytischen Lösung gehen alle folgenden Rechnungen davon aus, daß der Laserspiegel auf seiner Unterseite durch einen idealen Kühlkörper auf konstanter Temperatur gehalten wird (üblicherweise 300 K), und daß sowohl die Oberseite als auch die Mantelfläche keine Wärme abgeben. Wenn nicht anders angegeben wird bei temperaturabhängiger Absorption immer das Modell nach Ujihara benutzt. Bestrahlt wird das Zentrum eines zylindrischen Kupferspiegels mit, wenn nicht anders angegeben, Durchmesser 30 mm und Dicke 5 mm.

4.1 Vergleich mit der analytischen Lösung

Da es für konstante Materialparameter eine analytische Lösung der Differentialgleichung des gekühlten ($T_{\text{unterseite}} = \text{konst}$) Spiegels mit cw-Laserbestrahlung gibt, stellt sich zuerst die Frage, ob die numerisch berechneten Werte aus dem Simulationsprogramm für diesen Fall mit den berechneten Werten nach Gleichung (3.15) und (3.16) übereinstimmen. Den Vergleich analytischer Berechnungen mit Simulationsdaten zeigt Tabelle 4.1. Bei einer Anfangstemperatur identisch mit der Kühltemperatur $T_k = 300$ K, ist in Klammern der relative Unterschied des *Temperaturanstiegs* angegeben.

<i>Extremfall</i>	$\frac{T_m}{K}$ <i>analytisch</i>	$\frac{T_m}{K}$ <i>numerisch</i>
$w \ll d$	1023,3	1019,7 (-0,5%)
$w \gg d$	308,16	308,31 (+1,8%)

Tabelle 4.1: Vergleich des Simulationsergebnisses mit der analytischen Lösung. Angegeben ist die Maximaltemperatur in der Spiegelmitte für die beiden Fälle: Strahlradius sehr klein bzw. sehr groß gegenüber der Spiegeldicke bei cw-Bestrahlung. Die Parameter sind für $w \ll d$: Spiegelradius $R = 25$ mm, Dicke $d = 10$ mm, $\lambda = 390$ W/m·K, Strahlradius $w = 0,1414$ mm, Absorption $A = 1\%$, Leistung $P = 10$ kW, Kühltemperatur $T_k = 300$ K. Für $w \gg d$: $R = 25$ mm, $d = 1$ mm, $w = 20$ mm, $P = 200$ kW.

Die analytischen Formeln für cw-Bestrahlung bei konstanten Materialparametern nach Hue [10] und Lax [22] sind also trotz der Näherung, daß der Wärmetransport nur in axiale Richtung stattfindet, gültig.

4.2 Ergebnisse bei cw-Laserbestrahlung

Die erste Frage die sich hier stellt lautet: Ist die Temperaturabhängigkeit der Materialgrößen (Absorption, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität) für die Zerstörschwelle überhaupt relevant. Abb. 4.1 zeigt den Temperatur-Zeit-Verlauf von vier Rechnungen, bei denen drei von Unterseitenkühlung auf 300K und eine von einer isolierten Unterseite ausgehen.

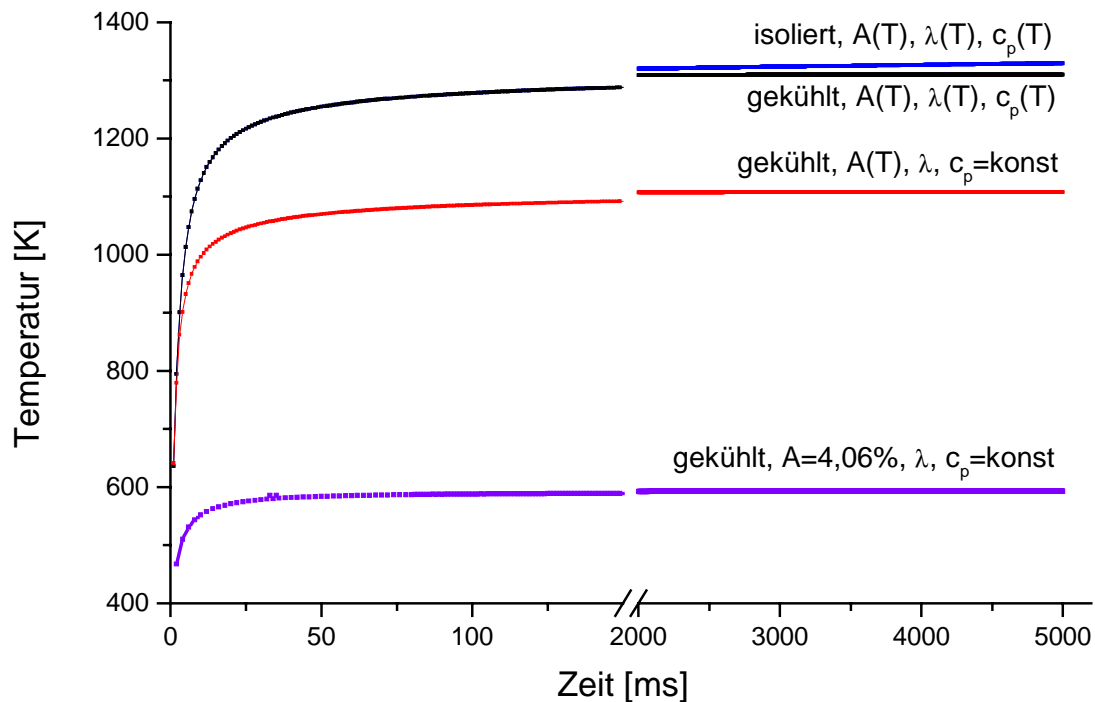


Abb. 4.1: Die Abhängigkeit der Spiegeltemperatur von den Annahmen über Materialparameter und Kühlung. Die Simulationsparameter: cw-Bestrahlung mit 1 kW, $w = 0,14$ mm, Spiegeldurchmesser = 50 mm, Spiegeldicke = 10 mm

Sind alle Materialgrößen konstant, so ergibt sich für die angegebenen Simulationsparameter eine Endtemperatur von etwa 594 K. Wird das Modell von Ujihara für die Steigung der Absorption mit der Temperatur verwendet, so ist die Endtemperatur mit 1108 K fast zweimal höher. Werden zusätzlich noch Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität temperaturabhängig angenommen, steigt die berechnete Endtemperatur noch weiter (1329 K). Wird dann noch die Unterseite isoliert, so steigt die Spiegeltemperatur kontinuierlich an.

Die Maximaltemperatur hängt also erheblich von der Temperaturabhängigkeit der Stoffgrößen ab.

Die Abb. 4.2 zeigt eine Simulationsrechnung, aus der hervorgeht, daß trotz Steigen der Absorption und Sinken der Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur bei konstanter Unterseitentemperatur der Spiegel eine Endtemperatur erreicht.

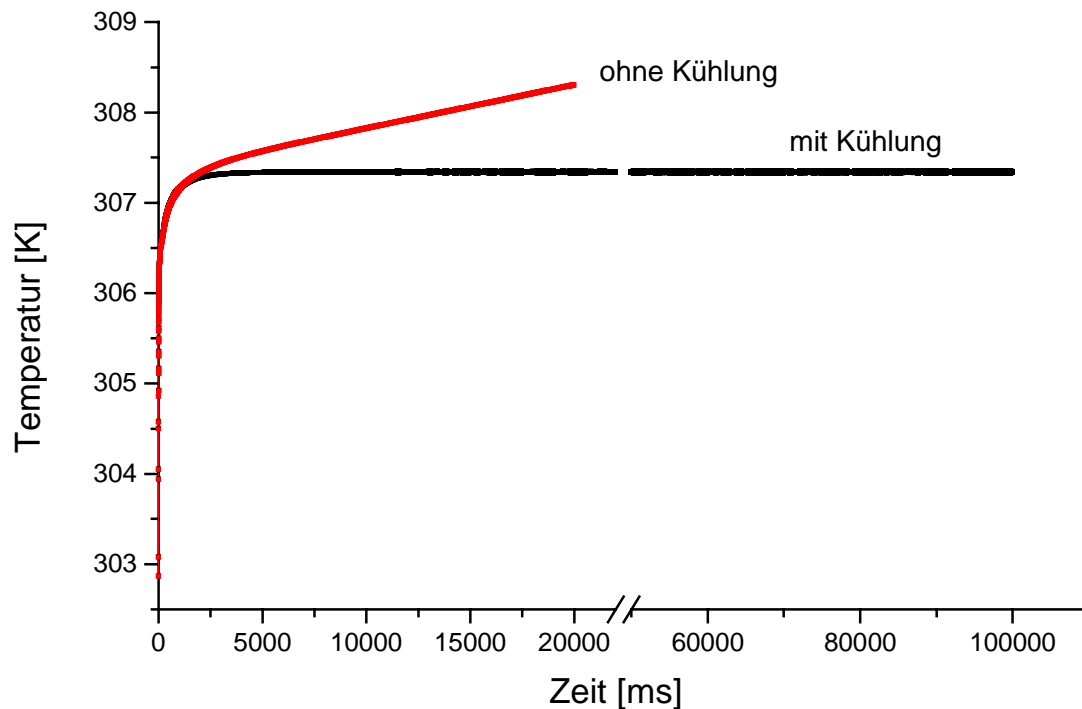


Abb. 4.2: Bei idealer Unterseitenkühlung stellt sich für Kupfer auch bei mit der Temperatur steigender Absorption und sinkender Wärmeleitfähigkeit eine Gleichgewichtstemperatur nach ca. 2 Sekunden ein. Ohne Kühlung steigt die Temperatur kontinuierlich. Simulationsparameter: $P = 2,5 \text{ kW}$, $w = 1,41 \text{ mm}$, Durchmesser = 50 mm, Dicke = 10 mm, Absorption nach Ujihara und Kühلتemperatur = 300 K

Dieses Ergebnis für Kupferspiegel ist nicht selbstverständlich. Spiegel auf Siliziumsubstrat zeigen nämlich unter bestimmten Bedingungen einen 'thermal-runaway' genannten Effekt (siehe Anhang A2). Ab einer kritischen Temperatur überwiegt dann die Abnahme der Wärmeleitfähigkeit die Zunahme des Wärmeabflusses durch den Temperaturgradienten im Spiegel. Die Spiegeltemperatur steigt dann bis zur Schmelztemperatur an, statt eine Gleichgewichtstemperatur anzustreben.

Wie Formel (3.15) für cw-Bestrahlung zeigt, ist es sinnvoll die Zerstörschwellen von Laseroptiken in Leistung pro Strahlradius anzugeben [1], wenn der Strahlradius deutlich kleiner als die Spiegeldicke ist. Rechnungen (Abb. 4.3) zeigen für cw-Bestrahlung und temperaturabhängige Materialparameter, daß die zur Beschädigung nötige Leistung etwa linear mit dem Strahlradius ansteigt, das Ver-

hältnis Leistung / Strahlradius also konstant ist. Wird die Zerstörschwelle hingegen als Intensität angegeben, wie früher üblich, so ist sie vom Strahlradius abhängig und kann so nicht direkt mit Experimenten bei anderen Strahlradien verglichen werden. Zu beachten ist hierbei allerdings welche Definition des Strahlradiuses (siehe Gl. (3.10)) benutzt wird.

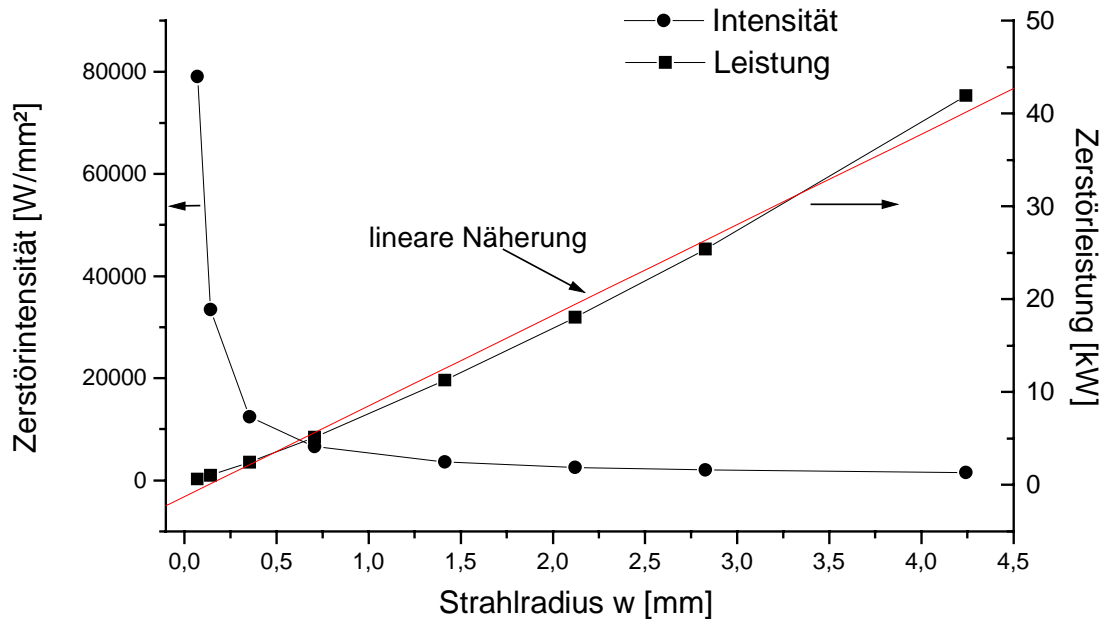


Abb. 4.3: Bei cw-Bestrahlung, $w \ll d$ und temperaturabhängigen Materialparametern wird die Zerstörschwelle besser in Leistung pro Strahlradius [kW/mm] angegeben, da diese etwa konstant ist. Die Spiegeldicke d beträgt 5 mm.

Ein weiterer Parameter, der die Spiegelzerstörschwelle beeinflusst, ist die Spiegelgeometrie.

Simulationsergebnisse, die die Abhängigkeit des Temperatur-Zeit-Verlaufs von der Spiegelgeometrie (Durchmesser x Dicke) zeigen sind in Abb. 4.4 dargestellt. Dabei ist die Spiegelunterseite durch Kühlung konstant auf 300 K, die Mantelfläche und Oberseite wie immer isoliert. Die Materialparameter sind temperaturabhängig und bestrahlt wird mit einem cw-Laser mit 5,137 kW und 0,707 mm Strahlradius auf der Spiegelmitte. Daß die Temperatur bei manchen Geometrien über die Schmelztemperatur von Cu steigt, ist für die qualitative Deutung des Graphen nicht relevant.

Die dünnen Spiegel (30mm bzw. 50mm x 1mm) erreichen sehr schnell ihre Endtemperatur, da nur wenig Volumen aufgeheizt wird. Durch den kleinen Abstand zwischen Kühlkörper und bestrahlter Oberfläche ist die Maximaltemperatur deutlich geringer als bei den anderen Spiegeln.

Die Ergebnisse für Spiegel mit 30mm Durchmesser und 5 bzw. 2,5 mm Dicke konvergieren gegen deutlich höhere Endtemperaturen. Der dickere Spiegel benötigt dafür etwa die vierfache Zeit (400 ms).

Wird der Durchmesser auf 15mm verkleinert (Dicke 5 bzw. 2,5 mm), steigt die Maximaltemperatur weiter an, weil der Abstand zum isolierten Mantel geringer wird. Dabei unterscheiden sich die Kurven für 2,5 mm und 5,0 mm Dicke nur unmerklich.

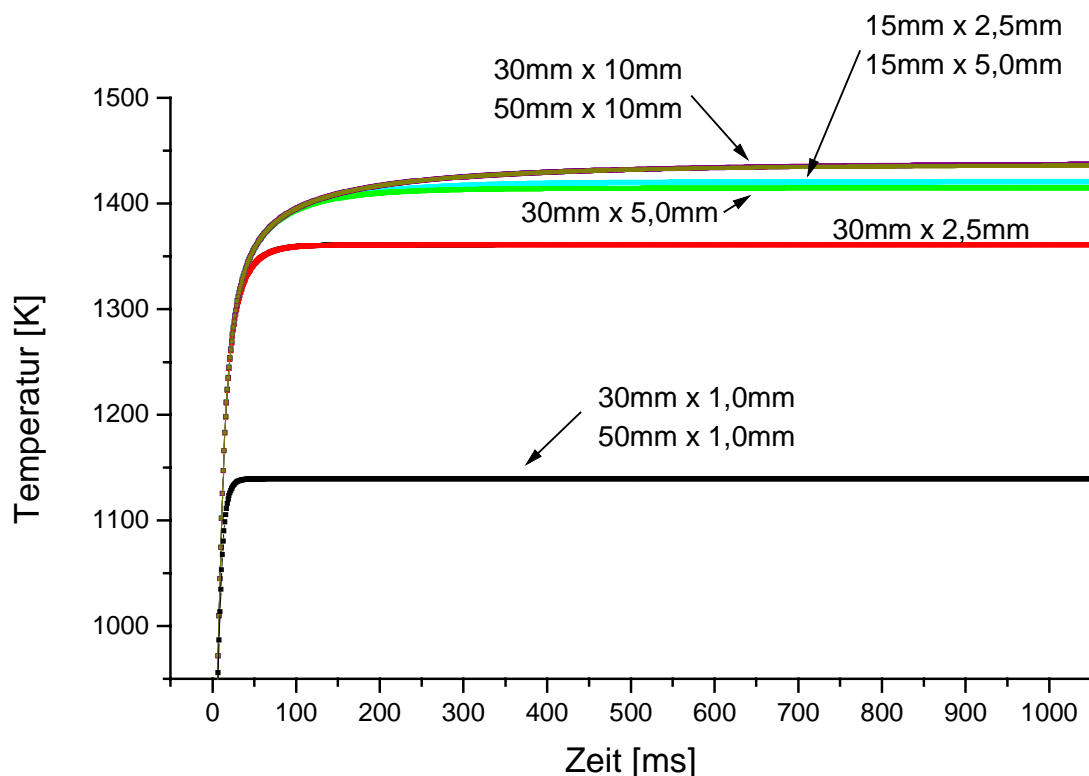


Abb. 4.4: Der Temperatur-Zeit-Verlauf ist für verschiedene Geometrien (Durchmesser x Dicke) aufgetragen. Der cw-Laserstrahl hat 1,4 mm Durchmesser und die Temperaturabhängigkeiten $A(T)$ und $a(T)$ werden berücksichtigt.

Die beiden dicksten Spiegel (10 mm) mit Durchmesser 30 bzw. 50 mm erreichen nach relativ langer Zeit (1700 ms, im Graphen nicht zu erkennen) eine wiederum höhere Temperatur, welche durch die noch ineffektivere Kühlung zustande kommt. Ein idealer Spiegel mit Kühlung (ohne Kühlung gilt genau das Gegenteil) ist also möglichst dünn. Dies ist bei wassergekühlten Spiegeln dadurch realisiert, daß die Kühlkanäle so nah wie möglich unter der Spiegeloberfläche verlaufen.

Verwunderlicher aber ist die Tatsache, daß erst bei Spiegeln mit einem Durchmesser, der mindestens das 20-fache (!) des Strahldurchmessers mißt, der Spiegeldurchmesser die Temperatur nicht mehr beeinflusst. Da diese Bedingung i.a. kaum zu erfüllen ist, sollten Spiegelhalter aus Metall einen guten Wärmekontakt zur Spiegelmantelfläche aufweisen.

Um dieses Ergebnis quantitativ genauer zu fassen, wurden noch einige weitere Rechnungen durchgeführt. Abb. 4.5 zeigt die Maximaltemperatur der Spiegelmitte (nach 2000 ms) bei konstantem Durchmesser und variabler Dicke bzw. umgekehrt.

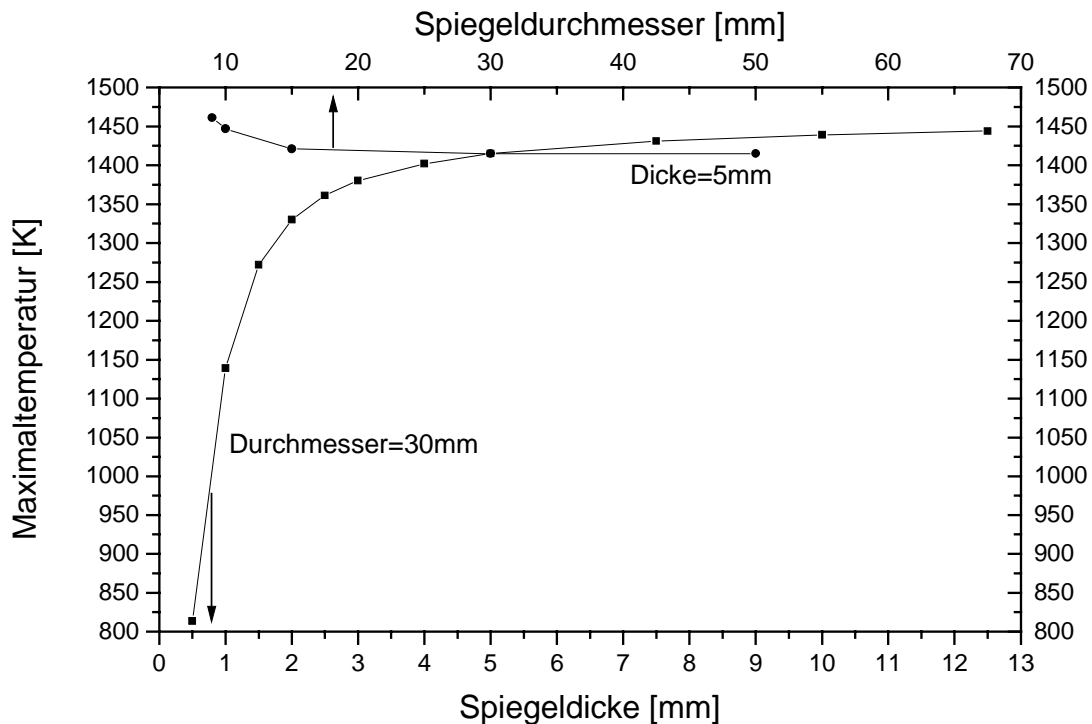


Abb. 4.5: Die Maximaltemperatur eines gekühlten Cu-Spiegels bei cw-Bestrahlung mit $A(T)$, $a(T)$, $P = 5,14 \text{ kW}$ und $w = 0,707 \text{ mm}$ in Abhängigkeit von den Spiegelabmessungen.

Die Temperatur bei 30 und 50 mm Durchmesser beträgt jeweils 1415 K. Das Gefälle des Graphen zwischen diesen beiden Punkten ist eine optische Täuschung. Unter den angenommenen Parametern wird deutlich, daß die Spiegeldicke einen wesentlich größeren Einfluß auf die Endtemperatur hat, als der Durchmesser.

Als nächstes wird der Frage nachgegangen, ob sich Unterschiede der Anfangstemperatur um 20 oder 100 K bei einer Schmelztemperatur von 1365 K überhaupt auf die Zerstörschwelle auswirken. Ausgangspunkt ist ein Spiegel, der durch einen Kühl- bzw. Heizkörper auf eine einheitliche Anfangstemperatur gebracht wird und auf der Unterseite auf dieser gehalten wird (Abb. 4.6). Bei einer Spiegeldicke von 5 mm ist der Kontakt zum Kühlkörper noch gut.

Obwohl $A(T)$ und $c_p(T)$ durch Polynome vierter Ordnung beschrieben werden, sinkt die Zerstörschwelle über einen großen Temperaturbereich linear mit der Anfangstemperatur.

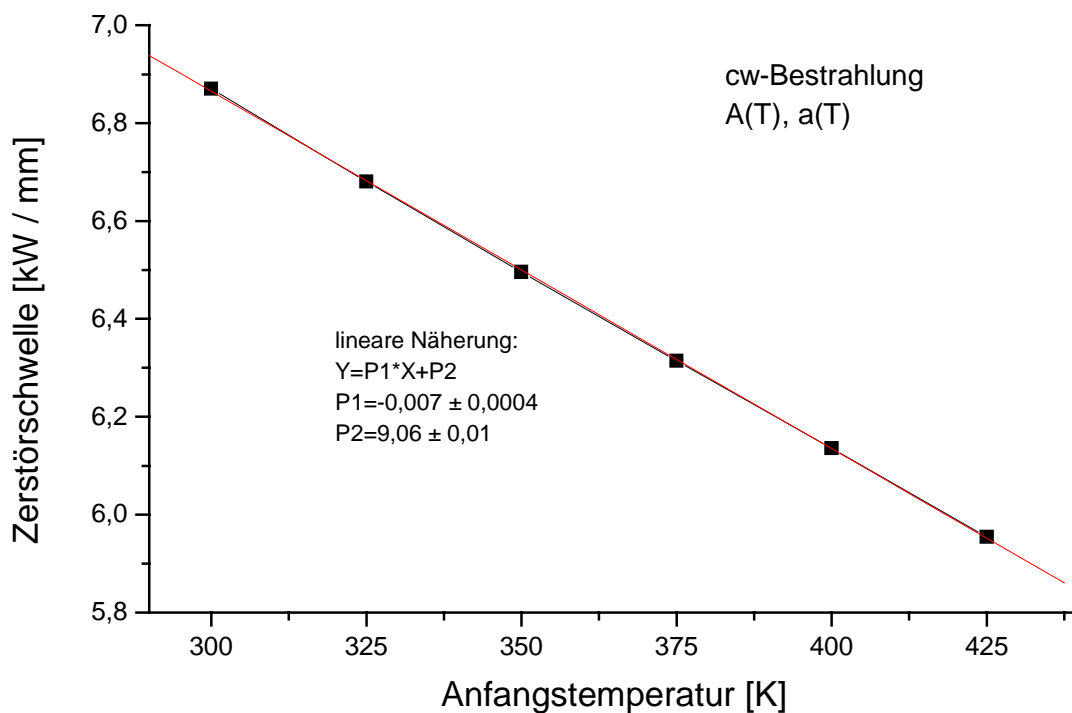


Abb. 4.6: Abnahme der Zerstörschwelle in Abhängigkeit von der Anfangs- bzw. Heiztemperatur. Parameter: cw-Bestrahlung, $w = 0,707$ mm, $A(T)$, $a(T)$, Durchmesser = 30 mm und Dicke = 5 mm.

Bei 1000 K beträgt die Zerstörschwelle 2,14 kW/mm statt 2,06 kW/mm nach linearer Näherung des Graphen. Die Abnahme der LIDT bei 400 K um 10% gegenüber der Zerstörschwelle bei 300 K ist deutlich genug um sie messen zu können.

4.3 Ergebnisse bei gepulster Laserbestrahlung

Das Hauptziel dieser Arbeit besteht darin, die Lücke zwischen den schon untersuchten Fällen cw-Bestrahlung und Spiegelzerstörung durch Einzelpulse zu schließen.

Bei gepulster Bestrahlung werden in der Berechnung Zeitschritte variabler Größe benutzt (Abb. 4.7), da sonst bei einer Berechnung mit beispielsweise 200 ns Pulslänge für 5 Sekunden Laserbestrahlung 25 Mrd. Zeitschritte nötig wären. Die Zeit zwischen zwei Pulsen wird daher direkt nach dem Puls mehrmals mit der Pulsdauer und die übrige Zeit bis zum nächsten Puls in vier gleich großen Zeitschritten berechnet.

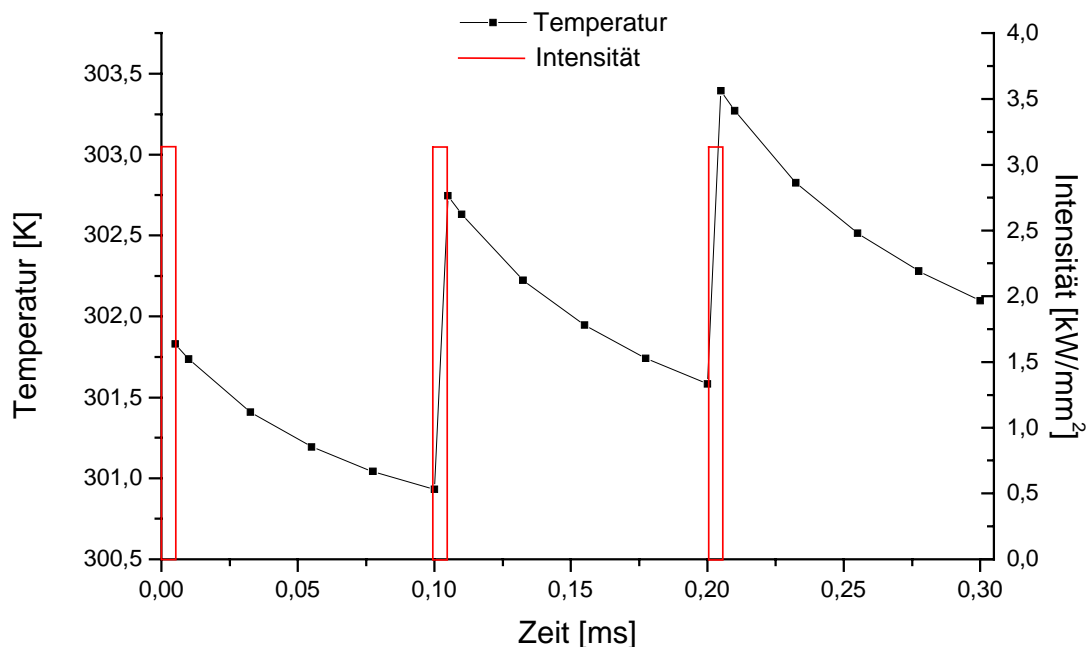


Abb. 4.7: Einteilung der Zeitschritte bei gepulster Bestrahlung. Die drei ersten Rechteckpulse mit Wiederholfrequenz 10 kHz, Pulsdauer 5 μ s und Pulsenergie 25 mJ sind eingezeichnet. Die Spiegeldicke beträgt 5 mm, die Kühltemperatur 300 K und der Strahlradius 1 mm. Die Materialparameter sind temperaturabhängig. Die Temperatur in der Spiegelmitte sinkt zwischen zwei Pulsen wieder.

Vergleichsrechnungen mit einer besseren Zeitauflösung zwischen den Pulsen liefern für Wiederholraten ab 1 kHz dieselben Temperaturen am Ende eines Pulses (hier bei $n=0,1$ ms). Die Laserpulse werden mit räumlichem Gaußprofil und zeitlichem Hutprofil simuliert, da eine weitere Aufteilung des zeitlichen Pulsprofils die Rechenzeit weiter um die Größenordnung 10 verlängern würde. Auf einem Pentium 200 liegen diese aber jetzt schon typisch zwischen 1 und 20 Stunden für gepulste Bestrahlung.

Zuerst wird der Unterschied zwischen kontinuierlicher und gepulster Bestrahlung untersucht. Die Abb. 4.8 zeigt Simulationsergebnisse für den Temperatur-Zeit-Verlauf bei gepulster und cw-Bestrahlung mit derselben mittleren Leistung. Die Temperatur steigt dabei während des Pulses über den Wert bei cw-Bestrahlung und sinkt bis zum nächsten Puls unter diesen.

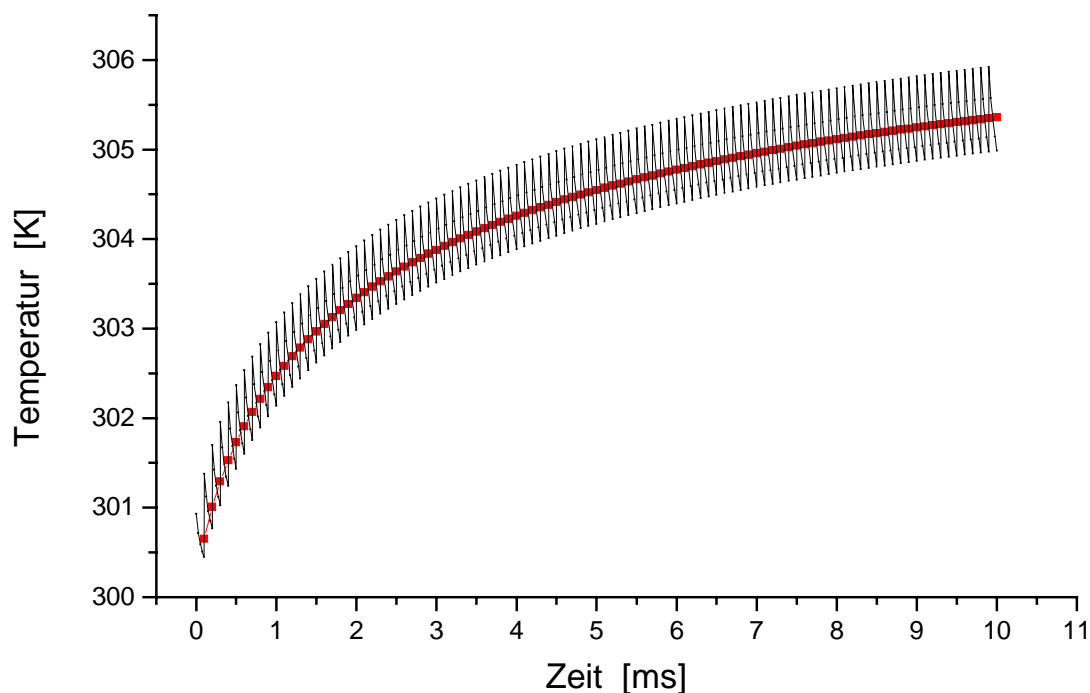


Abb. 4.8: Die durchgezogene Linie zeigt cw-Bestrahlung, die gezackte gepulste Bestrahlung mit 25 mJ, 10 kHz und 200 ns Pulslänge. Die mittlere Leistung beträgt jeweils 250 W bei einem Strahlradius von 1,41 mm.

Die Schwankung der Temperatur zwischen zwei Pulsen beträgt in Abb. 4.8 etwa 1 Kelvin. Bei kleineren Wiederholraten und gleicher mittlerer Leistung und

Pulslänge ist diese Schwankung wegen der größeren Pulsenergie natürlich viel größer.

Um zu zeigen, wie unterschiedlich sich Bestrahlung mit 500 Hz, 20 kHz oder cw auf den Temperatur-Zeit-Verlauf auswirkt, werden drei andere Simulationen in Abb. 4.9 dargestellt. Hierbei wurde nicht mit derselben mittleren Leistung gerechnet, sondern mit der Leistung, die jeweils zur Zerstörung der Spiegeloberfläche durch Schmelzen führt. Die Abhängigkeit der Zerstörschwelle von der Pulsfrequenz wird später untersucht.

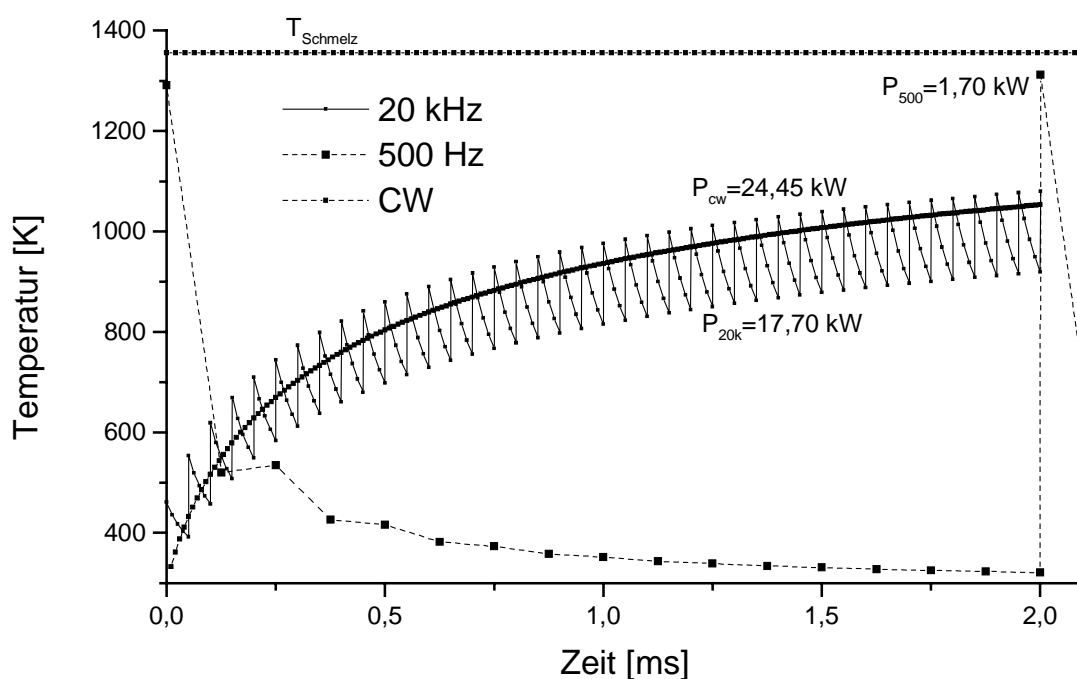


Abb. 4.9: Temperatur-Zeit-Verlauf bei konstanten Materialparametern für 500 Hz, 20 kHz (Pulslänge 200 ns) und cw-Bestrahlung bei $A=2\%$ und 0,5 mm Strahlradius. Die verschiedenen mittleren Leistungen entsprechen der jeweiligen Zerstörschwelle.

Deutlich wird, daß bei 500 Hz die Spiegelmitte zwischen zwei Pulsen fast bis auf die Anfangstemperatur abkühlt und durch den nächsten Puls wieder bis nah an den Schmelzpunkt aufgeheizt wird. Bei 20 kHz hingegen schwankt die Temperatur zwischen zwei Pulsen viel geringer. Der Temperaturanstieg durch viele Pulse, zwischen denen der Spiegel nicht auf die Anfangstemperatur abkühlen kann, führt hier zum Schmelzen.

Die Temperaturschwankung zwischen zwei Pulsen in Abhängigkeit von der Wiederholhfrequenz zeigt die Abb. 4.10. Dabei wurde wiederum mit jeweils der Leistung gerechnet, die zur Zerstörung führt.

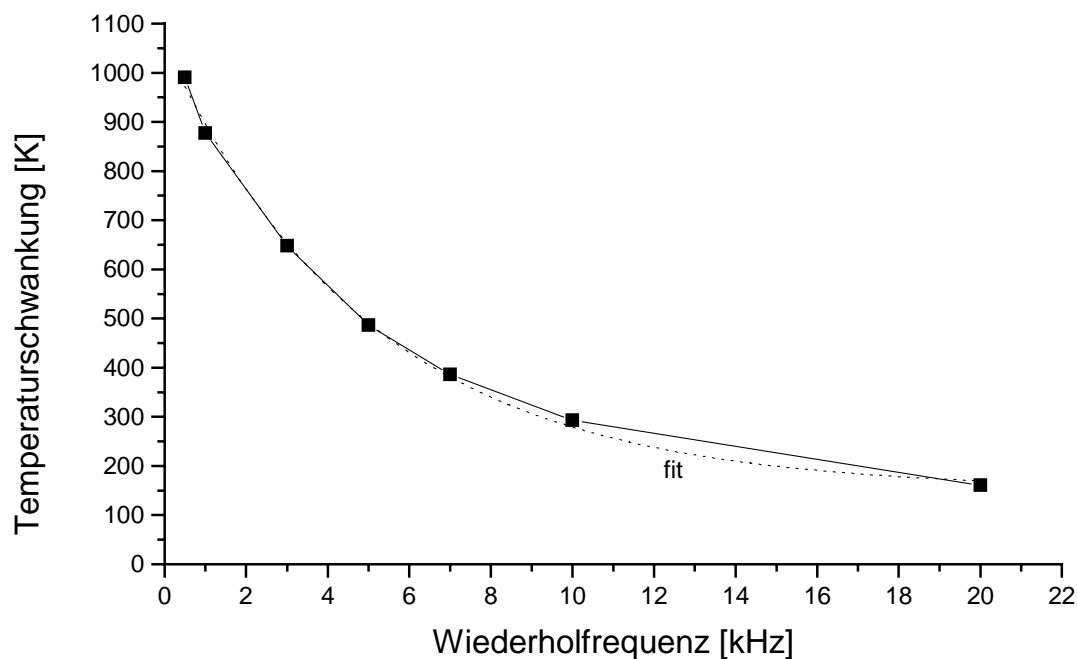


Abb. 4.10: Die Temperaturschwankung zwischen zwei Laserpulsen in Abhängigkeit von der Pulswiederholhfrequenz bei der jeweils zur Zerstörung nötigen mittleren Leistung. Bei einer Pulsdauer von 200 ns sind alle Materialgrößen als konstant angenommen ($A=2\%$). Der Strahlradius beträgt 0,5 mm und von 500 Hz bis 20 kHz steigt für die aufgetragenen Wiederholhfrequenzen die Zerstörleistung: 13,8 kW; 24,4 kW; 53,9 kW; 67,6 kW; 75,1 kW; 81,5 kW; 89,6 kW.

Mit Steigen der Pulswiederholhfrequenz sinkt die Temperaturschwankung. Der Grenzwert Null entspricht hierbei kontinuierlicher Bestrahlung.

Es lassen sich also drei Bereiche voneinander unterscheiden:

- Unterhalb 1 kHz Wiederholfrequenz findet die Spiegelzerstörung durch einzelne Pulse statt.
- Von 1 kHz bis 40 kHz ist die Zerstörschwelle gegenüber cw-Bestrahlung mit der gleichen mittleren Leistung durch die Temperaturschwankung zwischen zwei Pulsen gesenkt.
- Oberhalb 40 kHz unterscheidet sich die Zerstörschwelle kaum von der bei cw-Bestrahlung.

Bei längeren Pulsdauern nimmt die Zeit zwischen den Pulsen, in der das Material wieder abkühlen kann, ab. Daher geht dann die Zerstörschwelle schon bei kleineren Wiederholraten in die cw-Zerstörschwelle über.

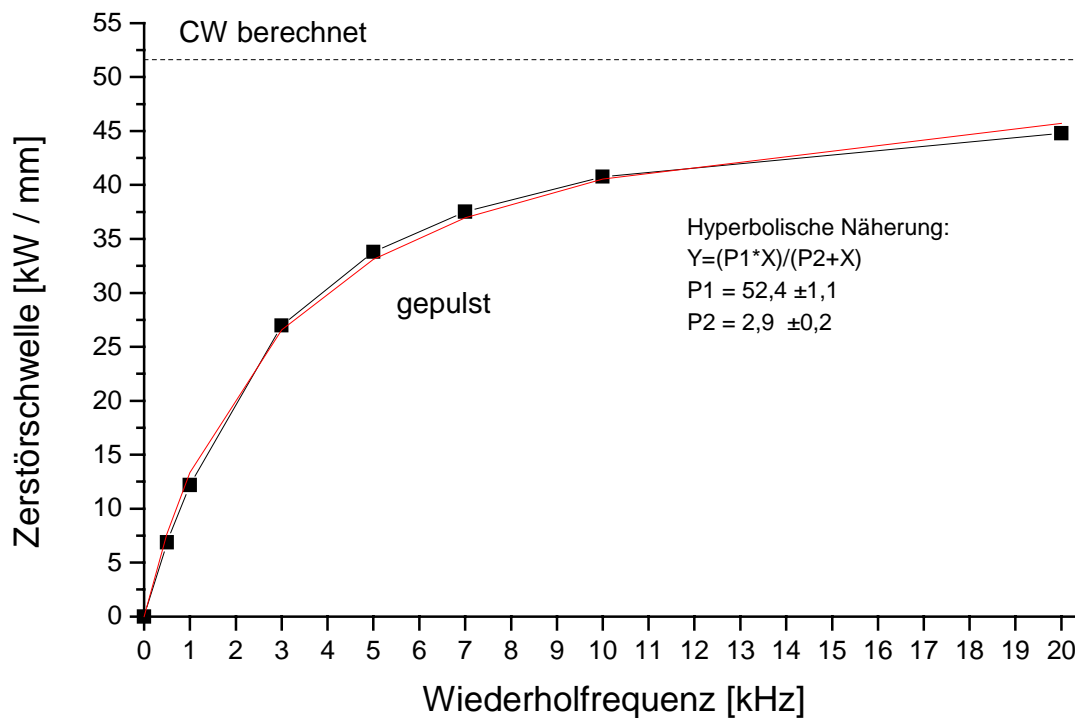


Abb. 4.11: Die Zerstörschwelle (mittlere Leistung pro Strahlradius) bei gepulster Bestrahlung hängt von der Pulswiederholfrequenz ab. Die Simulationsparameter sind: Pulsdauer 200 ns, Absorption 2%, Strahlradius 0,5 mm, λ =konst, c_p =konst und Kühltemp. 300 K.

Im vorangehenden Graphen (Abb. 4.11) ist die Zerstörschwelle (mittlere Leistung pro Strahlradius) bei gepulster Laserbestrahlung über die Pulswiederholffrequenz aufgetragen. Dabei handelt es sich um dieselben Rechnungen wie in der vorherigen Abbildung. Es wird deutlich, wie die Zerstörschwelle mit sinkender Wiederholffrequenz abnimmt. Bei 5 kHz beträgt sie für konstante Materialparameter nur noch 63% der cw-Schwelle.

Wird die Funktion der hyperbolischen Näherung der Simulationsdaten, die bis 20 kHz vorliegen, bis 200 kHz aufgetragen (Abb. 4.12), so zeigt sich, daß die Zerstörschwelle für große Wiederholffrequenzen tatsächlich gegen die cw-Zerstörschwelle konvergiert.

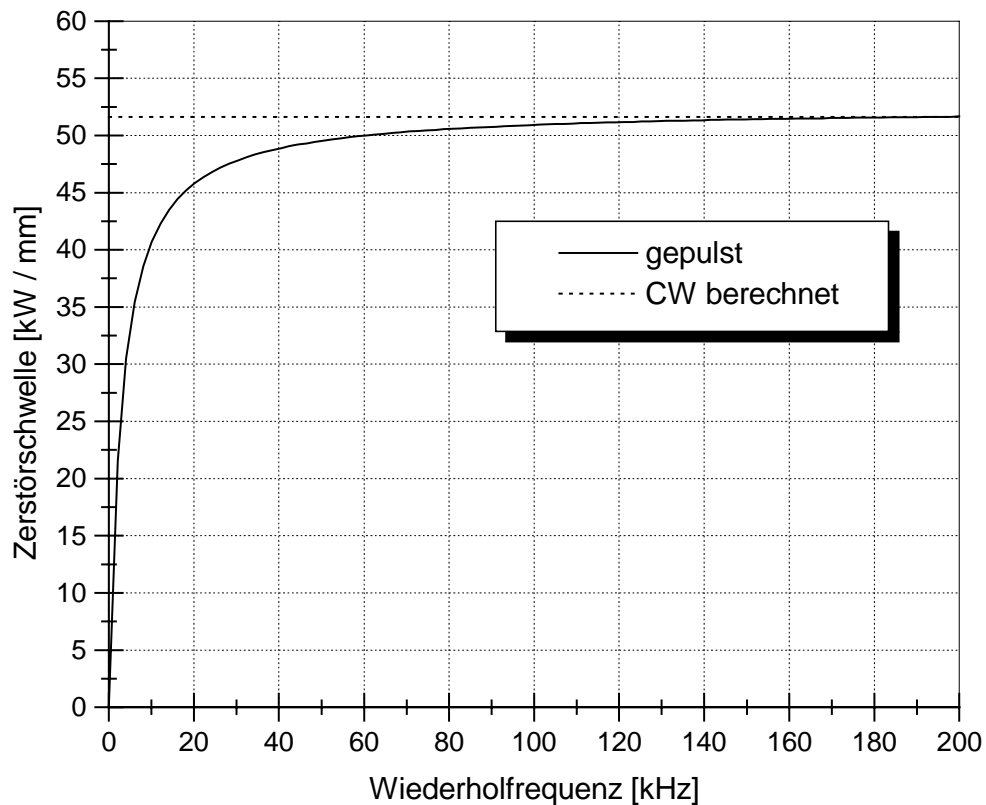


Abb. 4.12: Die hyperbolische Näherung, der in Abb. 4.11 dargestellten Simulationsergebnisse bei gepulster Bestrahlung, konvergiert für hohe Pulswiederholffrequenzen gegen die cw-Zerstörschwelle.

Die Zerstörschwelle bei gepulster Bestrahlung ist bei Pulslängen von 200 ns oberhalb 40 kHz Wiederholffrequenz etwa genauso groß wie die der cw-

Bestrahlung (Absorption 2%, λ und c_p konst). Der Grenzwert beträgt $52,4 \pm 1,1$ kW/mm. Mit der Formel (3.15) von Hue et. al. ergibt sich für den cw-Fall 51,6 kW/mm, also eine hervorragende Übereinstimmung.

Die in Abb. 4.11 angegebenen Zerstörschwellen sind aber trotzdem etwa 30 bis 40-fach größer als die realen Zerstörschwellen (Kap. 5).

In Abb. 4.13 sind deshalb die Zerstörschwellen u.a. unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeiten und größerer Absorptionswerte durch Verschmutzung, Kratzer, anomalen Skineffekt, Gitterfehler etc. dargestellt. Die oberste Kurve zeigt die Zerstörschwelle bei cw-Bestrahlung wenn die Materialparameter temperaturunabhängig wären. Die Kurve darunter zeigt den Verlauf bei 10 kHz Pulswiederholrate ($\tau = 200$ ns).

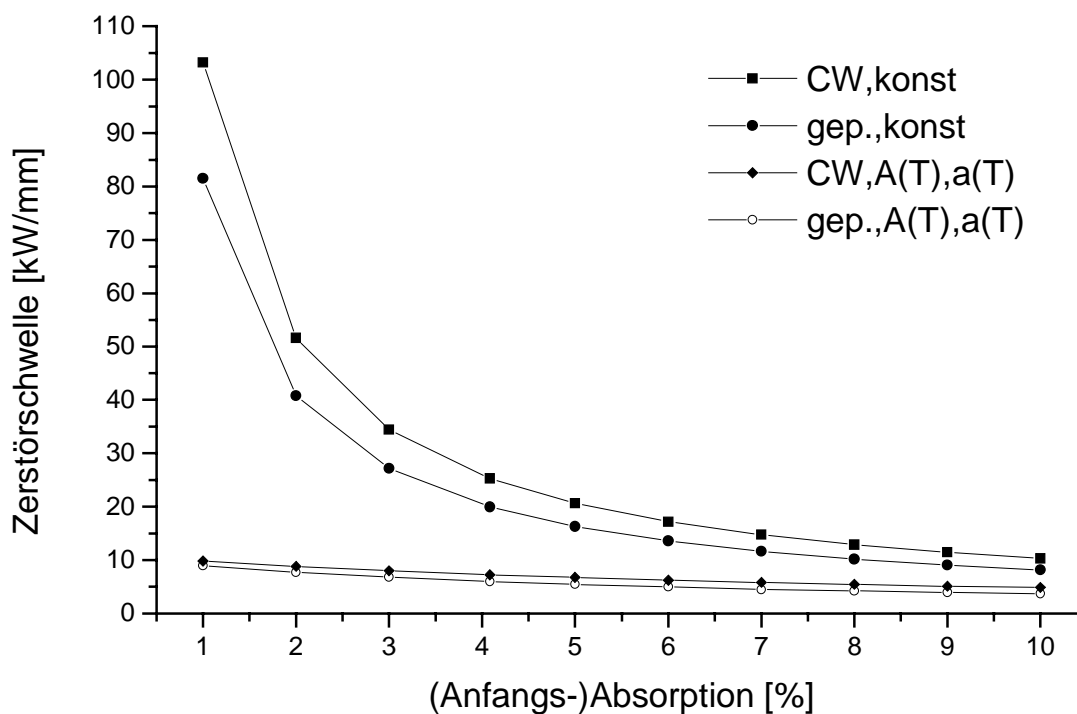


Abb. 4.13: Die theoretische Zerstörschwelle von Laserspiegeln sinkt drastisch, wenn die Temperaturabhängigkeit von Absorption und Temperaturleitfähigkeit bei cw oder gepulster Bestrahlung berücksichtigt wird. Simulationsparameter: 10 kHz, Pulsdauer 200 ns, Strahlradius 0,707 mm, Spiegeldurchmesser 30 mm, Dicke 5 mm, $T_K = 300$ K.

Die Zerstörschwellen sinken drastisch, wenn $A(T)$ und $a(T)$, also die Temperaturabhängigkeit von Absorption, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität, berücksichtigt werden. Auf der Abszisse ist die Absorption bei 300 K aufgetragen.

Für die beiden oberen Kurven bleibt die Absorption für jede einzelne Simulation konstant. Bei den unteren Kurven ist der Anfangswert z.B. 3% angegeben und steigt dann während der Simulationsrechnung nach dem Modell von Ujihara (s. Kap. 3.2.3) weiter an.

Die Zerstörschwelle unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit beträgt cw (bzw. für 10 kHz) bei 1% Anfangsabsorption 9,83 kW/mm (8,95 kW/mm) und sinkt auf 4,86 kW/mm (3,70 kW/mm) bei 10%. Das Verhältnis von gepulster zu cw-Zerstörschwelle sinkt also von 91% auf 76%.

Zuletzt betrachten wir noch die Zerstörschwelle in Abhängigkeit von der Puls-wiederholfrequenz bei temperaturabhängigen Materialparametern (Abb. 4.14). Die Spiegelrückseite befindet sich dabei wie immer auf konstant 300 K und das Modell von Ujihara wird für die Absorption benutzt.

Selbst bei dieser starken Absorption ist die theoretische Zerstörschwelle von unbeschichteten Kupferspiegeln bei cw-Bestrahlung noch um den Faktor 4 größer als der unter idealen Bedingungen gemessene Wert von 1500 W/mm [1]. Für unbeschichtetes ZnSe wird dort eine cw-Zerstörschwelle von 3300 W/mm angegeben, die um den Faktor 8 kleiner ist als Modellrechnungen vorhersagen.

Nach den in der Abbildung 4.14 gezeigten Simulationsrechnungen beträgt die cw-LIDT 6630 W/mm. Bei 5 kHz sinkt sie auf 4720 W/mm, also 71%. Gemessen wurde in Luft ohne Kühlung bei 4,9 kHz Wiederholfrequenz, 320 ns Pulsdauer und 9,6 μm Wellenlänge für einen alten Cu-Spiegel ein Wert von 1038 W/mm, also 69% der gemessenen cw-Zerstörschwelle. Für neue UC-Cu-Spiegel liegt der Wert unter den gleichen Bedingungen oberhalb 1053 W/mm (die Laserleistung reichte nicht aus).

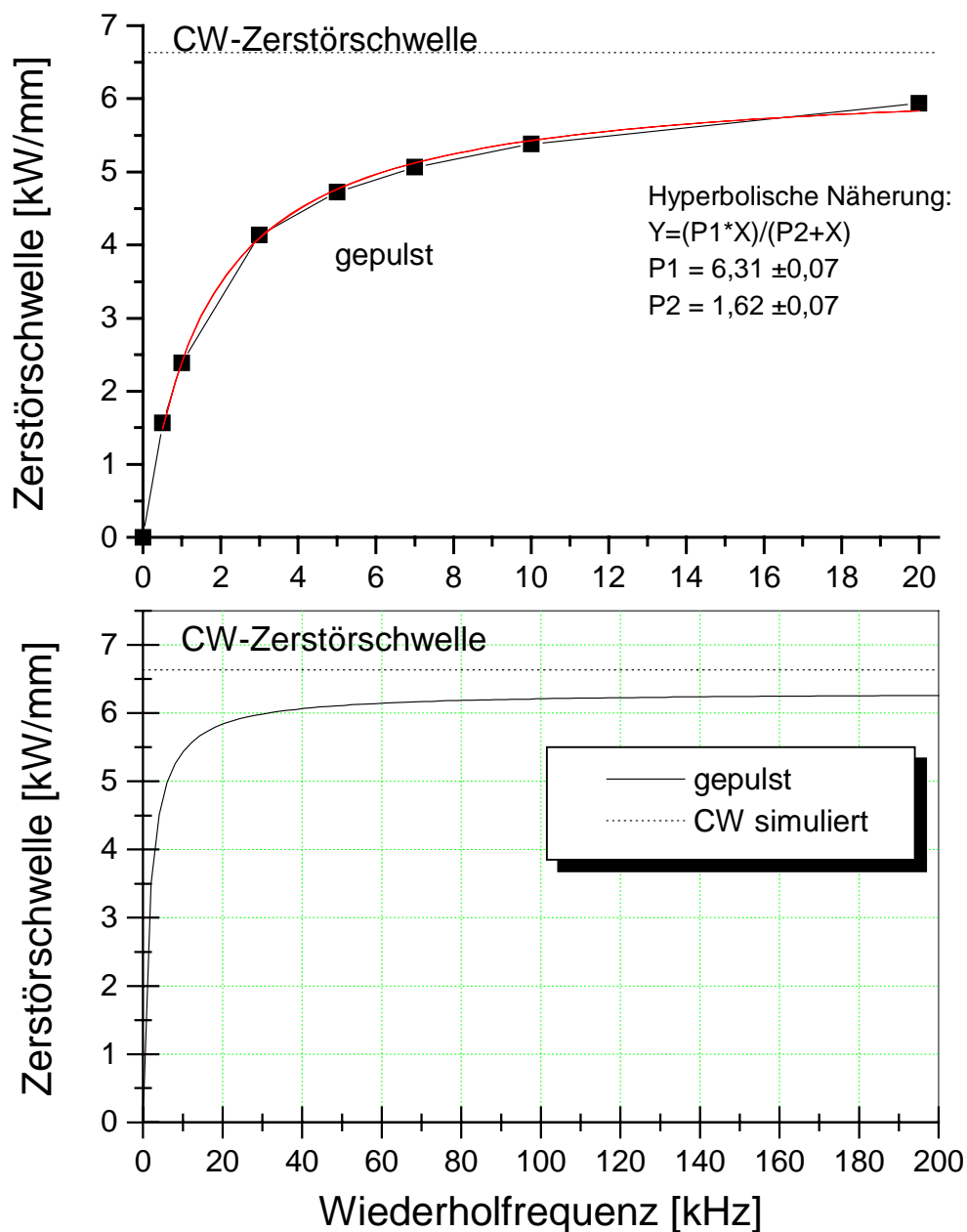


Abb. 4.14: Die Zerstörschwelle (mittlere Leistung pro Strahlradius) bei gepulster Bestrahlung hängt von der Pulswiederholfrequenz ab. Die Simulationsparameter sind: Pulsdauer 200 ns, $A(T)$, $\lambda(T)$, $c_p(T)$, Strahlradius 0,5 mm und Kühلتemperatur 300 K. Der untere Graph zeigt die Näherungsfunktion bis 200 kHz aufgetragen.

Kapitel 5

Das Experiment

Die Zerstörschwellen der Laserspiegel wurden mit einem gütegeschalteten CO₂-Laser gemessen, der bei 5 kHz Pulswiederholrate eine mittlere Leistung bis 135 Watt liefert. Der Testspiegel wurde mit dem fokussierten Laserstrahl der Wellenlänge 9,6 µm bestrahlt und gleichzeitig mit einem ebenfalls fokussierten He-Ne-Laserstrahl detektiert. Dieses übliche Verfahren zur Zerstörschwellenmessung [10,34,35] beruht darauf, daß die Reflektivität auch im sichtbaren Spektralbereich abnimmt, wenn die Spiegeloberfläche stark beschädigt oder verformt wird.

5.1 Der Ferranti-CO₂-Laser

Als Besonderheit im Vergleich zu anderen Forschungsgruppen wurde statt eines bei hohem Arbeitsdruck durch gepulste Entladung gepumpten TEA-Lasers ein modifizierter, kommerzieller CO₂-Laser benutzt. Dieser gleichstromangeregte Laser vom Typ Ferranti MFK ist mit 1 kW cw-Leistung im 10,6 µm Bereich (ohne Gitter) für ein entsprechendes Gasgemisch angegeben. Er wurde am Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ-Garching) in einen mechanisch gütegeschalteten Hochleistungslaser mit ultrakurzen Pulsen und Wellenlängenselektion über Gitter und Absorptionzelle umgebaut (Abb. 5.1). Das Oszillator-Verstärker-System besteht aus 12 Entladungsröhren mit je 2 m aktivem Medium mit longitudinaler Entladung. Die 9P22 Linie¹ ($\lambda = 9,569 \mu\text{m}$) wurde durch das druckluftgekühlte Gitter (30 Linien pro Millimeter) in Littrow-Anordnung eingestellt.

¹ Die Abkürzung 9P22 bezeichnet den Rotationsübergang $J'' = 22 \rightarrow J' = 21$ des P-Zweigs ($\Delta J = -1$), der im Fall des hier verwendeten CO₂-Laserübergangs noch durch die Kennzeichnung des 9 µm-Bandes ergänzt ist.

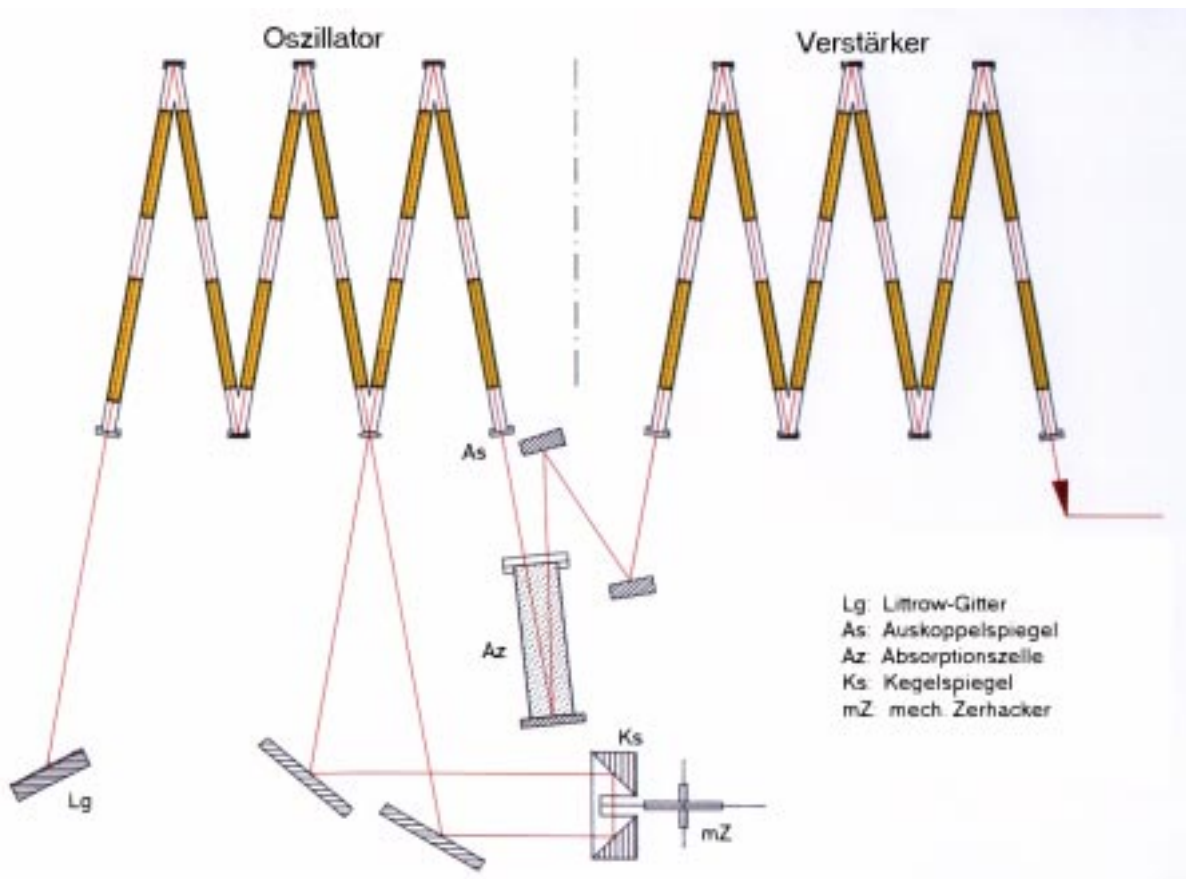


Abb. 5.1: Schematischer Aufbau des modifizierten CO₂-Lasers der Fa. Ferranti. Das Gitter in Littrow-Anordnung stellt den Endspiegel des Oszillators dar. Die Güteschaltung erfolgt durch eine rotierende Chopperscheibe (mechanischer Zerkacker) im Linienfokus eines Kegelspiegels. Durch Füllen der Absorptionszelle mit einem Gasgemisch aus SF₆, Butan und N₂ kann das Anschwingen der 10,6 μm Linie zusätzlich verhindert werden.

Die hohe Symmetrie des Kegelspiegels, verbunden mit dem resultierenden Linien- statt Punktfokus, hat den Vorteil, langwierige und häufige Justage überflüssig werden zu lassen und die thermische Belastung des Chopper-Materials zu reduzieren. Aufgrund der hohen mechanischen Beanspruchung durch Fliehkräfte, besteht dieses aus einer Schwedenstahl genannten Metallegierung.

5.1.1 Das zeitliche Pulsprofil

Mit dem mechanischen Güteschalter lassen sich Pulse mit einer Dauer von 250 ns FWHM (full width at half maximum) erzeugen. Ein einzelner Puls besitzt allerdings eine Intensitätsverteilung, wie sie beispielhaft in Abb. 5.2 dargestellt ist.

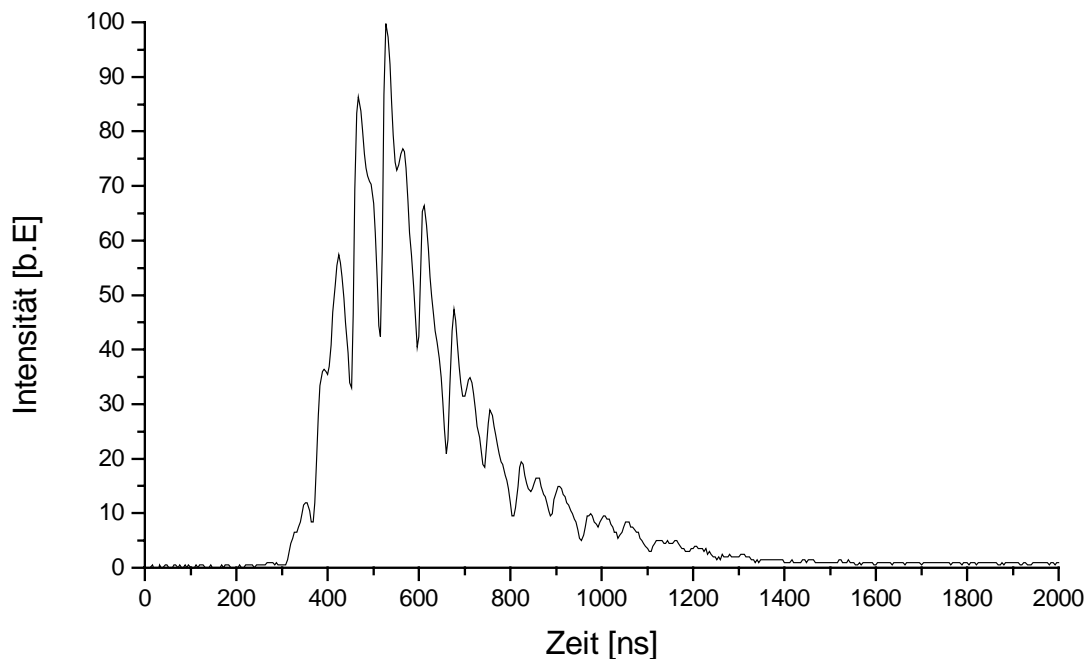


Abb. 5.2: Intensitätsverteilung eines einzelnen Pulses bei 4,9 kHz Pulswiederholrate und 9,57 μm Wellenlänge.

Diese Intensitätsverteilung kommt durch selbstinduzierte Modenkopplung zustande. Die longitudinalen Moden (stehende optische Wellen zwischen den Resonatorspiegeln) haben untereinander einen Frequenzabstand von:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (5.1)$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit und L die optische Weglänge zwischen den Spiegeln. Der longitudinale Modenabstand des langen Hauptoszillators ist viel kleiner als die spektrale Breite der mit dem Gitter ausgewählten und vom Laser verstärkten Linie. Schwingt ein longitudinaler Mode an, so induziert er mit einer

Zeitverzögerung das Anschwingen eines anderen Modes. So entstehen Einzelpulse wie in Abb. 5.2 gezeigt.

Wird über jeweils 25 Einzelpulse gemittelt, so ergibt sich ein Intensitätsprofil wie in Abb. 5.3.

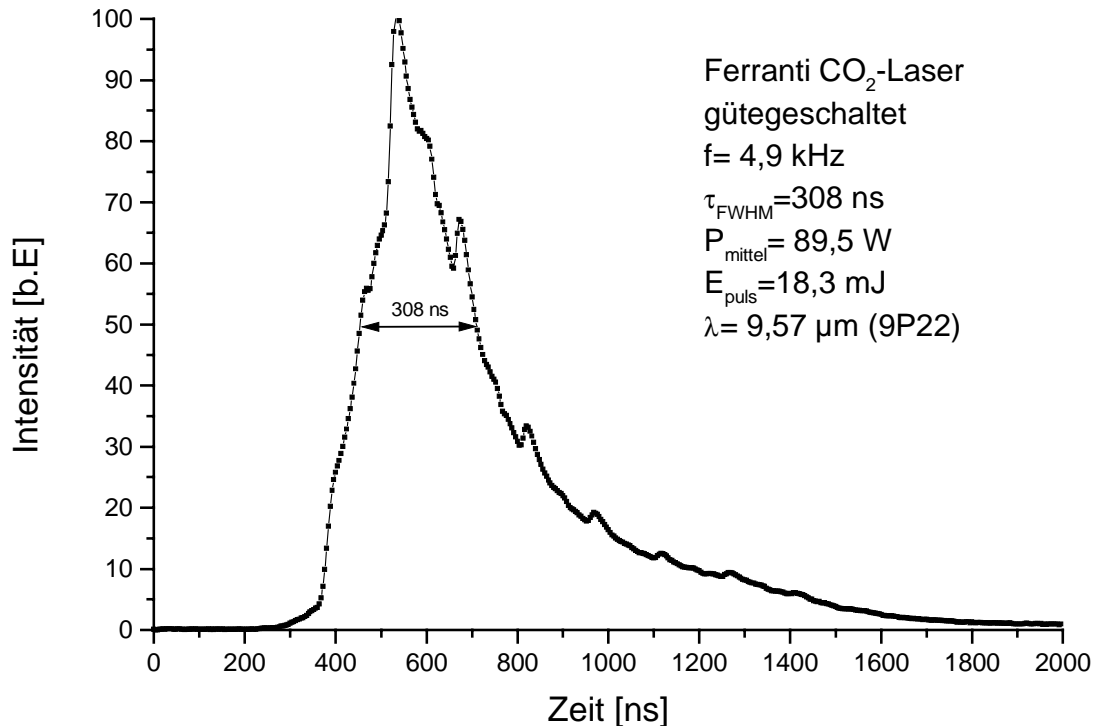


Abb. 5.3: Typisches Pulsprofil von 25 gemittelten Einzelpulsen des gütegeschalteten CO₂-Lasers.

Ausführlich wurde das Thema Modenkopplung im gütegeschalteten CO₂-Laser von Göthel [36] behandelt.

5.1.2 Das räumliche Strahlprofil

Um Zerstörschwellen von Laseroptiken angeben zu können, muß zunächst das räumliche Strahlprofil des Lasers, insbesondere der Strahldurchmesser, bekannt sein. Hierzu wurde eine Meßapparatur mit Lochblende und Leistungsmeßkopf aufgebaut. Die preßluftgekühlte Messingblende (Lochdurchmesser 0,3 oder 0,5 mm) wird gemeinsam mit dem Meßkopf von einem mikrometergenauen, vom

Computer gesteuerten, Schrittmotor senkrecht durch den Laserstrahl bewegt. Datenspeicherung und Steuerung erfolgen durch ein hierfür geschriebenes Lab-View-Programm (Fa. National Instruments).

Die Messung mit einer Lochblende weist einerseits einen größeren Zeitaufwand als Messungen mit einer Rasierklinge [37] auf, da der Strahl in unterschiedlichen Höhen (von der Optischen Bank aus gesehen) vermessen werden muß. Andererseits wird so aber nicht die Vermutung, der Strahl sei rotationssymmetrisch, benutzt.

In den erste Experimenten wurde die Leistung hinter der Lochblende mit der des Referenzstrahls, ausgekoppelt mit einem ZnSe-Strahlteiler, verglichen. Dabei stellte sich heraus, daß diese Strahlteiler starke temperaturabhängige Schwankungen im Verhältnis Reflexion zu Transmission aufweisen.

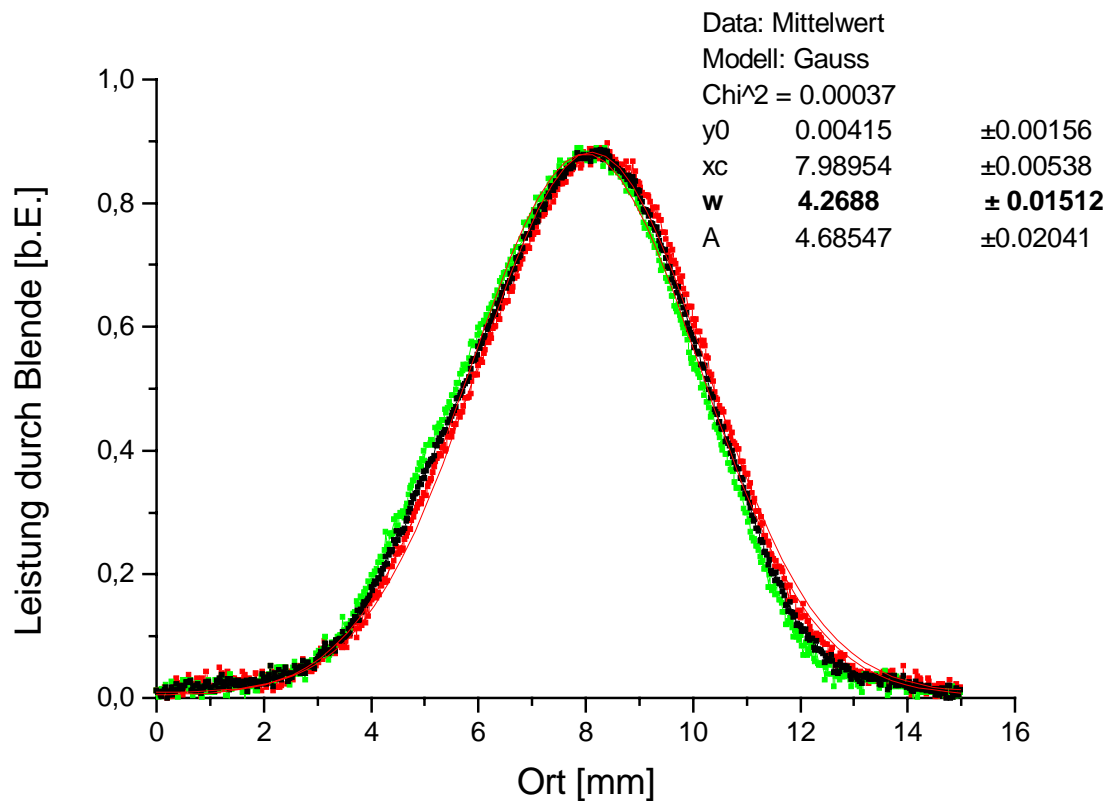


Abb. 5.4: Meßergebnis für das Strahlprofil des Ferranti-CO₂-Lasers. Gemessen mit einer Messinglochblende ohne Strahlteiler. Der Durchmesser der Blendenöffnung beträgt 0,3 mm.

Auch mit Preßluftkühlung wurde kein stabiles Verhältnis von reflektiertem zu transmittiertem Strahl erreicht¹. Die Messungen in verschiedenen Entfernungen vom Laser und unterschiedlichen Höhen ergaben alle eine Gaußprofil wie in Abb. 5.4. Für diesen Laser gilt also die Annahme einer rotationssymmetrischen Intensitätsverteilung, wie sie für die Simulationsrechnungen Voraussetzung ist.

Das gute Signal-Rausch-Verhältnis wurde mit einem thermoelektrischen Meßkopf der Fa. Ophir der auf maximal 3 Watt ausgelegt ist und mit einer Leistung von 100 Watt auf der Messingblende erzielt. Bei den Messungen mit Strahlteiler konnte das Gaußprofil nur erahnt werden. Ohne Strahlteiler, wie in Abb. 5.4, zeigten sich trotz der langen Meßzeit von zweimal 30 min keine großen Leistungsschwankungen des Lasers. Um den Effekt sinkender Leistung durch Dissoziation des CO₂-Gases im Laserresonator zu kompensieren, wurden je zwei Messungen von rechts nach links und umgekehrt durch den Strahl gemittelt. Dabei stellte sich heraus, daß dies nicht nötig ist, da sich die Messungen nur minimal unterscheiden. In Abb. 5.4 ist eine solche Messung mit Mittelwert und Gauß-Fit an den Mittelwert aufgetragen.

Im Idealfall emittiert der Laserresonator einen Strahl mit Gauß'scher Intensitätsverteilung (TEM₀₀) dessen Ausbreitung Abb. 5.5 zeigt.

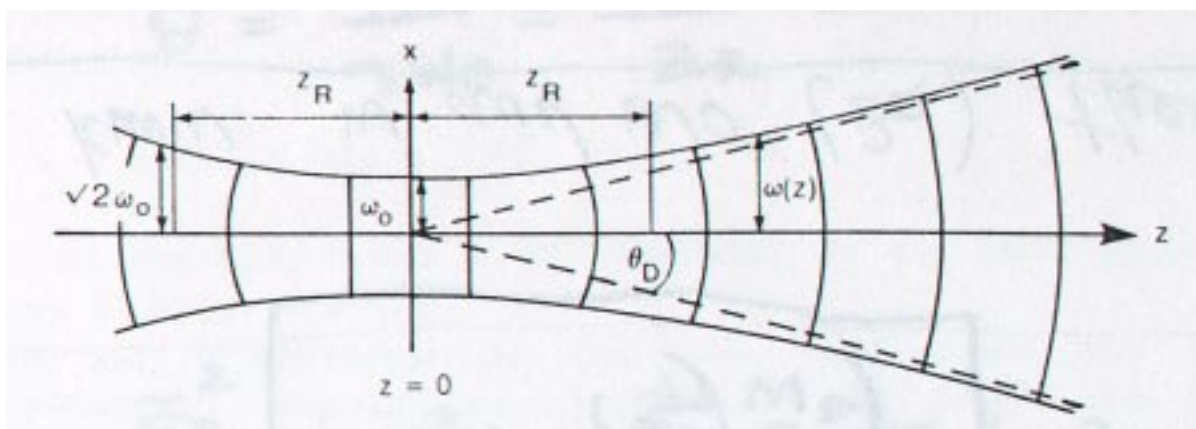


Abb. 5.5: Ausbreitung eines Gaußstrahls. Mit w_0 wird die Strahltaile bezeichnet und mit $w(z)$ der Strahlradius im Abstand z . Im Abstand der Rayleigh-Länge z_R verdoppelt sich die Querschnittsfläche und mit Θ_D wird der halbe Fernfeld-Divergenzwinkel bezeichnet.

¹ Neue Strahlteiler aus CVD-Diamant [49] mit einem ca. 5-fach kleinerem Temperaturgang des Brechungsindex als ZnSe könnten hier Abhilfe schaffen.

Üblicherweise enthalten Laserstrahlen aber auch höhere transversale Moden als nur den TEM₀₀. Um nun aber die Gleichungen, die die Ausbreitung eines Gaußstrahls beschreiben, weiterhin benutzen zu können, wird der Strahlqualitätsfaktor M^2 eingeführt [38].

Da die räumliche Intensitätsverteilung höherer Moden immer breiter¹ ist, als die eines Gaußstrahls, die relative Verbreiterung aber nicht vom Ort (z) auf der Ausbreitungsachse abhängt, gilt folgende Definition:

$$W(z) = M \cdot w(z) \quad (5.2)$$

Dabei ist $W(z)$ der tatsächliche Strahlradius und $w(z)$ der Strahlradius des Gaußstrahls. Mit diesem Kunstgriff kann durch Ersetzen der Wellenlänge durch $M^2 \cdot \lambda$ der gesamte Formelsatz für Gaußstrahlen weiter benutzt werden.

Aus dem gemessenen Strahlprofil (Abb. 5.4) wird deutlich, daß diese Näherung für unseren Laser sehr gut ist.

In Abständen von 128 cm, 452 cm und 664 cm vom Laserauskoppelspiegel wurden M^2 -Werte von 1,1 und 1,18 und 1,2 ermittelt. Die Intensitätsverteilung unterscheidet sich also nur minimal von der eines reinen Gaußstrahls. Für die Berechnung des Strahldurchmessers auf dem Testspiegel nach Fokussierung mit einer KCl-Linse wurde der Wert 1,2 für M^2 benutzt. Dies liegt daran, daß bei der Lochblendenmessung der gemessene Strahlradius eher zu klein als zu groß ist, wenn nicht genau in der richtigen Höhe gemessen wird.

Eine Übersicht über weitere Methoden der Strahlprofilmessung, wie zum Beispiel Einbrand in Plexiglas oder Chopperscheiben mit pyroelektrischem Detektor, findet sich bei Jeude [39]. Dort wird auch ein von ihm entwickelter Detektor aus 24x24 Thermistoren vorgestellt, der allerdings für unseren Strahlquerschnitt eine zu grobe (1,5 mm) Rasterung aufweist. Moderne Geräte mit genügend feiner Auflösung sind mit etwa 100000 DM zu teuer.

¹ Mit Breite ist hier der Durchmesser gemeint, in dem $1/e^2$ also 86% der Leistung enthalten ist, da die reinen Laguerre-Gauß-Intensitätsverteilungen aus mehreren Intensitätsmaxima bestehen.

5.2 Der Versuchsaufbau

Die Messung der Zerstörschwelle erfolgt durch Bestrahlung des Testspiegels mit dem fokussierten Strahl des CO₂-Lasers (Abb. 5.6). Vor jedem Meßzyklus wird die Pulsdauer („Messung der Pulsform“) und die Wellenlänge kontrolliert. Danach wird der Strahlteiler entfernt, um die Zerstörschwellenmessung nicht zu beeinflussen. Nach mehreren Umlenkspiegeln trifft der Strahl auf die KCl-Linse mit Brennweite 298 mm. Im Fokus der Linse (typisch 306 mm) befindet sich der Testspiegel. Da der Fokusbereich typisch 0,2 mm beträgt, und die Testspiegel eine Dicke von mindestens 8 mm haben, ist das Kriterium $w \ll d$ für die Angabe von Zerstörschwellen als Leistung pro Strahlradius sicher erfüllt. Als „Beam-dump“ dient ein Ziegelstein. Die Laserleistung wird mit einem Meßkopf mit 0,5% Genauigkeit (Fa. Ophir) vor der Linse bestimmt. Die Transmission der hygroskopischen (deshalb ständig geheizten) Linse wurde auf 91,5% bestimmt.

Gleichzeitig wird der Testspiegel mit einem ebenfalls fokussierten HeNe-Laserstrahl detektiert¹. Für den zweiten Detektor, der ein der Reflektivität proportionales Spannungssignal liefert, muß der Strahl deshalb refokussiert werden. Da die pyroelektrischen Detektoren nur auf Intensitätsänderungen reagieren, sorgt ein Chopperrad mit 143 Hz für ein Referenzsignal. Somit werden auch Störsignale von Lampen reduziert.

Die Detektorsignale gelangen über einen LOCK-IN-Verstärker ins Oszilloskop. Von dort werden sie mit einem LabView-Programm direkt auf den PC übertragen.

¹ Dieser darf nicht senkrecht auf den Testspiegel fallen, da sonst das Meßergebnis durch den thermischen Linseneffekt der erwärmten Luft über der Spiegeloberfläche verfälscht wird.

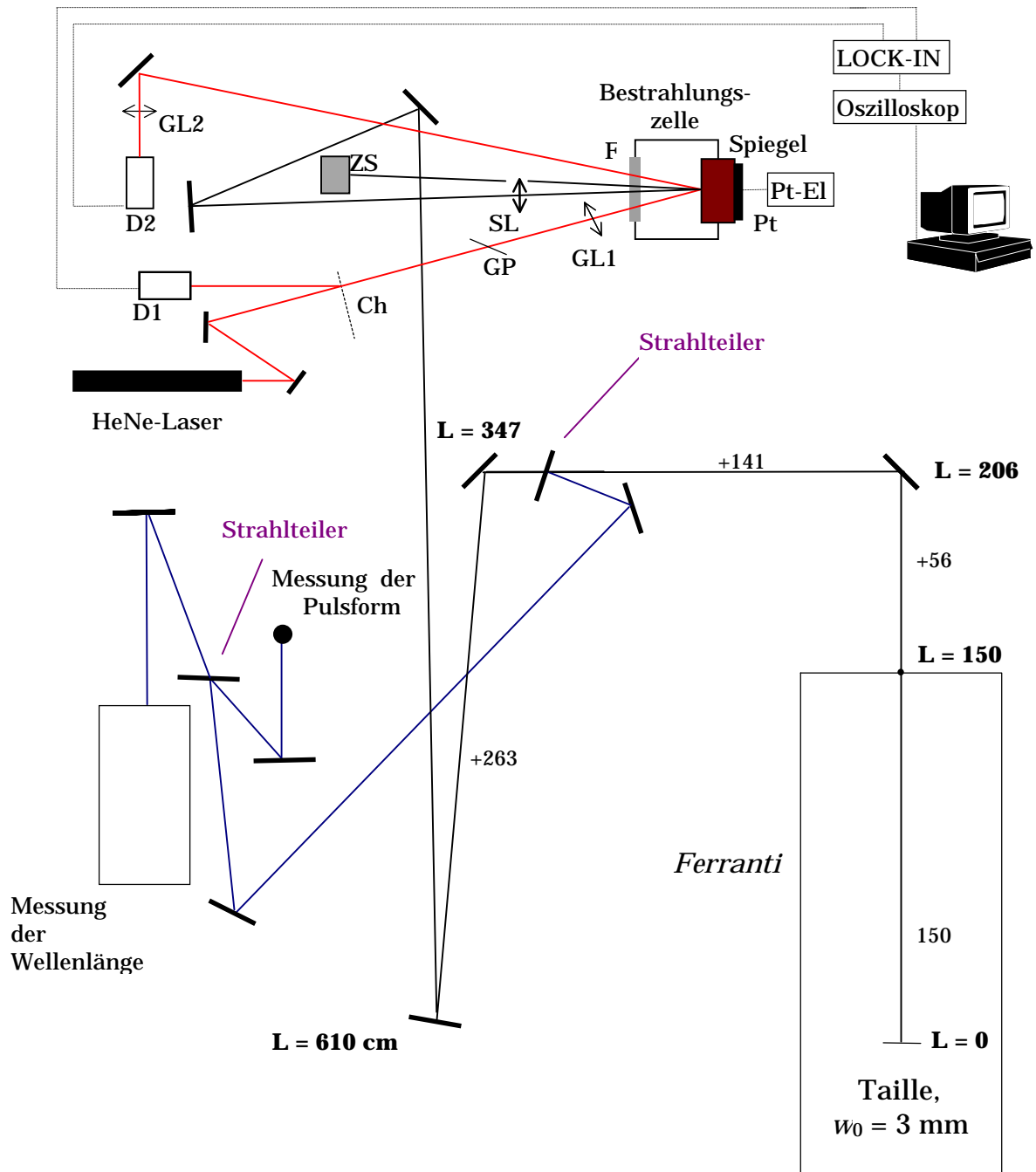


Abb. 5.6: Der IR-Laserstrahl: SL: Salzlinse (KCl); F: Fenster (KCl); ZS: Ziegelstein; HeNe-Laser: Ch: Chopperrad; D1,D2: Pyroelektrischer Detektor; GP: Glasplatte; GL1,GL2: Glaslinse; PT: Peltierelement; PT-El: Steuerelektronik des Peltierelements.

5.3 Die Meßgenauigkeit

Um Zerstörschwellen der Größenordnung 700-1000 W/mm mit unserem Laser bestimmen zu können, muß der Strahl stark fokussiert werden. Dies gelingt mit einer KCl-Linse mit 298 mm Brennweite. Problematisch wird dabei aber die Meßgenauigkeit, da bei einem Strahlweg von 10 m Länge bis zur Linse der Strahlradius im Fokus 0,089 mm beträgt, 1 mm außerhalb aber schon 0,098 mm. Der relative Fehler beträgt also selbst bei sehr guter Justage 10%. Die Ungenauigkeit des Strahlqualitätsfaktors M^2 der zwischen 1,1 und 1,2 liegt beeinflusst den Fehler des Strahldurchmessers überhaupt nicht.

Die Laserleistung, gemessen mit 0,5% Genauigkeit, schwankt bei einer einstündigen Messung um maximal 2%.

Stärker fällt die Schrittweite von etwa 35 W/mm bei der Suche nach der Zerstörschwelle mit 5% (auf 700 W/mm bezogen) ins Gewicht. Da von Messung zu Messung die Leistung erhöht wird, sich der Zerstörschwelle also „von unten“ nähert wird, kann hierdurch nur ein zu großer Wert für die Zerstörschwelle angegeben werden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die reale Zerstörschwelle nur nach unten um maximal 11% von der gemessenen Schwelle abweichen kann.

Abhilfe könnte ein anderer Versuchsaufbau leisten, der bei gleicher Strahlweglänge mit weniger Umlenkspiegeln auskommt. Durch den Gewinn an Leistung könnte ein Fokussierspiegel mit längerer Brennweite als die der Linse benutzt werden. Durch die schwächere Fokussierung würde der Fehler des Strahlquerschnitts bei falscher Justage sinken.

5.4 Die Meßergebnisse

Es wurden die Zerstörschwellen verschiedener Kupferspiegel bei 4,9 kHz Puls-wiederholffrequenz untersucht. Aus finanziellen Gründen wurden anfangs nur alte Spiegel beschädigt. Da im Verlauf der Experimente (7 Monate) die Laser-ausgangsleistung von 140 W auf 115 W abgenommen hat, konnte die Zerstör-schwelle von neuen UC-Cu-Spiegeln nicht bestimmt werden. Der Versuchsauf-bau ermöglicht es das Gas (Laborluft, Vakuum, CHClF_2) und die Rückseitentem-peratur (keine Regelung, Kühlung bzw. Heizung) zu variieren. Die Testspiegel bestehen entweder aus unbeschichteten, diamantgedrehtem OFHC-Kupfer (UC-Cu) oder sind zusätzlich goldbeschichtet. Da Gold nicht gut auf Kupfer haftet, wird häufig erst eine Nickelschicht auf das Kupfer aufgebracht, und auf diese dann das Gold. Um mechanische Schäden der weichen Goldschicht zu Vermin-dern wird noch eine harte, transparente, dielektrische Schicht (z.B. SiO_2 oder Y_2O_3) aufgedampft. Diese Spiegel werden im folgenden mit PG-Cu (protected gold) bezeichnet.

Die drei folgenden Abbildungen zeigen das unterschiedliche Verhalten von UC-Cu Spiegeln und PG-Cu Spiegeln.

Dabei ist das Detektorsignal (s. Versuchsaufbau) über die Zeit aufgetragen. Die angegebenen Signalspannungen verschiedener Messung sind jedoch nicht ver-gleichbar, da nach jeder neuen Justage ein anderer Maximalwert vorliegt. Die Spannung 0 Volt entspricht aber immer einer Reflektivität von 0%.

Die Zerstörschwellen werden, wie bereits diskutiert, in mittlerer Leistung pro Strahlradius (P/w) angegeben.

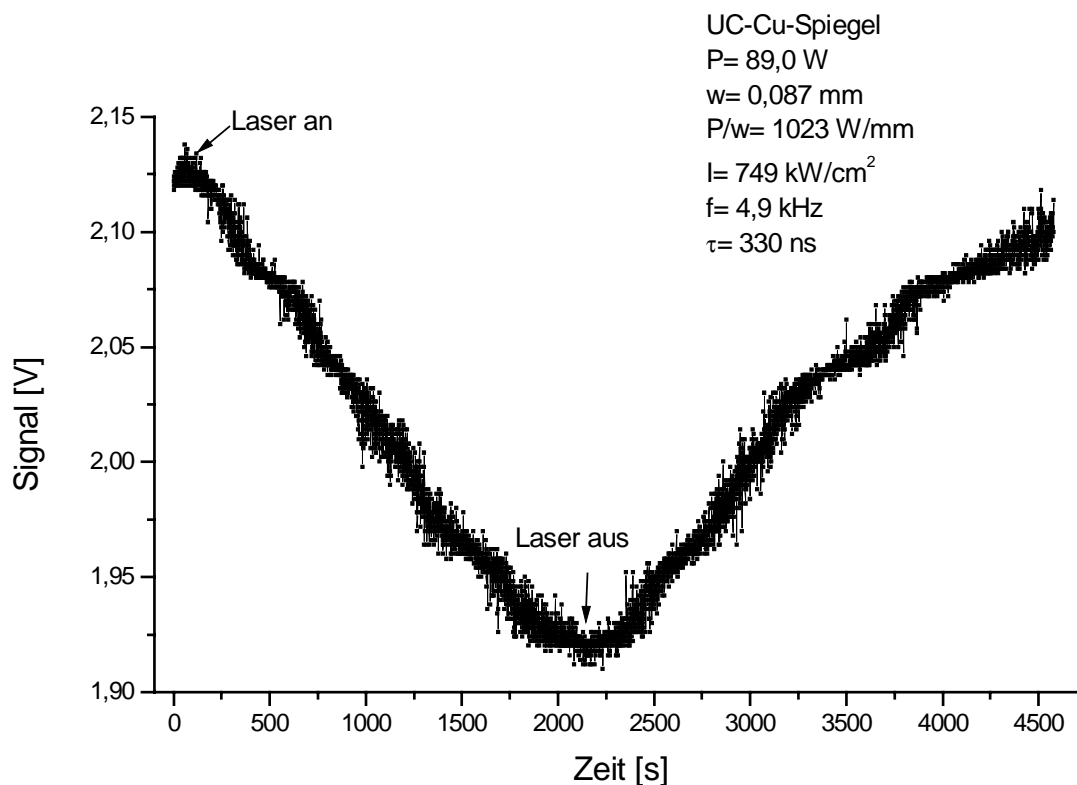


Abb. 5.6: *Ein unbeschichteter, alter Kupferspiegel wird von 1023 W/mm ohne Kühlung und in Laborluft nicht zerstört. Während der 35 min Bestrahlung wölbt sich die Oberfläche immer stärker aus, nimmt aber nach entsprechender Abkühlzeit wieder die ursprüngliche Form an.*

Bei unbeschichteten Kupferspiegeln nimmt das Detektorsignal (Abb. 5.6) während der 35 minütigen Bestrahlung mit 1023 W/mm um etwa 10% ab. Sobald die Bestrahlung endet, steigt das Signal wieder auf den ursprünglichen Wert an. Dieser Effekt beruht darauf, daß die Kupferoberfläche sich erwärmt, ausdehnt, und dadurch einen Buckel bildet. Der HeNe-Laserstrahl wird dann teilweise gestreut reflektiert und trifft nicht mehr mit voller Intensität auf den Detektor. Nach genügend langer Abkühlzeit bildet sich diese Wölbung wieder zurück. Dieses Verhalten ist für cw-Bestrahlung [12,40] bekannt, zeigt aber, daß die Betrachtung der Spiegelzerstörung als thermischen Effekt auch bei 4,9 kHz Wiederholfrequenz berechtigt ist. Der Vergleich mit theoretischen [41,42] und experimentellen [43] Untersuchungen dieses Wölbungseffekts ist aber nicht möglich, da aus dem Detektorsignal nicht auf die Größe der Wölbung geschlossen werden kann.

Die untere Grenze für das Einsetzen dieses Effekts konnte noch nicht bestimmt werden. Sie liegt aber ohne Spiegelkühlung unterhalb 560 W/mm. Derselbe Spiegel konnte aber mit 1038 W/mm dauerhaft beschädigt werden. Dabei nahm das Signal nach 10 Sekunden Bestrahlung sprunghaft um 33% ab und stieg nicht wieder an.

Anders verhalten sich Spiegel mit geschützter Goldschicht (Abb. 5.7). Wird mit einer mittleren Leistung, die kleiner als die Zerstörschwelle ist, bestrahlt, so nimmt das Detektorsignal überhaupt nicht ab. Wird die Leistung minimal erhöht (hier: von 599 W/mm auf 608 W/mm), so kommt es nach kurzer Zeit zu Funken auf der Spiegeloberfläche und diese wird zerstört (siehe Anhang A3).

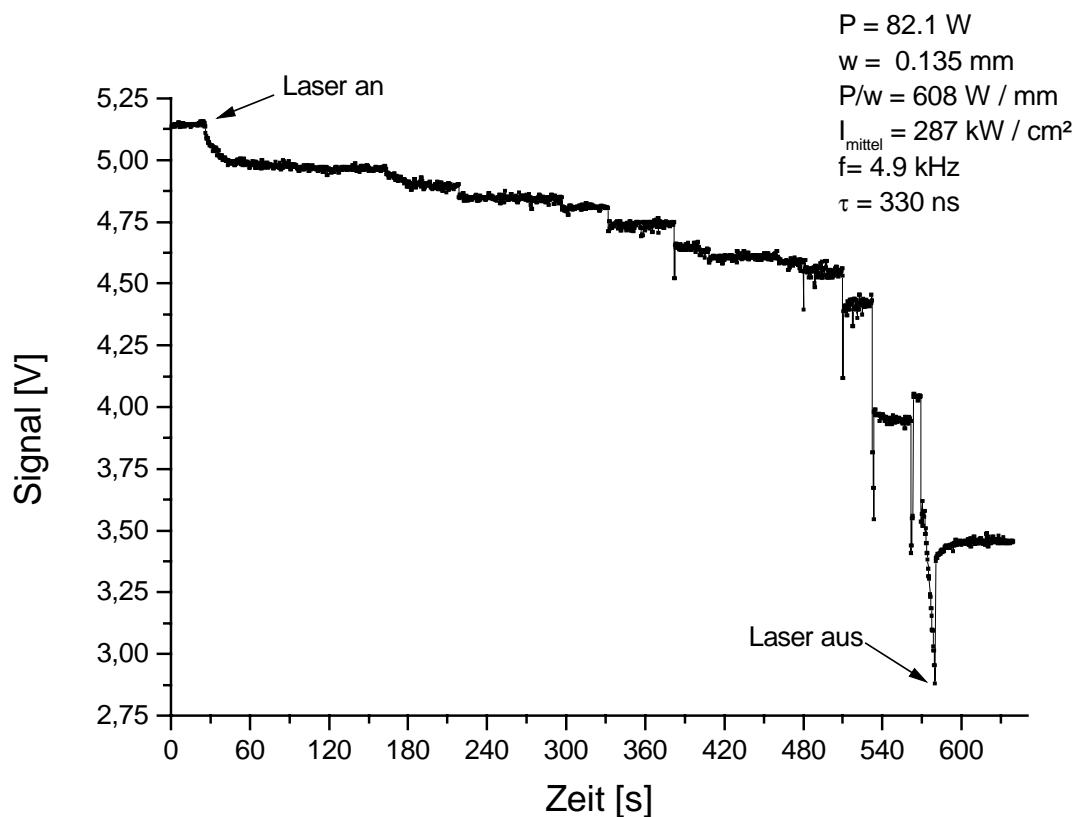


Abb. 5.7: Messung der Zerstörschwelle eines alten PG-Cu Spiegels ohne Kühlung an Luft. Eine Bestrahlung mit 599 W/mm führte auch nach 12 min zu keinem Schaden und keiner Signalminderung. Bei 608 W/mm beginnt die Zerstörung nach 5 sec. Die Stufen entsprechen den Schichten: Schutzschicht (vermutlich SiO_2), Goldschicht, Nickelschicht (?) und Kupfer. Genauere Aussagen sind nicht möglich, da die Beschichtungstechnik Firmengeheimnis (Fa. Kugler) ist.

Wird mit einer viel größeren mittleren Leistung pro Strahlradius als der Zerstörungsschwelle bestrahlt, so sind keine Stufen im Signal (Abb. 5.8) mehr erkennbar und die Spiegelstelle wird verkohlt. Das Detektorsignal sinkt dabei um 80% (danach wurde die Bestrahlung abgebrochen). Der leichte Signalanstieg nach der Bestrahlung ist vermutlich auf die Rückbildung einer Wölbung der Kupferoberfläche nach Ablation der Goldschicht zurückzuführen.

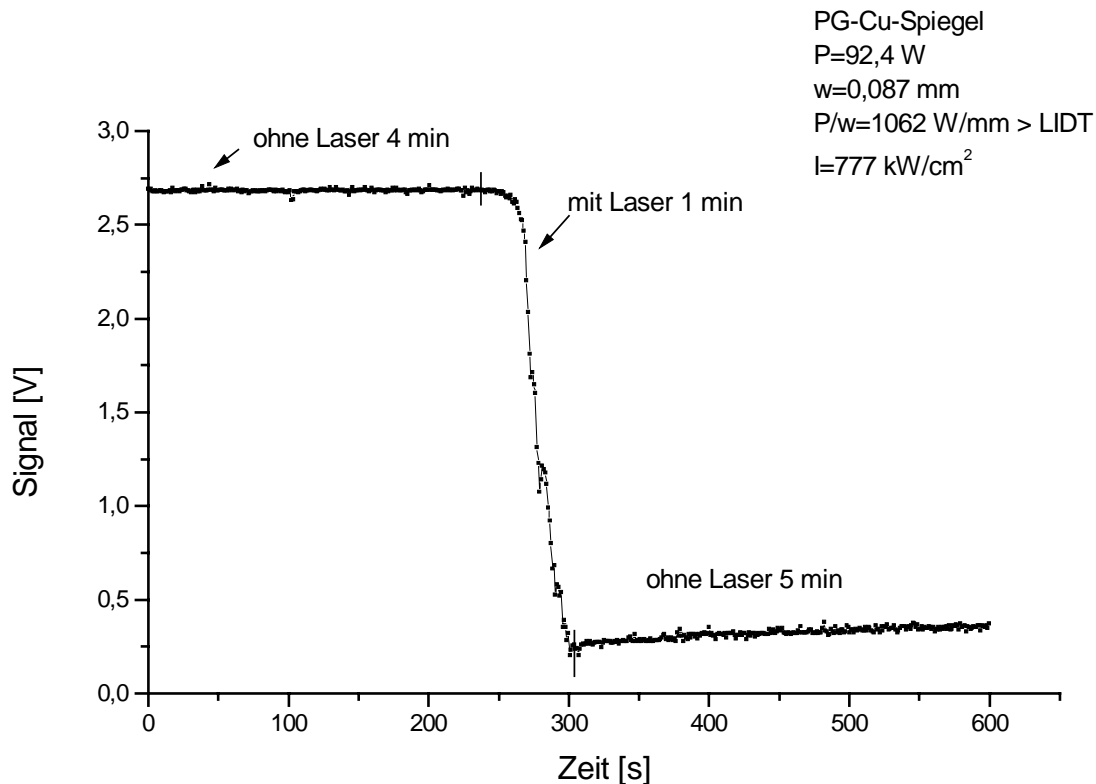


Abb. 5.8: Ein alter, beschichteter (PG) Kupferspiegel wird mit 1062 W/mm bei $4,9 \text{ kHz}$ und 350 ns Pulsdauer bestrahlt. Diese Leistung ist deutlich größer als die LIDT eines Nachbarpunkts von 789 W/mm und der ungekühlte Spiegel wird in der Laborluft stufenlos verkohlt.

Die bisherigen Versuchsergebnisse sind in der folgenden Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die angegebenen Zerstörungsschwellen (LIDT) wurden aus Einzelmessungen gewonnen, in denen die Leistung jeweils um etwa 35 W/mm gesteigert wurde.

<i>Nr.</i>	<i>Material</i>	<i>LIDT [W/mm]</i>	<i>Kühlung</i>	<i>Bemerkung</i>
1	UC-Cu, alt	569	nein	Spiegel stark verschmutzt
2	UC-Cu, alt	[1025]	nein	kein Schaden nur Wölbung
3	UC-Cu, alt	1038	nein	Zerstörung in einer Stufe
4	UC-Cu, alt	[1046]	nein	kein Schaden nur Wölbung
5	PG-Cu, alt	475	nein	kein Plasma, kleiner Schaden
6	PG-Cu, alt	584	nein	drei kurze Funken
7	PG-Cu, alt	604	nein	Schaden deutlich
8	PG-Cu, alt	608	nein	Stufenweise Zerstörung
9	PG-Cu, alt	[622]	nein	kein Schaden
10	PG-Cu, alt	789	nein	
11	PG-Cu, alt	[1062]	nein	>> LIDT, Spiegel verkohlt
12	PG-Cu, neu	841	nein	Messung am Spiegelrand
13	PG-Cu, neu	841	nein	Messung am Spiegelrand

Tab. 5.1: Die Meßergebnisse in Laborluft. Die Zerstörschwellen (Leistung pro Strahlradius) wurden bei 4,9 kHz, 9,57 μ m Wellenlänge und 350 ns Pulsdauer bestimmt. Bestrahlt wurde maximal 30 min mit einem Strahlradius von 0,135 mm (Messung 5-9) oder 0,087 mm (alle übrigen Messungen).

Die alten UC-Cu-Spiegel zeigen schon unterhalb 560 W/mm eine reversible Wölbung auf. Bei starker Verschmutzung sinkt die Zerstörschwelle auf die Hälfte des üblichen Werts von 1038 W/mm ab. Wie erwartet ist die LIDT von Stelle zu Stelle unterschiedlich.

Bei PG-Cu-Spiegeln wurden für alte Spiegel in der Regel deutlich kleinere Zerstörschwellen als für unbeschichtete Spiegel gemessen. Diese Tatsache ist für cw-Bestrahlung bereits bekannt und ist jetzt für 5 kHz Wiederholfrequenz bestätigt worden. Wird mit einer Leistung die nur minimal über der Zerstörschwelle liegt bestrahlt, so findet die Beschädigung in einzelnen Stufen statt.

Der neue PG-Spiegel wies an zwei gemessenen Stellen exakt dieselbe Zerstörschwelle auf (841 W/mm, hier: 616 kW/cm²). Bei einer Bestrahlung unterhalb der Schwelle bleibt das Detektorsignal konstant, die beschichteten Spiegel wölben sich nicht meßbar aus.

5.5 Vergleich von Theorie und Messung

Die für unbeschichtete Kupferspiegel beobachtete Wölbung unter Laserbestrahlung macht deutlich, daß die Betrachtung der Spiegelzerstörung durch Schmelzen gerechtfertigt ist. Auch die Dauer von 10 Sekunden zwischen Beginn der Bestrahlung und Auftreten des Plasmas spricht dafür, daß nicht einzelne Pulse zum Schaden führen, da bei 5 kHz in dieser Zeit schon 50.000 Pulse den Spiegel erreicht haben.

Für gepulste Bestrahlung mit einer Pulsdauer von 200 ns, temperaturabhängigen Materialgrößen ($A(T)$, $\lambda(T)$, $c_p(T)$), Strahlradius 0,5 mm und Kühltemperatur 300 K wurde in Abb. 4.14 das Verhältnis von cw- zur gepulsten Zerstörschwelle gezeigt. Es kann also die Zerstörschwelle (in mittlerer Leistung pro Strahlradius angegeben) bei gepulster Bestrahlung ($LIDT_g$) aus der bei cw-Bestrahlung ($LIDT_{cw}$) in Abhängigkeit von der Wiederholfrequenz (PRF) aus der folgenden Skalierungsformel bestimmt werden:

$$LIDT_g = \frac{LIDT_{cw} \cdot PRF [kHz]}{1,62 + PRF [kHz]} \quad (5.3)$$

Für 5 kHz Wiederholrate und 1500 W/mm Zerstörschwelle für cw-Bestrahlung [1] wird also eine Zerstörschwelle von 1130 W/mm vorhergesagt. Gemessen (Tab. 5.1) wurde für einen alten Spiegel eine Zerstörschwelle von 1038 W/mm. Wird berücksichtigt, daß der Testspiegel zwar alt, aber weder sichtbar verkratzt noch verschmutzt ist, stimmen berechnete und gemessene Zerstörschwelle gut überein.

Weitere Messungen mit einem leistungsstärkeren Laser sind nötig, um die Abhängigkeit der Zerstörschwelle von der mittleren Leistung pro Strahlradius zu bestätigen (oder zu widerlegen).

Bei den PG-Kupferspiegeln liegen die Verhältnisse anders. Die Zerstörung kann nicht rein thermisch erklärt werden. Vielmehr deuten die Messungen darauf hin, daß unter Laserbestrahlung die Goldschicht erwärmt wird und diese Wärme an die Schutzschicht und das Kupfer teilweise abgegeben wird. Durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der verschiedenen Materialien kommt es zu mechanischen Spannungen und Mikrorissen in der dielektrischen Beschichtung. An diesen Rissen ist die elektrische Feldstärke der Laser-

strahlung deutlich höher als an der vorher ebenen Oberfläche. Dadurch kommt es zum dielektrischen Durchbruch (s. Kap. 2.1) der Beschichtung und damit zum stark absorbierenden Plasma. Würde die Feldstärke der Strahlung auch ohne mechanische Schäden zur Beschädigung reichen, so müßte der Schaden sofort bei Einsetzen der Bestrahlung auftreten. Tatsächlich trat der Schaden in den beiden Messungen nach 5 bzw. 8 Minuten auf. Eine kurze Rechnung wird zeigen, daß mit Rissen die Feldstärke genügt, um dielektrischen Durchbruch zu verursachen. Bei 841 W/mm und 0,087 mm Strahlradius liegt eine mittlere Leistung von 73,2 W vor. Dies entspricht bei 5 kHz Wiederholrate und 300 ns Pulsdauer einer Momentanleistung von 48,8 kW, also einer Intensität von 410 MW/cm². Bei einem Brechungsindex von 1,5-3,3 folgt nach (2.1) eine Feldstärke von 20-30 MV/m. An Kratzern ist die Feldstärke um den Faktor n^2 größer [8]. Es können also Feldstärken der Größe 0,7-2,2 MV/cm entstehen, die ausreichen um dielektrischen Durchbruch zu verursachen.

Kapitel 6

Ausblick und Zusammenfassung

6.1 Ausblick

6.1.1 Vorschläge für weitere Experimente

Sowohl mit dem Simulationsprogramm, als auch mit dem Versuchsaufbau, lassen sich noch zahlreiche sehr interessante Experimente bzw. Berechnungen anstellen.

Um den durch die Simulation vorhergesagten Temperatur-Zeit-Verlauf der bestrahlten Spiegelstelle mit experimentellen Daten vergleichen zu können, wäre eine Temperaturmessung mittels IR-Kamera wünschenswert. Hue et. al. [44] haben diese Methode bei Zerstörschwellen-Messungen mit cw-Lasern benutzt. Aufgrund des finanziellen, und auch experimentellen Aufwands, konnte dieser Aufbau in dieser Arbeit nicht realisiert werden.

In Kapitel 4 ist die Abhängigkeit der Zerstörschwelle von der Pulswiederholrate und das Verhältnis zur cw-LIDT vorhergesagt worden. Durch Umbau des Ferranti-Lasers und Experimente mit MIDAS (Microwave Discharged Amplifier System) kann dieses Ergebnis mit Meßwerten für unterschiedliche Wiederholraten und cw-Bestrahlung verglichen werden. Mit MIDAS ließe sich auch die Abhängigkeit der Zerstörschwelle vom Verhältnis P/w überprüfen, da mit diesem System genügend Leistung zur Verfügung steht, um bei größeren Strahlradien zu messen.

In Kapitel 5 wurden die Meßergebnisse mit PG-Cu-Spiegeln dargelegt. Die stufenweise Zerstörung dieser Laserspiegel ließe sich mit Hilfe eine schnellen, zeitlich mit der Laserbestrahlung synchronisierten, Kamera im sichtbaren Spektralbereich genauer verfolgen, als es mit der gewählten Methode, die Bestrahlung nach einigen Funken abzurechnen, möglich ist.

Mit der Bestrahlungszelle ist es möglich die Zerstörschwellen bei verschiedenen Gasdrucken und Gemischen für verschieden Spiegelmaterialien und Beschichtungen zu bestimmen. Unter Umständen können auch Zerstörschwellen von Linsen und Fenstern z.B. mit CVD-Diamantbeschichtung bei verschiedenen Gasen gemessen werden.

6.1.2 Vorschläge für weitere Simulationsrechnungen

Das Simulationsprogramm arbeitet mit Laserpulsen, die ein räumliches Gaußprofil und ein zeitliches Hutprofil aufweisen (siehe Kap 4.3). Der Rechenaufwand der bisher gewählten räumlichen und zeitlichen Auflösung der Simulationsberechnungen stößt an die Leistungsgrenze heutiger Personal-Computer (Pentium 300 MHz). Deshalb ist in den Programmen noch keine zeitliche Auflösung der Laserpulse vorgesehen, obwohl diese leicht für beliebige Pulsprofile hinzugefügt werden kann.

Das Programm benutzt z.Z. die binaere Suche, um Zerstörschwellen zu finden. Da der Temperatur-Zeit-Verlauf aber durch eine exponentielle Sättigungsfunktion genähert werden kann und die Abhängigkeit der Maximaltemperatur von der Laserleistung durch ein Polynom vierter Ordnung beschrieben werden kann (Abb. A2.3), läßt sich die Suche 'intelligenter' (und damit schneller) gestalten.

Alle vorgestellten Simulationsergebnisse gelten für unbeschichtete Cu-Spiegel oder Siliziumspiegel (Anhang A2). Interessant wäre auch ein Vergleich mit anderen Materialien (Ag, Au, Al, Mo). Aufwendiger wäre eine Erweiterung des Programms, um auch beschichtete Spiegel zu simulieren.

Geplant ist die Simulation der Beschädigung der Retina (Netzhaut) durch Laserstrahlen. Hierfür werden die thermischen Eigenschaften des Gewebes benötigt, und die Möglichkeit der Wärmeleitung in die Kammerflüssigkeit muß im Programm ergänzt werden.

Mit größerem Arbeitsaufwand wäre eine Modifikation des Programms dahingehend möglich, Ablationsprofile und Temperaturverteilung (Beschädigungszonen) von biologischem Hartgewebe (Knochen und Zähne) und Holz unter Laserbestrahlung zu bestimmen. Somit könnten die experimentell von Ivanenko [6] und Kuhne gewonnen Daten mit Simulationsdaten verglichen werden.

6.2 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Zerstörschwellen von Metallspiegeln für IR-Laser bei hohen Pulswiederholffrequenzen. Das Problem bei der Berechnung des zum Schmelzen führenden Temperaturanstiegs liegt darin, daß analytische Formeln nur für kontinuierliche Strahlung vorliegen und in diesen nicht alle Temperaturabhängigkeiten berücksichtigt werden können. Weiterhin wird die Temperatur zu jeder Zeit an jedem Ort im Spiegel benötigt. Dies alles leistet das vorgestellte Simulationsprogramm. Zum Vergleich von Theorie und Messung wurden die Laserparameter des Q-switch-CO₂-Lasers genau bestimmt und eine Meßapparatur zur Zerstörschwellenmessung aufgebaut.

Das Simulationsprogramm ermöglicht durch Ausnutzung der Zylindersymmetrie der Laserspigel mit Hilfe finiter Differenzen die Berechnung des Temperatur-Zeit-Verlaufs auch bei gepulster Bestrahlung. Die hohe Genauigkeit wurde durch das Crank-Nicolson-Verfahren der Differenzenapproximation und schnelle Lösung der entstehenden Gleichungssysteme durch Gauß-Seidel-Iteration erreicht. Das Programm berücksichtigt neben der räumlichen Intensitätsverteilung des Laserstrahls nach Gauß u.a. die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit, der Wärmekapazität und der Absorption.

Es wurde der Einfluß zahlreicher Parameter, wie Strahlradius, Kühlung, Spiegelgeometrie, Wiederholffrequenz und Anfangsabsorption untersucht, um die idealen Arbeitsbedingungen für Laserspigel zu bestimmen und aus Meßdaten der Zerstörschwelle bei cw-Bestrahlung auf die Schwelle bei gepulster Bestrahlung zu schließen.

Gemessen wurde mit einem mechanisch gütegeschalteten CO₂-Laser mit Gleichstromentladung bei 9,57 µm Wellenlänge und einer mittleren Leistung von 130 Watt. Die Wiederholffrequenz bei den bisherigen Experimenten betrug 4,9 kHz und die Pulsdauer (FWHM) lag bei 280 bis 350 ns. Die Testspigel wurden mit dem fokussierten CO₂-Laserstrahl bestrahlt und die Reflektivität gleichzeitig mit einem ebenfalls fokussierten HeNe-Laserstrahl überprüft. Mit einem pyroelektrischen Detektor und einem Referenzsignal wurde eine zur reflektierten Intensität des HeNe-Lasers proportionale Spannung erzeugt. An diesem Signal wird deutlich, ob der bestrahlte Spiegel sich durch thermische Ausdehnung auswölbt, schmilzt oder ob die Beschichtungen eines geschützten Spiegels abbladiert wird.

Die Simulationsberechnungen sagen für 5 kHz Wiederholrate eine Zerstörschwelle (P/w) von 71% der cw-Zerstörschwelle voraus. Da bei gleicher mittlerer Lesitung durch jeden einzelnen Puls die Temperatur erst über den entsprechenden Wert für cw-Bestrahlung steigt und dann wieder unter diese Temperatur sinkt, wird durch gepulste Bestrahlung schon bei kleinerer mittlerer Leistung die Schmelztemperatur erreicht. Die Zerstörschwelle ist also kleiner als bei cw-Bestrahlung. Eine Skalierungsformel für das Verhältnis gepulste Zerstörschwelle zu cw-LIDT wurde gefunden (Kap. 5.5). Aktuelle Literaturdaten [1] geben für die cw-Schwelle unbeschichteter Kupferspiegel 1500 W/mm an. Bei 5 kHz wurde in der vorliegenden Arbeit eine Schwelle von etwa 1038 W/mm bestimmt, also 69% des cw-Werts.

Die absoluten LIDT-Werte, vorhergesagt durch die Simulation, liegen um einen Faktor vier über den Meßwerten. Bei bisherigen Arbeiten wurde jedoch ein Unterschied um den Faktor 8 für ZnSe [1] bis 37 für unbeschichtete Kupferspiegel zwischen berechneten [10] und gemessenen Zerstörschwellen [1] gefunden.

Mit den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen und den Simulationsberechnungen der Zerstörschwellen von Metallspiegeln ist es möglich, Aussagen über die optimale Spiegelgeometrie (Kap. 4.3) und über das Verhältnis von Zerstörschwellen im gepulsten Betrieb zu den bekannten Daten bei cw-Bestrahlung zu treffen. Somit wurde die Lücke zwischen Einzelpulsbestrahlung und kontinuierlicher Bestrahlung geschlossen.

Anhang A1

Lösungsverfahren für lineare Gleichungssysteme

Durch die Diskretisierung von Ort und Zeit wird aus einer Differentialgleichung ein System linearer Gleichungen. Wie bereits gezeigt (3.42), gilt für den zweidimensionalen Fall des impliziten Verfahrens mit gleicher Ortsschrittweite für beide Dimensionen ($\Delta x = \Delta y$):

$$\begin{aligned}
 -Fo \cdot (T^1(i+1, j) + T^1(i-1, j) + T^1(i, j+1) + T^1(i, j-1)) \\
 + (4Fo+1) \cdot T^1(i, j) = T^0(i, j)
 \end{aligned}$$

Bei den Simulationen aus Kapitel 4 wurde meist mit $i = 1..150$ und $j = 1..50$ gerechnet¹. Das Gleichungssystem hat demnach folgende Gestalt:

$$\begin{aligned}
 -Fo \cdot (T^1(2,1) + T^1(0,1) + T^1(1,2) + T^1(1,0)) \\
 + (4Fo+1) \cdot T^1(1,1) &= T^0(1,1) \\
 -Fo \cdot (T^1(3,1) + T^1(1,1) + T^1(2,2) + T^1(2,0)) \\
 + (4Fo+1) \cdot T^1(2,1) &= T^0(2,1) \\
 \dots &\dots \\
 -Fo \cdot (T^1(151,50) + T^1(149,50) + T^1(150,51) + T^1(150,49)) \\
 + (4Fo+1) \cdot T^1(150,50) &= T^0(150,50)
 \end{aligned}$$

In diesem Beispiel müssen also $N = 7500$ Gleichungen mit 7500 unbekanntem Temperaturen gelöst werden. Das Gleichungssystem läßt sich auch in Matrixschreibweise formulieren.

$$\mathbf{A} \circ \vec{x} = \vec{b} \tag{A1.1}$$

¹ Tatsächlich wird mit dem Crank-Nicolson-Verfahren und unterschiedlicher Schrittweite in r- und z-Richtung gerechnet. Die darin auftretenden linearen Gleichungssysteme sehen komplizierter aus als im o.g. Beispiel, haben aber prinzipiell die gleiche Gestalt.

Mit den Vektoren:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} T^1(1,1) \\ \vdots \\ T^1(150,50) \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{b} = \begin{pmatrix} T^0(1,1) \\ \vdots \\ T^0(150,50) \end{pmatrix} \quad (\text{A1.2})$$

Die Matrix A enthält zwar N^2 Elemente, aber die weitaus meisten Elemente sind gleich Null. Im Beispiel mit $N = 7500$ sind nur knapp $0,01 \text{ ‰}$ der Matrixelemente ungleich Null. Anschaulich kommt dies dadurch zustande, daß die Temperatur am Ort (i,j) nur von den vier direkten Nachbarorten, nicht aber von allen Orten, abhängt. Es wird also ein Verfahren gesucht, das für eine solche *dünn besiedelte Matrix* geeignet ist.

Die Lösungsverfahren für lineare Gleichungssysteme [32] lassen sich in zwei große Gruppen unterteilen:

1) Direkte Methoden:

- Gauß'scher Algorithmus
- Gauß-Jordan-Verfahren
- Cramer'sche Regel

2) Iterative Methoden:

- Jacobi-Iteration
- Gauß-Seidel-Iteration

Beim *Gauß'schen Algorithmus* werden durch Zeilenoperationen aus der Matrix A und dem Zielvektor \vec{b} eine Matrix \tilde{A} in oberer Dreiecksgestalt und ein Zielvektor \tilde{b} erzeugt. So kann durch sukzessive Rückwärtselimination der Lösungsvektor \vec{x} berechnet werden. Das *Gauß-Jordan-Verfahren* funktioniert ähnlich, ist aber weniger rechenintensiv.

Ein lineares Gleichungssystem $A \circ \vec{x} = \vec{b}$ kann auch durch Bildung der inversen Matrix A^{-1} mit Hilfe der *Cramer'schen Regel* gelöst werden. Die Lösung ist dann $\vec{x} = A^{-1} \circ \vec{b}$. Die Berechnung der inversen Matrix A^{-1} einer (N,N) -Matrix benötigt aber $(N+1)!$ Multiplikationen. Für $N=7500$ müßten $7501! \approx 10^{29000}$ Multiplikationen ausgeführt werden. Diese Methode hat deshalb keine praktische Bedeutung.

Alle direkten Methoden liefern theoretisch exakte Lösungen, in der Praxis jedoch wegen der erforderlichen Rundungen nur Näherungswerte. Die Maschinenge-

nauigkeit des benutzten Datentyps *double* in Pascal beträgt $1,11 \cdot 10^{-16}$. Dies ist die kleinste positive Gleitkommazahl, die zu 1 dazuaddiert einen Wert größer 1 liefert. Trotzdem können sich Rundungsfehler bei der Division durch kleine Zahlen unnötig akkumulieren. Direkte Verfahren die dieses Problem berücksichtigen sind sehr rechenaufwendig.

Ausgangspunkt der *iterativen* Verfahren ist eine anfängliche Näherung für die Lösung, die als Startvektor bezeichnet und schrittweise verbessert wird. Damit liefern die iterativen Methoden niemals die exakte Lösung, sondern stets nur eine Näherung, die gegen die exakte Lösung konvergiert. Die Anzahl der dabei erforderlichen arithmetischen Operationen hängt von der Güte der Anfangsapproximation und der gewünschten Genauigkeit der Lösung ab. Ein Kriterium für die Abschätzung der notwendigen Iterationen kann *nicht* ohne weiteres angegeben werden. Da nur Matrixelemente ungleich Null gespeichert werden, sind iterative Algorithmen bezüglich des Speicherplatzbedarfs und der mathematischen Operationen wirkungsvoller als andere Methoden.

Bei der *Jacobi-Iteration* soll das Gleichungssystem $\mathbf{A} \circ \bar{\mathbf{x}} = \bar{\mathbf{b}}$ iterativ gelöst werden. Das Gleichungssystem ist äquivalent zur Darstellung:

$$\sum_{k=1}^N a_{ik} x_k = b_i \quad \text{für } (i=1,2,\dots,N) \quad (\text{A1.3})$$

Durch Abspalten der Summenglieder mit Hauptdiagonalelementen a_{ii} folgt:

$$a_{ii} x_i + \sum_{k=1, k \neq i}^N a_{ik} x_k = b_i \quad (\text{A1.4})$$

Mit der im Programm stets erfüllten Voraussetzung $a_{ii} \neq 0$ ergibt sich nach Umstellung und Division:

$$x_i = \frac{b_i}{a_{ii}} - \sum_{k=1}^N \frac{a_{ik}}{a_{ii}} x_k \quad (\text{A1.5})$$

Mit den folgenden Definitionen (für $i=1,2,\dots,N$):

$$b_{ik} := \begin{cases} 0 & \text{für } i = k \\ -\frac{a_{ik}}{a_{ii}} & \text{für } i \neq k \end{cases} \quad \text{und} \quad c_i := \frac{b_i}{a_{ii}} \quad (\text{A1.6})$$

folgt für Beziehung (A1.5)

$$x_i = \sum_{k=1}^N b_{ik} x_k + c_i \quad (\text{A1.7})$$

bzw. in Matrixschreibweise:

$$\bar{x} = \mathbf{B} \circ \bar{x} + \bar{c} \quad (\text{A1.8})$$

Mit dieser Beziehung wird von einem beliebigen *Startvektor* $\bar{x}^{(0)}$ aus ein verbesserter Vektor $\bar{x}^{(1)}$ berechnet, der dann wieder in die rechte Seite von (A1.8) eingesetzt wird, woraus wiederum ein verbesserter Vektor $\bar{x}^{(2)}$ folgt, usw. Mit Iterationsindex $r = 1, 2, \dots, r^*$ lautet der Algorithmus der *Jacobi-Iteration* dann:

$$x_i^{(r+1)} = \sum_{k=1}^N b_{ik} x_k^{(r)} + c_i \quad (\text{A1.9})$$

Dabei wird die Iteration bei einem Wert r^* abgebrochen, der im voraus nicht bekannt ist, sich aber aus der gewünschten Genauigkeit der Näherungslösung ergibt. Dieses *Abbruchkriterium* ist erreicht, wenn der Unterschied zwischen der i -ten Lösungskomponente der $(r+1)$ -ten Iterationsschrittes $x_i^{(r+1)}$ und der des vorhergehenden Schrittes $x_i^{(r)}$ für alle $(i = 1, 2, \dots, N)$ betragsmäßig kleiner ist als ein *absoluter Fehlerbetrag* ε_{abs} :

$$\max_i \left(\left| x_i^{(r+1)} - x_i^{(r)} \right| \right) < \varepsilon_{abs} \quad (\text{A1.10})$$

Ein Nachteil der Jacobi-Iteration ist, daß sie häufig sehr langsam konvergiert, was die erforderliche Rechenzeit verlängert. Um die schlechte Konvergenz zu verbessern, wird die Jacobi-Iteration weiterentwickelt zur *Gauß-Seidel-Iteration* (GS). Der Unterschied zur Jacobi-Iteration besteht darin, daß die berechneten Näherungen $x_i^{(r+1)}$ zur Berechnung der übrigen Komponenten des Lösungsvektors verwendet werden, *sobald* sie vorliegen. Um $x_i^{(r+1)}$ zu bestimmen verwendet die GS-Iteration $x_{i-1}^{(r+1)}, x_{i-2}^{(r+1)}, \dots, x_1^{(r+1)}$ anstatt $x_{i-1}^{(r)}, x_{i-2}^{(r)}, \dots, x_1^{(r)}$ wie die Jacobi-Iteration. Es ergibt sich also folgende *Iterationsvorschrift* für die *Gauß-Seidel-Iteration* mit $(i = 1, 2, \dots, N)$:

$$x_i^{(r+1)} = \sum_{k=1}^{i-1} b_{ik} x_k^{(r+1)} + \sum_{k=i+1}^N b_{ik} x_k^{(r)} + c_i \quad (\text{A1.11})$$

Die Anzahl der Punktoperationen pro Iterationsschritt für ein (N,N) -System beträgt $2N \cdot (N-1)$. Bei einer Rechengenauigkeit im Programm von z.B. einem Millikelvin werden größenordnungsmäßig 8 Iterationsschritte benötigt, so daß zum Lösen einer nicht dünn besiedelten Matrix mit $N = 7500$ insgesamt $1,1 \cdot 10^9$ Punktoperationen nötig wären. Der Fehler wird bei der GS-Iteration bei jedem Iterationsschritt etwa um den Faktor 4 reduziert, wodurch diese rund doppelt so schnell konvergiert wie die Jacobi-Iteration.

Um das Konvergenzverhalten der GS-Iteration zu verbessern wurde das *sukzessive Überrelaxationsverfahren* (engl. *successive overrelaxation method*: *SOR*) entwickelt. Hierbei wird ein *Relaxationsfaktor* ω eingeführt, der die bereits berechneten Lösungen während der Iteration verschieden gewichtet. Wird zunächst nach (A1.11) der „Gauß-Seidel-Wert“ berechnet und mit $\tilde{x}_i^{(r+1)}$ bezeichnet, so lautet die Iterationsvorschrift für die *sukzessive Überrelaxation*:

$$x_i^{(r+1)} = x_i^{(r)} + \omega \cdot (\tilde{x}_i^{(r+1)} - x_i^{(r)}) \quad (\text{A1.12})$$

Der Relaxationsfaktor ω muß dabei im Intervall

$$0 < \omega < 2 \quad (\text{A1.13})$$

liegen, wobei für $\omega = 1$ die *SOR* wieder in die Gauß-Seidel-Iteration übergeht. Das Problem der *SOR*-Methode besteht darin, ω so zu wählen, daß optimale Konvergenz erreicht wird. Ist dies der Fall, reduziert sich der Fehler je Iterationsschritt etwa um den Faktor 10. In der Praxis der Simulationsprogramme hat sich allerdings gezeigt, daß der Aufwand den optimalen Relaxationsfaktor ω_{opt} zu finden den Vorteil der schnelleren Konvergenz gegenüber der GS-Iteration wieder zunichte macht. Im Programm wird deshalb die Gauß-Seidel-Iteration benutzt.

Anhang A2

Vergleich von Kupfer und Silizium

Um zu zeigen, daß das Erreichen einer Gleichgewichtstemperatur unter Laserbestrahlung bei temperaturabhängigen Materialparametern (Absorption, Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität) keine Trivialität ist, werden die reinen Kupferspiegel mit Silizium-Spiegeln verglichen. Diese modellhaften Spiegel sollen aus einem Siliziumsubstrat mit Kupferbeschichtung bestehen. Der Wärmekontakt

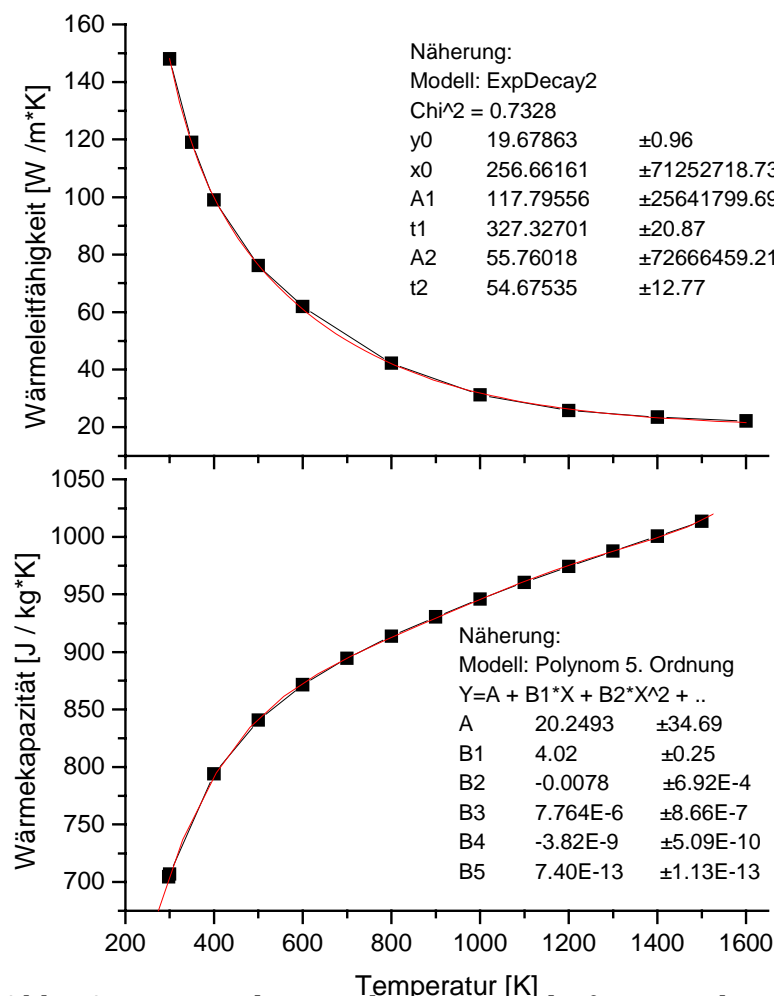


Abb. A2.1 Die thermischen Eigenschaften von kristallinem Silizium hängen stark von der Temperatur ab.

soll als ideal angenommen werden, und die Kupferschicht mit A(T) soll nur als Wärmequelle dienen. In Abb. A2.1 sind Meßwerte der Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität von Silizium nach CRC-Handbook [45] und Näherungsfunktionen an diese dargestellt. Die Wärmeleitfähigkeit bei 1600 K, also nah an der Schmelztemperatur von 1685 K, beträgt nur etwa 1/7-tel des Werts bei 300 K. Die Wärmekapazität

hingegen ändert sich nur um ca. 50%. Durch die

starke Abnahme der Wärmeleitfähigkeit kommt es bei schlechter Kühlung (Spiegeldicke ≥ 10 mm) und temperaturabhängiger Absorption zu einem 'thermal-

runaway'-Effekt. Das heißt ab einer kritischen Temperatur von 810 K, bzw. kritischer Leistung von hier 210 W, steigt die Spiegeltemperatur rapide an, statt einen Sättigungswert anzustreben.

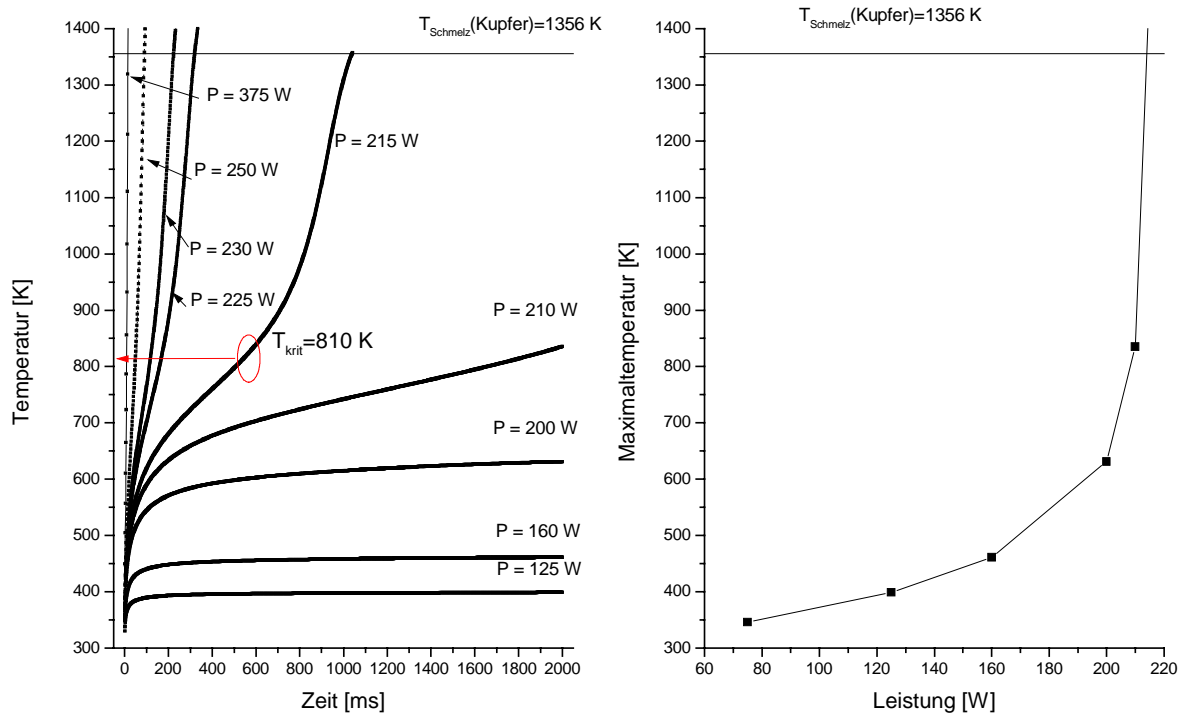


Abb. A2.2: Der Temperatur-Zeit-Verlauf und die Maximaltemperatur (nach 2000 ms) für Silizium unter cw-Bestrahlung. Parameter: $w = 0,5 \text{ mm}$, Spiegelquerschnitt 20 mm, Spiegeldicke 10 mm, $A(T)$, $a(T)$, Kühltemperatur 300 K.

Die kritische Temperatur von 537 °C (810 K) stimmt hervorragend mit dem Meßwert von Hue et. al. [44] von 535 °C für mit Silber beschichtetes Silizium überein. Theoretisch vorhergesagt ist dort eine Temperatur von 580 °C.

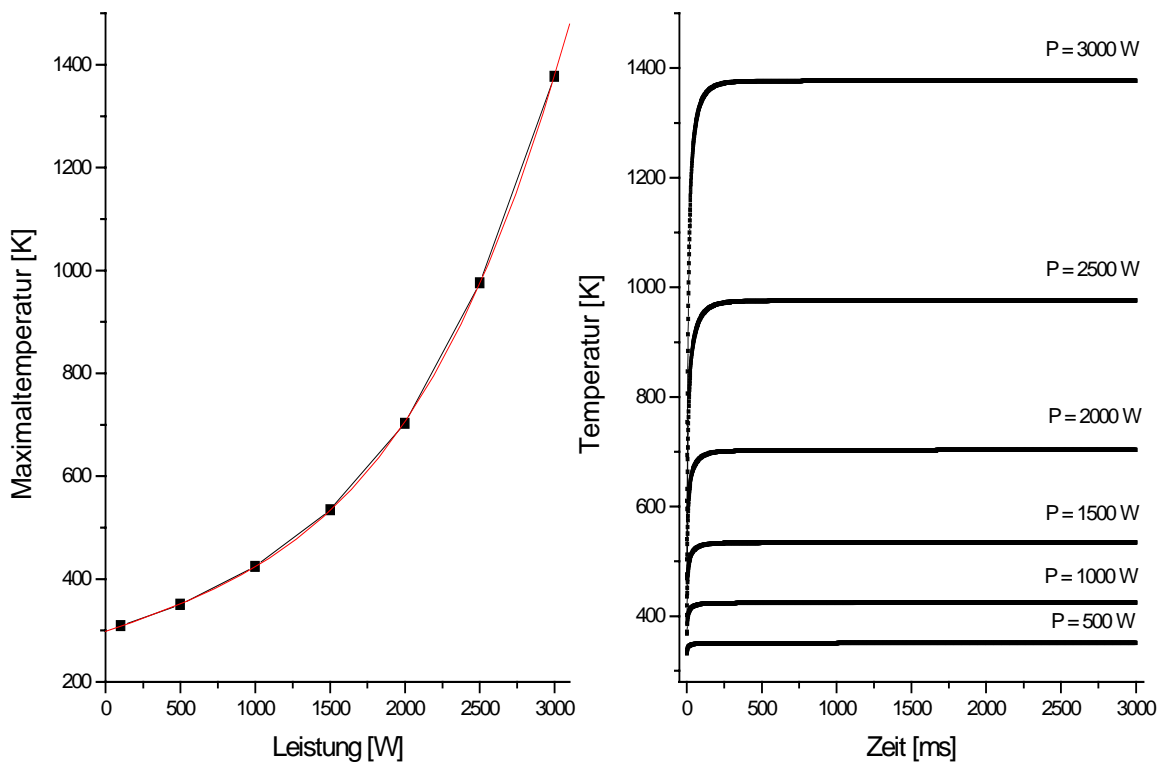


Abb. A2.3: Der Temperatur-Zeit-Verlauf und die Maximaltemperatur (nach 3000 ms) für Kupfer unter cw-Bestrahlung. Parameter: $w = 0,5$ mm, Spiegelquerschnitt 30 mm, Spiegeldicke 5 mm, $A(T)$, $a(T)$, Kühltemperatur 300 K.

Für Kupfer (Abb. A2.3) ergibt sich aus ähnlichen Simulationsrechnungen ein qualitativ anderes Ergebnis. Auch unter ungünstigen Bedingungen gibt es keinen 'thermal-runaway'-Effekt und die Temperatur-Zeit-Kurve hat für verschiedene Leistungen immer denselben qualitativen Verlauf.

Anhang A3

Mikroskopaufnahme

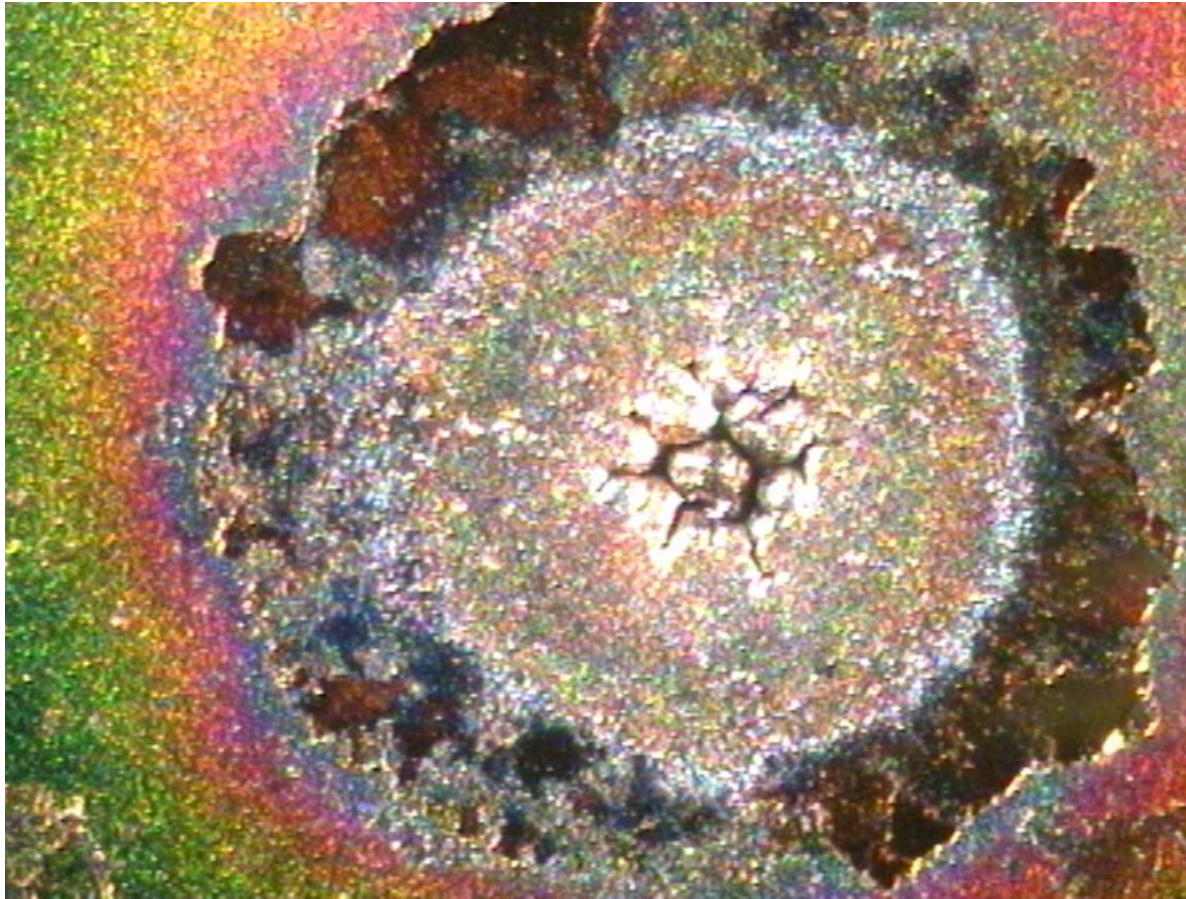


Abb. A3.1: Mikroskopaufnahme (Maßstab 80:1) der Beschädigung eines alten, geschützten, goldbeschichteten Kupferspiegels nach Bestrahlung mit 82,1 W mittlerer Leistung, 0,135 mm Strahlradius, Wiederholfrequenz 4,9 kHz und 330 ns Pulsdauer. Die Messung wurde in Kap. 5.4 diskutiert. Der Ausschnitt mißt etwa 2,0 mm x 1,5 mm. Von außen (grün) nach innen (weiß) sieht man links unten erst den unbeschädigten Spiegel, Grünspan, ein rot-violettes Band (durch chemische Reaktionen verursacht), die blanke Kupferfläche (von der scharfen Kante und dem weißen Saum begrenzt) und einen Krater aus weißem Schutt.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Greening, „Test rig sets parameters of laser damage to optics”, *Opto & Laser Europe (OLE)* **41**, 41-43 (6/1997)
- [2] W. Fuss, J. Goethel, M.M. Ivanenko, W.E. Schmid, P. Hering, K. Witte, „Macroscopic isotope separation of ^{13}C by a CO_2 laser”, *Isotopenpraxis Environ. Health Stud.* **30**, 199-203 (1994)
- [3] J. Goethel, M.M. Ivanenko, P. Hering, W. Fuss, K.L. Kompa, „Macroscopic enrichment of ^{12}C by a high-power mechanically Q-switched CO_2 -Laser”, *Appl. Phys. B* **62**, 329-332 (1996)
- [4] M. Haisch, „Quantitative isotopenselektive Infrarotspektroskopie zur Bestimmung des Kohlenstoffisotopenverhältnisses in der Atemluft”, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (1995)
- [5] U. Bielesch, M. Napp, J.H. Schäfer, J. Uhlenbusch, „Control of the surface plasma during pulsed laser cutting”, XI International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High Power Laser Conference Edinburgh, UK, 25.-30. August 1996
- [6] M.M. Ivanenko, P. Hering, „Wet bone ablation with mechanically Q-switched high repetition rate CO_2 laser”, *Appl. Phys. B* (1998) in press
- [7] M.M. Ivanenko, P. Hering, M. Klein, E. Gams, „Transmyocardial laser revascularization: Are new approaches with new lasers possible?” In: „TMLR: Management of Coronary Artery Disease”, pp. 153-164, Springer, Berlin, Heidelberg, 1998
- [8] R.M. Wood, „Laser Damage in Optical Materials”, The Adam Hilger Series on Optics and Optoelectronics (1986)
- [9] T.T. Saito, G.B. Charlton, J.S. Loomis, „10.6 Micrometer CW Laser Damage Studies Of Metal Substrate Mirrors”, Laser Development Division, Air Force Weapons Laboratory, AFWL-LRE, Kirtland AFB, NM 87117
- [10] J. Hue, J. Dijon, P. Lyan, „Thermal behaviour of optical mirrors under high power continuous wave CO_2 laser irradiation”, *Laser-Induced Damage in Optical Materials:1992*, SPIE **1848**, 125-137 (1993)

-
- [11] J.O. Porteus, D.L. Decker, W.N. Faith, D.J. Grandjean, S.C. Seitel, M.J. Soileau, „Pulsed Laser-Induced Melting of Precision Diamond-Machined Cu, Ag, and Au at Infrared Wavelengths”, IEEE J. Quantum Electron. **17**, 2078-2085 (1981)
- [12] M. Sparks, E. Loh (Jr.), „Temperature dependence of absorptance in laser damage of metallic mirrors: I. Melting”, J. Opt. Soc. Am. **69**, 847-858 (1979)
- [13] S. Guch, Jr. and F.E. Hovis, „Beyond perfection: The need for understanding contamination effects on real-world optics”, Litton Systems, Inc., Laser Systems Division, FL 32703, SPIE **2114**, 505-511
- [14] H.E. Bennett, „Intensivity of the catastrophic damage threshold of laser optics to dust and other surface defects”, Laser Induced Damage In Optical Materials: 1980 Boulder Damage Symposium
- [15] H. Zhang, X. Zhang, „Factors affecting surface quality in diamond turning of oxygen-free high-conductance copper”, Appl. Opt. **33**, 2039-2042 (1994)
- [16] L.J. Shaw-Klein, S.J. Burns, S.D. Jacobs, „Model for laser damage dependence on thin-film morphology”, Appl. Opt. **32**, 3925-3929 (1993)
- [17] M.F. Becker, „Predicting multiple laser-induced failure for molybdenum metal mirrors”, Appl. Opt. **30**, 5239-5246 (1991)
- [18] H.E. Bennett, „Minimizing Susceptibility to Damage in CO₂ Laser Mirrors”, Michelson Laboratory, Naval Weapons Center, China Lake, California 93555
- [19] W. Nolting, „Grundkurs: Theoretische Physik, 3. Elektrodynamik”, Kapitel 4.3.8, Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen (1993)
- [20] W.J. Spawr, R.L. Pierce, „Metal mirror selction guide”, Spawr Optical Research, Inc., CA 91720 U.S.A., SOR Report No.74-004 (1976)
- [21] R.E. Harrington, „Application of the Theory of Heat Conduction to the Absorption of Blackbody Radiation”, J. Appl. Phys. **38**, 3266-3270 (1967)
- [22] M. Lax, „Temperature rise induced by a laser beam”, J. Appl. Phys. **48**, 3919-3924 (1977)
- [23] M. Lax, „Temperature rise induced by a laser beam II. The nonlinear case”, Appl. Phys. Lett. **33**, 786-788 (1978)

- [24] U. Grigull, H. Sandner, „Wärmeleitung“, Springer-Verlag, Heidelberg (1979)
- [25] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, „Taschenbuch der Mathematik“, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main (1987)
- [26] Ibach, Lüth, „Festkörperphysik“, 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin (1990)
- [27] I. Gray und E. Dwight (Hrsg.), „American Institute of Physics Handbook“ (AIPH), Kapitel 4, McGraw-Hill, 3rd Edition (1972)
- [28] G. Kirchhoff, „Gesammelte Abhandlungen“, Metzger & Witt, Leipzig (1882)
- [29] W. Nolting, „Grundkurs: Theoretische Physik, 6. Statistische Physik“, Kapitel 3.3.7, Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen (1994)
- [30] K. Ujihara, „Reflectivity of Metals at High Temperatures“, J. Appl. Phys. **43**, 2376-2383 (1972)
- [31] W. Plass, A. Giesen, H. Hügel, „Temperature dependence of reflectance and transmittance of CO₂-laseroptics“, Laser-Induced Damage in Optical Materials:1994, SPIE **2428**, 186-197 (1996)
- [32] R. Marek, W. Götz, „Numerische Lösung von partiellen Differentialgleichungen mit finiten Differenzen“, Moreno-Verlag, Buchloe (1995)
- [33] K.W. Morton, D.F. Mayers, „Numerical Solution of Partial Differential Equations“, Cambridge University Press (1994)
- [34] E. Daugy, B. Pointu, G. Villela, B. Vincent, „Dual ion beam sputtering: a new coating technology for the fabrication of high power CO₂ laser mirrors“, laserdot (groupe aerospaciale) Marcoussis France, Industrial and Scientific Uses of High-Power Lasers, SPIE **1502**, 203-212 (1991)
- [35] „Zerstörschwellen von CO₂-Laseroptiken von II-VI, Inc.“, Spectrum 53, Oktober 1993, Seite 10, (In Zusammenarbeit mit der Universität Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge)
- [36] J. Göthel, „Kohlenstoff-Isotopentrennung mit einem modengekoppelten, gütegeschalteten Hochleistungs-CO₂-Laser“, Verlag Shaker, Aachen 1994

- [37] R.M. O'Connell, R.A. Vogel, „Abel inversion of knife-edge data from radially symmetric pulsed laser beams”, *Applied Optics* **26**, 2528-2532 (1987)
- [38] D.R. Hall, P.E. Jackson, „The Physics and Technology of Laser Resonators”, Adam Hilger, Bristol and New York (1989)
- [39] M. Jeude, „Aufbau eines Vielkanalmeßsystems mit digitaler Datenverarbeitung zur Kontrolle und Regelung von Lasermoden”, Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (1982)
- [40] R.M. Wood, S.K. Sharma, P. Waite, „Laser damage in optical materials at 10.6 μm ”, *GEC Journal of Science & Technology* **48**, 141-151 (1982)
- [41] E.P. Glotov, V.A. Danilychev, „Nature of resonator mirror damage in high-power industrial electron-beam-controlled CO₂ lasers”, *Sov. J. Quantum Electron.* **14**, 1100-1102 (1984)
- [42] V.V. Apollonov, A.M. Prokhorov, A.I. Barchukov, „Optical distortion of heated mirrors in CO₂-laser systems”, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-10**, 505-508 (1974)
- [43] R. Krupka, K. Jasper, A. Giesen, „Photothermal Characterization of Optical Laser Components at 10.6 μm ”, *SPIE* **2428**, 101-112
- [44] J. Hue, J. Dijon, P. Lyan, G. Fournier, „Critical temperature of mirrors under high power continuous wave CO₂ laser irradiation”, *Laser-Induced Damage in Optical Materials:1993*, *SPIE* **2114**, 201-211 (1994)
- [45] „Handbook of Chemistry and Physics”, CRC-Press, 75th Edition (1994-1995)
- [46] V.V. Apollonov, A.M. Prokhorov, V. Yu. Khomich, S.A. Chetkin, „Stability parameters of optical components of CW and pulse-periodic laser systems”, *Sov. J. Quantum Electron.* **11**, 1344-1346 (1981)
- [47] M. Rahe, E. Oertel, L. Reinhardt, D. Ristau, H. Welling, „Absorption Calorimetry and Laser Induced Damage Threshold Measurements of AR-coated ZnSe and Metal Mirrors at 10.6 μm ”, *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1990*, *SPIE* **1441**, 113-120
- [48] M. Sparks, „Theory of laser heating of solids: Metals”, *J. Appl. Phys.* **47**, 837-849 (1976)
- [49] „Diamonds are forever”, *Spectrum* 69, Oktober 1997, Seite 15

Danksagung

Zum Abschluß meiner Diplomarbeit am Institut für Lasermedizin möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während der einjährigen Arbeit unterstützt haben:

Herrn Prof. Dr. P. Hering für das interessante Thema und die sehr gute Betreuung.

Herrn Prof. Dr. J. Uhlenbusch vom Institut für Laser- und Plasmaphysik für seine Bereitschaft die Aufgabe des Koreferenten zu übernehmen.

Herrn Dr. M. Ivanenko für die sehr gute Betreuung und die interessanten Diskussionen.

Der Messer Griesheim GmbH für die finanzielle Unterstützung des Kohlenstoffisotopentrennungsprojekts.

Herrn A. Rood für die freundliche Unterstützung.

Herrn G. Laschinski für die freundliche Unterstützung.

Allen Mitarbeitern des Instituts für Lasermedizin für die gute Atmosphäre.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht und mich in jeder Hinsicht unterstützt haben.