



BACHELORARBEIT

Herr
Vincent Rupf

**Einfluss der Pulswiederholffrequenz auf
die Ablation von Dielektrika mittels
ultrakurzer Laserpulse**

Mittweida, November 2023



Fakultät **Ingenieurwissenschaften**

BACHELORARBEIT

Einfluss der Pulswiederholfrequenz auf die Ablation von Dielektrika mittels ultrakurzer Laserpulse

Autor:

Vincent Rupf

Studiengang:

Lasertechnik

Seminargruppe:

LT20wL-B

Erstprüfer:

Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel

Zweitprüfer:

Manuel Pfeiffer, Dipl.-Ing. (FH)

Einreichung:

Mittweida, 05.11.2023

Verteidigung/Bewertung:

Mittweida, 2023

Faculty of **Engineering Sciences**

BACHELOR THESIS

Influence of the pulse repetition rate on the ablation of dielectrics by ultrashort laser pulses

Author:

Vincent Rupf

Course of Study:

Laser Technology

Seminar Group:

LT20wL-B

First Examiner:

Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel

Second Examiner:

Manuel Pfeiffer, Dipl.-Ing. (FH)

Submission:

Mittweida, 05.11.2023

Defense/Evaluation:

Mittweida, 2023

Bibliografische Beschreibung

Rupf, Vincent:

Einfluss der Pulswiederholffrequenz auf die Ablation von Dielektrika mittels ultrakurzer Laserpulse. – 2023. – 48 S.

Mittweida, Hochschule Mittweida – University of Applied Sciences, Fakultät Ingenieurwissenschaften, Bachelorarbeit, 2023.

Referat

In dieser Arbeit wurde der Einfluss der Fluenz, der Pulsanzahl und der Pulswiederholffrequenz bei der Strukturierung von Dielektrika mittels ultrakurzer Laserpulse untersucht. Es stand dabei ein Lasersystem mit einer emittierten Wellenlänge im Infrarot-Bereich und einer Pulsdauer von 200 fs zur Verfügung, um die Abhängigkeiten der Ablationsdurchmesser, der Ablationstiefe und des Ablationsvolumens von der Pulswiederholffrequenzen im kHz-, MHz- und GHz-Regime zu betrachten. Im Rahmen dieser Untersuchung wurde festgestellt, dass diese Größen, einschließlich der daraus ermittelten Ablationsschwellen und der Ablationsvolumina pro Laserpuls, von der Pulswiederholffrequenz abhängig sind. Dabei zeigte sich, dass die Ablationsschwellen mit steigender Pulsanzahl und zunehmender Pulswiederholffrequenz sinken. Zusätzlich konnten bei der Betrachtung der Ablationstiefen und -volumina im MHz- und GHz-Regime Hinweise für Wechselwirkungen zwischen aufeinanderfolgenden Laserpulsen gefunden werden.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|------------|
| Ergänzende Verzeichnisse | III |
| Danksagung | VII |
| 1 Einleitung und Motivation | 1 |
| 2 Stand der Technik | 3 |
| 2.1 Untersuchungen zur Ablation von Dielektrika mit ultrakurzen Laserpulsen . . . | 3 |
| 2.2 Untersuchungen zur Ablation von Dielektrika mit hochfrequenten Pulsfolgen ultrakurzer Laserpulse | 5 |
| 2.3 Puls-zu-Puls Wechselwirkungen | 7 |
| 2.3.1 Abschirmmechanismen | 7 |
| 2.3.2 Wärmeakkumulation | 8 |
| 2.4 Zusammenfassung des Stand der Technik | 9 |
| 3 Zielstellung und Methodik | 11 |
| 4 Grundlagen der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Dielektrika | 13 |
| 4.1 Lineare und nichtlineare Anregungsprozesse | 13 |
| 4.1.1 Multiphotonen- und Tunnelionisation | 13 |
| 4.1.2 Analytische Beschreibung zur Abschätzung nichtlinearer Photoionisation | 14 |
| 4.1.3 Avalange Ionisation | 15 |
| 4.2 Ablation von Dielektrika mit ultrakurzen Laserpulsen | 16 |
| 4.3 Inkubationseffekt bei der Verwendung mehrerer Laserpulse und Modelle zur analytischen Beschreibung | 17 |
| 5 Experimentelle Details | 21 |
| 5.1 Probenmaterial | 21 |
| 5.2 Versuchsaufbau | 22 |
| 5.3 Analysemethoden | 25 |
| 6 Ergebnisse und Diskussionen | 27 |
| 6.1 Ermittelte Ablationsschwellen und Inkubationsfaktoren | 27 |
| 6.2 Gemessene Ablationstiefen | 33 |
| 6.3 Gemessene Ablationsvolumen und ermittelte Ablationsvolumina pro Laserpuls | 36 |

| | |
|---------------------------------------|-----------|
| 7 Zusammenfassung und Ausblick | 45 |
| 8 Symbolverzeichnis | 47 |
| Symbolverzeichnis | 47 |
| Anhang | 49 |
| A Leistungsmessung | 49 |
| B Ablationsschwellen | 51 |
| C Volumenvergleich D263T | 57 |
| D Falschfarbbilder | 58 |
| Literaturverzeichnis | 61 |

Ergänzende Verzeichnisse

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | Ablatiertes Volumen pro Laserpuls in MHz- und GHz-Pulsfolgen in Abhängigkeit von der Fluenz pro Laserpuls und von der Pulsdauer | 6 |
| 2.2 | Schema der Wärmeakkumulation | 8 |
| 4.1 | Schema der linearen und nichtlinearen Ionisationsmechanismen | 14 |
| 4.2 | Keldysh-Parameter in Abhängigkeit von der Intensität | 15 |
| 4.3 | Kritische Elektronendichte in Abhängigkeit von der Wellenlänge | 17 |
| 4.4 | Modell 1: Änderung der Ablationsschwelle als Funktion der Anzahl an Laserpulsen aufgrund des Inkubationseffektes | 18 |
| 4.5 | Modell 2: Änderung der Ablationsschwelle in Abhängigkeit der Anzahl an Laserpulsen aufgrund des Inkubationseffektes | 19 |
| 4.6 | Modell 3: Änderung der Ablationsschwelle von Dielektrika in Abhängigkeit der Anzahl an Laserpulsen aufgrund des Inkubationseffektes | 20 |
| 5.1 | Transmissionsgrad T (%) in Abhängigkeit von links: Wellenlänge in nm und rechts: der Photonenenergie in eV | 22 |
| 5.2 | Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus | 23 |
| 5.3 | Oszilloskop-Aufnahme einer MHz-Pulsfolge | 24 |
| 5.4 | Oszilloskop-Aufnahme einer GHz-Pulsfolge | 24 |
| 5.5 | Exemplarische Messung der Ablationsdurchmesser und Ablationstiefen | 25 |
| 5.6 | Exemplarische Darstellung der Volumenmessung | 26 |
| 5.7 | Schema zur Darstellung des Volumens pro Laserpuls | 26 |
| 6.1 | Exemplarische Darstellung der Durchmesserquadrate in Abhängigkeit von der Fluenz | 27 |
| 6.2 | Ablationsschwellen von SiO ₂ und D263T in Abhängigkeit von der Pulsanzahl mit verschiedenen Pulswiederhol frequenzen | 28 |
| 6.3 | Ablationsschwellen in Abhängigkeit von der Pulsanzahl von SiO ₂ mit einer Pulswiederhol frequenz von 1 kHz und den Modellen 1-3 | 29 |
| 6.4 | Ablationsschwellen in Abhängigkeit von der Pulsanzahl von D263T mit einer Pulswiederhol frequenz von 1 kHz und den Modellen 1-3 | 30 |

| | | |
|------|---|----|
| 6.5 | Falschfarbenbilder von zwei Kavität von D263T mit sechs Laserpulsen, unterschiedlichen Pulswiederholffrequenzen und einer geringen Fluenz | 32 |
| 6.6 | Falschfarbendarstellung der Ablationstiefen z_M von SiO_2 mit Pulswiederholffrequenz im kHz-, MHz- und GHz-Regime | 33 |
| 6.7 | Falschfarbendarstellung der Ablationstiefen z_M von D263T mit Pulswiederholffrequenz im kHz-, MHz- und GHz-Regime | 34 |
| 6.8 | Falschfarbenbilder von zwei Kavität von SiO_2 mit drei Laserpulsen, unterschiedlichen Pulswiederholffrequenzen und einer Fluenz von $10\text{J}/\text{cm}^2$ | 35 |
| 6.9 | Falschfarbendarstellung der Ablationsvolumen von SiO_2 mit Pulswiederholffrequenz im kHz-, MHz- und GHz-Regime | 36 |
| 6.10 | Falschfarbendarstellung der Ablationsvolumen von SiO_2 mit Pulswiederholffrequenz im kHz-, MHz- und GHz-Regime | 37 |
| 6.11 | Schematische Darstellung der Materialansammlung (grau) und des Ablationsvolumens (blau) einer Kavität | 37 |
| 6.12 | Ablationsvolumen V_{ges} von SiO_2 in Abhängigkeit von der Fluenzen $H_0=5\text{J}/\text{cm}^2$ und $H_0=10\text{J}/\text{cm}^2$ bei verschiedenen Pulswiederholffrequenzen | 38 |
| 6.13 | Ablationsvolumen pro Laserpuls von SiO_2 mit einer Pulswiederholffrequenz von $f_{\text{int}}=1\text{ kHz}$ | 39 |
| 6.14 | Ablationsvolumen pro Laserpuls von D263T mit einer Pulswiederholffrequenz von $f_{\text{int}}=1\text{ kHz}$ | 39 |
| 6.15 | Ablationsvolumen pro Laserpuls von SiO_2 mit einer Pulswiederholffrequenz von $f_{\text{int}}=65\text{ MHz}$ | 40 |
| 6.16 | Ablationsvolumen pro Laserpuls von D263T mit einer Pulswiederholffrequenz von $f_{\text{int}}=65\text{ MHz}$ | 41 |
| 6.17 | Ablationsvolumen pro Laserpuls von SiO_2 mit einer Pulswiederholffrequenz von $f_{\text{int}}=2,5\text{ GHz}$ | 42 |
| 6.18 | Ablationsvolumen pro Laserpuls von D263T mit einer Pulswiederholffrequenz von $f_{\text{int}}=2,5\text{ GHz}$ | 42 |
| 6.19 | Falschfarbendarstellung verschiedener Kavitäten auf SiO_2 und D263T | 43 |
| 6.20 | Auflichtmikroskop-Aufnahme einer Kavität mit Nanostrukturen | 44 |
| 6.21 | Schematische Darstellung der Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen mit Pulswiederholffrequenzen im GHz-Bereich | 44 |
| B.1 | Darstellung der Durchmesserquadrat in Abhängigkeit von der Fluenz. Bei der Ablation von SiO_2 mit einer Pulswiederholffrequenz im kHz-Regime. | 51 |
| B.2 | Darstellung der Durchmesserquadrat in Abhängigkeit von der Fluenz. Bei der Ablation von SiO_2 mit einer Pulswiederholffrequenz im MHz-Regime. | 52 |
| B.3 | Darstellung der Durchmesserquadrat in Abhängigkeit von der Fluenz. Bei der Ablation von SiO_2 mit einer Pulswiederholffrequenz im GHz-Regime. | 53 |

B.4 Darstellung der Durchmesserquadrat in Abhängigkeit von der Fluenz. Bei der Ablation von D263T mit einer Pulswiederholffrequenz im kHz-Regime. 54

B.5 Darstellung der Durchmesserquadrat in Abhängigkeit von der Fluenz. Bei der Ablation von D263T mit einer Pulswiederholffrequenz im MHz-Regime. 55

B.6 Darstellung der Durchmesserquadrat in Abhängigkeit von der Fluenz. Bei der Ablation von D263T mit einer Pulswiederholffrequenz im GHz-Regime. 56

C.1 Ablationsvolumen V_{ges} von D263T in Abhängigkeit von der Fluenzen $H_0=5J/cm^2$ und $H_0=10J/cm^2$ bei verschiedenen Pulswiederholffrequenzen 57

D.1 Falschfarbenbilder der erzeugten Kavitäten von SiO_2 mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholffrequenzen im kHz-Regime und verschiedenen Fluenzen 58

D.2 Falschfarbenbilder der erzeugten Kavitäten von SiO_2 mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholffrequenzen im MHz-Regime und verschiedenen Fluenzen 58

D.3 Falschfarbenbilder der erzeugten Kavitäten von SiO_2 mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholffrequenzen im GHz-Regime und verschiedenen Fluenzen 59

D.4 Falschfarbenbilder der erzeugten Kavitäten von D263T mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholffrequenzen im kHz-Regime und verschiedenen Fluenzen 59

D.5 Falschfarbenbilder der erzeugten Kavitäten von D263T mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholffrequenzen im MHz-Regime und verschiedenen Fluenzen 60

D.6 Falschfarbenbilder der erzeugten Kavitäten von D263T mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholffrequenzen im GHz-Regime und verschiedenen Fluenzen 60

Tabellenverzeichnis

5.1 Materialkennwerte von SiO_2 und D263T 22

5.2 Übersicht des untersuchten Parameterbereiches 24

6.1 Ermittelte Inkubationskoeffizienzen und Ablationsschwellfluenzen $H_{thr,\infty}$ für für Modell 1 - 3 und Sättigungsfluenzen für Modell 2 und 3 von SiO_2 und D263T 31

| | | |
|-----|---|----|
| A.1 | Verwendete durchschnittliche Leistungen bei 100/1000 kHz Pulswiederhol- frequenz und daraus berechnete Pulsenergien und Fluenzen | 50 |
|-----|---|----|

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel für das spannende Thema meiner Bachelorarbeit und seine umfassende Unterstützung bedanken, die entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ebenso möchte ich Herrn Manuel Pfeiffer und Herrn Daniel Metzner für ihre tatkräftige Unterstützung und wertvollen Ratschläge danken. Ohne Ihre Hilfe wäre dieses Projekt nicht möglich gewesen.

Zudem möchte ich meinen Dank den Mitarbeitern des Laserinstituts der Hochschule Mittweida, dem Verein Laserinstitut Mittelsachsen e.V. und der Firma ACSYS Lasertechnik GmbH aussprechen. Ihre Unterstützung und Expertise waren von unschätzbarem Wert, und ich bin sehr dankbar für Ihre Hilfe bei der Fertigstellung meiner Bachelorarbeit.

1 Einleitung und Motivation

Der Einsatz des Lasers als berührungsloses Werkzeug hat sich in der Metallbearbeitung längst etabliert und ist aus modernen Produktionsanlagen nicht mehr wegzudenken. Eine ähnliche Entwicklung kann im Bereich der Bearbeitung von Dielektrika beobachtet werden, da auch hier die Laserstrahlung zunehmend an Bedeutung gewinnt. Das Anwendungsspektrum umfasst neben der Weiterentwicklung klassischer Anwendungen wie der Lasergravur auch die Entwicklung neuer Bearbeitungsverfahren. Ein Beispiel für alternative Verfahren ist die Glasbearbeitung mit Laserpulsen im grünen Spektralbereich und Pulsdauern im Nanosekundenbereich [1]. Hochpräzise Strukturen bis in den Mikrometerbereich sind jedoch aufgrund der hohen Wärmeeinbringung in das Material nicht realisierbar.

Dagegen können unerwünschte thermische Effekte mit Hilfe ultrakurzer Laserpulse, deren Pulsdauer im Piko- bis Femtosekundenbereich liegt, weitestgehend minimiert werden. Für die Mikrobearbeitung transparenter Materialien sind damit in Verbindung mit hohen Pulsspitzenleistungen sehr gute Voraussetzungen gegeben. Der Einsatz hochfrequenter Pulsfolgen ultrakurzer Laserpulse stellt eine weitere Innovation für die Bearbeitung von Dielektrika dar. Die in jüngster Zeit durchgeführten Untersuchungen haben bereits in ersten Ansätzen ein großes Potenzial im Hinblick auf eine deutliche Steigerung der Effizienz und Produktivität gezeigt [2]. Entsprechende Laserverfahren sind bereits in ausgewählten Anwendungen zur Glasbearbeitung im Einsatz, jedoch sind nach dem Stand der Technik noch keine ausreichenden Grundkenntnisse über die physikalischen Mechanismen bei der Bestrahlung von Dielektrika mit hochfrequenten Pulsfolgen ultrakurzer Laserpulse vorhanden.

Der Einsatz von Pulsfolgen mit Pulswiederholfrequenzen im kHz-, MHz- und GHz-Regime sowie einer Pulsdauer im Femtosekundenbereich bei einer emittierten Wellenlänge im nahen Infrarot steht im Mittelpunkt der nachfolgend beschriebenen Untersuchungen. Die Auswahl der untersuchten Parameter erfolgte speziell im Hinblick auf die Untersuchung von Kavitäten, die mit einer Pulsfolge erzeugt werden.

2 Stand der Technik

Gegenstand dieses Kapitels ist die Darstellung bisheriger Untersuchungen zur Ablation von Dielektrika mit ultrakurzen Laserpulsen. Zunächst werden Ergebnisse vorgestellt, bei denen Pulswiederholfrquenzen im kHz-Bereich verwendet wurden. Im Anschluss daran werden Untersuchungen zur Ablation von Dielektrika diskutiert, bei denen hochfrequente Pulsfolgen von ultrakurzen Laserpulsen zum Einsatz gekommen sind. Darüber hinaus wird eine Zusammenfassung bisheriger Untersuchungen zu Puls-zu-Puls-Effekten für die grundlegende Diskussion möglicher Wechselwirkungen zwischen einzelnen hochfrequenten Laserpulsen vorgelegt. Abschließend wird eine Zusammenfassung über den Stand der Technik und den sich daraus ergebenden Forschungsbedarf auf diesem Gebiet gegeben.

2.1 Untersuchungen zur Ablation von Dielektrika mit ultrakurzen Laserpulsen

Die Ablationsschwelle H_{thr} ist eine materialspezifische Kenngröße zur Beschreibung der minimal erforderlichen Energieflussdichte, im weiteren Fluenz H genannt, für einen Materialabtrag, d.h. einen für ultrakurze Laserpulse charakteristischen Materialabtrag durch Spallation oder Phasenexplosion¹. Im Gegensatz zu Metallen, in denen freie Elektronen für die lineare Absorption ultrakurzer Laserpulse im Leitungsband verfügbar sind, muss bei Dielektrika die laserinduzierte Anregung von Valenzbandelektronen in das Leitungsband berücksichtigt werden [3, 4]. In Kapitel 4 werden diese nichtlinearen Anregungsprozesse der Multiphotonen-, Tunnelelektron- und Avalanche-Ionisation näher beschrieben. Berechnungen ergaben, dass die Erzeugung freier Elektronen bei Pulsdauern < 100 fs hauptsächlich durch Tunnelionisation erfolgt. Bei Pulsdauern zwischen 100 fs und einigen Pikosekunden dominieren die Multiphotonenionisation und die Avalangeionisation [3, 5, 6]. Validiert wurden diese theoretischen Ergebnisse durch experimentelle Abtragsuntersuchungen und die damit verbundene Bestimmung der Ablationsschwellen von Dielektrika mittels einzelner ultrakurzer Laserpulse [7, 8].

Ebenso wurden zahlreiche Pump/Probe-Untersuchungen durchgeführt, bei denen der erste Laserpuls mit der Materialoberfläche wechselwirkt und der zweite Laserpuls die Reflexionsänderung zeitaufgelöst misst. Daraus konnte die zeitliche Änderung der freien Elektronendichte

¹Spallation ist ein thermomechanischer Mechanismus, bei dem Material durch stoßwelleninduzierte Dichteänderungen abgetragen wird. Die Phasenexplosion ist ein thermischer Mechanismus, bei dem sich das bestrahlte Material schnell erhitzt und Material nahe des thermodynamisch kritischen Punktes abträgt

bestimmt werden [9, 10]. Die empirisch ermittelten freien Elektronendichten wurden mit theoretisch berechneten Werten verglichen und funktionale Zusammenhänge zwischen den Laserparametern und der Elektronenanregung erarbeitet.

Ein weiterer Parameter zur Beschreibung der Ablation von Dielektrika ist die kritische freie Elektronendichte n_{krit} (ca. 10^{21} cm^{-3} für eine Wellenlänge von 1030 nm) [4, 7]. Eine Annäherung an diesen Wert hat einen starken Anstieg des Absorptionskoeffizienten zur Folge, wodurch die induzierte Ablationstiefe auf wenige Nanometer begrenzt wird. Im Bereich des Anregungsprozesses der Multiphotonenionisation ist die benötigte Intensität, um diese kritische freie Elektronendichte zu erreichen, verglichen mit der Tunnelionisation gering [6]. Eine wesentliche Erkenntnis aus den durchgeführten Untersuchungen sind die Folgen der Überschreitung der kritischen freien Elektronendichte. Sobald dieser Zustand während der Wechselwirkungszeit zwischen Laserpuls und Materialoberfläche eintritt, wird die Laserstrahlung nahezu vollständig reflektiert und trägt nicht mehr zur Ablation bei. Dies führt zu einer Limitierung des Abtrags bei Verwendung höherer Fluenzen bzw. Intensitäten [8].

Die Ablation hat eine Veränderung der Topographie in der Wechselwirkungszone durch den Materialabtrag zur Folge. Darüber hinaus kann es durch den Energieeintrag zu einer Änderung der Stöchiometrie des Materials kommen und es können sich Farbzentren ausbilden. Diese Änderungen beeinflussen die Ablationsschwelle nachfolgender Laserpulse und werden allgemein als Inkubationseffekt bezeichnet [11]. Der Inkubationsfaktor, der eine materialspezifische Kenngröße darstellt, definiert das Maß der Veränderung der Ablationsschwelle durch die Inkubation. Im Gegensatz zu Metallen, wo der Inkubationseffekt in zahlreichen Studien grundlegend untersucht wurde, ist er für Dielektrika nahezu unbekannt. In der Arbeit von Xu et al. [12] wurde der Inkubationseffekt bei Abtragsuntersuchungen an SiO_2 untersucht und festgestellt, dass die topographische Veränderung der dielektrischen Materialoberfläche einen wesentlich größeren Einfluss auf die Ablationsschwelle hat als bei Metallen.

Bei der Ablation von Festkörpern wird die absorbierte Energie zum Teil in kinetische Energie der abgetragenen Teilchen und zum Teil in Wärme im Bereich der Wechselwirkungszone umgewandelt. Diese Wärme wird innerhalb einer bestimmten Zeit in das Materialinnere abgeführt, abhängig von der Wärmeleitfähigkeit und der Wärmekapazität des bestrahlten Materials. Ist die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen kleiner als die für die Wärmeabfuhr ins Materialinnere erforderliche Zeit, tritt der nächste Laserpuls in Wechselwirkung mit dem erwärmten Material. Daraus folgt, dass mit jedem weiteren Laserpuls die Temperatur in der Wechselwirkungszone durch laserinduzierten Wärmestau ansteigt. Aufgrund der generell geringen Wärmeleitfähigkeit von Dielektrika (im Bereich von 0,3 bis

6 W/mK) tritt eine Wärmeakkumulation bereits ab Pulswiederholfräquenzen > 100 kHz auf und beeinflusst durch zusätzliche thermische Elektronenanregung die Ablationsschwelle [13, 14].

2.2 Untersuchungen zur Ablation von Dielektrika mit hochfrequenten Pulsfolgen ultrakurzer Laserpulse

Die rasante Entwicklung von Ultrakurzpulslasern mit immer höheren Leistungen stellt die Forschung und Entwicklung vor neue Herausforderungen: Wie können diese hohen Leistungen effizient, produktiv und qualitativ hochwertig umgesetzt werden? Eine hierfür neu entwickelte Lasertechnologie ist der sogenannte Burst-Modus, bei dem die hohe Leistung und die damit verbundene hohe Energie eines einzelnen Laserpulses (Einzelpuls-Modus) in eine hochfrequente Pulsfolge von mindestens zwei bis zu einigen hundert Laserpulsen aufgeteilt wird. Ausgehend von den derzeit zur Verfügung stehenden Laserstrahlquellen, die zur Erzeugung des Burst-Modus in der Lage sind, haben sich zwei unterschiedliche Modi etabliert. Im so genannten MHz-Burst-Modus haben die Laserpulse innerhalb eines Bursts einen zeitlichen Abstand von einigen 10 bis wenigen 100 Nanosekunden. Dies entspricht einer Frequenz innerhalb einer Pulsfolge im MHz-Bereich. Im GHz-Burst-Modus beträgt der Zeitabstand der Laserpulse nur wenige 100 ps, entsprechend einer Frequenz im GHz-Bereich. Der Burst-Modus wird seit etwa zehn Jahren anwendungsorientiert vorwiegend an Metallen mit Fokus auf hohe Effizienzen, d.h. das Verhältnis von ablatiertem Volumen zur verwendeten Pulsenenergie, und Oberflächenqualitäten erforscht [15]. Im Vergleich dazu sind Forschungsstand und Grundlagenwissen im Bereich der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse in Pulsfolgen mit Dielektrika sehr begrenzt und auf wenige empirische Untersuchungen beschränkt:

- In der Studie von Hernandez-Rueda et al. [16] wurde Quarzglas (SiO_2) mit bis zu vier ultrakurzen Laserpulsen in einer Pulswiederholzeit im Bereich von 0,5 ps bis 2 ps ablatiert. Die Autoren konnten zeigen, dass die Energieverteilung und der zeitliche Abstand der Laserpulse in einer Pulsfolge die Ablationstiefen entscheidend beeinflussen. Ebenso konnte gezeigt werden, dass die Verteilung einer definierten hohen Energie auf eine bestimmte Anzahl von Laserpulsen in einer Pulsfolge zu einer Erhöhung des Effizienz im Vergleich zu Laserpulsen im Einzelpuls-Modus führt.
- Experimentelle Untersuchungen an SiO_2 , Borosilicatglas und Saphirglas mit Pulsfolgen, bei denen die ultrakurzen Laserpulse einen zeitlichen Abstand von 1,4 ns bzw. 20 ns aufwiesen, wurden von Hendow et al. [17] durchgeführt. Basierend auf den Ergebnissen wurde gezeigt, dass die Verwendung von Pulsfolgen im untersuchten Parameterbereich die Ablationsschwelle der Materialien reduziert, verglichen mit Laserpulsen, die im Einzelpuls-Modus arbeiten. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass bei einem zeitlichen

Abstand der Laserpulse von 1,4 ns der Materialabtrag effizienter ist als bei einem zeitlichen Abstand von 20 ns bzw. mit Laserpulsen im Einzelpuls-Modus bei ansonsten vergleichbaren Bearbeitungsparametern.

- In einer weiteren Studie wurde SiO₂ großflächig mit einer Vielzahl von Pulsfolgen und einem zeitlichen Abstand der Laserpulse von 460 ps abgetragen [18]. Im untersuchten Parameterbereich konnte eine Steigerung der Effizienz im Vergleich zu Laserpulsen im Einzelpuls-Modus festgestellt werden. Vergleichbare experimentelle Ergebnisse wurden in der Studie von Remund et al. [19] für den Abtrag von Saphirglas, Natronkalkglas und Zirkonoxid mit mehreren Pulsfolgen und einem zeitlichen Abstand der Laserpulse von 180 ps vorgestellt. Dabei konnte auch eine Effizienzsteigerung bei der Verwendung von Pulsfolgen nachgewiesen werden.
- Experimente zur Abtragung von hochreinem SiO₂ mit Pulsfolgen, bei denen die Laserpulse einen zeitlichen Abstand von 16 ns bzw. 400 ps aufwiesen, wurden von Metzner et al. [2] durchgeführt. Im Vergleich zu Laserpulsen im Einzelpuls-Modus konnten analog zu [17–19] höhere Abtragsraten mit Pulsfolgen erzielt werden. Eine neue Erkenntnis dieser Studie ist die Möglichkeit des Abtrags mit Fluenzen unterhalb der Ablationsschwelle der Materialien im Einzelpulsbetrieb (ca. 3 J/cm² bei einer Pulsdauer von 190 fs). In diesem Fall ist die Ablation von Material ab einer bestimmten Anzahl von Laserpulsen in einer Pulsfolge möglich. Wie in Abbildung 2.1 dargestellt, wurde bei einer Fluenz pro Laserpuls von 0,75 J/cm² mit vier bzw. fünf Laserpulsen in einer Pulsfolge Material ablatiert.

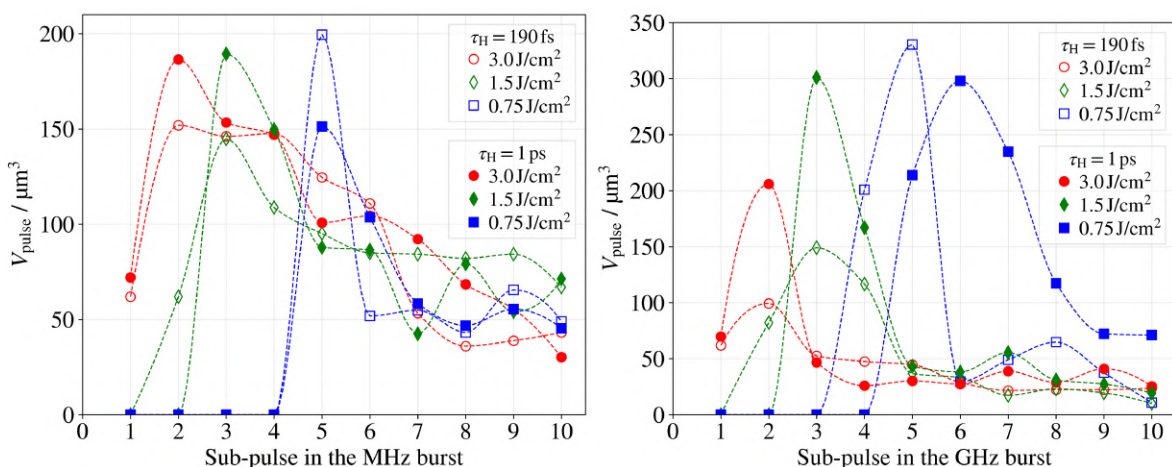


Abbildung 2.1: Ablatiertes Volumen pro Laserpuls V_{pulse} in MHz- und GHz-Pulsfolgen bei einer Fluenz von 0,75, 1,5 und 3,0 J/cm² und bei einer Pulsdauer τ_H von 190 fs sowie 1 ps. Wellenlänge 1030 nm.

2.3 Puls-zu-Puls Wechselwirkungen

2.3.1 Abschirmmechanismen

Erste Untersuchungen zur Wechselwirkung ultrakurzer Doppelpulse mit Metallen gehen auf die Zeit um die Jahrhundertwende zurück, als Untersuchungen mit ultrakurzen Doppelpulsen zur Verstärkung spektroskopischer Signale durchgeführt wurden [20–22]. Dabei wurde eine signifikante Signalverstärkung nachgewiesen. Ein besonderes Verhalten zeigte jedoch die Tiefe der erzeugten Kavitäten. Die gemessenen Ablationstiefen war nur so tief wie bei Verwendung eines Einzelpulses oder kaum tiefer. Dies ist nicht unbedingt naheliegend, da die doppelte Energie zur Erzeugung dieser Kavitäten verwendet wurde. Sowohl die Verstärkung des Effektsignals durch das bestrahlte Plasma als auch die Bildung von Kavitäten mit geringer Tiefe sind voneinander abhängig.

Zahlreiche experimentelle [23–29] und theoretische [30–34] Studien wurden seit der Veröffentlichung der ersten Beobachtungen zur Ablation von Metallen mit ultrakurzen Doppelpulsen durchgeführt. Um einen Überblick über die Auswirkungen von Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen mit Pulswiederholfräquenzen im GHz-, MHz- und kHz-Bereich zu geben, werden die Ergebnisse in den folgenden Abschnitten zusammengefasst:

- Bei Pulswiederholfräquenzen im GHz-Bereich wechselwirkt der zweite Puls mit dem Plasma, das durch den ersten Laserpuls erzeugt wurde. Das Plasma und die ablatierten Partikel, die sich nach dem ersten Puls an der Oberfläche gebildet haben, werden aufgeheizt, was zu einem schnellen Anstieg der Temperatur führt. Letzteres ist ein wichtiger Effekt, der sich vorteilhaft auf die spektroskopische Signalstärke auswirkt und eine bessere Materialcharakterisierung aufgrund einer höheren Plasmatemperatur und damit eines ausgeprägteren Spektrums ermöglicht. In Abhängigkeit von der Fluenz hat nicht nur der zweite Puls eine Abschirmung zur Folge, sondern es kann auch zu einer erneuten Ablagerung des durch den ersten Puls abgetragenen Materials kommen. Dadurch kann das Ablationsvolumen eines Doppelpulses kleiner sein als das des Einzelpulses. Die so genannte Plasmaabschirmung ist somit abhängig von den Materialeigenschaften und den Laserparametern, wie z. B. der Fluenz oder der Pulsdauer.
- Bei Pulswiederholfräquenzen im MHz-Bereich ist die Abschirmung durch das Plasma weniger stark ausgeprägt, da die Dichte des Plasmas, das nach dem ersten Laserpuls induziert wird, mit zunehmendem zeitlichem Abstand zwischen den Laserpulsen abnimmt. Dennoch kann der zweite Laserpuls mit einer bestehenden Ablationswolke in Wechselwirkung treten, was zu einer Abschirmung der Strahlung und in Abhängigkeit von den Material- und Laserparametern zu einer Wiederablagerung der abgetragenen Partikel führt.

- Bei Pulswiederholfräquenzen im kHz-Bereich findet keine signifikante Wechselwirkung zwischen dem zweiten Laserpuls und der vom ersten Laserpuls induzierten Ablationswolke mehr statt.

2.3.2 Wärmeakkumulation

Im Allgemeinen wird die optische Energie eines Laserpulses bei der Wechselwirkung mit einem Festkörper in Wärme umgewandelt. Der entstehende Temperaturgradient bewirkt einen Energietransport ins Materialinnere, bis die Ausgangstemperatur an der Materialoberfläche wieder erreicht ist. Die Zeit, die hierfür benötigt wird, hängt von der Wärmeleitfähigkeit des bestrahlten Materials ab. Sobald die Pulswiederholzeit kürzer ist als die Abkühlzeit der thermisch beeinflussten Zone ist, wechselwirkt der nachfolgende Laserpuls mit erwärmtem Material (Abbildung 2.2).

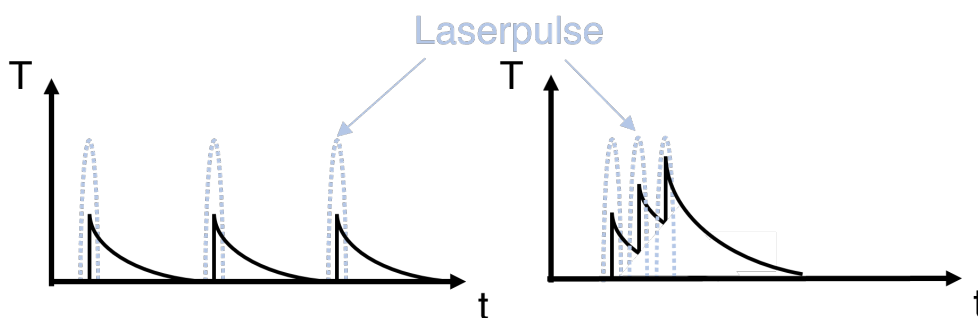


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Akkumulation und Abgabe von Wärme bei Verwendung mehrerer Laserpulse (links ohne Wärmeakkumulation, rechts mit Wärmeakkumulation).

Dieser als Wärmeakkumulation bezeichnete Prozess ist der Vorgang bei der die Energiezufuhr durch nachfolgende Laserpulse gegenüber der Wärmeabfuhr durch die thermodynamischen Eigenschaften des bestrahlten Materials überwiegt und die Temperatur in diesem Bereich ansteigt. Im Gegensatz zu Metallen, bei denen aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit eine Wärmeakkumulation erst bei Pulsfrequenzen oberhalb von einigen 100 kHz auftritt, ist bei Dielektrika wie z.B. SiO_2 oder Borosilikatglas infolge der wesentlich geringeren Wärmeleitfähigkeit eine Wärmeakkumulation bereits bei niedrigeren Pulsfrequenzen möglich.

In der Studie von Eaton et al. [35] zur Wärmeakkumulation in Borosilikatglas wurde eine signifikante Wärmeakkumulation ab einer Pulswiederholfräquenzen von 500 kHz bei einer Wellenlänge der Laserstrahlung von 1045 nm und einer Pulsdauer von 300 fs beobachtet. In einer weiteren Studie zur Ablationsschwelle von Schaffer et al. [36] wurden diese Erkenntnisse ebenso für eine Pulswiederholfräquenz von 25 MHz bestätigt. Die Bestrahlung von SiO_2 mit

emittierten Wellenlängen von ca. 500 nm bis 1000 nm und Pulsdauern im Femtosekundenbereich führte ebenfalls zu einer Wärmeakkumulation. In der Studie von Karimelahi et al. [37] trat dies ab einer Pulswiederholffrequenz von 400 kHz auf. In Shah et al. [38] wurde der Einfluss der Wärmeakkumulation auf die Qualität von laserinduzierten Wellenleitern erst ab 1 MHz beobachtet, allerdings wurden dafür Pulsenergien weniger Nanojoule verwendet und somit die Energiezufuhr minimiert. Analog zu Borosilikatglas wurde bei einer Pulswiederholffrequenz von 26 MHz ein deutlicher Einfluss der Wärmeakkumulation auf den Abtrag nachgewiesen [39].

Inwieweit die Wärmeakkumulation einen positiven oder negativen Einfluss hat, hängt von der Art der Anwendung ab. In der Studie von Herman et al. [40] wurde die Ablation von SiO_2 mit bis zu 430 ultrakurzen Laserpulsen bei einer emittierten Wellenlänge von 1045 nm und einer Pulswiederholffrequenz im Bereich von 1 Hz und 122 MHz untersucht. Bei niedrigen Pulswiederholffrequenzen wurden nach drei Pulsen Frakturen, Mikrorisse oder Oberflächenaufwölbungen im Randbereich erkennbar. Die Verwendung von hohen Pulswiederholffrequenzen führte dazu, dass sich durch Wärmeakkumulation die Duktilität um den ablatierten Bereich erhöhte und sich die durch den Ablationsdruck erzeugten Mikrorisse und andere Effekte verringerten. Somit entstehen weniger Frakturen, Risse oder Oberflächenaufwölbungen im Randgebiet und eine glatte Oberfläche innerhalb der Kavität. Ein hohes Maß an Wärmeakkumulation kann jedoch auch zu thermisch induzierten mechanischen Spannungen führen. Dies wurde in der Studie von Ji et al. [41] bei der Erzeugung von Mikro-Löchern in SiO_2 beobachtet und führte zu einer Rissbildung. Während der Wärmeakkumulation können nachfolgende Laserpulse die zusätzlich zur Verfügung stehende thermische Energie zur Ablation nutzen, wodurch der Ablationsdurchmesser deutlich größer werden kann. Jedoch ist eine thermisch induzierte Erhöhung der Abtragrates nur schwer zu kontrollieren und hat einen negativen Einfluss auf eine vordefinierte Ablationstiefe [41].

2.4 Zusammenfassung des Stand der Technik

Hinsichtlich experimenteller Untersuchungen zur Ablation von Dielektrika durch hochfrequente Pulsfolgen ultrakurzer Laserpulse liegen bisher nur wenige Studien vor. Der Schwerpunkt dieser Arbeiten lag auf den Effizienzen, die vornehmlich aus der Flächenbearbeitung durch eine Vielzahl von sich teilweise überlappenden Pulsfolgen ermittelt wurden. Der Einfluss von Pulsfolgeparametern (Pulszahl, Pulswiederholffrequenz innerhalb der Pulsfolge) auf die Ablation konnte nachgewiesen werden, jedoch nicht vertieft. Eine wesentlich fundiertere Aussage über die wirkenden Prozesse könnte grundsätzlich durch die Untersuchung des Ablationsvolumens, der Inkubationsfaktoren und resultierenden Topographie der mit einer Pulsfolge erzeugten Kavität getroffen werden.

3 Zielstellung und Methodik

Ausgehend von dem dargestellten Forschungsbedarf zur Ablation von Dielektrika mit hochfrequenten Pulsfolgen ultrakurzer Laserpulse ergeben sich folgende Fragestellungen:

- Wie verändert sich der Inkubationseffekt bei einer Variation der Pulswiederholffrequenz?
- Welchen Einfluss hat die Pulswiederholffrequenz in Kombination mit der Fluenz und Pulsdauer auf die Ablationstiefe und das Ablationsvolumen?
- Treten, wie im Stand der Technik beschrieben, auch bei der Ablation von Dielektrika mit Pulswiederholffrequenzen im MHz- bis GHz-Bereich Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen auf?
- Welche Rolle spielt die Wärmeakkumulation hinsichtlich thermischer Effekte in Bezug auf eine Schmelz- und Rissbildung?

Nach den bereits vorgestellten Kapiteln 1 und 2, der Einleitung und dem Stand der Technik zur Ablation von Dielektrika mit hochfrequenten Pulsfolgen ultrakurzer Laserpulse, werden in diesem Kapitel 3 die Ziele dieser Arbeit auf Basis des Forschungsbedarfs definiert. Daran schließt sich in Kapitel 4 die Darstellung der grundlegenden Erkenntnisse über die Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Dielektrika an. Für die Experimente wurde ein Laser mit einer emittierenden Wellenlänge im nahen Infrarotbereich (1030 nm) verwendet. Da die Photonenenergie in diesem Bereich ca. 1 eV beträgt und somit eine lineare Anregung von Valenzbandelektronen in das Leitungsband ausgeschlossen ist, wird im folgenden Kapitel speziell auf nichtlineare Anregungsprozesse eingegangen. Kapitel 5 charakterisiert die bestrahlten Dielektrika, beschreibt den Versuchsaufbau mit dem die Experimente durchgeführt wurden, und stellt die verwendeten Mess- und Analysemethoden vor. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in Kapitel 6 dargestellt. Die analysierten Ablationsdurchmesser, -tiefen, -volumina und -topographien sowie deren Diskussion für die mit Pulswiederholffrequenzen im kHz-Bereich erzeugten Kavitäten bilden als Vergleichswerte die Grundlage für die mit Pulswiederholffrequenzen im MHz- sowie im GHz-Bereich erzeugten Kavitäten. Abschließend fasst Kapitel 7 die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammen. Dabei werden die Zielsetzungen aus Kapitel 3 aufgegriffen und diskutiert. Darüber hinaus werden in diesem Kapitel als Ausblick sinnvolle weiterführende Untersuchungen vorgestellt, die auf den Erkenntnissen dieser Arbeit aufbauen.

4 Grundlagen der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Dielektrika

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Dielektrika vermittelt. Dies dient dem Verständnis der physikalischen Vorgänge während der Bestrahlungszeit und als Diskussionsgrundlage für die Ergebnisse dieser Arbeit. Die Beschreibung der Ablation von Dielektrika mit ultrakurzen Laserpulsen beginnt mit linearen und nichtlinearen Anregungsprozessen von Elektronen. Eine analytische Beschreibung des Inkubationseffektes schließt das Kapitel ab.

4.1 Lineare und nichtlineare Anregungsprozesse

Die Anregung eines gebundenen Elektrons durch die Wechselwirkung mit einem Photon wird als photoelektrischer Effekt bezeichnet. In gasförmigen Medien können Atome oder Moleküle entweder angeregt werden, wenn die Energie des Photons E_f gleich dem Energieunterschied ΔE zwischen zwei Zuständen ist (Abbildung 4.1 a), oder sie können ionisiert werden, wenn E_f größer als das Ionisationspotential E_{ion} ist. Entsprechend können Elektronen im Festkörper vom Valenzband zum Leitungsband als Einzelphotonionisation angeregt werden, wenn $E_f \geq E_{\text{gap}}$ ist, oder sie können von der Materialoberfläche emittiert werden, wenn die Austrittsarbeit überschritten wird. In allen Fällen ist die kinetische Energie der angeregten Elektronen direkt proportional zur Frequenz f der elektrischen Strahlung, weshalb diese Anregungsprozesse lineare Photoionisation genannt werden. Die resultierende Anzahl der angeregten Elektronen hängt ebenfalls linear von der Intensität bzw. der Photonenmenge ab.

4.1.1 Multiphotonen- und Tunnelionisation

Durch die Verwendung hoher Intensitäten I von einigen TW/cm^2 ist neben der beschriebenen linearen Photoionisation auch eine nichtlineare Photoionisation möglich, bei der Elektronen angeregt werden können, obwohl die Photonenenergie E_f kleiner ist als die Energiedifferenz zwischen End- und Anfangszustand [42–44]. Als Antriebsmechanismen für die nichtlineare Photoionisation werden in der Literatur die Multiphotonenionisation (MPI) und die Tunnelionisation (TI) beschrieben [45–47]. MPI ergibt sich aus der nahezu gleichzeitigen Absorption von der Anzahl n an Photonen mit der Gesamtphotonenenergie $n E_f \geq E_{\text{gap}}$ (Abbildung 4.1 b). Im Falle der TI hat die Überlagerung des Bindungspotentials mit dem Potential des oszillierenden elektrischen Feldes der Strahlung eine bestimmte Wahrscheinlichkeit für das Tunneln des gebundenen Elektrons durch die Potentialwand zur Folge (Abbildung 4.1 c). Dabei erlaubt

das oszillierende elektrische Feld dem Elektron aufgrund des wechselnden Vorzeichens der Beschleunigung nur innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls zu tunneln. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von MPI oder TI hängt somit wesentlich vom Verhältnis der Tunnelzeit zur Tunnelstrecke bzw. der Tunnelkreisfrequenz ω_{tunnel} zur Kreisfrequenz ω des oszillierenden elektrischen Feldes ab. Dieser Zusammenhang wurde von L. V. Keldysh 1965 [46] durch den Keldysh-Parameter γ mit der folgenden Gleichung 4.1 beschrieben:

$$\gamma = \frac{\omega}{\omega_{\text{tunnel}}} \quad (4.1)$$

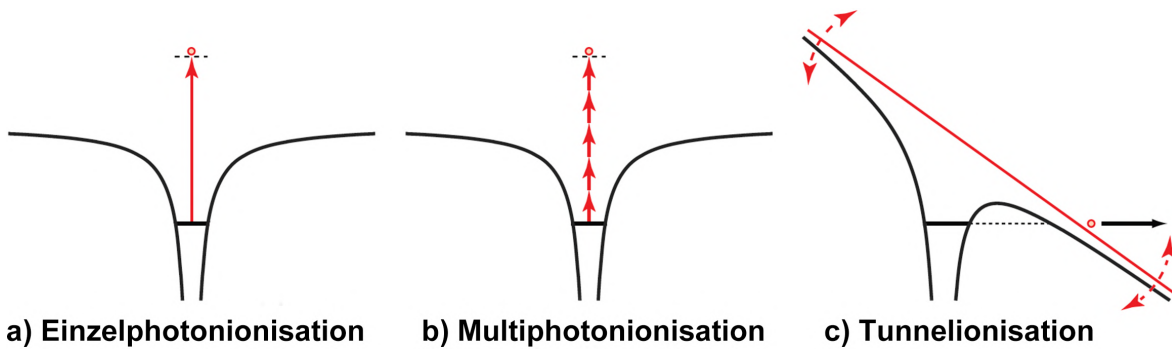


Abbildung 4.1: Schema der linearen und nichtlinearen Ionisationsmechanismen.

4.1.2 Analytische Beschreibung zur Abschätzung nichtlinearer Photoionisation

Anhand des Verhältnisses in Gleichung 4.1 leitete Keldysh einen analytischen Ausdruck zur Abschätzung der nichtlinearen Photoionisation bzw. Photoionisationsrate für gasförmige Medien sowie für kristalline Festkörper ab, die sowohl aus MPI als auch aus TI resultieren [46]. Auf diese Weise zeigte Keldysh, dass MPI und TI auf demselben physikalischen Prozess beruhen, da die Anfangs- und Endzustände der Elektronen bei MPI und TI gleich sind [46]. Der Keldysh-Parameter für nichtlineare Photoanregung in Festkörpern ist durch

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_{\text{red}} E_{\text{gap}}}{E_0^2}} \quad (4.2)$$

beschrieben [46], dessen Wert von der elektrischen Feldamplitude E_0 der elektrischen Strahlung, der reduzierten effektiven Masse m_{red} der angeregten Elektronen sowie der Bandlückenenergie E_{gap} des Materials abhängen. Die Berechnung des Keldysh-Parameters mit der Spitzenintensität I_0

$$E_0 = \sqrt{\frac{2 I_0}{c_0 n \epsilon_0}} \quad (4.3)$$

erfolgt durch die Umrechnung in die elektrische Feldamplitude E_0 mit dem Brechungsindex n , der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 und der Lichtgeschwindigkeit in Vakuum c_0 [3]. Da die Masse des zurückbleibenden Loches m_{loch} nur in bestimmten Fällen von kristallinem Material berechnet werden kann, wird in erster Näherung die reduzierte Masse mit

$$m_{\text{red}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_e}\right)} \approx 0,5 m_e \quad (4.4)$$

berechnet [48, 49]. Am Beispiel einer Bandlücke des Materials von 9 eV und einer Wellenlänge der Strahlung bei $\lambda = 1030$ nm mit $\omega = 2\pi c_0/\lambda$ wird in der nachfolgenden Abbildung 4.2 die Werte des Keldysh-Parameters in Abhängigkeit von der Intensität visualisiert. Für $\gamma \gg 1$ dominiert MPI gegenüber TI und für $\gamma \ll 1$ ist TI der dominierende Ionisationsmechanismus. Der Bereich $\gamma \approx 1$ beschreibt einen Koexistenzbereich, in dem MPI und TI in gleichem Maße auftreten können.

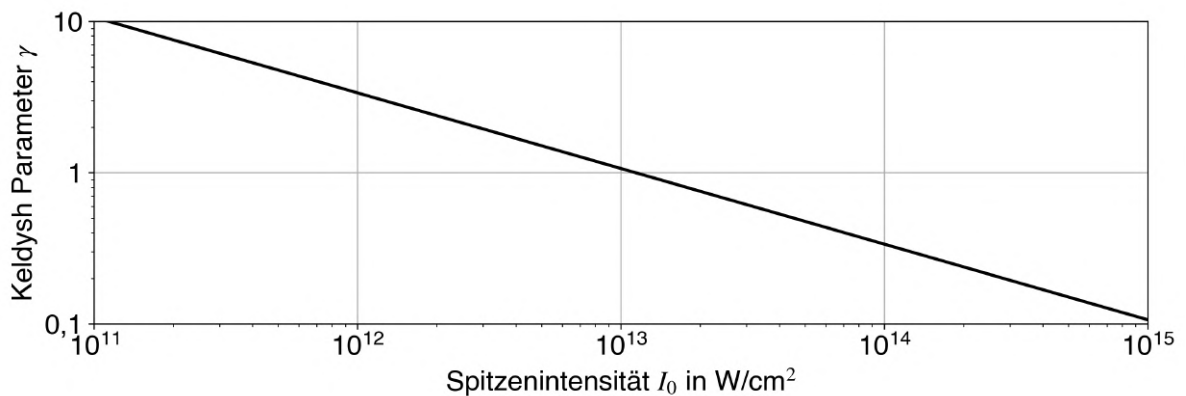


Abbildung 4.2: Keldysh-Parameter γ zur Abschätzung des dominierenden Ionisationsmechanismus in Abhängigkeit von der Spitzenintensität I_0 bei einer Bandlücke E_{gap} von 9 eV und einer Wellenlänge λ von 1030 nm.

4.1.3 Avalange Ionisation

Die nichtlineare Photoanregung in kristalliner und ungeordneter Materie ist bei der Bestrahlung von Festkörpern mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung sehr ähnlich. In beiden Fällen liegt der Anfangszustand des anzuregenden Elektrons im Valenzband [50–52]. Nach der nichtlinearen Photoanregung nimmt das Elektron einen leeren Zustand im Leitungsband ein und oszilliert zusätzlich aufgrund der Beschleunigung im elektrischen Laserfeld. Aus der Überlagerung des Leitungsbandzustands und seiner Schwingungsenergie, auch ponderomotorisches Potential genannt, ergibt sich somit der Endzustand des Elektrons [50, 51]. Daher wird die Energie der Bandlücke des Materials

$$\tilde{E}_{\text{gap}} = E_{\text{gap}} + \frac{e^2 E_0^2}{4 m_{\text{red}} \omega^2} \quad (4.5)$$

mit der Amplitude E_0 und der Kreisfrequenz ω des elektrischen Feldes und der reduzierten effektiven Masse m_{red} ausgedrückt, die durch $1/m_{\text{red}} = 1/m_e + 1/m_{\text{loch}}$ definiert ist und aus den effektiven Massen des angeregten Elektrons m_e und des verbleibenden Lochs m_{loch} resultiert. Sobald Elektronen Zustände im Leitungsband besetzen, werden sie von der Laserstrahlung durch lineare Photoanregung, auch inverse Bremsstrahlung genannt [53], weiter angeregt. Übersteigt die Energiedifferenz eines solchen zusätzlich angeregten Elektrons die Energie der erweiterten Bandlücke \tilde{E}_{gap} , so kann durch eine Elektron-Elektron-Kollision ein weiteres Elektron aus dem Valenzband durch Stoßionisation in das Leitungsband angeregt werden. Ein solcher Elektron-Elektron-Stoß ändert sowohl die Energie als auch den Impuls der beiden beteiligten Elektronen. Die durch Stoßionisation angeregten Elektronen können auch durch lineare Absorption der Laserstrahlung Energie gewinnen und damit weitere Elektronen anregen. Da eine Stoßionisation umso wahrscheinlicher ist, je mehr Elektronen im Leitungsband vorhanden sind, führt dies zu einem schnellen Anstieg der Elektronendichte im Leitungsband, weshalb dieser Prozess auch als Avalangeionisation (AI) bezeichnet wird [50–52].

4.2 Ablation von Dielektrika mit ultrakurzen Laserpulsen

Die Bildung freier Elektronen bzw. eine freie Elektronendichte n_e ist notwendig, um die Absorption der Laserstrahlung und damit den Ablationsprozess des Dielektrikums zu initiieren. Dieser Prozess findet in einem Volumen statt, das in erster Linie durch die Dichteverteilung der freien Elektronen bestimmt wird, die ihrerseits durch nichtlineare Absorption mit dem Absorptionsbereich der Pulsenergie verbunden ist. Die Ablationsmechanismen sind jedoch komplex und umfassen nicht-thermische Prozesse wie die Coulomb-Explosion² und thermische Prozesse wie die Spallation bzw. Phasenexplosion. Daher sind für eine umfassende Betrachtung des Materialabtrags in Abhängigkeit von den Parametern der einfallenden Laserstrahlung komplexe molekulardynamische oder hydrodynamische Modelle erforderlich [54–56]. Es wird daher allgemein davon ausgegangen, dass in Anlehnung an das Drude-Modell³ die kritische Elektronendichte [57–59]

$$n_{e,\text{krit}} = \omega^2 \frac{m_{\text{red}} \epsilon_0}{e} \quad (4.6)$$

als Ablationskriterium von Dielektrika verwendet werden kann, ohne dass ein Phasenumwandlungsprozess berücksichtigt wird. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, nimmt nach Gleichung 4.6 die kritische Elektronendichte der freien Elektronen zu, je kürzer die Wellenlänge der Laserstrahlung wird.

²Die Coulomb-Explosion ist ein nicht-thermischer Prozess, bei dem die Coulomb-Abstoßungskräfte zwischen den ionisierten Atomen zur Materialabtragung führen.

³Das Drude-Modell beschreibt den Ladungsträgertransport durch ein externes elektrisches Feld durch freie Elektronen in Festkörpern.

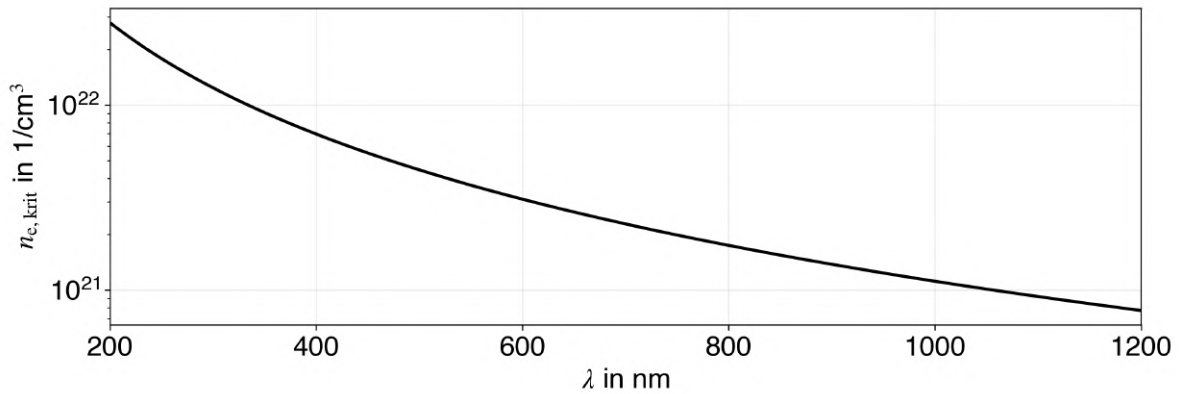


Abbildung 4.3: Kritische Elektronendichte $n_{e,krit}$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ

In der Drude-Theorie wird ebenfalls die Plasmakreisfrequenz [60, 61], gegeben durch

$$\omega_P = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_{red}}} \quad (4.7)$$

definiert, bei der die freie Elektronendichte n_e um eine mittlere Dichte oszilliert. Im Fall der kritischen Elektronendichte wird in Gleichung 4.7 durch $n_e = n_{e,krit}$ die Plasmakreisfrequenz der Leitungsband-Elektronen gleich der Laserkreisfrequenz ω . Das Material hat unter dieser Annahme einen transienten metallischen Charakter mit stark erhöhter Reflexion und Absorption. Die Ablation wird dann durch diesen plötzlichen Anstieg der Absorption ausgelöst [45, 62]. Basierend auf den in Kapitel 4.1.1 vorgestellten Ionisationsmechanismen zur Erzeugung freier Elektronen und dem in diesem Kapitel vorgestellten Kriterium zur Initiierung der Ablation von dielektrischem Material, lässt sich zusammenfassen, dass die Ablationsschwelle von der Intensität und von der Wellenlänge ultrakurz gepulster Laserstrahlung abhängt.

4.3 Inkubationseffekt bei der Verwendung mehrerer Laserpulse und Modelle zur analytischen Beschreibung

Die ersten Untersuchungen der Ablation mittels mehrerer kurzer Laserpulse sind auf den Anfang der 1980er Jahre zurückzuführen, als der Einfluss des Fokussdurchmessers bei einzelnen und mehreren kurzen Laserpulsen auf die Ablationsschwelle untersucht wurde [63]. Dabei wurde bei der Verwendung einer Vielzahl an Laserpulsen festgestellt, dass sich der Reflexionsgrad aufgrund einer laserinduzierten Beschädigung der verwendeten Metallspiegel veränderte. Dieser Effekt zeigt ein besonderes Verhalten bei Fluenzen unterhalb der Einzelpulsablationsschwelle auf, wodurch die Spiegeloberfläche bei der Bestrahlung mit mehreren Laserpulsen beschädigt wurde. Infolge der Beschädigung wird geschlussfolgert, dass sich die Ablationsschwelle bei einer Erhöhung der Anzahl an Laserpulsen reduziert [11].

Basierend auf diesen ersten Erkenntnissen wurden weitere Studien zum Einfluss multipler Laserpulse auf die Ablationsschwelle von unterschiedlichen Werkstoffen durchgeführt und verschiedene analytische Modelle entwickelt. In der Studie von Jee et al. [11] wurde die laserinduzierte Veränderung der Topographie von Metalloberflächen untersucht. Dabei wurde die Verringerung der Einzelpulsablationsschwelle bei Verwendung mehrerer geometrisch überlagerter Laserpulse als Inkubationseffekt beschrieben. Weiterhin wurde eine analytische Beschreibung des Inkubationseffektes in der Studie vorgestellt, welche im Rahmen dieser Arbeit als Modell 1 bezeichnet wird. Im Modell 1 wird ausschließlich die Änderung der Topographie durch die Ablation von Material berücksichtigt. Diese Änderung wirkt sich wiederum auf den Absorptionsgrad aus und erklärt somit den Einfluss mehrerer Laserpulse auf die Ablationsschwelle. Die theoretische Beschreibung von Modell 1 erfolgt durch eine Polynomfunktion, gegeben durch:

$$H_{\text{thr},N} = H_{\text{thr},1} \cdot N^{(S-1)}, \quad (4.8)$$

wobei $H_{\text{thr},1}$ die Einzelpulsablationsschwelle, N die Anzahl der Laserpulse und $H_{\text{thr},N}$ die dazugehörige Ablationsschwelle ist. Der Inkubationsfaktor S ist ein Maß für die Stärke der Reduzierung der Ablationsschwelle. Bei $S > 1$ erhöht sich die Ablationsschwelle, bei $S = 1$ ist sie unabhängig von der Pulsanzahl und bei $S < 1$ reduziert sich die Ablationsschwelle mit zunehmender Pulsanzahl [11] (Abbildung 4.4).

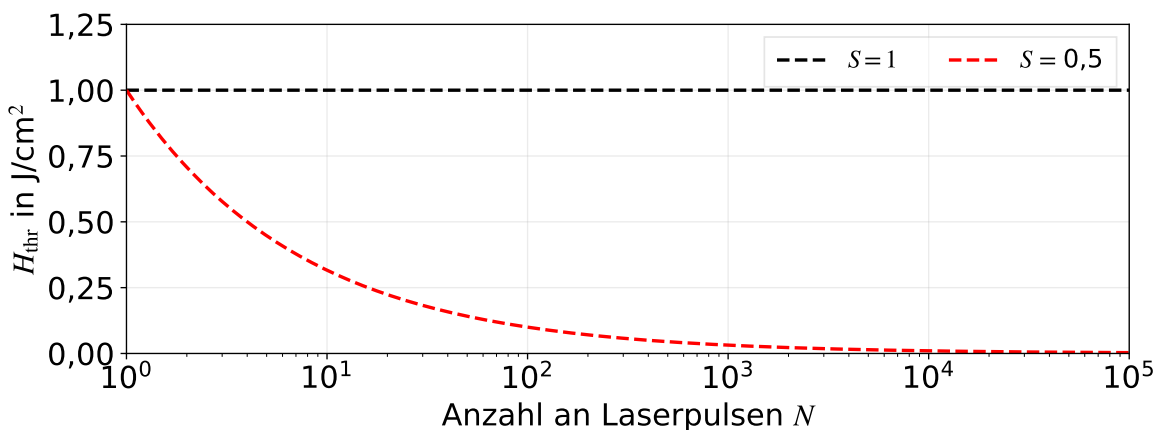


Abbildung 4.4: Modell 1: Änderung der Ablationsschwelle als Funktion der Anzahl an Laserpulsen aufgrund des Inkubationseffektes. Beispielhaft für eine Einzelpuls-Ablationsschwelle von $1,0 \text{ J}/\text{cm}^2$ und einem Inkubationsfaktor von $S = 1$ (schwarze Linie) sowie $S = 0,5$ (rote Linie).

In einer weiteren experimentellen Studie wurde der Einfluss der Wärmeakkumulation auf die Inkubation von Edelstahl untersucht [64]. Dabei wurde eine Sättigung der Multipulsablationsschwelle ab einer materialspezifischen Anzahl von Laserpulsen beobachtet. Dieses

Ergebnis steht im Widerspruch mit dem Modell 1 von Jee et al. [11], bei dem die Ablationsschwelle bei einer sehr hohen bis unendlichen Anzahl an Laserpulsen gegen null tendiert (Abbildung 4.4). Aus diesem Grund wurde das Modell 1 um die konstante Ablationsschwelle $H_{\text{thr},\infty}$ erweitert. Die daraus resultierende Ablationsschwelle H_{thr} in Abhängigkeit von der Anzahl an Laserpulsen N wird mit:

$$H_{\text{thr},N} = H_{\text{thr},\infty} + (H_{\text{thr},1} - H_{\text{thr},\infty}) \cdot N^{(S-1)} \quad (4.9)$$

beschrieben. Das Modell ermöglicht einerseits die Berücksichtigung der Sättigung des Inkubationseffektes und andererseits die Bestimmung der Multipulsablationsschwelle (Abbildung 4.5). Letzteres ist für Laseranwendungen wie z.B. das Laserschneiden oder -mikrostrukturieren von besonderer Bedeutung, da eine Vielzahl an Laserpulsen verwendet wird [64].

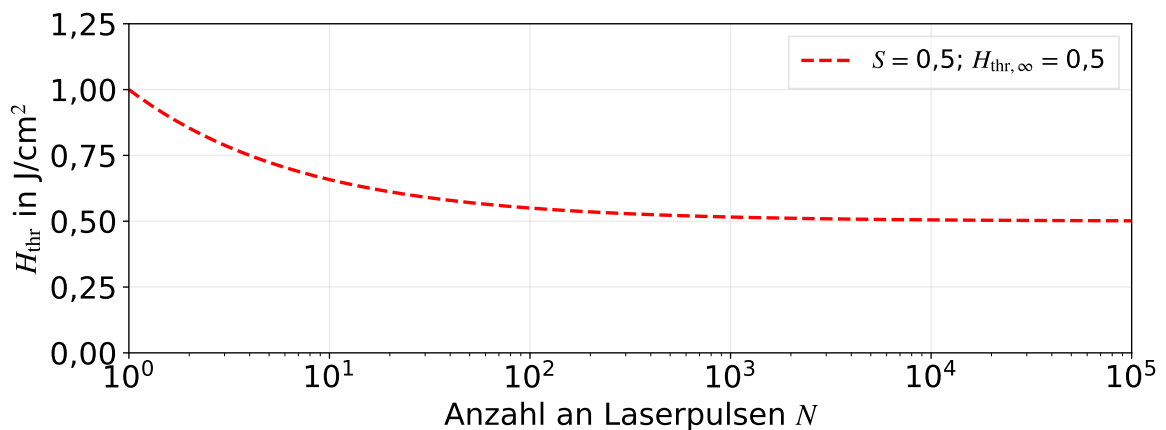


Abbildung 4.5: Model 2: Änderung der Ablationsschwelle in Abhängigkeit der Anzahl an Laserpulsen aufgrund des Inkubationseffektes unter Berücksichtigung der Sättigung des Effektes bei hoher Pulsanzahl. Beispielfhaft für eine Einzelpuls-Ablationsschwelle von $1,0 \text{ J}/\text{cm}^2$ und einem Inkubationsfaktor von $S=0,5$.

Das Modell 1 und erweiterte Modell 2 von Di Niso et al. [64] ist konsistent mit den experimentellen Untersuchungen von Metallen. In der Studie von Ashkenasi et al. [65] wurde bei der Ermittlung der Ablationsschwellen von Dielektrika nachgewiesen, dass die empirisch ermittelten Werte von SiO_2 nicht an die Theorie aus Model 1 und 2 angeglichen werden können. Die Autoren erklären die Abweichung damit, dass der Inkubationseffekt in den dielektrischen Materialien im Wesentlichen zusätzlich zu einer Änderung der Topographie durch die Ansammlung von laserinduzierten Defektstellen verursacht wird. Wenn ein Dielektrikum mit einem Laserpuls und einer Fluenz unterhalb der Einzelpulsablationsschwelle bestrahlt wird, relaxieren die durch den Laserpuls angeregten freien Ladungsträger und erzeugen

Defektstellen in Form von Farbzentren oder Frenkel-Paaren⁴ [65]. Durch diese Gitterdefekte werden Zwischenniveaus in der Bandlücke erzeugt. Diese neuen Niveaus stellen zusätzliche Anregungszustände für die Ladungsträger aus dem Valenzband dar und begünstigen eine zusätzliche Absorption der Laserstrahlung nachfolgender Laserpulse bei einer Fluenz unterhalb der Einzelpulsablationsschwelle. Dieser Prozess wird häufig als Metallisierung bezeichnet, da er das Auffüllen der dielektrischen Bandlücke mit Energiezuständen bewirkt, was zu einer metallähnlichen elektronischen Bandstruktur führt. Die Defektdichte erhöht sich bis zum Erreichen eines Minimalwertes, der zu einer Sättigung des Inkubationseffektes führt. Dementsprechend wird die Ablationsschwelle für Laserpulse mit der Anzahl N kleiner, bis eine konstante Multipulsablationsschwelle $H_{\text{thr},\infty}$ erreicht ist. Die experimentelle Untersuchung zeigt unter Berücksichtigung der Gitterdefekte

$$H_{\text{thr},N} = H_{\text{thr},\infty} + (H_{\text{thr},1} - H_{\text{thr},\infty}) \cdot e^{-k(N-1)} \quad (4.10)$$

einen exponentiellen Zusammenhang (Abbildung 4.6). Dabei ist k analog zu S der Inkubationskoeffizient für Dielektrika. Je größer k desto weniger Laserpulse werden benötigt, um eine konstante Multipulsablationsschwelle zu erreichen [65].

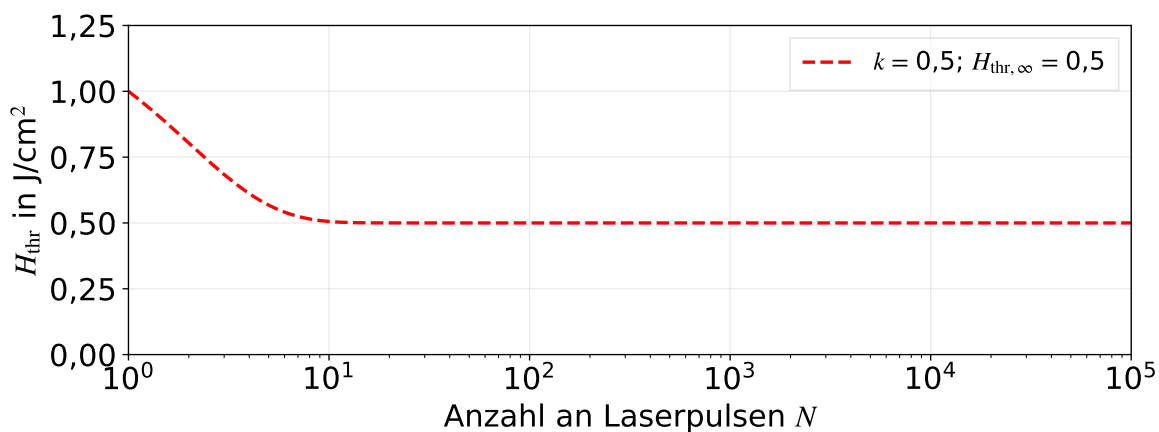


Abbildung 4.6: Modell 3: Änderung der Ablationsschwelle von Dielektrika in Abhängigkeit der Laserpulsanzahl N unter Berücksichtigung der Sättigung des Inkubationseffektes. Beispielhaft für eine Einzelpulsablationsschwelle von $1,0 \text{ J}/\text{cm}^2$ und einem Inkubationsfaktor von $k=0,5$.

Die Verringerung der Ablationsschwelle durch die Änderung der Topographie wird in allen Modellen berücksichtigt und mit der Sättigung des Inkubationseffektes, sowie der Bildung von Gitterdefekten in Dielektrika erweitert. In Anlehnung an den aktuellen Stand der Technik ist jedoch anzumerken, dass keines der vorgestellten Modelle den Einfluss der Pulswiederholfrequenz auf den Inkubationseffekt berücksichtigt.

⁴Frenkel-Paare sind Punktfehler in Kristallgittern, welche dadurch entstehen, dass ein Ion oder Atom seinen regulären Gitterplatz verlässt und auf eine normalerweise nicht besetzte Position im Kristallgitter wandert [66]. Dadurch entsteht jeweils eine Leerstelle und ein Zwischengitteratom, zwischen denen eine Wechselwirkung besteht.

5 Experimentelle Details

In diesem Kapitel werden sowohl die Material- und die Prozessparameter protokolliert als auch die Vorgehensweise der Datenanalyse erläutert. Zunächst wird das verwendete Probenmaterial charakterisiert. Anschließend wird der Versuchsaufbau und die Versuchsdurchführung beschrieben. Abschließend werden die verwendeten Messgeräte und Analysemethoden erläutert. Dieser detaillierte Einblick in die Vorgehensweise und Methodik ist essenziell, um gültige, zuverlässige und reproduzierbare Ergebnisse sicherzustellen.

5.1 Probenmaterial

Im Rahmen dieser Arbeit wurde amorphes SiO_2 (7980 KrF HPFS von Corning) mit einer Probendicke von 1,6 mm und Borosilikatglas (D263T) mit einer Dicke von 0,5 mm untersucht. Die Materialkennwerte der Proben werden im Folgenden beschrieben und in der Tabelle 5.1 festgehalten.

- Das verwendete SiO_2 , Corning 7980 "high purity fused silica", besitzt eine KrF-Klassifizierung. Daraus folgt, dass der Anteil von Metallverunreinigungen kleiner als 500 ppb (Anteile pro Milliarde) ist und der Anteil an Hydroxygruppen-Verunreinigungen zwischen 800 ppm (Anteile pro Million) und 1000 ppm liegt. Aufgrund dieser hohen Reinheit ist ein Transmissionsgrad von 99,9 % bis in den UVC-Bereich (200 nm - 280 nm) gewährleistet. Deshalb kommt hochreines SiO_2 häufig für optische Komponenten zur Anwendung. Zusätzlich besitzt es eine hohe Erweichungstemperatur⁵ (1585°C) eine geringe Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärmekapazität im Vergleich zu anderen Dielektrika und Metallen [67].
- D263T besteht zum Großteil aus SiO_2 und weiteren Metalloxiden. Durch diese Metalloxide wird Borosilikatglas im Vergleich zu reinem SiO_2 widerstandsfähiger, robuster, stoßfester, bruchsicherer, schnittfest und kratzfest. Aus diesen Gründen wird es häufig als hochwertiges Displayglas, Wafer oder in anderen Dünnglasanwendungen verwendet. Die zusätzlichen Metalloxide erhöhen jedoch die Wellenlänge, bis zu der Borosilikatglas einen hohen Transmissionsgrad besitzt, in den UVA-Bereich (315 nm - 400 nm). Die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärmekapazität sind vergleichbar niedrig mit denen von SiO_2 . Die Erweichungstemperatur von D263T liegt bei 736 °C und ist somit deutlich geringer als die von SiO_2 [68].

⁵Ab der Erweichungstemperatur besitzen die Materialien eine Viskosität ($10^7,6 \text{ dPa} \cdot \text{s}$) die ausreicht, um sie zu verformen.

Tabelle 5.1: Materialkennwerte von SiO₂ und D263T

| Material | SiO ₂ | D263T |
|---------------------------------------|------------------|-------------------|
| Dicke in mm | 1,6 | 0,55 |
| Bandlücke in eV | 9 | 3,54 eV - 4,07 eV |
| Dichte in g/cm ³ | 2,20 | 2,51 |
| Wärmeleitfähigkeit in W/(m K) | 1,38 | 1,06 |
| spezifische Wärmekapazität in J/(g K) | 0,770 | 0,82 |
| Erweichungstemperatur in °C | 1585 | 736 |

Die Bandlücke von D263T wurde mittels UV-VIS Spektroskopie in einem Wellenlängenbereich von 200 nm bis 800 nm in 5 nm Schritten gemessen. Die Transmissionsgrade werden in Abbildung 5.1 in Abhängigkeit von der Wellenlänge in nm und der Photonenenergie in eV dargestellt. Die Bandlücke E_B wird mit der Gleichung

$$E_B = h \cdot \frac{c_0}{\lambda} \quad (5.1)$$

aus der verwendeten Wellenlänge der Laserstrahlung λ , der Planck-Konstante h und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 berechnet. Somit liegt die Bandlücke von D263T in einem Wellenlängenbereich von 305 nm bis 350 nm, was einem Energiebereich von 3,54 eV bis 4,07 eV entspricht. Bei der Bandlücke von SiO₂ werden, wegen einer Beschränkung des Spektrometers auf eine maximale Photonenenergie von 6,2 eV, die Literaturwerte verwendend (Tabelle 5.1).

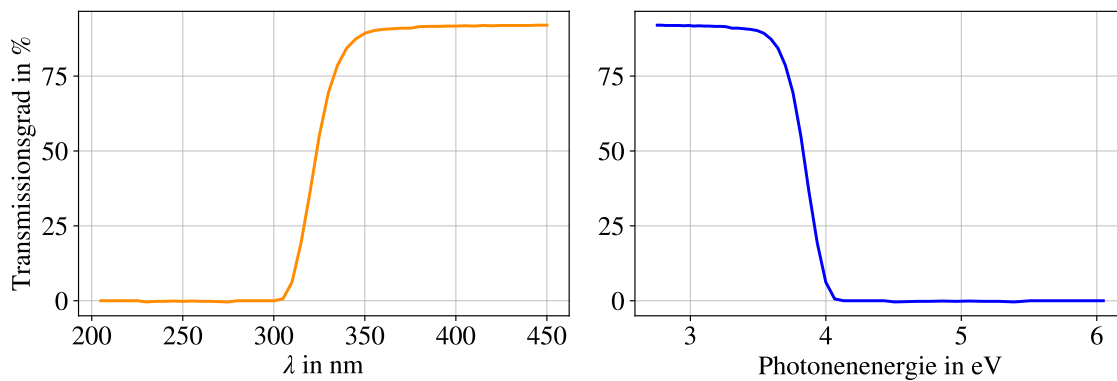


Abbildung 5.1: Transmissionsgrad T (%) in Abhängigkeit von links: Wellenlänge in nm und rechts: der Photonenenergie in eV für die Ermittlung der Bandlücke von D263T.

5.2 Versuchsaufbau

Die durchgeführten Experimente wurden mit dem Festkörperlaser „Carbide CB3-80, Light Conversion“ der Firma ACSYS Lasertechnik GmbH durchgeführt. Der CB3-80 ist in der Lage ultrakurze Laserpulse im Bereich von 200 fs bis 10 ps bei einer Wellenlänge von 1030 nm zu emittieren. Darüber hinaus kann der verwendete Laser Pulsfolgen mit einer Pulswiederhol-

frequenz f_{int} innerhalb einer Pulsfolge von 65 MHz sowie 2,5 GHz mit bis zu zehn Laserpulsen pro Pulsfolge erzeugen.

Die Strahlführung erfolgte, schematisch dargestellt in Abbildung 5.2, durch einen Strahlaufweiter (Jenoptik) und dielektrischer Ablenkspiegel zu einem Galvanometer-Scanner (Scanlab Excelliscan 14). Der Laserpuls wird weiter über eine f-Theta-Linse mit einer Brennweite von 163 mm auf der Probenoberfläche mit einem Strahltaillienradius w_0 , vermessen mit Primes Microspot Monitor, von $15,7 \mu\text{m}$ fokussiert.

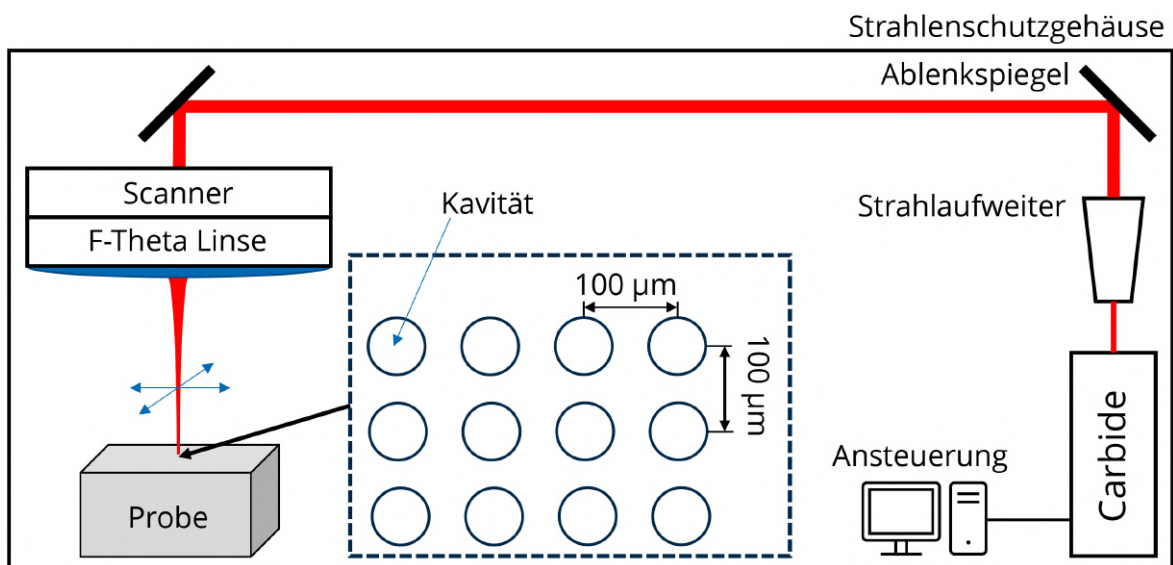


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. Innerhalb eines Strahlenschutzgehäuses wurde die emittierte Laserstrahlung mittels Ablenkspiegel zur Scannereinheit geführt, die eine Ablenkung des fokussierten Laserstrahls auf der Probenoberfläche mit einer geometrischen Separierung der erzeugten Kavitäten von $100 \mu\text{m}$ ermöglichte.

Im untersuchten Parameterbereich wurde neben der Grundwellenlänge von 1030 nm die kürzeste zur Verfügung stehende Pulsdauer τ_{H} mit 200 fs genutzt. Die Spitzenfluenz H_0 , gegeben mit

$$H_0 = \left[\frac{2Q}{\pi w_0^2} = \frac{2P_{\text{av}}}{f \pi w_0^2} \right] \text{J/cm}^2 \quad (5.2)$$

wurde aus der direkt messbaren Laserleistung P_{av} , dem quadrierten Strahltaillienradius w_0^2 und der Pulswiederholfrequenz f bestimmt (Anhang Tabelle A.1). Durch eine Leistungsregulierung wurde ein Spitzenfluenzbereich von 1 J/cm^2 bis 10 J/cm^2 gewählt. In dieser Arbeit sollen Effekte wie z.B. die Wärmeakkumulation auf die Ablation untersucht werden. Um bei der Nutzung konventioneller Einzelpulse im Vergleich zu MHz- und GHz-Pulsfolgen Akkumulationseffekte zu vermeiden, wurde bei kHz-Pulsfolgen eine Pulsfolgenwiederholfrequenz f_{int} von 1 kHz (kHz-Regime) verwendet. Für die MHz- und GHz-Pulsfolgen wurde die vom Laser

bereitgestellten Pulswiederholfrquenzen innerhalb der Pulsfolge von 65 MHz (MHz-Regime) und 2,5 GHz (GHz-Regime) genutzt. Die Anzahl an Laserpulsen pro Pulsfolge wurde von eins bis zehn variiert. Mit den vorgestellten Parametersätzen wurden mit einzelnen Pulsfolgen Kavitäten erzeugt. Um diese separat zu untersuchen, wurde ein geometrischer Pulsfolgen- und Linienabstand von 100 μm verwendet. Die Pulsfolgen mit Pulswiederholfrquenzen im MHz- und GHz-Bereich werden exemplarisch für sieben Laserpulse in Abbildung 5.3 und 5.4 dargestellt. In den Abbildungen ist erkennbar, dass der letzte Laserpuls der Pulsfolge mehr

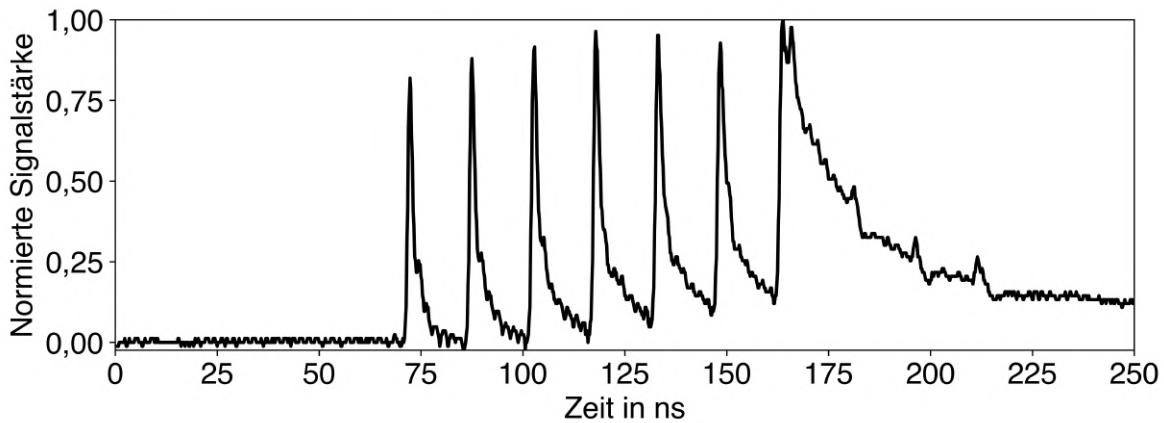


Abbildung 5.3: Oszilloskop-Aufnahme einer MHz-Pulsfolge bestehend aus sieben Laserpulsen

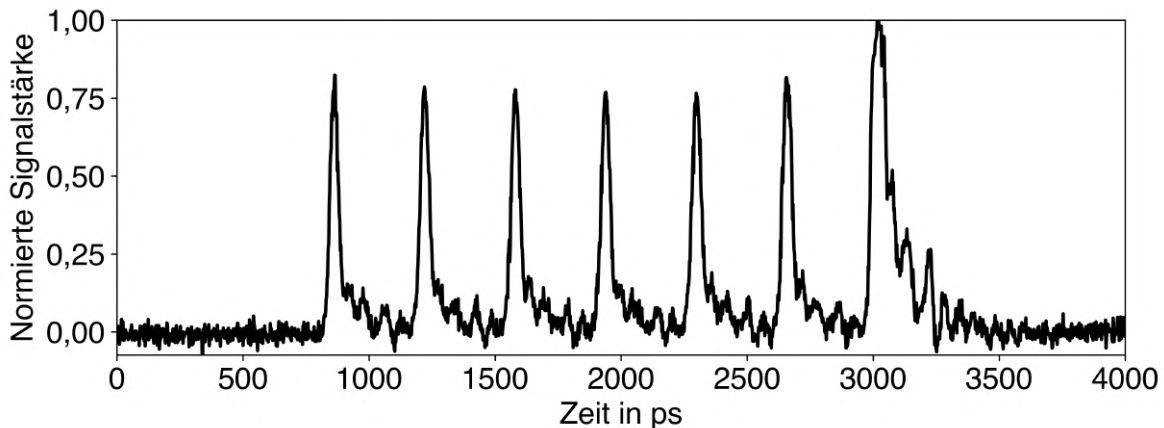


Abbildung 5.4: Oszilloskop-Aufnahme einer GHz-Pulsfolge bestehend aus sieben Laserpulsen

Energie besitzt. Um eine wiederholbare und reproduzierbare Energieverteilung der Pulsfolgen zu gewährleisten, muss bei der Emission einer Pulsfolge der letzte Laserpuls die restliche Energie des Verstärkers aufnehmen, wodurch dessen Pulsenergie größer ausfällt.

Tabelle 5.2: Übersicht des untersuchten Parameterbereiches mit der Wellenlänge λ , der Pulsdauer τ_H , der Pulsanzahl pro Pulsfolge N , der Spitzenfluenz H_0 und der Pulswiederholfrquenz innerhalb einer Pulsfolge f_{int}

| λ in nm | τ_H in fs | N | H_0 in J/cm^2 | f_{int} |
|-----------------|----------------|----------|---------------------------------|------------------------|
| 1030 | 200 | 1 bis 10 | 1 bis 10 | 1 kHz, 65 MHz, 2,5 GHz |

5.3 Analysemethoden

Messungen hinsichtlich der Durchmesser der erzeugten Kavitäten erfolgte mittels konfokaler Laserscanning-Mikroskopie (Olympus Lext OLS4100) und einem Auflichtmikroskop (Keyence VH-Z500). Die Messung erfolgt, wie in der Abbildung 5.5a dargestellt, über die Falschfarben-Darstellung der Höhe bis zum äußersten ablatierten Bereich. Bei dem von Liu [69] vorgestelltem Verfahren werden die Durchmesser über die Gleichung

$$D^2 = 2 \cdot w_0^2 \cdot \ln\left(\frac{H_0}{H_{\text{thr}}}\right) \quad (5.3)$$

beschrieben. Dabei ist das Durchmesserquadrat D^2 abhängig von der verwendeten Fluenz H_0 . Des Weiteren ist w_0 der Fokusradius und H_{thr} die Ablationsschwelle. Die Ablationsschwelle beschreibt die minimale Fluenz, die zur Ablation von Material erforderlich ist. Die Durchmesserquadrate D^2 wurden halblogarithmisch als Funktion der Spitzenfluenz H_0 dargestellt (Anhang Abbildung B.1 - B.6). Durch eine Regressionsfunktion erfolgte die Approximation zum Schnittpunkt der Abszissenachse, bei der $D^2=0$ ist. Dieser Schnittpunkt repräsentiert die Ablationsschwelle des jeweiligen Parametersatzes.

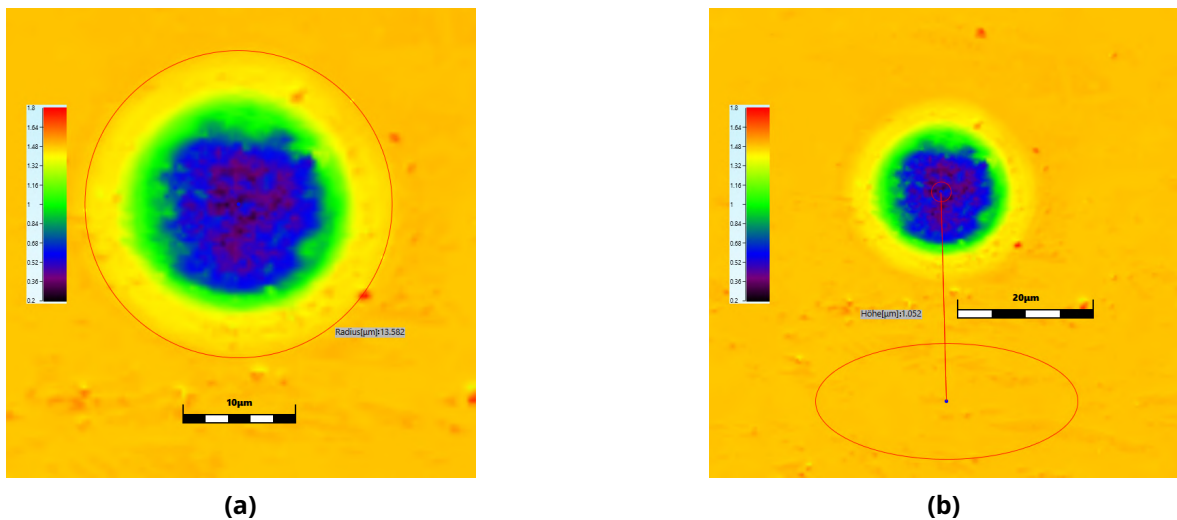


Abbildung 5.5: Exemplarische Messung der (a) Ablationsdurchmesser und (b) Ablationstiefen aus den Daten des konfokalen Laserscanning-Mikroskops

Die Ablationstiefe wird in der Mitte der Kavität von der Materialoberfläche bis zum Boden der Kavität bestimmt (Abbildung 5.5b). Dabei werden die zwei Bezugspunkte über mehrere Messwerte, in Form eines ausgewählten Bereichs, gemittelt.

Die Messung der Volumina erfolgte ebenfalls mit dem dreidimensionalen Bild des konfokalen Laserscanning-Mikroskops. Ausgehend von der unbestrahlten Materialoberfläche, die als Referenzebene dient, wurden die Volumina der erzeugten Kavitäten gemessen (Abbildung 5.6).

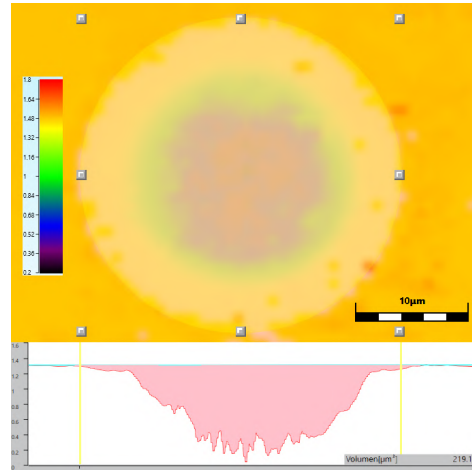


Abbildung 5.6: Exemplanische Darstellung der Volumenmessung aus den Daten des konfokalen Laserscanning-Mikroskops

Dabei wird darauf geachtet, dass die Volumina der Kavitäten bis zum äußersten ablatierten Bereich gemessen werden. Durch die Messung des Ablationsvolumen V in Abhängigkeit von der Anzahl an Laserpulsen N ist es möglich, mithilfe der Gleichung

$$V_{\text{Puls}, N} = V_N - V_{N-1} \quad (5.4)$$

das Volumen pro Laserpuls V_{Puls} zu bestimmen. Dabei bildet sich dies aus der Differenz des Ablationsvolumen bei N und $N-1$ Laserpulsen (Abbildung 5.7). Das konfokale Laserscanning-

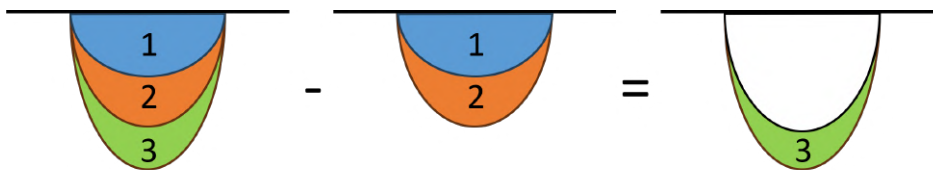


Abbildung 5.7: Schema zur Darstellung des Volumens pro Laserpuls. Dabei wird exemplarisch das Ablationsvolumen bei $V_{\text{ges}}(N=2)$ von $V_{\text{ges}}(N=3)$ abgezogen, wodurch das Ablationsvolumen $V_{\text{Puls}}(N=3)$ des dritten Laserpulses bestimmt wird.

Mikroskop erzeugt ein dreidimensionales Bild der Probenoberfläche. Die Kavitäten werden mittels einer Falschfarben-Darstellung, wobei jeder Höhenkoordinate einer Farbe zugeordnet wird, mit der Analysesoftware des konfokalen Laserscanning-Mikroskopes dargestellt (Anhang Abbildung D.1-D.6). Über diese Darstellung erfolgt zudem eine qualitative Auswertung in Bezug auf die Rissbildung, Oberfläche und Form der Kavitäten.

6 Ergebnisse und Diskussionen

In diesem Kapitel erfolgt die Analyse und Diskussion der experimentellen Resultate. Im ersten Abschnitt werden die Ablationsschwellen und deren Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl und der Pulswiederholfrequenz diskutiert. Anschließend werden die Ablationstiefen betrachtet. Zum Schluss wird das ablatierte Volumen sowie die daraus ermittelten Volumina pro Laserpuls untersucht, um mögliche Rückschlüsse auf die wirkenden Mechanismen ziehen zu können. Zudem findet in diesem Abschnitt eine qualitative Auswertung der Kavitäten statt.

6.1 Ermittelte Ablationsschwellen und Inkubationsfaktoren

Für die Bestimmung der Einzel- und Multipulsablationsschwellen wurden Kavitäten mit verschiedenen Fluenzen erzeugt (Tabelle 5.2), vermessen und mit dem Verfahren aus Kapitel 5.3 von Liu [69] ausgewertet. Die Bestimmung der Ablationsschwelle erfolgt mit Hilfe von mindestens vier Durchmesserwerten pro Parametersatz, wobei jeder Durchmesser aus den Werten von fünf Kavitäten mit gleichen Ablationskonfigurationen gemittelt wurde (Abbildung 6.1).

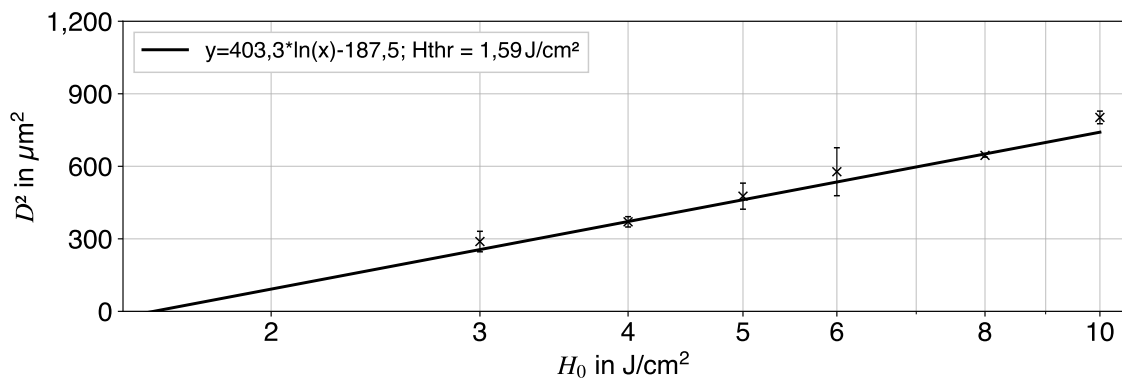


Abbildung 6.1: Durchmesserquadrat D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für die Ermittlung der Ablationsschwelle. Beispielhaft für SiO_2 bei einer Pulswiederholfrequenz von $f_{int} = 65$ MHz und einer Pulsanzahl von $N = 10$.

Die weiteren Graphen zur Bestimmung der Ablationsschwelle werden im Anhang in Abbildung B.1 - B.6 festgehalten. Die aus diesen Graphen ermittelten Ablationsschwellen sind in Abhängigkeit von der Pulsanzahl N und den verschiedenen Pulswiederholfrequenzbereichen für SiO_2 und D263T in der folgenden Abbildung 6.2 dargestellt.

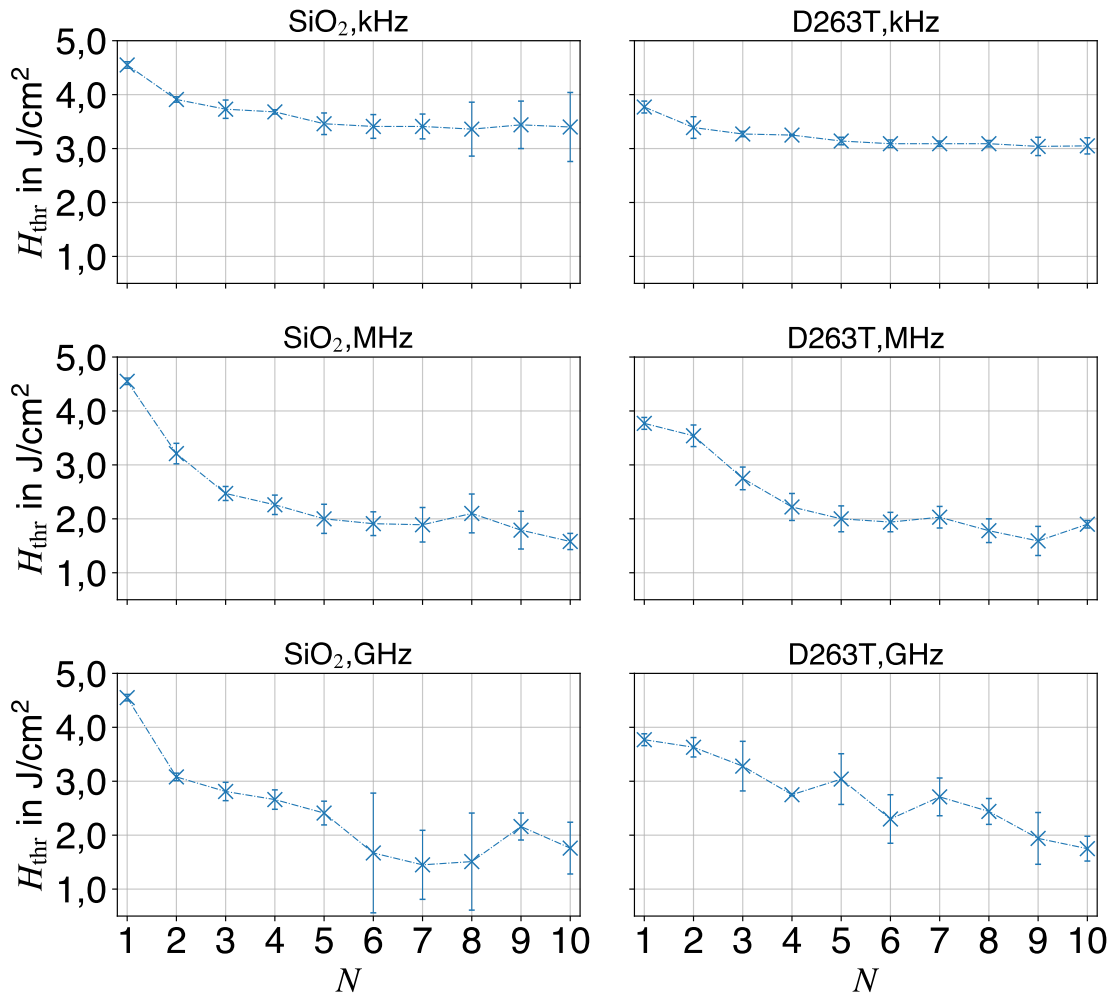


Abbildung 6.2: Ablationsschwellen von SiO₂ (links) und D263T (rechts) in Abhängigkeit von der Pulsanzahl N mit verschiedenen Pulswiederholfrquenzen f_{int} (1 kHz, 65 MHz und 2,5 GHz).

Unabhängig von der verwendeten Pulswiederholfrquenz und der Art des untersuchten Dielektrika konnte grundsätzlich festgestellt werden, dass eine Verringerung der ermittelten Ablationsschwellen mit zunehmender Pulsanzahl stattfindet. Bei Pulswiederholfrquenzen im kHz- und MHz-Bereich und einer Pulsanzahl von sechs Laserpulsen bleibt die Ablationsschwelle nahezu konstant bei einem niedrigen Niveau. Für SiO₂ nähern sich diese Ablationsschwellen im kHz-Regime einen Wert von 3,5 J/cm² und im MHz-Regime einen Wert von 2 J/cm² an. Bei D263T liegen die Werte für die Annäherung im kHz-Regime bei 3 J/cm² und im MHz-Regime bei 1,8 J/cm². Im Vergleich dazu konnte im GHz-Regime für beide Materialien keine Sättigung der Verringerung der Ablationsschwelle im untersuchten Parameterbereich festgestellt werden. Die Verringerung der Ablationsschwellen gegenüber der Einzelpulsablationsschwelle ist mit höheren Pulswiederholfrquenzen stärker ausgeprägt.

Bei einer Pulswiederholffrequenz im kHz-Regime wird die Ablationsschwelle bei beiden Materialien und zehn Laserpulsen im Vergleich zur Einzelpulsablationsschwelle um ca. 20% reduziert. Beim Vergleich der Ablationsschwellen der beiden Materialien fällt auf, dass die Ablationsschwellen von D263T kleiner sind als die von SiO_2 . D263T hat aufgrund der zusätzlichen Metalloxide eine kleinere Bandlücke, wodurch weniger Photonen für die Anregung eines Elektrons in das Leitungsband benötigt werden. Daraus folgt, dass die kritische Elektronendichte bei niedrigeren Fluenzen erreicht wird und das Material eher ablatiert werden kann. Die Verringerung der Ablationsschwelle kann dabei grundsätzlich auf die in Kapitel 4.3 beschriebenen Inkubationseffekte zurück geführt werden. Ausgehend davon wird die Abnahme der Ablationsschwelle bei einer Pulswiederholffrequenz von 1 kHz durch eine Änderung der Topographie und die Ansammlung von Gitterdefekten, wie Frenkel-Paaren, ausgelöst. Die Topographieänderung führt zu einer Erhöhung des Absorptionsgrades, wodurch die Ablationsschwelle verringert wird, da mehr Energie der Laserstrahlung absorbiert werden kann. Durch die Gitterdefekte entstehen zusätzliche Anregungszustände innerhalb der Bandlücke, welche die Anregung der Ladungsträger in das Leitungsband erleichtern. Dies ist mit einem Anstieg des Absorptionsgrad gleichzusetzen, welcher dazu führt, dass die kritische Elektronendichte (Kapitel 4.2) bei niedrigeren Fluenzen erreicht und die Ablationsschwelle somit reduziert werden kann. Mit Zunahme der Defektdichte stagniert die Verringerung der Ablationsschwelle und der Inkubationseffekt wird ab ca. 6 J/cm^2 gesättigt. Die Analyse der Verringerung der ermittelten Ablationsschwellen zur Darstellung der Auswirkungen der beschriebenen Inkubationseffekte mit zunehmender Pulsanzahl erfolgte unter Hilfenahme der drei recherchierten analytischen Modellen von Lee et al. [63](Model 1), Di Niso et al. [64] (Model 2) und Ashkenasi et al. [1] (Model 3) in den folgenden Abbildungen für SiO_2 (Abbildung 6.3) und D263T (Abbildung 6.4).

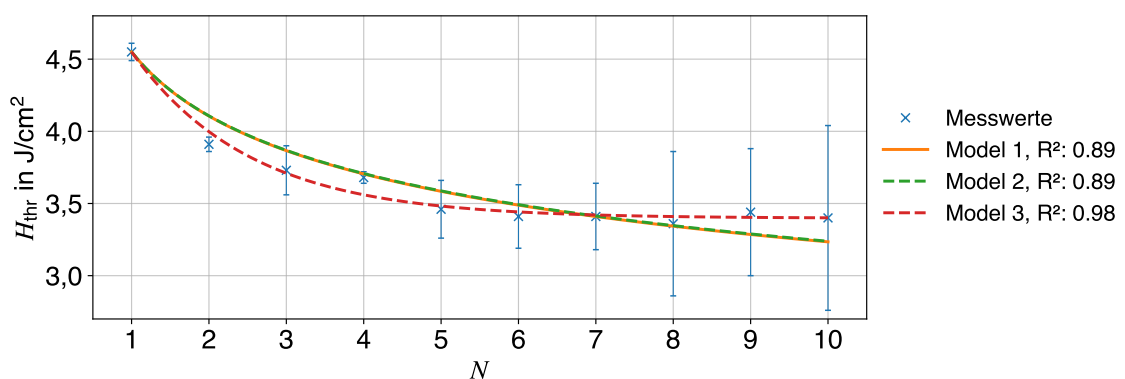


Abbildung 6.3: Ablationsschwellen in Abhängigkeit von der Pulsanzahl N von SiO_2 mit einer Pulswiederholffrequenz von $f_{\text{int}}=1 \text{ kHz}$ und den daraus ermittelten Modellen von Lee et al. [63](Model 1), Di Niso et al. [64] (Model 2) und Ashkenasi et al. [1] (Model 3).

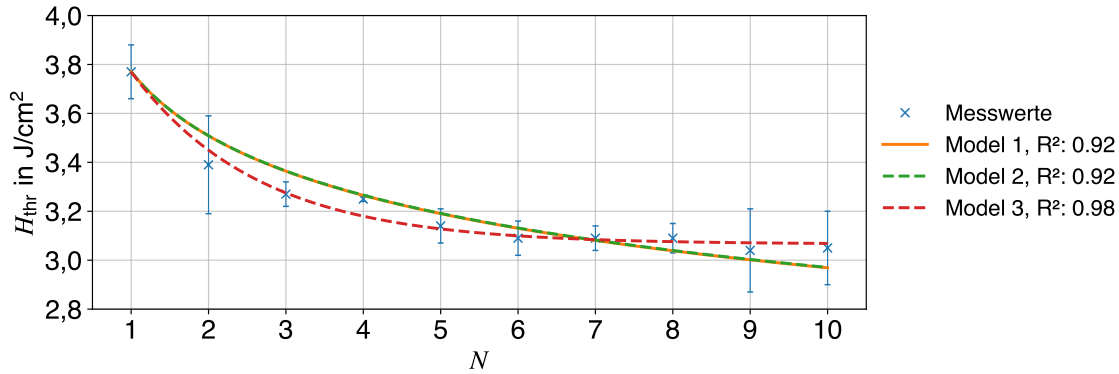


Abbildung 6.4: Ablationsschwellen in Abhängigkeit von der Pulsanzahl N von D263T mit einer Puls wiederholfrequenz von $f_{int}=1$ kHz und den daraus ermittelten Modellen von Lee et al. [63](Modell 1), Di Niso et al. [64] (Modell 2) und Ashkenasi et al. [1] (Modell 3).

Für die Bestimmung der Eignung eines Modells zur Beschreibung der Messwerte wird auf das Bestimmtheitsmaß R gemäß der Gleichung

$$R^2 = 1 - \frac{\sum (H_{thr} - H_{thr, \text{Modell}})^2}{\sum (H_{thr} - \bar{H}_{thr})^2} \quad (6.1)$$

zurückgegriffen. $H_{thr, \text{Modell}}$ ist die theoretische Ablationsschwelle die mit dem jeweiligen Modell berechnet wird und \bar{H}_{thr} das arithmetische Mittel der experimentellen Ablationsschwellen. Sowohl die Abbildung als auch das Bestimmtheitsmaß (Modell 1 und 2: $R^2(\text{SiO}_2)=0,89$, $R^2(\text{D263T})=0,92$) verdeutlichen, dass die Modelle 1 und 2 nicht mit den Messwerten übereinstimmen, da diese Modelle die Bildung von Defektstellen in Dielektrika nicht berücksichtigen. Außerdem zeigen beide Modelle im untersuchten Parameterbereich keinen Unterschied im theoretischen Verlauf, da der Unterschied zwischen diesen Modellen in der Berücksichtigung der Sättigung des Inkubationseffektes von Metallen liegt. Somit tritt ein Unterschied erst bei einer Vielzahl (ca. 100) von Laserpulsen auf. Im Gegensatz dazu konnte für beide Dielektrika und das Modell 3 eine hohe Übereinstimmung von 98% festgestellt werden, da nur das Modell 3 die Bildung von Gitterdefekte in Dielektrika und somit die Entstehung von Zwischenniveaus in der Bandlücke berücksichtigt [1] (siehe Kapitel 4.3). Nachfolgend werden die mittels der theoretischen Modelle erhaltenen Kenngrößen zur Charakterisierung der Inkubation tabellarisch dargestellt.

Anhand der Inkubationskoeffizienten (Tabelle 6.1) wird ersichtlich, dass die Inkubation bei SiO_2 stärker zu einer Verringerung der Ablationsschwelle beiträgt im Vergleich zu D263T. Diese Tendenzen sind in Abbildung 6.2 anhand der Messwerte erkennbar. Außerdem wird durch die Modellanalyse ersichtlich, dass die Sättigung des Inkubationseffektes für SiO_2 bei höheren Fluenzwerten $H_{thr, \infty, 3}$ im Vergleich zu D263T stattfindet.

Table 6.1: Ermittelte Inkubationskoeffizienten und Ablationsschwellfluenzen $H_{thr,\infty}$ für Modell 1 - 3 und Sättigungsfluenzen für Modell 2 und 3 von SiO₂ und D263T

| | SiO ₂ | D263T |
|---|------------------|-------|
| $S_{\text{Modell 1}}$ | 0,85 | 0,90 |
| $S_{\text{Modell 2}}$ | 0,85 | 0,90 |
| $k_{\text{Modell 3}}$ | 0,65 | 0,61 |
| $H_{thr,\infty,2}$ in J/cm ² | 0,014 | 0,007 |
| $H_{thr,\infty,3}$ in J/cm ² | 3,398 | 3,066 |

Bei der Pulswiederholffrequenz im MHz-Regime wird die Ablationsschwelle ebenso mit steigender Pulsanzahl reduziert (Abbildung 6.2). Im Vergleich zum kHz-Regime ist die Verringerung der Ablationsschwelle im MHz-Regime deutlich stärker ausgeprägt, ähnlich den ermittelten Ablationsschwellen von Metzner et al. [2] und Hendow et al. [17] bei der Untersuchung von SiO₂ mit Pulswiederholffrequenzen im MHz- und GHz-Regime. Die Ablationsschwellen beider Materialien wird bis unter 2 J/cm² verringert. Eine Begründung für diesen Effekt könnte die in Kapitel 2.3.2 erläuterte Wärmeakkumulation sein. Sie tritt auf, wenn die Wärmezufuhr durch die Laserpulse größer als die Wärmeabfuhr/-Verteilung durch thermische Diffusion ist, wodurch sich Wärme im Wechselwirkungsbereich akkumuliert. Diese ist grundsätzlich abhängig von der verwendeten Pulswiederholffrequenz und der Pulsenergie. Die Wärmeakkumulation tritt bei SiO₂ ab einer Frequenz von ca. 400 kHz [37] und bei D263T ab 500 kHz [35] auf. Daraus folgt, dass die Wärmeakkumulation im Bereich der Wechselwirkung bei den verwendeten 65 MHz ebenfalls in den untersuchten Materialien auftritt. Das kann dazu führen, dass bei der Bestrahlung unterhalb der kHz-Ablationsschwelle die ersten Laserpulse das Material erwärmen bis zu dem Laserpuls, bei dem genug Energie im Wechselwirkungsbereich vorhanden ist, um es zu ablatieren. Der Inkubationseffekt ist aufgrund der Wärmeakkumulation stärker ausgeprägt, was zu niedrigeren Ablationsschwellen im Vergleich zu den kHz-Ablationsschwellen führt. Eine analytische Beschreibung mithilfe der Modelle 1 bis 3 kann nicht durchgeführt werden, da die Wärmeakkumulation in diesen Modellen nicht berücksichtigt wird. Wie in der Abbildung 6.2 zu sehen, stagniert die Abnahme der Ablationsschwelle ab fünf Laserpulsen bei SiO₂ und D263T. Es wird hierbei die Annahme getroffen, dass ab einer Fluenz H_0 von ca. 2 J/cm² ($Q=7,7 \mu\text{J}$) die Energiezufuhr pro Pulswiederholzeit $t_{\text{int}}=16 \text{ ns}$ durch die Laserpulse geringer ist, als die Energieabfuhr aus dem Wechselwirkungsbereich durch Wärmeleitung. Infolgedessen tritt keine bzw. ungenügend Wärmeakkumulation auf und die Ablationsschwelle sinkt nicht weiter unter diese Fluenz. Da die Wärmeleitfähigkeit beider Dielektrika vergleichbar klein ist, liegt die Sättigung bei vergleichbaren Fluenzwerten.

Bei einer Pulswiederholffrequenz im GHz-Regime nimmt die Ablationsschwelle mit steigender Pulsanzahl ebenfalls ab (Abbildung 6.2). Im Vergleich zu den anderen Messergebnissen sind die Ablationsschwellen deutlich kleiner als im kHz-Regime und vergleichbar mit denen im MHz-Regime. Die Ablationsschwellen im GHz-Regime von SiO₂ sind bei drei bis fünf Laserpul-

sen höher und tendieren ab sechs Laserpulsen zu niedrigeren Werten. Bei D263T liegen alle Ablationsschwellen tendenziell über denen des MHz-Regimes. Als möglichen Grundmechanismus für die starke Verringerung der Ablationsschwellen mit zunehmender Pulsanzahl kann bei 2,5 GHz ebenfalls die Wärmeakkumulation zur Erklärung heran gezogen werden. Durch den noch kürzeren zeitlichen Abstand ($t_{\text{int}}=400$ ps) zwischen den einzelnen Laserpulsen in einer Pulsfolge kann auch noch bei geringeren Fluenzen, im Vergleich zu den ermittelten MHz-Ablationsschwellen, ein Materialabtrag erfolgen. Im untersuchten Parameterbereich konnte für die verwendeten 2,5 GHz noch keine Sättigung der Ablationsschwelle festgestellt werden. Die höheren Ablationsschwellen für geringe Pulsanzahlen können durch die Entstehung von Plasma und dessen Wechselwirkung mit dem nachfolgenden Laserpuls erklärt werden. Das Plasma schirmt bei der Interaktion teilweise die Energie des Laserpulses vom Material ab. Ebenfalls ist es möglich, dass durch die Wechselwirkung mit dem Plasma nachfolgende Laserpulse in Abhängigkeit von der Fluenz zu erneuten Ablagerungen von dem bereits ablatierten Material führen können. Diese Effekte sind ebenfalls Anhand der Veränderungen in der Form der Kavitäten erkennbar. Hierzu sind in Abbildung 6.5 vertretungsweise die

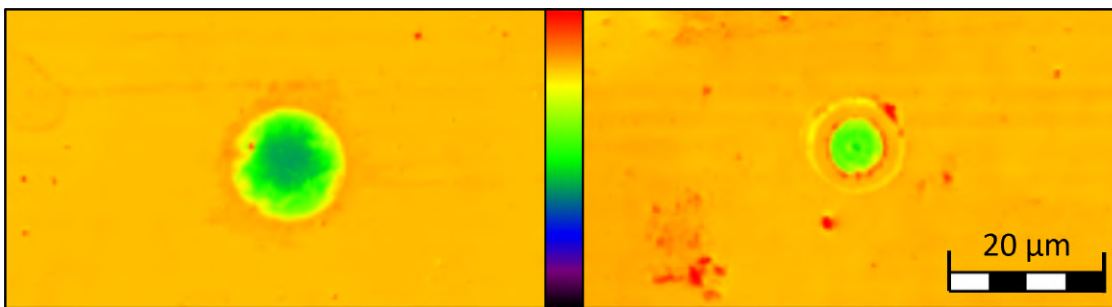


Abbildung 6.5: Falschfarbenbilder von zwei Kavitäten von D263T mit 6 Laserpulsen, unterschiedlichen Pulswiederhol frequenzen f_{int} (links 65 MHz und rechts 2,5 GHz) und einer Fluenz von 3 J/cm^2 . In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da.

aufgenommenen Kavitäten von D263T bei 65 MHz und 2,5 GHz mit sechs Laserpulsen und einer Fluenz von 3 J/cm^2 gegenübergestellt. Bei diesem Vergleich ist zu erkennen, dass es bei der Verwendung von 2,5 GHz zu einer Ringbildung kommt. Die Anzahl der Ringe ist dabei von der Fluenz und der Pulsanzahl abhängig. Auf die Prozesse der Abschirmung wird genauer in Kapitel 6.3 eingegangen. Eine analytische Beschreibung mithilfe der Modelle 1 bis 3 kann, wie im MHz-Regime, nicht durchgeführt werden, da die Wärmeakkumulation in diesen Modellen nicht berücksichtigt wird.

6.2 Gemessene Ablationstiefen

Die Ablationstiefe in der Mitte der Kavität wurden mithilfe der in Kapitel 5.3 vorgestellten Methode gemessen und über fünf Messwerte pro Parametersatz gemittelt. Die Darstellung dieser gemittelten Werte erfolgt in Abhängigkeit von der Fluenz sowie von der Pulsanzahl und von der Pulswiederholffrequenz der Pulsfolge in der Abbildung 6.6 für SiO₂ und in Abbildung 6.7 für D263T.

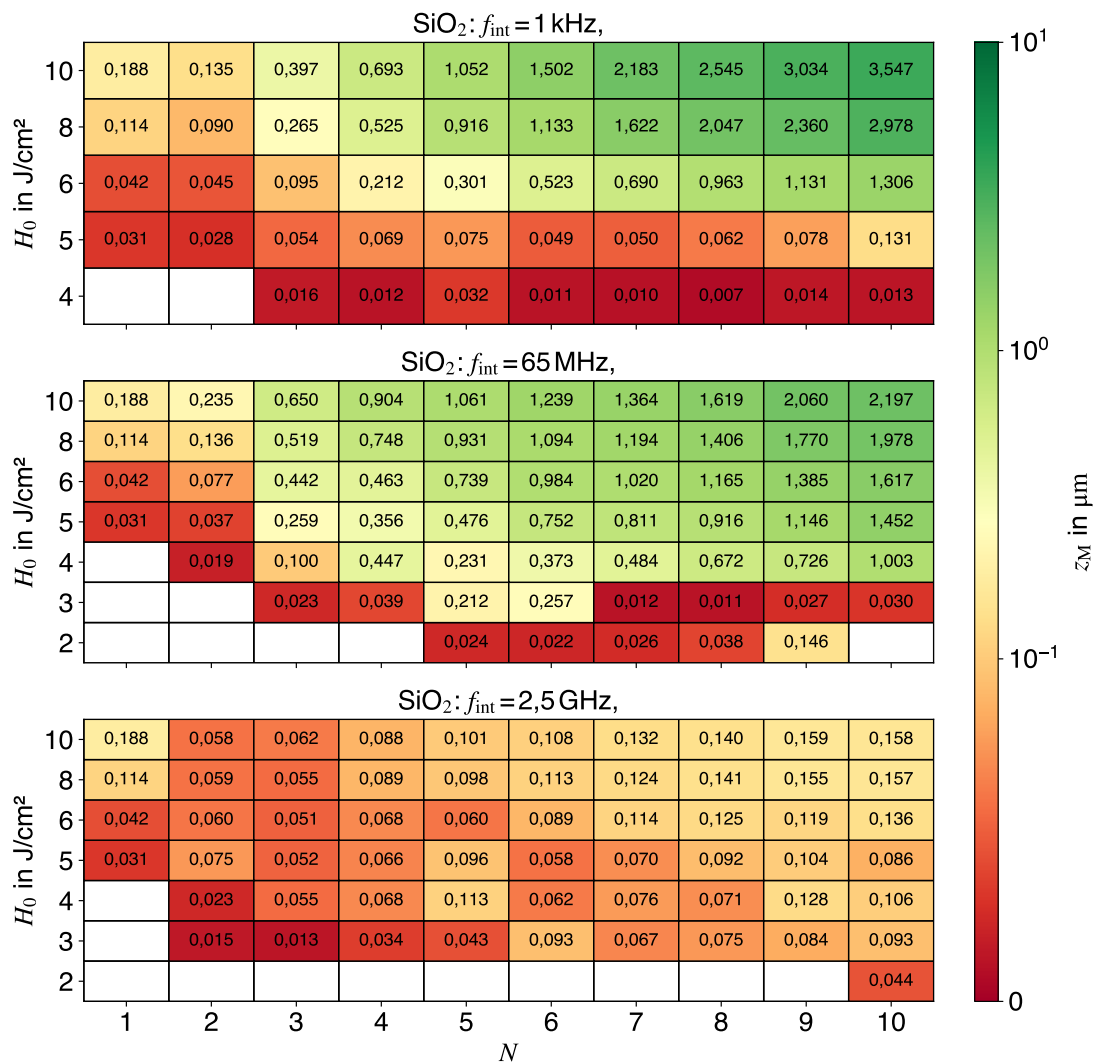


Abbildung 6.6: Falschfarbendarstellung der Ablationstiefen z_M von SiO₂ mit Pulswiederholffrequenz f_{int} im kHz-, MHz- und GHz-Regime in Abhängigkeit von der Pulsanzahl N der Pulsfolge und der Fluenz H_0 . Zudem werden die Ablationstiefen innerhalb des dazugehörigen Felder festgehalten.

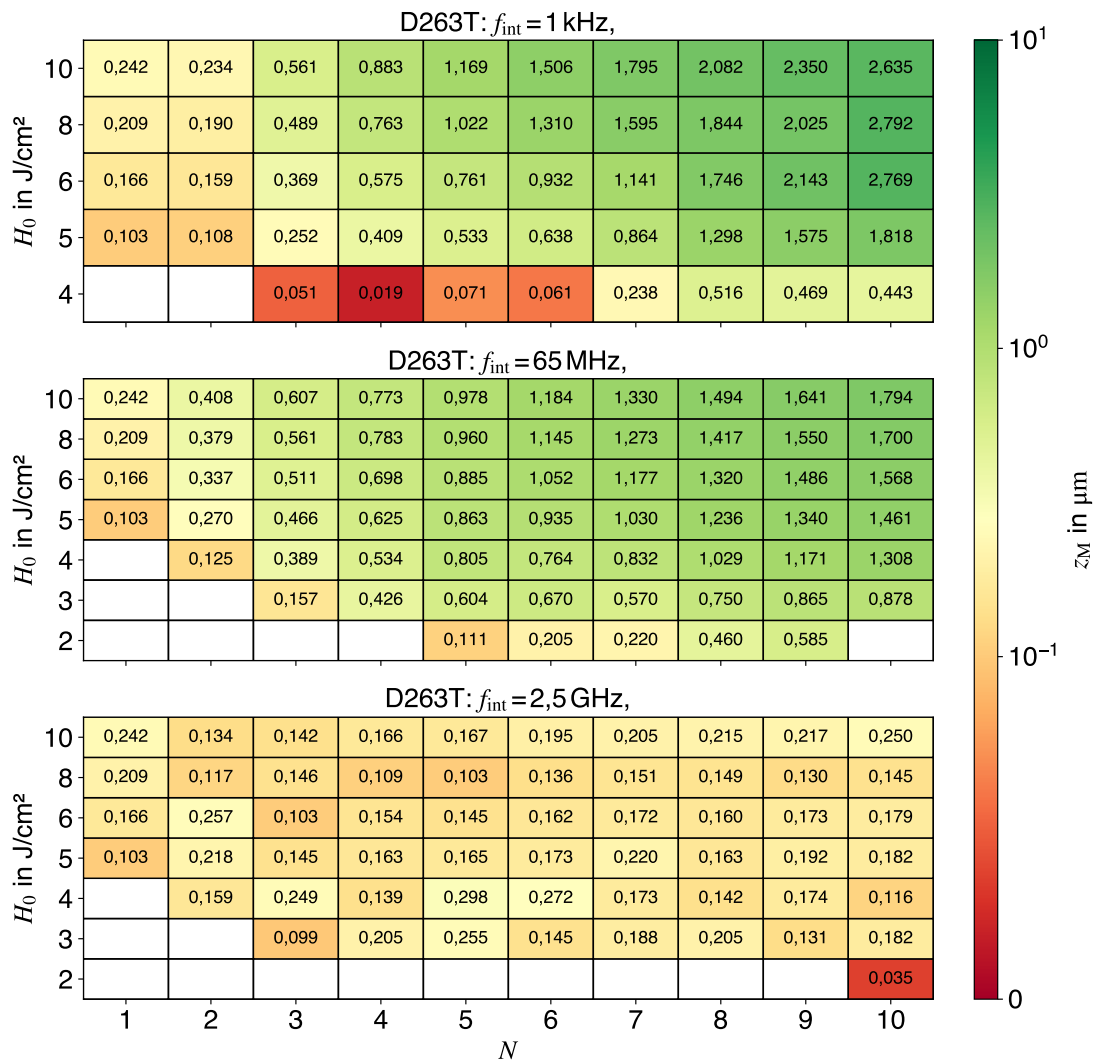


Abbildung 6.7: Falschfarbendarstellung der Ablationstiefen z_M von D263T mit Pulswiederholrfrequenz f_{int} im kHz-, MHz- und GHz-Regime in Abhängigkeit von der Pulsanzahl N der Pulsfolge und der Fluenz H_0 . Zudem werden die Ablationstiefen innerhalb des dazugehörigen Felder festgehalten.

In den Abbildungen wird zudem der konkrete Wert für die Ablationstiefen in μm dokumentiert. Bei beiden Dielektrika und den verschiedenen Pulswiederholrfrequenzen nimmt die Ablationstiefe mit zunehmender Pulsanzahl und Fluenz zu. Ausnahmen hierfür sind einige Parametersätze mit Pulswiederholrfrequenzen im MHz- und GHz-Regime bei denen die Ablationstiefe teilweise gleich bleibt oder abnimmt. Zudem beeinflusst der zeitliche Abstand zwischen den Laserpulsen einer Pulsfolge die Ablationstiefe, ähnlich den Ergebnissen von Hernandez-Rueda et al. [16]. Dabei nimmt die Ablationstiefe im untersuchten Parameterbereich bei kürzeren Pulsabständen ab. Ein Grund dafür sind die unterschiedlichen Formen der

Kavitäten. Im kHz- und MHz-Regime ist die maximale Tiefe im untersuchten Parameterbereich immer in der Mitte der Kavität, jedoch ist dies im GHz-Regime nicht überall gegeben (Abbildung 6.8).

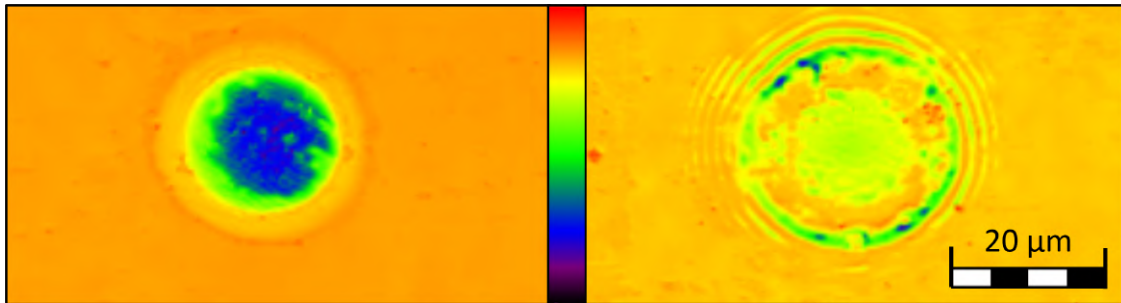


Abbildung 6.8: Falschfarbenbilder von zwei Kavitäten von D263T mit drei Laserpulsen, unterschiedlichen Puls wiederhol frequenzen f_{int} (links 65 MHz und rechts 2,5 GHz) und einer Fluenz von 10 J/cm^2 . In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da.

Durch diesen Unterschied sind die Ablationstiefen im GHz-Regime, aufgrund der Messung in der Mitte der Kavität, vergleichsweise kleiner. Die maximalen Ablationstiefen sind generell kleiner als die der im kHz- und MHz-Regime gemessenen Werte. Eine mögliche Erklärung für die kleineren Ablationstiefen innerhalb der MHz- und GHz-Regime und zwischen den Regimen kann eine Abschirmung der Materialoberfläche im MHz-Regime durch eine Ablationswolke oder im GHz-Regime durch das entstandene Plasma sein (Kapitel 2.3.1). Eine genauere Untersuchung dieser Phänomene wird im Kapitel 6.3 anhand des Ablationsvolumen pro Laserpuls durchgeführt. Bei D263T sind die Ablationstiefen größer als die von SiO_2 , außer bei hohen Pulsanzahlen und Fluenzen. Eine mögliche Erklärung für die größeren Ablationstiefen ist, dass D263T durch die kleinere Bandlückenenergie schneller die kritische Elektronendichte erreicht, ab der das Material mehr Laserstrahlung absorbiert und dadurch mehr Material ablatiert werden kann. Die kleineren Ablationstiefen von D263T bei hohen Pulsanzahlen und Fluenzen können durch den in Kapitel 6.1 ermittelten Inkubationsfaktor erklärt werden. Hierbei ist der Inkubationseffekt stärker bei der Ablation von SiO_2 ausgeprägt, wodurch dieser Effekt bei hohen Pulsanzahlen und Fluenzen gegenüber der kleineren Bandlückenenergie überwiegt.

6.3 Gemessene Ablationsvolumen und ermittelte Ablationsvolumina pro Laserpuls

Die Untersuchung des Einflusses der Pulswiederholrfrequenz, der Pulsanzahl und der Fluenz auf das Ablationsvolumen, sowie die Untersuchung der daraus ermittelten Volumina pro Laserpuls erfolgte über die Messungen der Volumina der erzeugten Kavitäten mit den unterschiedlichen Parametersätzen (Kapitel 5, Tabelle 5.2). Dabei wurden jeweils mindestens fünf Ablationsvolumen pro Ablationskonfiguration gemittelt. Die Ablationsvolumina in Abhängigkeit von der Pulsanzahl und der Fluenz für SiO_2 wird in Abbildung 6.9 und für D263T in 6.10 mittels einer Falschfarbendarstellung der gemittelten Messwert dargestellt.

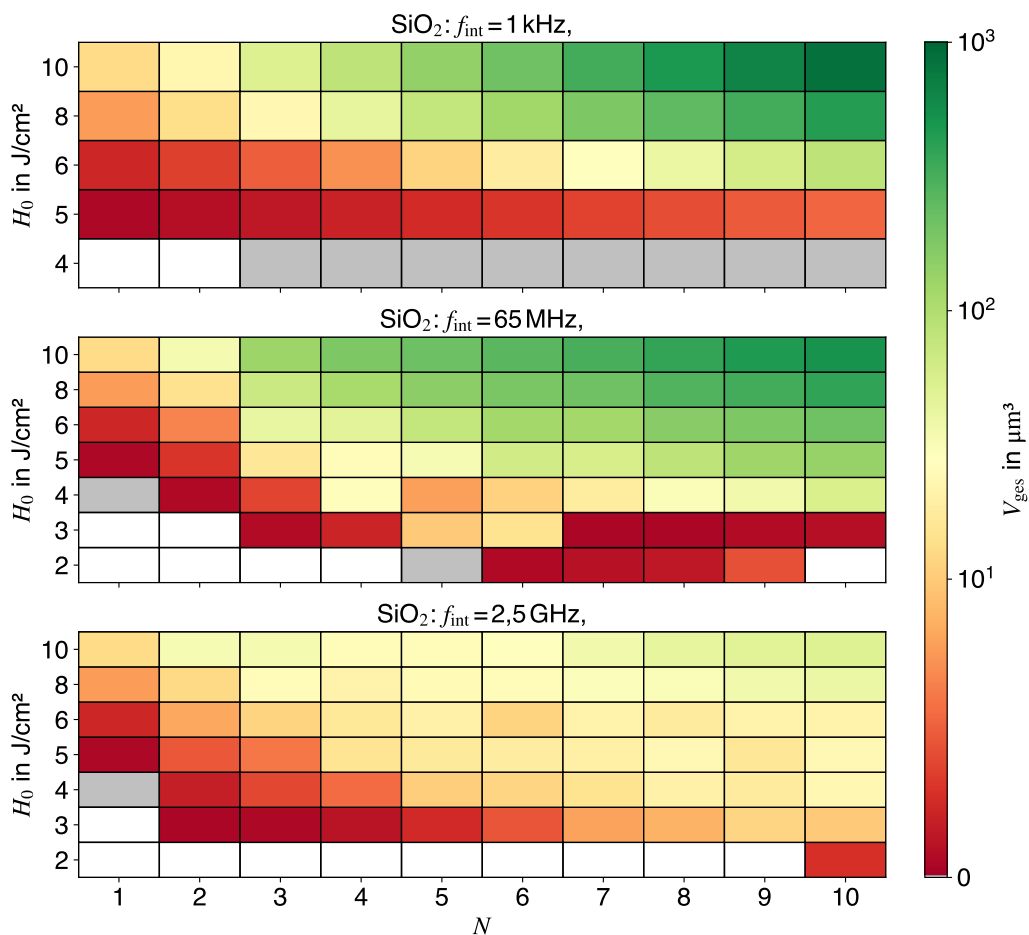


Abbildung 6.9: Falschfarbendarstellung der Ablationsvolumen V_{ges} von SiO_2 mit Pulswiederholrfrequenz f_{int} im kHz-, MHz- und GHz-Regime in Abhängigkeit von der Pulsanzahl N der Pulsfolge und der Fluenz H_0 . Ein graues Feld kennzeichnet hierbei ein effektive Volumina von Null.

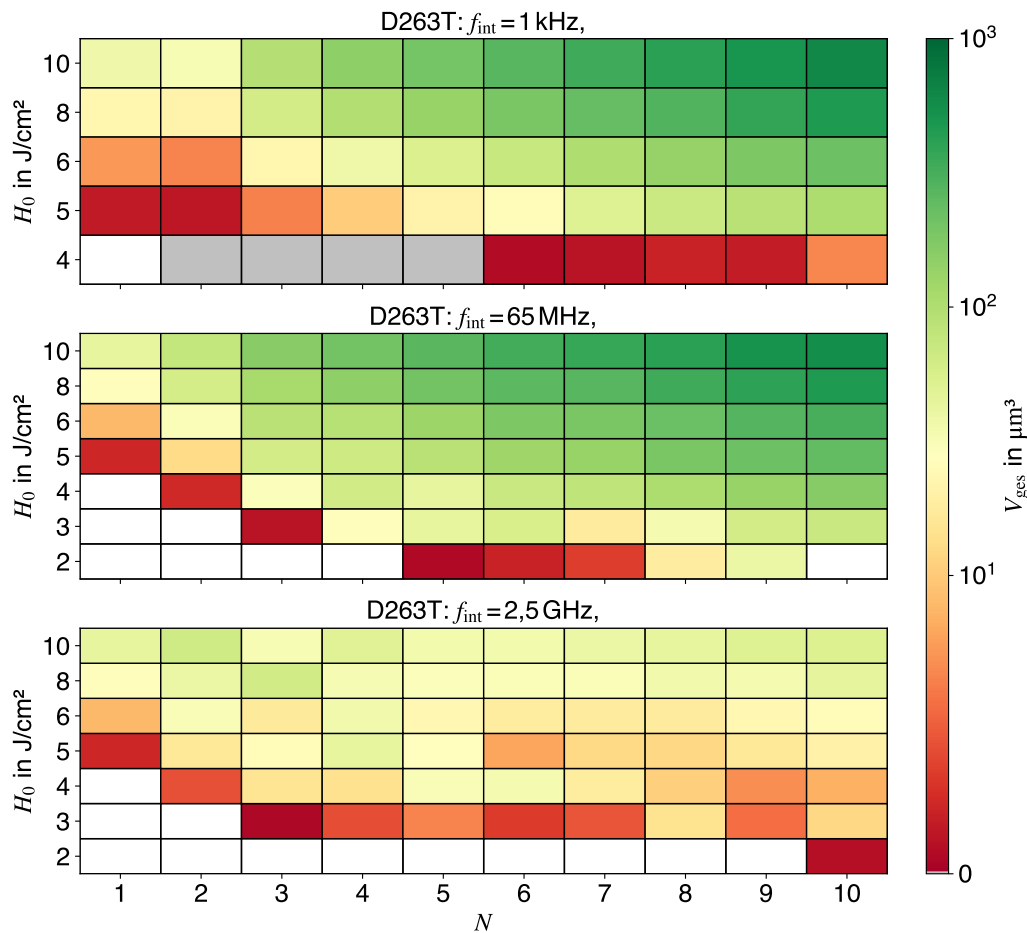


Abbildung 6.10: Falschfarbendarstellung der Ablationsvolumen V_{ges} von SiO_2 mit Pulswiederhol­frequenz f_{int} im kHz-, MHz- und GHz-Regime in Abhängigkeit von der Pulsanzahl N der Pulsfolge und der Fluenz H_0 . Ein graues Feld kennzeichnet hierbei ein effektive Volumina von Null.

Die im Kapitel 6.1 ermittelten kHz-, MHz- und GHz-Ablationsschwellen stimmen, bis auf einige Ausnahmen, mit den Fluenzen der kleinst möglichen gemessenen Ablationsvolumen überein. Diese Ausnahmen treten bei beiden Dielektrika im kHz-Regime bei einer Fluenz von $4 \text{ J}/\text{cm}^2$ und bei SiO_2 im MHz-Regime bei einer Fluenz von $2 \text{ J}/\text{cm}^2$ und 5 Laserpulsen auf, da sich aufgrund der Wechselwirkung des Dielektrikums mit den Laserpulsen teilweise Material am Rand der Kavität ansammelt (Abbildung 6.11).

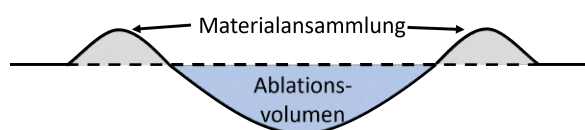


Abbildung 6.11: Schematische zweidimensionale Darstellung der Materialansammlung (grau) und des Ablationsvolumens (blau) einer Kavität

Diese Materialansammlungen zählen nicht zu dem Ablationsvolumen, da nur eine Umlagerung von Material stattfindet. Deswegen werden, wenn diese Volumen verhältnismäßig groß (ca. 10 % des Ablationsvolumen) gegenüber dem abgetragenen Volumen sind, die Differenz beider für die weitere Auswertung verwendet. Für den Fall, dass die Differenz aus ablatiertem und angesammeltem Volumen gleich null ist, wird dieses grau in den Abbildungen 6.9 und 6.10 dargestellt. Zum Beispiel wurde bei SiO_2 im kHz-Regime, vier Laserpulsen, einer Fluenz von 4J/cm^2 ein ablatiertes und aufgewölbtes Volumen von jeweils $0,5\ \mu\text{m}^3$ bestimmt.

Die Ablationsvolumina beider Dielektrika bei der Verwendung von Pulsfolgen mit einer Puls wiederhol frequenz im kHz-Regime nehmen bei höherer Pulsanzahlen und größeren Fluenzen zu, da hierbei mehr Energie in das Material eingebracht und somit grundsätzlich mehr Material ablatiert werden kann. Bei den MHz und GHz-Regimen ist diese Tendenz ebenfalls steigend, jedoch stagniert das Ablationsvolumen in Abhängigkeit von der Pulsanzahl und Fluenz oder nimmt im Fall eines Parametersatzes im MHz- und mehreren im GHz-Regimes aufgrund der Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen (Kapitel 2.3.1) wieder ab. Bei 3J/cm^2 ist im MHz-Regime zum Beispiel eine Abnahme des Ablationsvolumen zwischen den Pulsfolgen mit sechs und sieben Laserpulsen erkennbar. Eine mögliche Erklärung für diese Abnahme ist eine Wechselwirkung zwischen dem siebten Laserpuls und einer Ablationswolke, wodurch das Material erneut in der Kavität abgelagert wird. Auf diese Effekte wird genauer in den folgenden Abschnitten bei der Analyse der Ablationsvolumen pro Laserpuls eingegangen. Zum Vergleich der

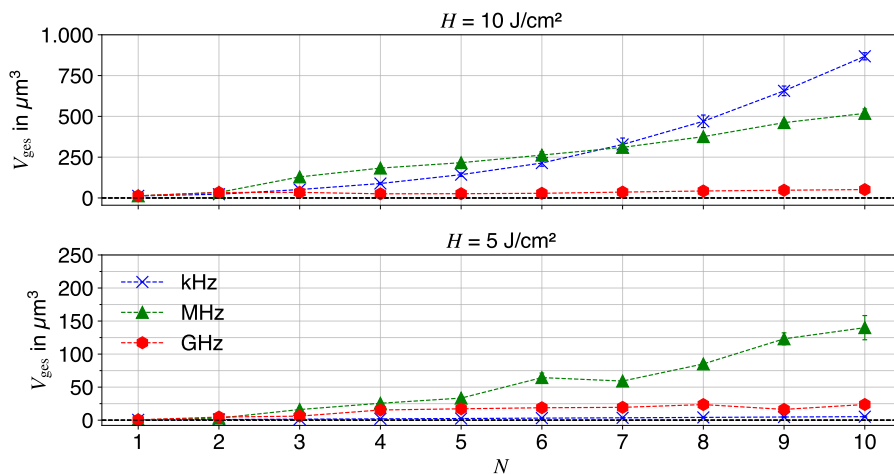


Abbildung 6.12: Vergleich der Ablationsvolumen V_{ges} von SiO_2 bei verschiedenen Puls wiederhol frequenzen (kHz-, MHz- und GHz-Regime) in Abhängigkeit von der Pulsanzahl bei Fluenzen von $H_0=5\text{J/cm}^2$ und $H_0=10\text{J/cm}^2$.

Ablationsvolumen bei verschiedenen Puls wiederhol frequenzen werden in Abbildung 6.12 diese bei 5J/cm^2 und 10J/cm^2 im kHz-,MHz- und GHz-Regime für SiO_2 und im Anhang in Abbildung C.1 für D263T dargestellt. Im Vergleich zu den anderen Puls wiederhol frequenzen sind die Kavitäten im kHz-Regime bei beiden Dielektrika hinsichtlich der ablatierten Volumina

vorherrschend, wenn Fluenzen von 8 J/cm^2 oder mehr verwendet werden. Bei niedrigeren Fluenzen sind höhere Pulswiederhol frequenzen im MHz- und GHz-Regime für die Erzeugung größerer Ablationsvolumina geeignet (Abbildung 6.12).

Die Auswertung und Interpretation der Messwerte wird mit der Darstellung des Ablationsvolumina pro Laserpuls in Abhängigkeit von der Pulsanzahl und bei verschiedenen Fluenzen fortgeführt, da die Effekte anhand dieser Darstellung eindeutiger erkennbar sind. Die Bestimmung der Volumen pro Laserpuls erfolgt, wie in Kapitel 5.3 beschrieben, über die Gleichung 5.4 und wird in den Abbildungen 6.13, 6.15 und 6.17 für SiO_2 und in den Abbildung 6.14, 6.16 und 6.18 für D263T im Bereich von 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2 dargestellt.

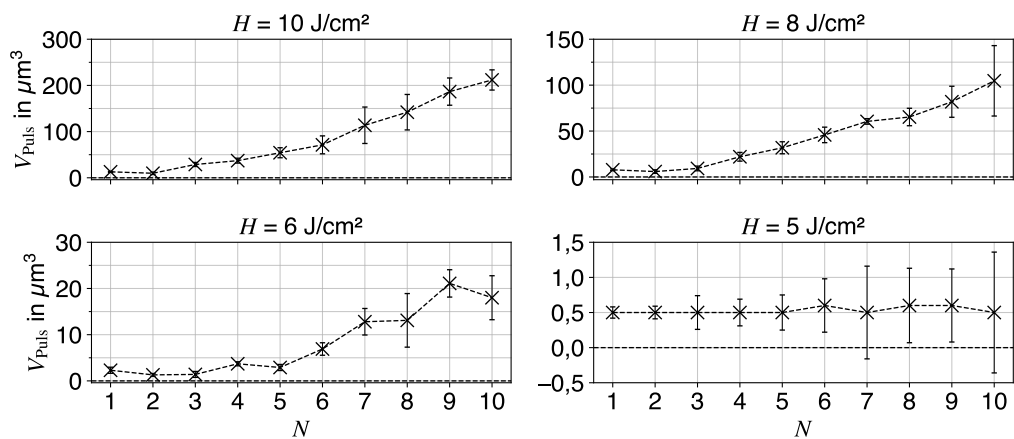


Abbildung 6.13: Ablationsvolumen pro Laserpuls V_{Puls} von SiO_2 mit einer Pulswiederhol frequenz von $f_{\text{int}}=1 \text{ kHz}$ und Fluenzen H_0 von 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2

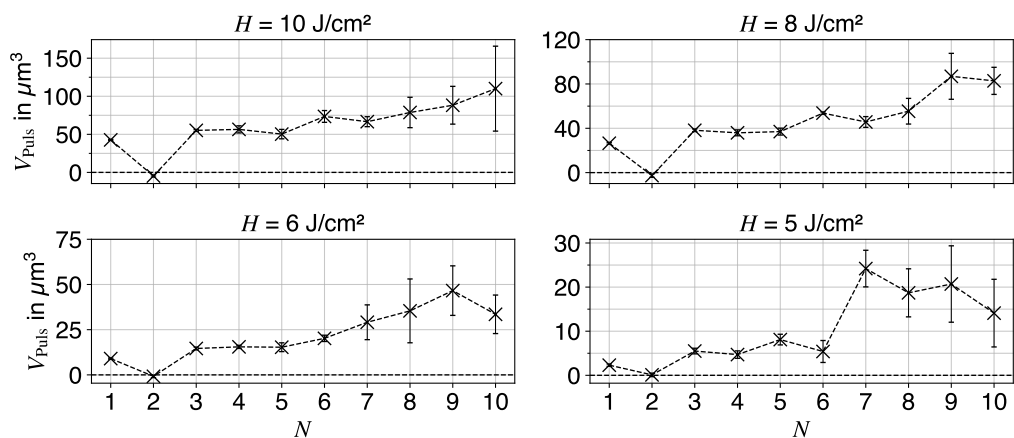


Abbildung 6.14: Ablationsvolumen pro Laserpuls V_{Puls} von D263T mit einer Pulswiederhol frequenz von $f_{\text{int}}=1 \text{ kHz}$ und Fluenzen H_0 von 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2

Bei beiden Dielektrika und einer Pulswiederholfrequenz im kHz-Regime zeigt sich in den Abbildungen 6.13 und 6.14, dass das Ablationsvolumen der einzelnen Laserpulse zunimmt, je mehr Laserpulse zuvor mit dem Material interagiert haben. Bei der Wechselwirkung mit den Laserpulsen verändert sich einerseits die Topographie der Oberfläche und andererseits bilden sich Gitterdefekte die zu Zwischenniveaus innerhalb der Bandlücke führen. Durch diese zwei Effekte erhöht sich, wie in Kapitel 4.3 erklärt, der Absorptionsgrad und infolgedessen das Ablationsvolumen des jeweils nachfolgenden Laserpulses. Der Absorptionsgrad ist dabei von der Defektdichte und Topographie von der Pulsanzahl abhängig. Durch den höheren Absorptionsgrad können somit bei einer weiteren Interaktion mehr Gitterfehler entstehen, wodurch die Zunahme des Ablationsvolumen pro Laserpuls begründet werden kann. Eine Ausnahme bildet SiO_2 bei einer Fluenz von 5 J/cm^2 , wobei das Ablationsvolumen pro Laserpuls nahezu konstant bleibt. Hierbei wird angenommen, dass nicht genug Energie in das Material eingebracht werden kann, um den Absorptionsgrad so zu erhöhen, dass die folgenden Laserpulse mehr Material ablatieren können. Des Weiteren kann angenommen werden, dass die Erzeugung von Gitterdefekten bei Fluenzen nahe der Multipulsablationsschwelle nicht konstant repetitiv ist, was zu den verhältnismäßig großen Fehlern führt.

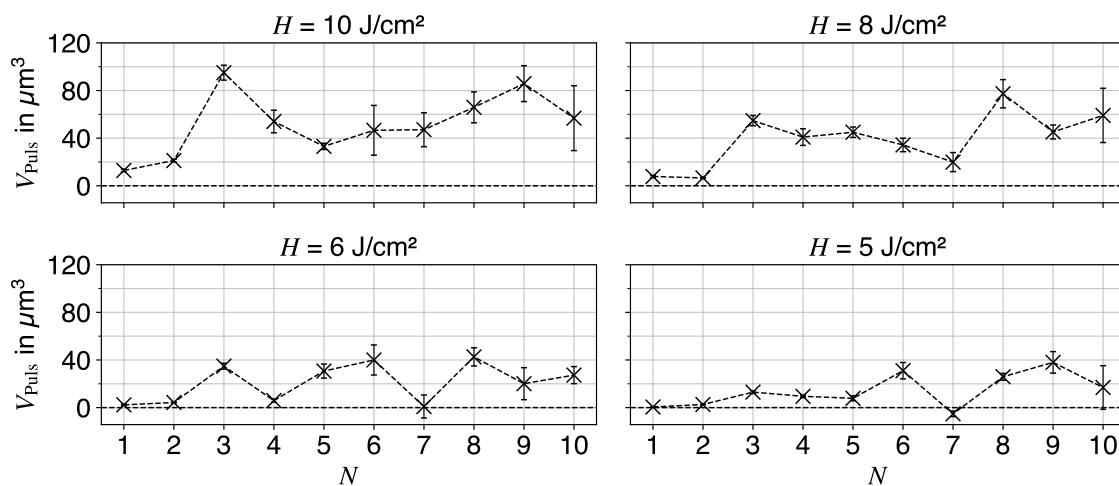


Abbildung 6.15: Ablationsvolumen pro Laserpuls V_{Puls} von SiO_2 mit einer Pulswiederholfrequenz von $f_{\text{int}}=65 \text{ MHz}$ und Fluenzen H_0 von 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2

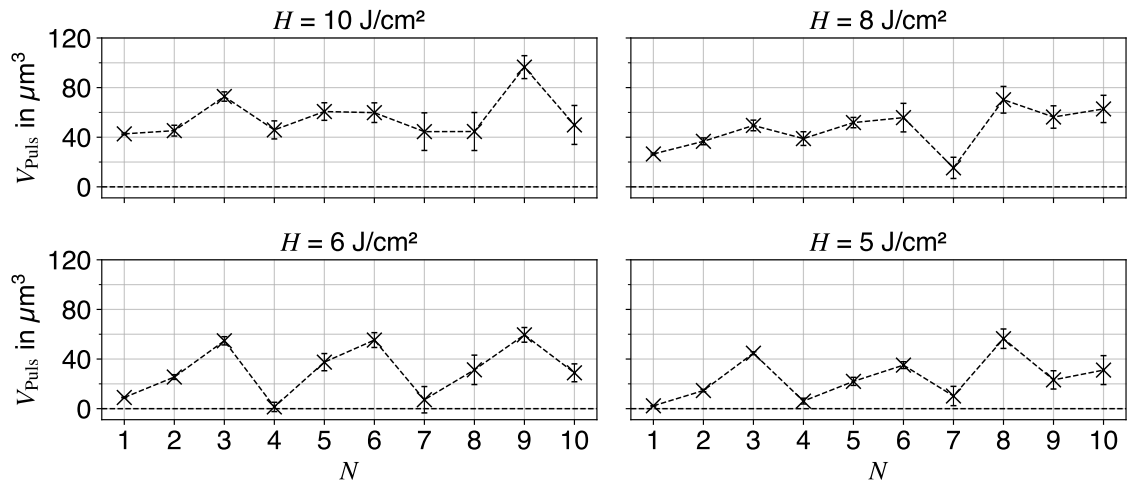


Abbildung 6.16: Ablationsvolumen pro Laserpuls V_{Puls} von D263T mit einer Pulswiederholfrequenz von $f_{\text{int}}=65 \text{ MHz}$ und Fluenzen H_0 von 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2

Die Ablationsvolumen pro Laserpuls beider Dielektrika (Abbildung 6.15 und 6.16) bei einer Pulswiederholfrequenz im MHz-Regime steigt mit zunehmender Pulsanzahl an, jedoch ist dieser Anstieg nicht gleichmäßig, wodurch mehrere Maxima pro verwendeter Fluenz entstehen können. Zum Beispiel bei SiO_2 und 10 J/cm^2 ablatiert der dritte Laserpuls mit $95 \mu\text{m}^3$ am meisten Material (Abbildung 6.15). Nach einem solchen Maxima sinkt das Ablationsvolumen pro Laserpuls meist auf ein lokales Minimum ab. Das entspricht bei 8 J/cm^2 und 10 J/cm^2 ca. der Hälfte des Ablationsvolumen pro Laserpuls des vorangegangenen Maximas und bei 5 J/cm^2 und 6 J/cm^2 wird von dem folgendem Laserpuls annähernd $0 \mu\text{m}^3$ ablatiert (SiO_2). Eine mögliche Erklärung für die schlagartige Verringerung des Ablationsvolumen pro Laserpuls nach einem Maximum ist die Abschirmung des nachfolgenden Laserpulses durch eine Ablationswolke, welche aus ablatierten Partikeln besteht. Dies ähnelt der Abschirmung durch Puls-zu-Puls Wechselwirkungen bei Metallen (siehe Kapitel 2.3.1). Bei der Ablation von Material entsteht daraus eine Wolke, deren Dichte und Ausbreitung abhängig vom Ablationsvolumen ist. Diese Ablationswolke interagiert, durch die geringe Zeit $t_{\text{int}}=16 \text{ ns}$ zwischen den Laserpuls, mit dem nachfolgendem Laserpuls und absorbiert teilweise dessen Energie. Wie stark die Ablationswolke die Laserstrahlung absorbiert, ist abhängig von der Dichte dieser und der verwendeten Pulsenergie.

Die Ablationsvolumina des GHz-Regimes unterscheidet sich von den kHz- und MHz-Regimen aufgrund des häufigeren Auftretens von negativen Ablationsvolumen⁶ pro Laserpuls und wird in der Abbildung 6.17 bei 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2 festgehalten.

⁶Bei einem negativem Ablationsvolumen wird ablatiertes Material in der Kavität abgelagert.

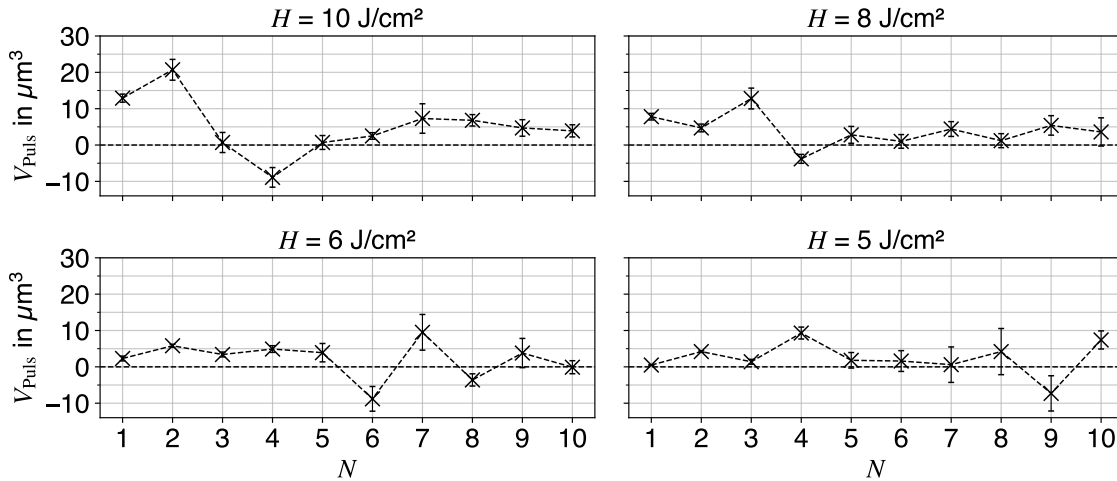


Abbildung 6.17: Ablationsvolumen pro Laserpuls V_{Puls} von SiO_2 mit einer Pulswiederholfrequenz von $f_{\text{int}}=2,5 \text{ GHz}$ und Fluenzen H_0 von 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2

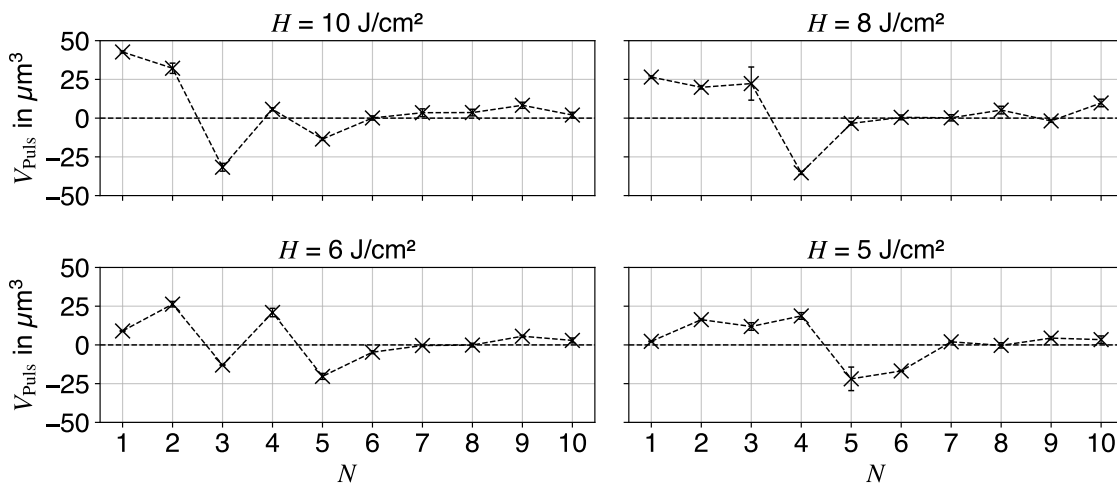


Abbildung 6.18: Ablationsvolumen pro Laserpuls V_{Puls} von D263T mit einer Pulswiederholfrequenz von $f_{\text{int}}=2,5 \text{ GHz}$ und Fluenzen H_0 von 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2

Das Ablationsvolumen pro Laserpuls steigt bei 10 J/cm^2 zuerst mit dem zweiten Laserpuls auf ein maximalen Wert ($V_{\text{Puls}=2, \text{SiO}_2} = 20 \mu\text{m}^3$) an und fällt darauf beim vierten Laserpuls auf ein Minimum ($V_{\text{Puls}=4, \text{SiO}_2} = -8,9 \mu\text{m}^3$) ab. Wie in Abbildung 6.18 zu sehen liegt bei D263T das Maximum ($V_{\text{Puls}=1, \text{D263T}} = 42,7 \mu\text{m}^3$) bei dem ersten Laserpuls und das Minimum ($V_{\text{Puls}=3, \text{D263T}} = -31,7 \mu\text{m}^3$) bei dem dritten Laserpuls. Danach bleibt das Ablationsvolumen bei SiO_2 annähernd konstant zwischen $0 \mu\text{m}^3$ bis $10 \mu\text{m}^3$ und bei D263T zwischen $-5 \mu\text{m}^3$ bis $10 \mu\text{m}^3$. Diese Minima können über die Abschirmung und erneute Ablagerung von Material durch die Wechselwirkung mit dem entstandenen Plasma und den ablatierten Partikeln erklärt werden und sind vergleichbar mit dem Mechanismus zur Abschirmung und erneute Ablagerung durch Puls-zu-Puls Wechselwirkungen bei Metallen (Kapitel 2.3.1). Bei der Wechselwirkung zwischen

dem Laserpuls und dem Dielektrika entsteht nach wenigen Pikosekunden ein Plasma. Dieses Plasma kann Teile der Laserstrahlung absorbieren und heizt sich dabei auf. Wenn die Dichte des Plasmas einen bestimmten Wert erreicht, kann das Absorptionsverhalten dazu führen, dass das Ablationsvolumen eines Laserpulses kleiner ist als das des vorherigen oder dass Teile des bereits ablatierten Materials erneut in die Kavität abgelagert werden. Bei niedrigeren Fluenzen kommt es zu einer Verschiebung der lokalen Maxima und der lokalen Minima zu späteren Laserpulsen. Der Zustand bei dem das Plasma für eine erneute Ablagerung von Material sorgt, wird bei niedrigeren Fluenzen ebenfalls erst nach mehreren Laserpulsen erreicht. Eine Ursache hierfür könnte ein Unterschied in der Dichte des jeweiligen Plasmas sein. Bei niedrigen Fluenzen wird die erforderliche Plasmadichte, ab der eine erneute Ablagerung das Material erfolgt, erst nach einer bestimmten Pulsanzahl erreicht.

Die qualitative Auswertung der Kavitäten erfolgt über visuelle Aufnahmen des Auflichtmikroskops und die Falschfarbendarstellungen des konfokalen Laserscanning Mikroskops (Abbildung D.1 - D.6 im Anhang).

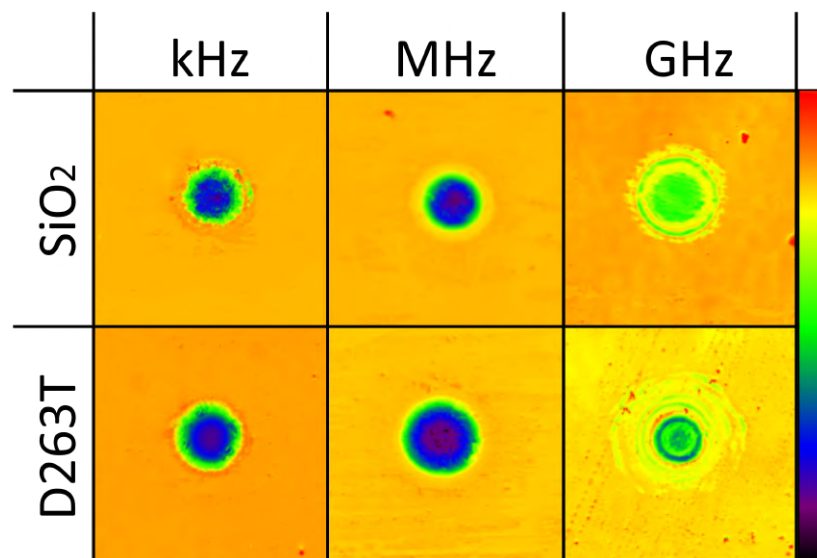


Abbildung 6.19: Falschfarbendarstellung von Kavitäten auf SiO₂ und D263T bei sieben Laserpulsen, $H_0=10\text{J}/\text{cm}^2$, Pulswiederholrfrequenz f_{int} im kHz-, MHz- und GHz-Regime. In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da. Die Höhenwerte der verschiedenen Kavitäten sind unterschiedlich skaliert und nicht untereinander vergleichbar.

Bei der Strukturierung von SiO₂ mit Pulsfolgen, die eine Pulswiederholungsrate im kHz-Bereich besitzen, bilden sich am Rand der Kavität Frakturen⁷ und es lagert sich Material außerhalb der Kavität ab (Abbildung 6.19). Bei 65 MHz ist eine deutlich glattere Kavität ohne Frakturen erkennbar, ähnlich den Ergebnissen von Herman et al. [40]. Eine mögliche Erklärung für die

⁷Unter Frakturen werden in diesem Zusammenhang Risse und die Rückstände von abgeplatzttem Material zusammengefasst.

Abwesenheit von Frakturen und Rissen, bietet die Betrachtung der Wärme um die Kavität. In den Bereichen in denen sich die Wärme ansammelt steigt die Duktilität an, was zu einer Verringerung von Frakturen und Rissen führt, die bei hohen Fluenzen durch den Ablationsdruck entstehen. Zudem sind bei Pulsfolgen im MHz-Regime mit vier bis sechs Laserpulsen und einer Fluenz von 5 J/cm^2 bis 8 J/cm^2 teilweise selbstorganisierende Nanostrukturen am Boden der Kavität erkennbar (Abbildung 6.20).

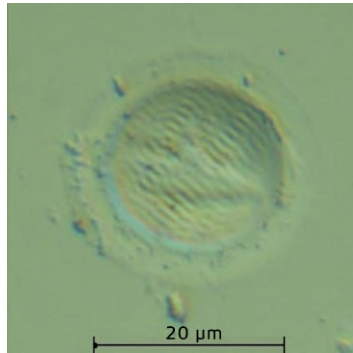


Abbildung 6.20: Auflichtmikroskop-Aufnahme einer SiO_2 -Kavität mit selbstorganisierenden Nanostrukturen bei vier Laserpulsen und $H_0=8\text{ J/cm}^2$

Mit Pulswiederhol frequenzen im GHz-Regime sind ebenfalls keine Risse erkennbar (Abbildung 6.19). Auffällig sind jedoch die unregelmäßigen Strukturen innerhalb der Kavität und die Ringe die sich um die Kavität bilden (Abbildung 6.19). Eine Erklärung für diese gibt die in Kapitel 2.3.1 beschriebenen Puls-zu-Puls Wechselwirkungen. Bei dieser wird ein Laserpuls durch das Plasma teilweise abgeschirmt und nur an den Rändern des Plasmas wird genug Energie aufgrund der geringen Plasmadichte im Material eingebracht, um neues Material zu ablatieren. Dieser Vorgang wird Schematisch in Abbildung 6.21 dargestellt.

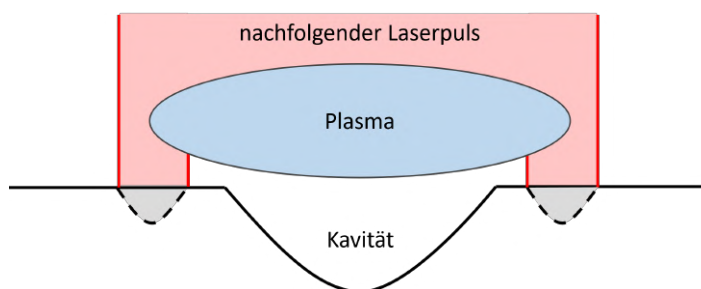


Abbildung 6.21: Schematische Darstellung der Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen mit Pulswiederhol frequenzen im GHz-Bereich. Hierbei schirmt das Plasma (blau) die Kavität von der Laserstrahlung (rot) ab und nur an den Rändern kann Material ablatiert werden (grau).

Bei D263T besitzen die Kavitäten ähnliche qualitative Eigenschaften im Vergleich zu SiO_2 . Die Metalloxide in D263T erhöhen die Duktilität von D263T im Vergleich zu SiO_2 . Infolgedessen ist D263T deutlich weniger anfällig für Frakturen- bzw. Rissebildung und es erfolgt eine verstärkte Ablagerung von Material am Rand der Kavität. (Abbildung 6.19).

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Ablation von SiO₂ und D263T unter Variation der Fluenz, der Pulsanzahl und der Pulswiederholffrequenz quantitativ in Form der Ablationsdurchmesser, -tiefen und -volumen und qualitativ in Form von grafischen Aufnahmen untersucht. Dafür wurde der „Carbide CB3-80, Light Conversion“ mit einer emittierten Wellenlänge von 1030 nm verwendet. Die verwendeten Pulsfolgen bestanden aus einem bis zehn Laserpulsen mit einer Pulswiederholffrequenz von 1 kHz, 65 MHz und 2,5 GHz.

Die Einzel- und Multipuls-Ablationsschwellen wurden aus den Ablationsdurchmessern in Abhängigkeit von der Pulsanzahl und der Pulswiederholffrequenz ermittelt. Es wurde festgestellt, dass die MHz- und GHz-Ablationsschwelle von SiO₂ und D263T geringer sind, als die kHz-Ablationsschwellen. Diese Verringerung der Ablationsschwelle kann mit der Wärmeakkumulation erklärt werden. Aufgrund der geringen Pulsabstände wird die Temperatur in der Einflusszone erhöht bis sich genug Energie im Material angesammelt hat, um das Material unterhalb der kHz-Ablationsschwellen zu ablatieren. Im kHz-Regime konnten die ermittelten Ablationsschwellen mit einer erheblichen Übereinstimmung an das Modell 3 von Ashkenasi et al. [1] angeglichen werden. Der daraus ermittelte Inkubationskoeffizienten beträgt 0,65 für SiO₂ und 0,61 für D263T. Da die Ablationsschwellen im MHz- und GHz-Regime niedriger sind, deutet dies darauf hin, dass der Inkubationseffekt stärker ausgeprägt ist. Allerdings ist die Bestimmung eines Inkubationskoeffizienten aufgrund der Tatsache, dass das Modell keine Abhängigkeit von der Pulswiederholffrequenz berücksichtigt, nicht möglich. Daher eröffnet sich die Notwendigkeit weiterer Forschung und Entwicklung eines Inkubationsmodells für Dielektrika, die die Abhängigkeit von der Pulswiederholffrequenz angemessen berücksichtigen.

Bei der Untersuchung der Ablationstiefen in der Mitte der Kavität in Abhängigkeit der Fluenz, Pulsanzahl und Pulswiederholffrequenz wurde festgestellt, dass die maximale Tiefe im Parameterbereich mit steigender Pulswiederholffrequenz abnimmt. Die kleineren Ablationstiefen im MHz-Regime sind hierbei auf die Abschirmung der Materialoberfläche durch eine Ablationswolke und im GHz-Regime auf ein Plasma zurückzuführen. Ausnahmen hiervon sind die Ablationstiefen ab einer Fluenz von $H_0 < 5 \text{ J/cm}^2$ oder einer Pulsanzahl $N < 3$ im MHz-Regime und ab einer Fluenz von $H_0 < 4 \text{ J/cm}^2$ im GHz-Regime. Bei diesen Parametern sind die Ablationstiefen im MHz- und GHz-Regime größer als im kHz-Regime. Dies kann mit der Wärmeakkumulation erklären werden, die bewirkt, dass die Ablation von Material bereits bei geringeren Fluenzen und Pulsanzahlen beginnt. Dadurch kann bei gleichen Parametern im MHz- und GHz-Regime eine größere Tiefe gemessen werden als im kHz-Regime. Die Ablati-

onstiefen bieten zudem eine Grundlage für zukünftige 3D-Strukturierungen, da die ablatierte Tiefe essentiell für die Maßhaltigkeit bzw. die korrekten Dimensionen der Struktur ist.

Bei der Variation der Pulswiederholfrequenz konnte eine deutliche Beeinflussung auf das resultierende Ablationsvolumens festgestellt werden. Im kHz-Regime nimmt das Ablationsvolumen im untersuchten Parameterbereich mit steigender Fluenz und Pulsanzahl kontinuierlich zu, was ab 8 J/cm^2 zu größeren Volumina im Vergleich zu den MHz- und GHz-Ablationsvolumen führt. Die ablatierten Volumina sind im MHz-Regime bei einer Fluenz von 10 J/cm^2 und zwei bis sechs Laserpulsen im Vergleich zu den Ablationsvolumina im kHz- und GHz-Bereich dominanter. Bei Fluenzen, die kleiner oder gleich der kHz-Ablationsschwelle sind, übertreffen zudem die Ablationsvolumina im GHz-Regime diejenigen des kHz-Regimes. Wobei diese Effekte, wie bei den Ablationstiefen auf die Wärmeakkumulation und die Abschirmung zurückgeführt werden können.

Dieses Verhalten wurde weiterhin über die Ablationsvolumen pro Laserpuls untersucht. Bei den daraus resultierenden Verläufen über die Pulsfolge sind Maxima und unmittelbar darauf folgende Minima zu erkennen, welche auf Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen hinweisen. In diesem Zusammenhang führt die Wechselwirkung zwischen dem Laserpuls und dem Material zur Bildung eines entsprechend dichten Plasmas mit ablatierten Partikeln, die die Oberfläche abschirmen oder durch Wechselwirkung mit einem nachfolgenden Laserpuls zu einer erneuten Ablagerung von Material führen können. Diese Erkenntnisse legen nahe, dass eine detaillierte Untersuchung der Ausbreitung der Ablationswolke und des Plasmas, zum Beispiel unter Vakuumbedingungen, erforderlich ist, um ein besseres Verständnis dieser Wechselwirkungen zu erlangen.

Aus der qualitativen Untersuchung der Kavitäten hat sich ergeben, dass sich die Wärmeakkumulation des MHz- und GHz-Regimes im Vergleich zum kHz-Regime positiv auf die Qualität ausgewirkt. In diesem Zusammenhang wird das Material aufgrund der gesteigerten Temperatur duktiler, wodurch weniger Frakturen und eine glattere Kavität entstehen. Die positiven Auswirkungen der Wärmeakkumulation im MHz- und GHz-Regime auf die Qualität der Kavitäten sind besonders bemerkenswert und können zukünftig bei der Herstellung von 3D-Mikrostrukturen Anwendung finden. Zusätzlich zu der besseren Qualität entstanden im MHz-Regime am Boden der Kavität teilweise selbstorganisierende Nanostrukturen, welche weitere Möglichkeiten für die Nanostrukturierungen von Dielektrika eröffnet.

8 Symbolverzeichnis

Griechische Symbole

| Symbol | Einheit | Bedeutung |
|--------------------------|---------|--|
| γ | | Keldysh-Parameter |
| λ | m | Wellenlänge der Laserstrahlung |
| ϵ_0 | As/Vm | Elektrische Feldkonstante mit $8,85 \times 10^{-12}$ As/Vm |
| τ_H | s | Pulsdauer |
| ω | Hz | Kreisfrequenz der Laserstrahlung |
| ω_P | Hz | Plasmakreisfrequenz |
| ω_{tunnel} | Hz | Tunnelkreisfrequenz |

Römische Symbole

| Symbol | Einheit | Bedeutung |
|--------------------------|-------------------|--|
| c_0 | m/s | Lichtgeschwindigkeit in Vakuum mit $3,0 \times 10^8$ m/s |
| d | m | Ablationsdurchmesser |
| e | As | Elementarladung mit $1,60 \times 10^{-19}$ As |
| E | V/m | Elektrische Feldstärke |
| E_0 | V/m | Amplitude der elektrischen Feldstärke |
| E_f | eV | Photonenenergie |
| E_{gap} | eV | Bandlücke des Dielektrikums |
| \tilde{E}_{gap} | eV | Effektive Bandlücke des Dielektrikums |
| f | Hz | Frequenz der Laserstrahlung |
| f_{int} | Hz | Pulswiederholffrequenz innerhalb einer Pulsfolge |
| f | Hz | Pulswiederholffrequenz zur Berechnung der Spitzenfluenz |
| | | H_0 |
| H | J/m ² | Fluenz |
| H_0 | J/m ² | Spitzenfluenz |
| H_{thr} | J/m ² | Ablationsschwelle |
| I | W/m ² | Intensität |
| I_0 | W/m ² | Spitzenintensität |
| m_e | kg | Elektronenmasse mit $9,11 \times 10^{-31}$ kg |
| m_{loch} | kg | Masse des zurückgebliebenen Loches nach der Anregung eines Elektrons in das Leitungsband |
| m_{red} | kg | Reduzierte effektive Elektronenmasse |
| n | | Brechungsindex |
| n_e | 1/cm ³ | Elektronendichte |
| $n_{e,\text{krit}}$ | 1/cm ³ | Kritische Elektronendichte |
| N | | Anzahl an Laserpulsen |
| P_{av} | W | Mittlere Laserleistung zur Berechnung der Spitzenfluenz H_0 |
| S | | Inkubationsfaktor |
| V_{ges} | m ³ | Gesamtes Ablationsvolumen |
| V_{Puls} | m ³ | Ablationsvolumen eines Laserpulses |
| w_0 | m | Strahltaillienradius zur Berechnung von der Spitzenfluenz |
| | | H_0 |
| z_M | µm | Ablationstiefe in der Mitte der Kavität |

Anhang A: Leistungsmessung

Tabelle A.1: Verwendete durchschnittliche Leistungen bei 100/1000 kHz Pulswiederholfrequenz und daraus berechnete Pulsenergien und Fluenzen

| f_{Laser} in kHz | Leistung in % | durchschnittliche Leistung in W | Pulsenergie in μJ | Fluenz in J/cm^2 |
|---------------------------|---------------|---------------------------------|------------------------------|----------------------------------|
| 1000 | 51,6 | 38,7 | 387,2 | 100 |
| | 46,1 | 34,8 | 348,5 | 90 |
| | 40,6 | 31,0 | 309,7 | 80 |
| | 36,2 | 27,9 | 278,8 | 72 |
| | 31,8 | 24,8 | 247,8 | 64 |
| | 29,7 | 23,2 | 232,3 | 60 |
| | 27,5 | 21,7 | 216,8 | 56 |
| | 26,4 | 20,9 | 209,1 | 54 |
| | 24,2 | 19,4 | 193,6 | 50 |
| | 23,1 | 18,6 | 185,8 | 48 |
| | 21,4 | 17,4 | 174,2 | 45 |
| | 19,8 | 16,3 | 162,6 | 42 |
| | 18,7 | 15,5 | 154,9 | 40 |
| | 16,5 | 13,9 | 139,4 | 36 |
| | 16,0 | 13,6 | 135,5 | 35 |
| | 14,3 | 12,4 | 123,9 | 32 |
| | 13,2 | 11,6 | 116,2 | 30 |
| | 12,1 | 10,8 | 108,4 | 28 |
| | 11,6 | 10,5 | 104,5 | 27 |
| | 10,5 | 9,7 | 96,8 | 25 |
| 9,9 | 9,3 | 92,9 | 24 | |
| 8,3 | 8,1 | 81,3 | 21 | |
| 7,7 | 7,7 | 77,4 | 20 | |
| 6,6 | 7,0 | 69,7 | 18 | |
| 100 | 86,4 | 61,9 | 61,9 | 16 |
| | 80,6 | 58,1 | 58,1 | 15 |
| | 74,9 | 54,2 | 54,2 | 14 |
| | 63,3 | 46,5 | 46,5 | 12 |
| | 51,8 | 38,7 | 38,7 | 10 |
| | 46,1 | 34,8 | 34,8 | 9 |
| | 40,3 | 31,0 | 31,0 | 8 |
| | 34,6 | 27,1 | 27,1 | 7 |
| | 28,8 | 23,2 | 23,2 | 6 |
| | 23,1 | 19,4 | 19,4 | 5 |
| | 17,3 | 15,5 | 15,5 | 4 |
| | 11,6 | 11,6 | 11,6 | 3 |
| | 5,8 | 7,7 | 7,7 | 2 |
| | 2,0 | 3,9 | 3,9 | 1 |

Anhang B: Ablationsschwellen

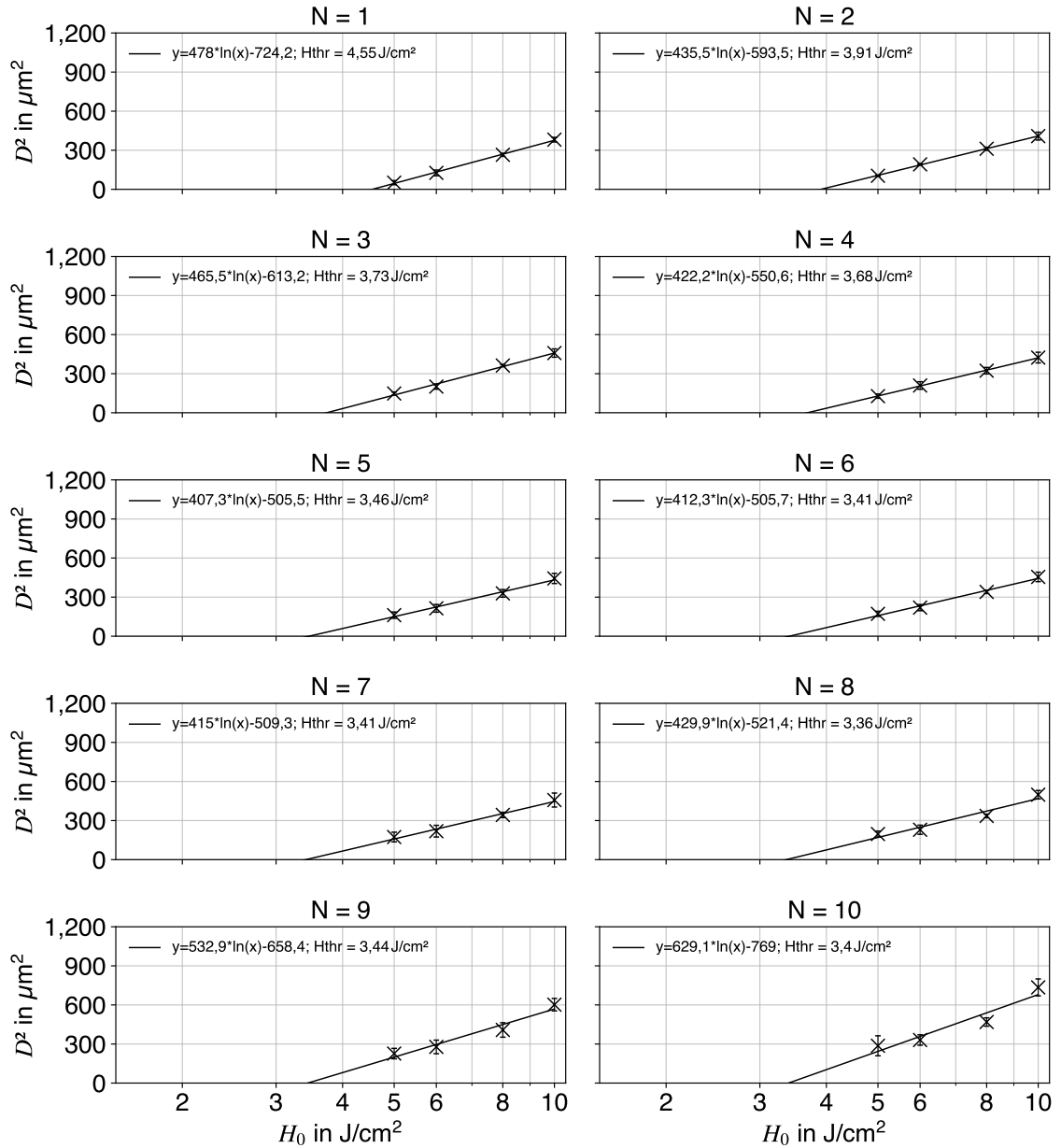


Abbildung B.1: Durchmesserquadrat D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für die Ermittlung der Ablationsschwelle. Bei der Ablation von SiO_2 mit einer Puls wiederhol frequenz im kHz-Regime.

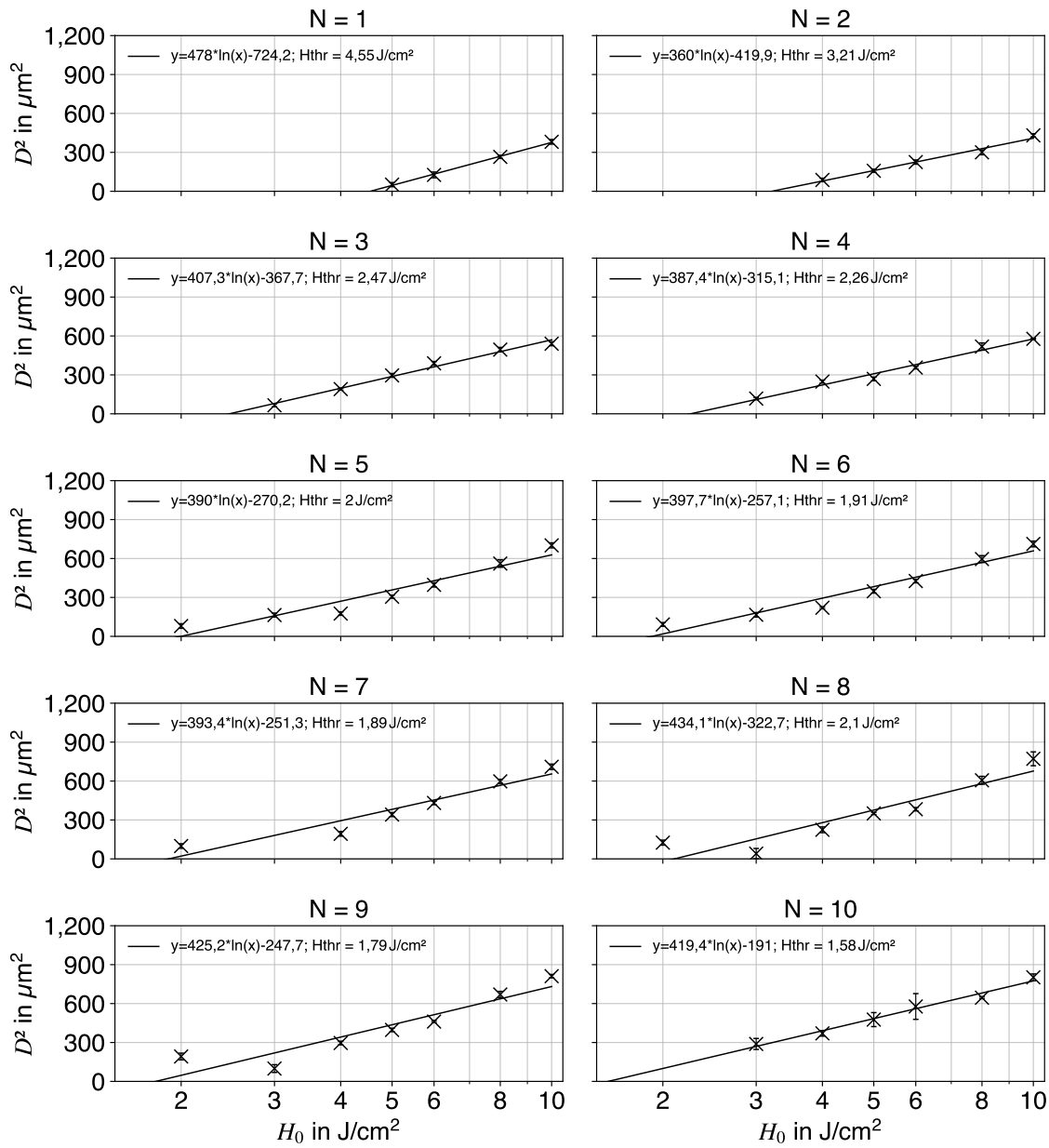


Abbildung B.2: Durchmesserquadrat D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für die Ermittlung der Ablationsschwelle. Bei der Ablation von SiO_2 mit einer Pulswiederholrfrequenz im MHz-Regime.

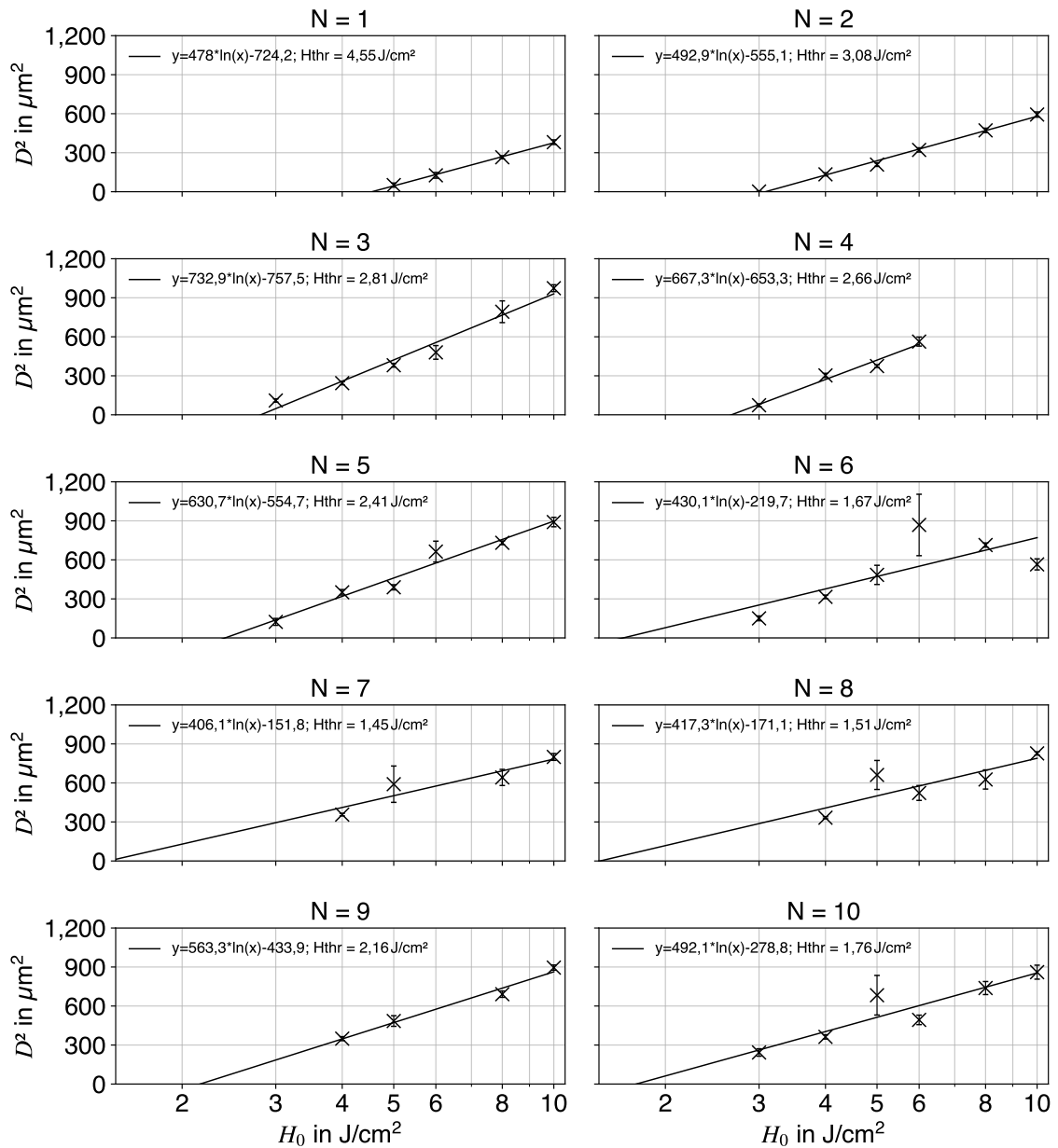


Abbildung B.3: Durchmesserquadrat D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für die Ermittlung der Ablationsschwelle. Bei der Ablation von SiO_2 mit einer Pulswiederholfrequenz im GHz-Regime.

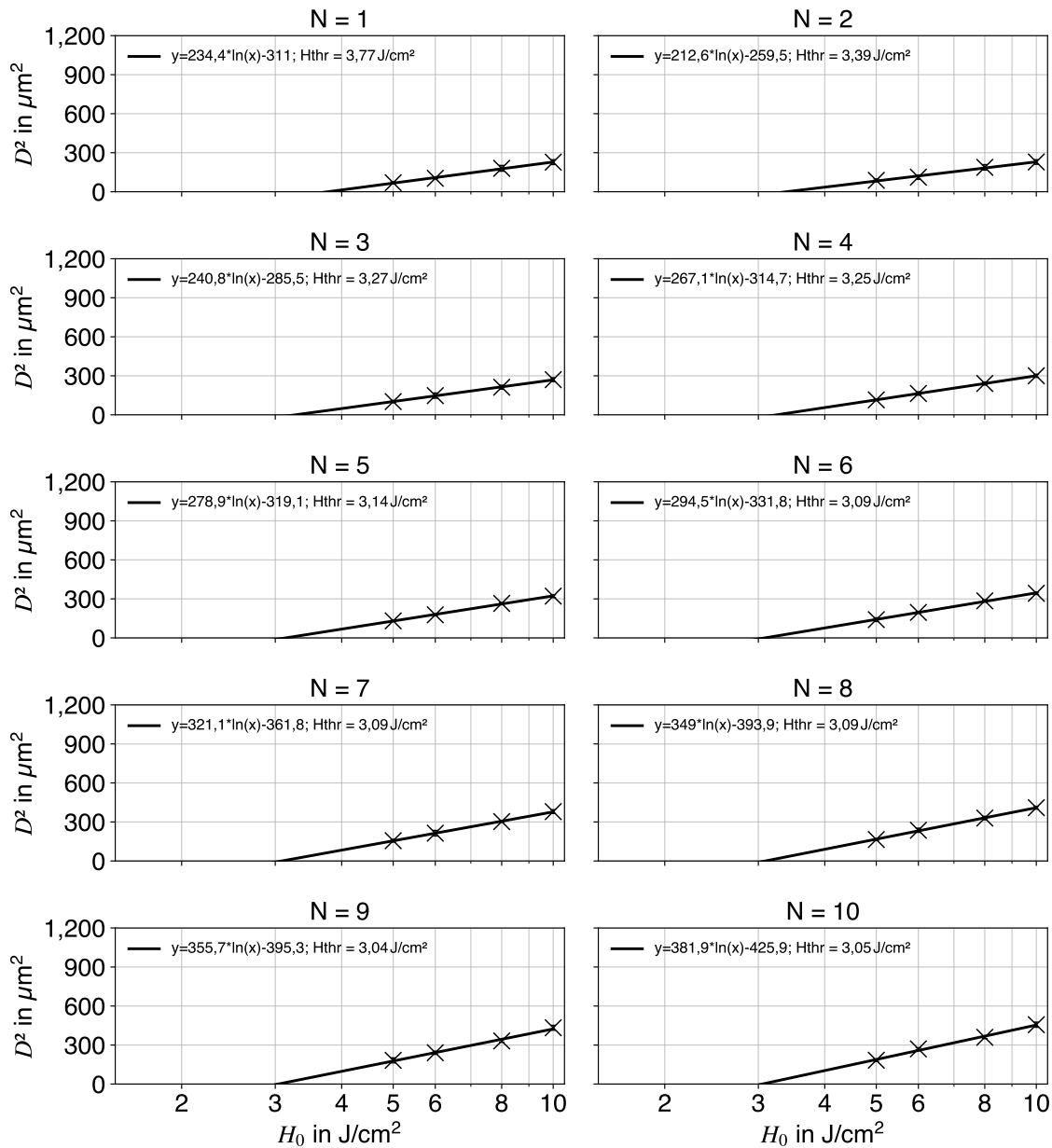


Abbildung B.4: Durchmesserquadrat D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für die Ermittlung der Ablationsschwelle. Bei der Ablation von D263T mit einer Pulswiederholfrequenz im kHz-Regime.

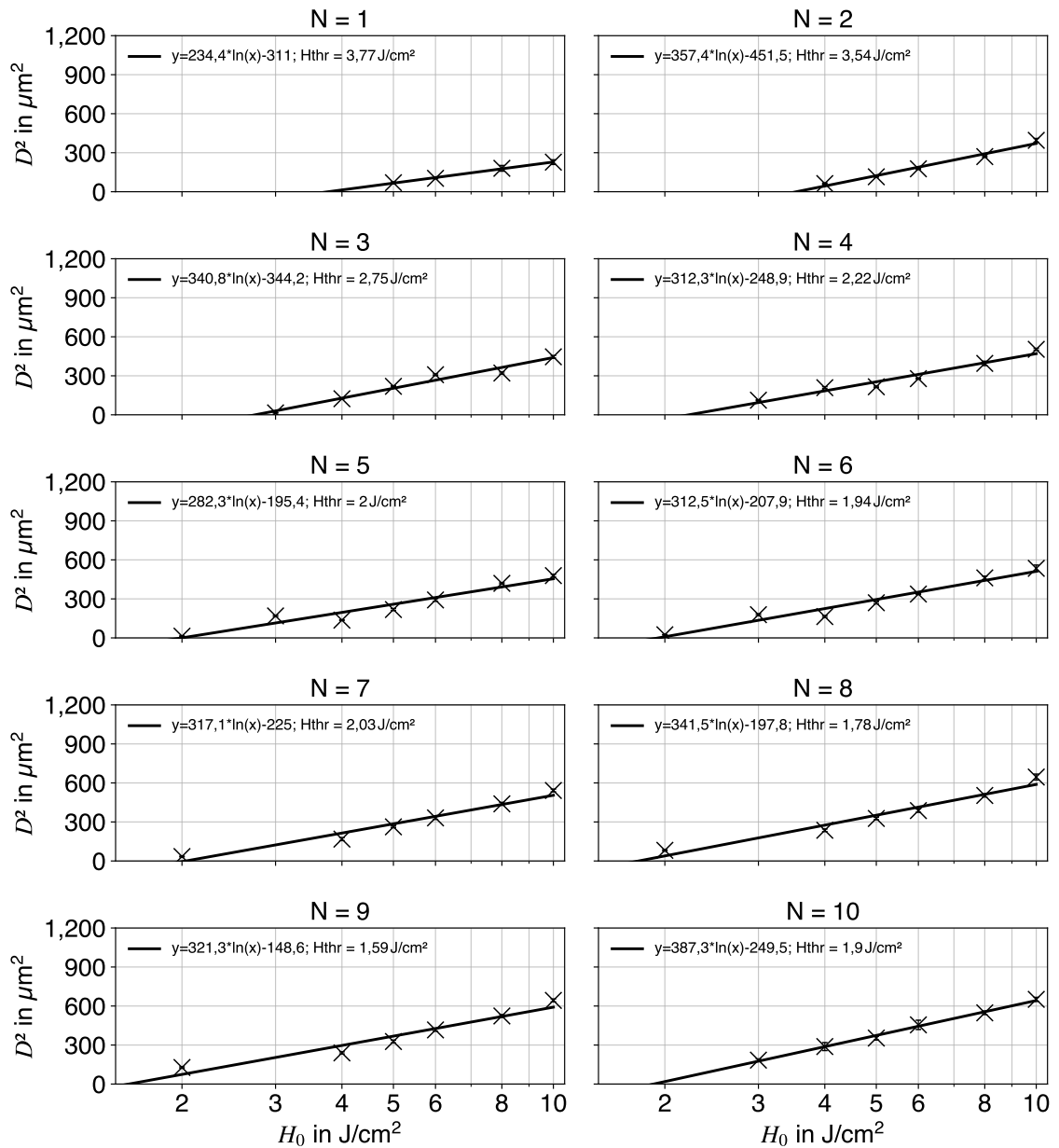


Abbildung B.5: Durchmesserquadrat D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für die Ermittlung der Ablationsschwelle. Bei der Ablation von D263T mit einer Puls wiederhol frequenz im MHz-Regime.

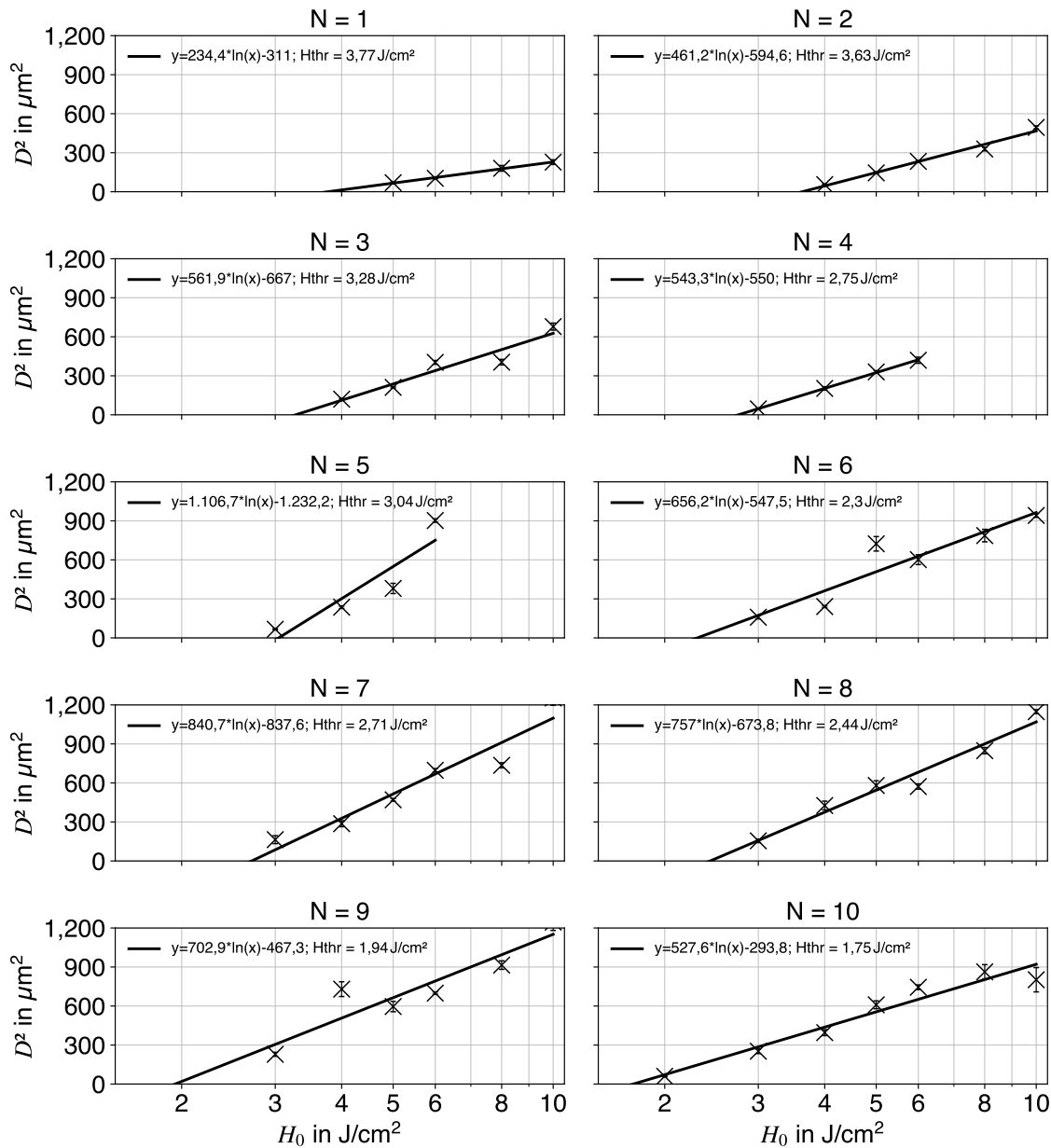


Abbildung B.6: Durchmesserquadrat D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für die Ermittlung der Ablationsschwelle. Bei der Ablation von D263T mit einer Pulswiederholfrequenz im GHz-Regime.

Anhang C: Volumenvergleich D263T

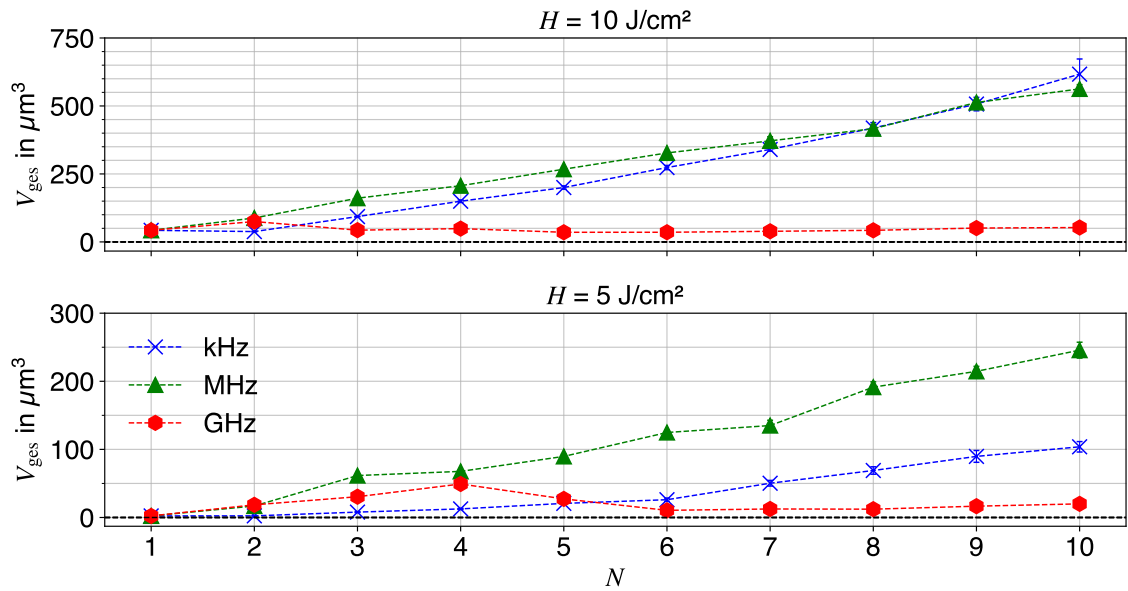


Abbildung C.1: Vergleich der Ablationsvolumen V_{ges} von D263T bei verschiedenen Pulswiederholfräquenzen (kHz-, MHz- und GHz-Regime) in Abhängigkeit von der Pulsanzahl bei Fluenzen von $H_0=5 \text{ J/cm}^2$ und $H_0=10 \text{ J/cm}^2$.

Anhang D: Falschfarbbilder

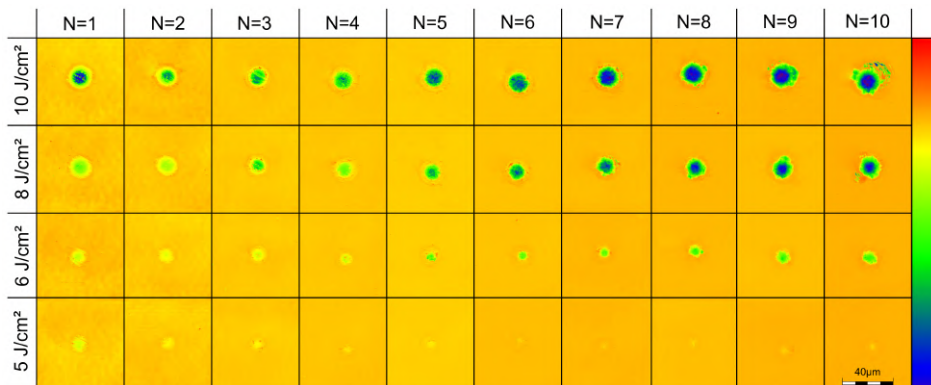


Abbildung D.1: Falschfarbbilder der erzeugten Kavitäten von SiO_2 mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederhol frequenzen im kHz-Regime und einer Fluenz von 5 J/cm^2 bis 10 J/cm^2 . In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da. Gleiche Farbskalierungen bei gleicher Pulsanzahl von Ereignissen pro Kavität.

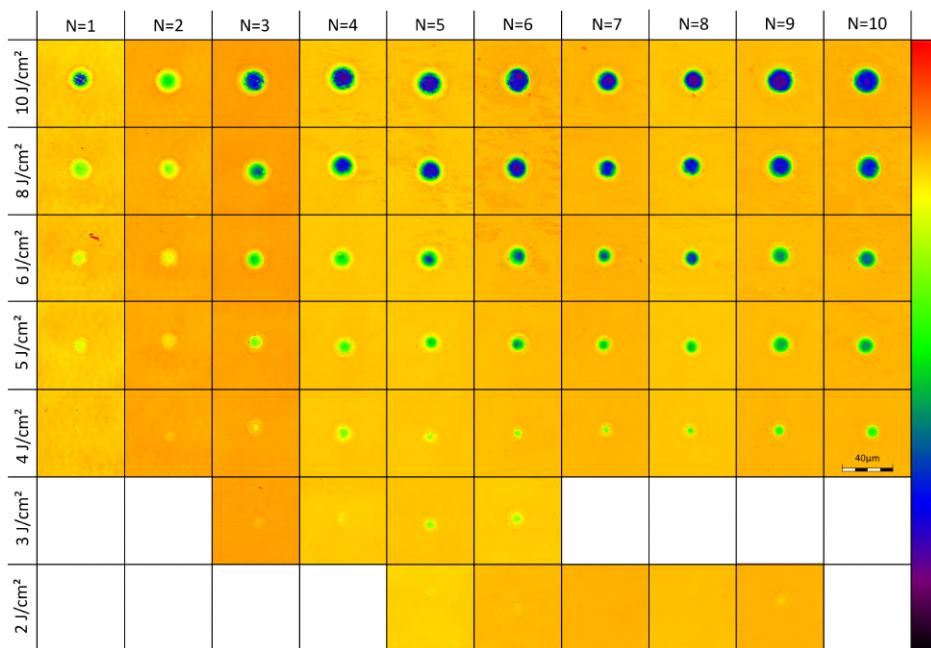


Abbildung D.2: Falschfarbbilder der erzeugten Kavitäten von SiO_2 mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederhol frequenzen im MHz-Regime und einer Fluenz von 2 J/cm^2 bis 10 J/cm^2 . In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da. Gleiche Farbskalierungen bei gleicher Pulsanzahl von Ereignissen pro Kavität.

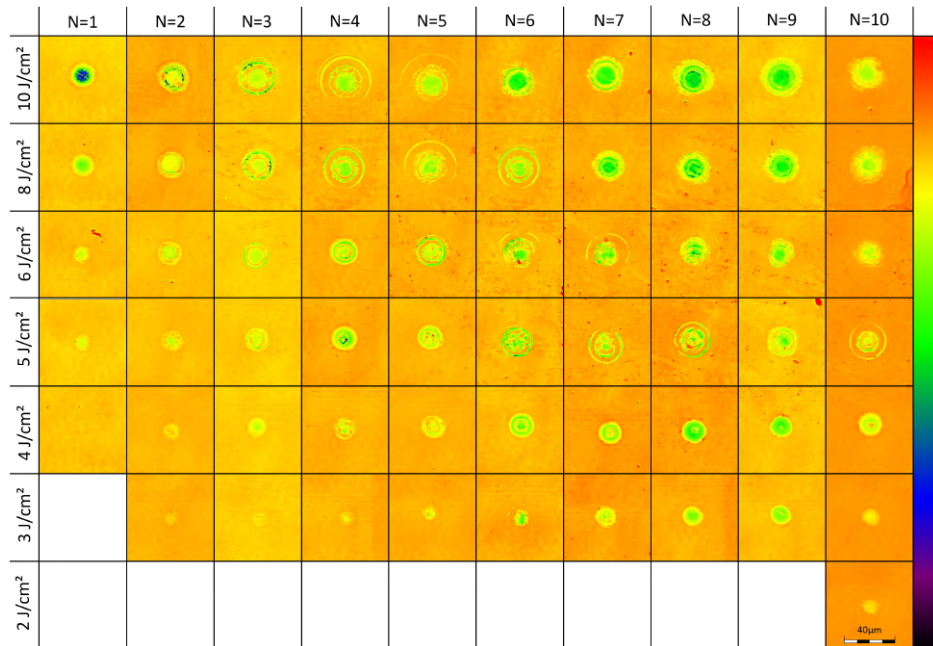


Abbildung D.3: Falschfarbbilder der erzeugten Kavitäten von SiO₂ mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholfrquenzen im GHz-Regime und einer Fluenz von 2 J/cm² bis 10 J/cm². In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da. Gleiche Farbskalierungen bei gleicher Pulsanzahl von Ereignissen pro Kavität.

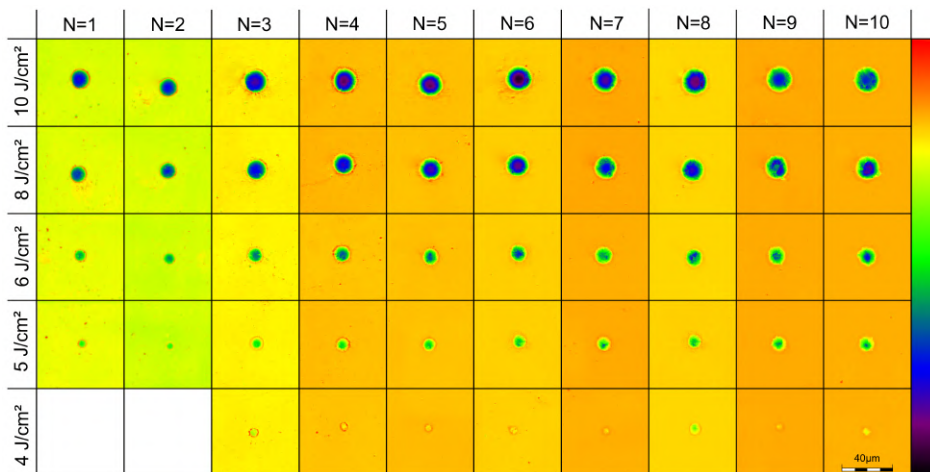


Abbildung D.4: Falschfarbbilder der erzeugten Kavitäten von D263T mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholfrquenzen im kHz-Regime und einer Fluenz von 4 J/cm² bis 10 J/cm². In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da. Gleiche Farbskalierungen bei gleicher Pulsanzahl von Ereignissen pro Kavität.

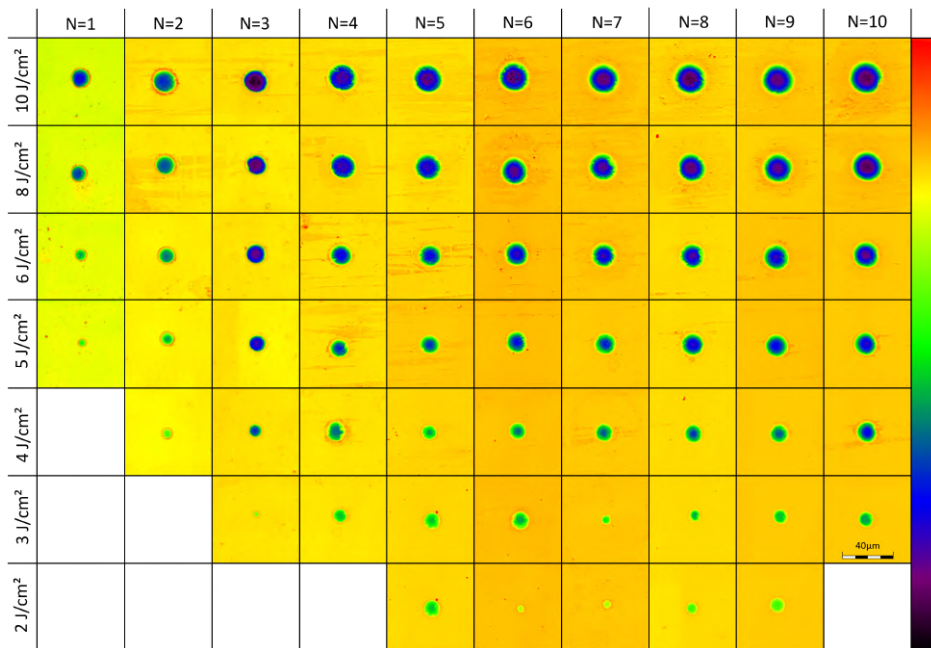


Abbildung D.5: Falschfarbenbilder der erzeugten Kavitäten von D263T mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholraten im MHz-Regime und einer Fluenz von 2 J/cm^2 bis 10 J/cm^2 . In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da. Gleiche Farbskalierungen bei gleicher Pulsanzahl von Ereignissen pro Kavität.

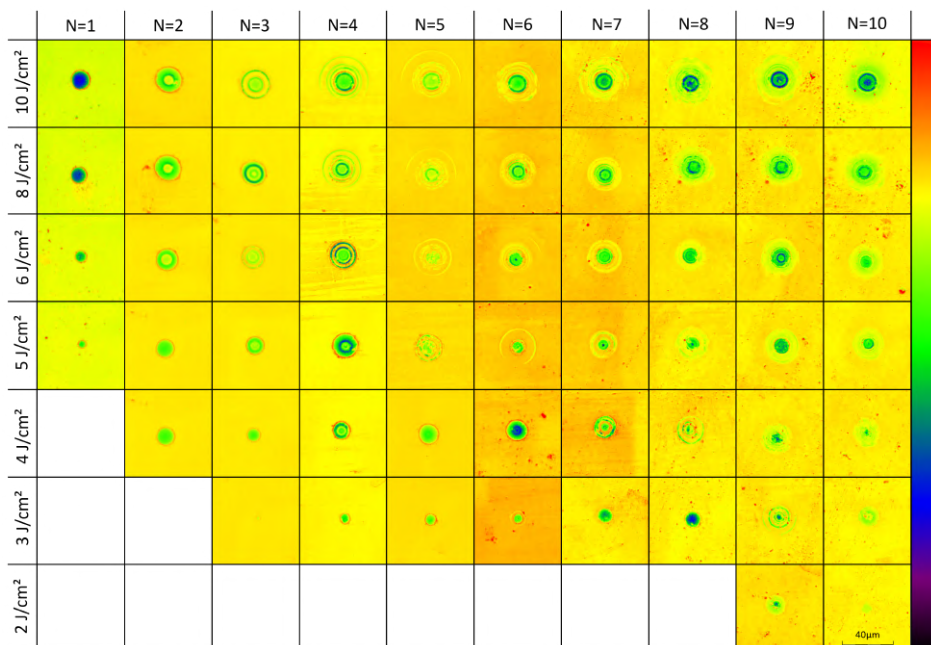


Abbildung D.6: Falschfarbenbilder der erzeugten Kavitäten von D263T mit einem bis zehn Laserpulsen, einer Pulswiederholraten im GHz-Regime und einer Fluenz von 2 J/cm^2 bis 10 J/cm^2 . In der Farbskala stellt rot den höchsten und schwarz den niedrigsten Höhenwert da. Gleiche Farbskalierungen bei gleicher Pulsanzahl von Ereignissen pro Kavität.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Ashkenasi, T. Kaszemeikat, N. Mueller, A. Lemke und H. J. Eichler, „Machining of glass and quartz using nanosecond and picosecond laser pulses“, in *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XVII*, SPIE, Bd. 8243, 2012, S. 120–126. DOI: 10.1117/12.907740.
- [2] D. Metzner, P. Lickschat, C. Kreisel, T. Lampke und S. Weißmantel, „Study on laser ablation of glass using MHz-to-GHz burst pulses“, *Applied Physics A*, Jg. 128, Nr. 8, S. 637, 2022. DOI: 10.1007/s00339-022-05776-7.
- [3] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore und M. D. Perry, „Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics“, *Phys. Rev. B*, Jg. 53, S. 1749–1761, 4 1996. DOI: 10.1103/PhysRevB.53.1749.
- [4] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore und M. D. Perry, „Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses“, *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 74, S. 2248–2251, 12 1995. DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.2248.
- [5] X. Liu, D. Du und G. Mourou, „Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses“, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Jg. 33, Nr. 10, S. 1706–1716, 1997. DOI: 10.1109/3.631270.
- [6] L. Jiang und H.-L. Tsai, „Plasma modeling for ultrashort pulse laser ablation of dielectrics“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 100, Nr. 2, 2006. DOI: 10.1063/1.2216882.
- [7] D. Giguère et al., „Laser ablation threshold dependence on pulse duration for fused silica and corneal tissues: experiments and modeling“, *J. Opt. Soc. Am. A*, Jg. 24, Nr. 6, S. 1562–1568, 2007. DOI: 10.1364/JOSAA.24.001562.
- [8] O. Utéza et al., „Control of material removal of fused silica with single pulses of few optical cycles to sub-picosecond duration“, *Applied Physics A*, Jg. 105, S. 131–141, 2011. DOI: 10.1007/s00339-011-6469-y.
- [9] N. Sanner, M. Lebugle, N. Varkentina, M. Sentis und O. Utéza, „Optimizing energy absorption for ultrashort pulse laser ablation of fused silica“, in *2016 4th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS)*, IEEE, 2016, S. 1–5.
- [10] M. Lebugle, N. Sanner, N. Varkentina, M. Sentis und O. Utéza, „Dynamics of femtosecond laser absorption of fused silica in the ablation regime“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 116, Nr. 6, 2014. DOI: 10.1063/1.4892158.
- [11] Y. Jee, M. F. Becker und R. M. Walser, „Laser-induced damage on single-crystal metal surfaces“, *J. Opt. Soc. Am. B*, Jg. 5, Nr. 3, S. 648–659, 1988. DOI: 10.1364/JOSAB.5.000648.

- [12] S. zhen Xu, C. zhen Yao, W. Liao, X. dong Yuan, T. Wang und X. tao Zu, „Experimental study on 800nm femtosecond laser ablation of fused silica in air and vacuum“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Jg. 385, S. 46–50, 2016, ISSN: 0168-583X. DOI: 10.1016/j.nimb.2016.06.016.
- [13] S. Karimelahi, L. Abolghasemi und P. R. Herman, „Rapid micromachining of high aspect ratio holes in fused silica glass by high repetition rate picosecond laser“, *Applied Physics A*, Jg. 114, S. 91–111, 2014. DOI: 10.1007/s00339-013-8155-8.
- [14] X. Jia und X. Zhao, „Thermal accumulation at kilohertz repetition rates inside fused silica under ultrafast laser irradiation“, *Opt. Lett.*, Jg. 45, Nr. 13, S. 3390–3393, 2020. DOI: 10.1364/OL.396360.
- [15] D. J. Förster, B. Jäggi, A. Michalowski und B. Neuenschwander, „Review on experimental and theoretical investigations of ultra-short pulsed laser ablation of metals with burst pulses“, *Materials*, Jg. 14, Nr. 12, S. 3331, 2021. DOI: 10.3390/ma14123331.
- [16] J. Hernandez-Rueda, J. Siegel, M. Galvan-Sosa, A. R. de la Cruz und J. Solis, „Surface structuring of fused silica with asymmetric femtosecond laser pulse bursts“, *J. Opt. Soc. Am. B*, Jg. 30, Nr. 5, S. 1352–1356, 2013. DOI: 10.1364/JOSAB.30.001352.
- [17] S. Hendow, H. Takahashi, M. Yamaguchi und J. Xu, „Enhanced ablation using GHz-pulsed fs laser“, in *Laser-based Micro-and Nanoprocessing XIV*, SPIE, Bd. 11268, 2020, S. 41–50. DOI: 10.1117/12.2542582.
- [18] S. Schwarz, S. Rung, C. Esen und R. Hellmann, „Enhanced ablation efficiency using GHz bursts in micromachining fused silica“, *Optics Letters*, Jg. 46, Nr. 2, S. 282–285, 2021. DOI: 10.1364/OL.415959.
- [19] S. M. Remund, M. Gafner, M. V. Chaja, A. Urniezius, S. Butkus und B. Neuenschwander, „Milling applications with GHz burst: Investigations concerning the removal rate and machining quality“, *Procedia CIRP*, Jg. 94, S. 850–855, 2020. DOI: 10.1016/j.procir.2020.09.111.
- [20] L. St-Onge, M. Sabsabi und P. Cielo, „Analysis of solids using laser-induced plasma spectroscopy in double-pulse mode“, *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, Jg. 53, Nr. 3, S. 407–415, 1998, ISSN: 0584-8547. DOI: 10.1016/S0584-8547(98)00080-9.
- [21] S. S. Mao, X. Mao, R. Greif und R. E. Russo, „Influence of preformed shock wave on the development of picosecond laser ablation plasma“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 89, Nr. 7, S. 4096–4098, 2001. DOI: 10.1063/1.1351870.
- [22] M. Corsi et al., „Three-dimensional analysis of laser induced plasmas in single and double pulse configuration“, *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, Jg. 59, Nr. 5, S. 723–735, 2004. DOI: 10.1016/j.sab.2004.02.001.

- [23] A. Semerok und C. Dutouquet, „Ultrashort double pulse laser ablation of metals“, *Thin Solid Films*, Jg. 453-454, S. 501–505, 2004, Proceedings of Symposium H on Photonic Processing of Surfaces, Thin Films and Devices, of the E-MRS 2003 Spring Conference. DOI: 10.1016/j.tsf.2003.11.115.
- [24] T. Donnelly, J. G. Lunney, S. Amoruso, R. Bruzzese, X. Wang und X. Ni, „Double pulse ultrafast laser ablation of nickel in vacuum“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 106, Nr. 1, S. 013304, 2009. DOI: 10.1063/1.3159010.
- [25] B. Neuenschwander, T. Kramer, B. Lauer und B. Jaeggi, „Burst mode with ps-and fs-pulses: Influence on the removal rate, surface quality, and heat accumulation“, in *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XX*, SPIE, Bd. 9350, 2015, S. 79–92. DOI: 10.1117/12.2076455.
- [26] B. Jäggi, D. J. Förster, R. Weber und B. Neuenschwander, „Residual heat during laser ablation of metals with bursts of ultra-short pulses“, *Advanced Optical Technologies*, Jg. 7, Nr. 3, S. 175–182, 2018. DOI: 10.1515/aot-2018-0003.
- [27] D. J. Förster et al., „Shielding effects and re-deposition of material during processing of metals with bursts of ultra-short laser pulses“, *Applied Surface Science*, Jg. 440, S. 926–931, 2018. DOI: 10.1016/j.apsusc.2018.01.297.
- [28] J. König, S. Nolte und A. Tünnermann, „Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses“, *Opt. Express*, Jg. 13, Nr. 26, S. 10597–10607, 2005. DOI: 10.1364/OPEX.13.010597.
- [29] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid und G. Hennig, „Surface Structuring with Ultra-short Laser Pulses: Basics, Limitations and Needs for High Throughput“, *Physics Procedia*, Jg. 56, S. 1047–1058, 2014, 8th International Conference on Laser Assisted Net Shape Engineering LANE 2014. DOI: 10.1016/j.phpro.2014.08.017.
- [30] C.-W. Cheng und J.-K. Chen, „Drilling of Copper Using a Dual-Pulse Femtosecond Laser“, *Technologies*, Jg. 4, Nr. 1, 2016. DOI: 10.3390/technologies4010007.
- [31] G. D. Förster und L. J. Lewis, „Numerical study of double-pulse laser ablation of Al“, *Phys. Rev. B*, Jg. 97, S. 224301, 22 2018. DOI: 10.1103/PhysRevB.97.224301.
- [32] J. Roth, A. Krauß, J. Lotze und H.-R. Trebin, „Simulation of laser ablation in aluminum: the effectivity of double pulses“, *Applied Physics A*, Jg. 117, S. 2207–2216, 2014. DOI: 10.1007/s00339-014-8647-1.
- [33] M. E. Povarnitsyn, T. E. Itina, P. R. Levashov und K. V. Khishchenko, „Simulation of ultrashort double-pulse laser ablation“, *Applied Surface Science*, Jg. 257, Nr. 12, S. 5168–5171, 2011, E-MRS 2010 Spring Meeting Symposium R. "Laser Processing and Diagnostics for Micro and Nano Applications". DOI: 10.1016/j.apsusc.2010.11.158.

- [34] S. I. Kudryashov et al., „Dynamic all-optical control in ultrashort double-pulse laser ablation“, *Applied Surface Science*, Jg. 537, S. 147–190, 2021, ISSN: 0169-4332. DOI: 10.1016/j.apsusc.2020.147940.
- [35] S. M. Eaton et al., „Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides“, *Opt. Express*, Jg. 16, Nr. 13, S. 9443–9458, Juni 2008, ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.16.009443.
- [36] C. B. Schaffer, J. F. García und E. Mazur, „Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser“, *Appl. Phys. A*, Jg. 76, Nr. 3, S. 351–354, März 2003, ISSN: 1432-0630. DOI: 10.1007/s00339-002-1819-4.
- [37] S. Karimelahi, L. Abolghasemi und P. R. Herman, „Rapid micromachining of high aspect ratio holes in fused silica glass by high repetition rate picosecond laser“, *Appl. Phys. A*, Jg. 114, Nr. 1, S. 91–111, Jan. 2014, ISSN: 1432-0630. DOI: 10.1007/s00339-013-8155-8.
- [38] L. Shah, A. Y. Arai, S. M. Eaton und P. R. Herman, „Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate“, *Opt. Express*, Jg. 13, Nr. 6, S. 1999–2006, März 2005, ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OPEX.13.001999.
- [39] R. Osellame et al., „Optical properties of waveguides written by a 26 MHz stretched cavity Ti:sapphire femtosecond oscillator“, *Opt. Express*, Jg. 13, Nr. 2, S. 612–620, Jan. 2005, ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OPEX.13.000612.
- [40] P. R. Herman, A. Oetli, K. P. Chen und R. S. Marjoribanks, „Laser micromachining of transparent fused silica with 1-ps pulses and pulse trains“, in *Proceedings Volume 3616, Commercial and Biomedical Applications of Ultrafast Lasers*, Bd. 3616, SPIE, Juni 1999, S. 148–155. DOI: 10.1117/12.351828.
- [41] L. Ji, Y. Hu, J. Li, W. Wang und Y. Jiang, „High-precision micro-through-hole array in quartz glass machined by infrared picosecond laser“, *Appl. Phys. A*, Jg. 121, Nr. 3, S. 1163–1169, Nov. 2015, ISSN: 1432-0630. DOI: 10.1007/s00339-015-9482-8.
- [42] I. D. Abella, „Optical Double-Photon Absorption in Cesium Vapor“, *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 9, S. 453–455, 11 1962. DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.453.
- [43] W. Kaiser und C. G. B. Garrett, „TWO-PHOTON EXCITATION IN $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}$ “, DOI: 10.1103/PhysRevLett.7.229.
- [44] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters und G. Weinreich, „Generation of Optical Harmonics“, *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 7, S. 118–119, 4 1961. DOI: 10.1103/PhysRevLett.7.118.
- [45] P. Balling und J. Schou, „Femtosecond-laser ablation dynamics of dielectrics: basics and applications for thin films“, *Reports on progress in physics*, Jg. 76, Nr. 3, S. 036 502, 2013. DOI: 10.1088/0034-4885/76/3/036502.
- [46] L. Keldysh et al., „Ionization in the field of a strong electromagnetic wave“, *Sov. Phys. JETP*, Jg. 20, Nr. 5, S. 1307–1314, 1965.

- [47] P. Kennedy, „A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media. I. Theory“, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Jg. 31, Nr. 12, S. 2241–2249, 1995. DOI: 10.1109/3.477753.
- [48] B. Chimier et al., „Damage and ablation thresholds of fused-silica in femtosecond regime“, *Phys. Rev. B*, Jg. 84, S. 094104, 9 2011. DOI: 10.1103/PhysRevB.84.094104.
- [49] B. H. Christensen und P. Balling, „Modeling ultrashort-pulse laser ablation of dielectric materials“, *Phys. Rev. B*, Jg. 79, S. 155424, 15 2009. DOI: 10.1103/PhysRevB.79.155424.
- [50] A. Vogel und B. A. Rockwell, „Roles of Tunneling, Multiphoton Ionization, and Cascade Ionization for Femtosecond Optical Breakdown in Aqueous Media“, 2009. Adresse: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:91421864>.
- [51] A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek und G. Simon, „Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses“, *Phys. Rev. B*, Jg. 61, S. 11437–11450, 17 2000. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.11437.
- [52] B. Rethfeld, „Unified Model for the Free-Electron Avalanche in Laser-Irradiated Dielectrics“, *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 92, S. 187401, 18 2004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.187401.
- [53] C. Jungreuthmayer, M. Geissler, J. Zanghellini und T. Brabec, „Microscopic Analysis of Large-Cluster Explosion in Intense Laser Fields“, *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 92, S. 133401, 13 2004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.133401.
- [54] D. S. Ivanov und L. V. Zhigilei, „Combined atomistic-continuum modeling of short-pulse laser melting and disintegration of metal films“, *Phys. Rev. B*, Jg. 68, S. 064114, 6 2003. DOI: 10.1103/PhysRevB.68.064114.
- [55] A. Luches und A. P. Caricato, „Fundamentals and Applications of MAPLE“, in *Laser-Surface Interactions for New Materials Production: Tailoring Structure and Properties*, A. Miotello und P. M. Ossi, Hrsg. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010, S. 203–233. DOI: 10.1007/978-3-642-03307-0_9.
- [56] M. Povarnitsyn und N. Andreev, „A wide-range model for simulation of aluminum plasma produced by femtosecond laser pulses“, in *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, Bd. 774, 2016, S. 012105. DOI: 10.1088/1742-6596/774/1/012105.
- [57] H. Wang und H. Shen, „A prediction model for ablation fluence threshold in femtosecond laser processing of fused silica“, *Journal of Micro-and Nano-Manufacturing*, Jg. 5, Nr. 3, S. 031006, 2017. DOI: 10.1115/1.4036890.
- [58] S. Guizard, A. Semerok, J. Gaudin, M. Hashida, P. Martin und F. Quéré, „Femtosecond laser ablation of transparent dielectrics: measurement and modelisation of crater profiles“, *Applied Surface Science*, Jg. 186, Nr. 1, S. 364–368, 2002, PROCEEDINGS OF THE EUROPEAN MATERIALS RESEARCH SOCIETY 2001-SYMPOSIUM L "PHOTON-INDUCED SURFACE PROCESSING", ISSN: 0169-4332. DOI: 10.1016/S0169-4332(01)00681-X.

- [59] B. Rethfeld et al., „Mikroskopische Prozesse bei der Wechselwirkung von Festkörpern mit Laserpulsen im Subpikosekundenbereich“, Diss., Technische Universität Braunschweig Braunschweig, Germany, 1999.
- [60] H. Fujiwara, *Spectroscopic ellipsometry: principles and applications*. John Wiley & Sons, 2007, ISBN: 978-0-470-06018-6.
- [61] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar und M. L. Majewski, „Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices“, *Appl. Opt.*, Jg. 37, Nr. 22, S. 5271–5283, 1998. DOI: 10.1364/AO.37.005271.
- [62] W. Rudolph, L. Emmert, D. Nguyen, C. Karras, Z. Sun und R. Weber, „Subpicosecond laser breakdown in optical thin films“, in *Pacific Rim Laser Damage 2011: Optical Materials for High Power Lasers*, SPIE, Bd. 8206, 2012, S. 63–70. DOI: 10.1117/12.911285.
- [63] C. S. Lee, N. Koumvakalis und M. Bass, „Spot-size dependence of laser-induced damage to diamond-turned Cu mirrors“, *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 41, Nr. 7, S. 625–627, Okt. 1982, ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.93629.
- [64] F. Di Niso, C. Gaudio, T. Sibillano, F. P. Mezzapesa, A. Ancona und P. M. Lugarà, „Role of heat accumulation on the incubation effect in multi-shot laser ablation of stainless steel at high repetition rates“, *Opt. Express*, Jg. 22, Nr. 10, S. 12 200–12 210, Mai 2014, ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.22.012200.
- [65] D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian und A. Rosenfeld, „Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation“, *Appl. Surf. Sci.*, Jg. 150, Nr. 1, S. 101–106, Aug. 1999, ISSN: 0169-4332. DOI: 10.1016/S0169-4332(99)00228-7.
- [66] J. Frenkel, „Über die Wärmebewegung in festen und flüssigen Körpern“, *Z. Phys.*, Jg. 35, Nr. 8, S. 652–669, Aug. 1926. DOI: 10.1007/BF01379812.
- [67] *Corning 7980 high purity fused silica*, [Online; accessed 20. Sep. 2023], Sep. 2023. Adresse: https://www.corning.com/media/worldwide/csm/documents/HPFS_Product_Brochure_All_Grades_2015_07_21.pdf.
- [68] *SCHOTT D 263® downloads*, [Online; accessed 20. Sep. 2023], Sep. 2023. Adresse: <https://www.schott.com/en-id/products/d-263-p1000318/downloads>.
- [69] J.-M. Liu, „Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes“, *Optics letters*, Jg. 7, Nr. 5, S. 196–198, 1982. DOI: 10.1364/OL.7.000196.