

DLR-IB-TP-ST-2016-88

**Analyse des laser-ablativen
Mikroantriebs**

Interner Bericht

Stefan Scharring



DLR

**Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt**

Dokumenteigenschaften

Titel	Analyse des laser-ablativen Mikroantriebs
Betreff	Konzepte für Mikroantriebe
Institut	TP: Institut für Technische Physik
Erstellt von	Stefan Scharring
Beteiligte	Stephanie Karg, Raoul-Amadeus Lorbeer, Hans-Albert Eckel
Geprüft von	Hans-Albert Eckel
Freigabe von	Adolf Giesen
Datum	31.03.2016
Version	3
Dateipfad	G:\SKMikroantriebe_Studie\Dokumentation\Interner_Bericht

Inhaltsverzeichnis

Dokumenteigenschaften	2
1. Einführung	5
1.1. Laser-ablative Mikroantriebe - Stand der Technik	6
1.2. MICROLAS	8
2. Physikalische Grundlagen	12
2.1. Optische Grundlagen	12
2.2. Laser-Materie-Wechselwirkung	14
3. Methoden	20
3.1. Experimentelle Methoden	20
3.1.1. Oberflächenanalyse	20
3.1.2. Plumedagnostik	21
3.1.3. Schubmessungen	22
3.1.4. Flächenabtrag	24
3.1.5. Strahlsteuerung	25
3.2. Modellierung	26
3.2.1. Molekulardynamische (MD) Simulationen	26
3.2.2. Kombinierte Particle-in-Cell/Direkte-Monte-Carlo Simulationen (PIC-DSMC)	27
3.2.3. Hydrodynamische (HD) Simulationen	27
4. Ablationsprozess	30
4.1. Materialabtrag	30
4.1.1. Theoretische Grundlagen	30
4.1.2. Ablationsschwelle	33
4.1.3. Materialabtrag	34
4.1.4. Molekulardynamische Simulationen (MD)	38
4.2. Treibstrahl	39
4.2.1. Geschwindigkeitsverteilung	39
4.2.2. Winkelverteilung und Divergenz	40
4.2.3. Spezifischer Impuls	42
4.2.4. DSMC-Simulationen	43
5. Antriebskenngrößen	44
5.1. Treibstoffeffizienz – Spezifischer Impuls	44
5.1.1. Theoretische Grundlagen	44
5.1.2. Vergleich zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsregime	46
5.2. Schubeffizienz – Impulskoppelkoeffizient	49

5.2.1. Theoretische Grundlagen	49
5.2.2. Einfluss der Fluenz auf den Impulskoppelkoeffizienten	51
5.2.3. Vergleich zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsregime	53
5.2.4. Weitere Laserparameter	55
5.3. Jet-Effizienz	57
5.4. Fazit.....	63
6. Trägheitsfreier Betrieb.....	64
6.1. Strahlsteuerung, -formung und -führung	64
6.2. Laserparameter im repetierenden Betrieb	66
6.3. Oberflächenanalysen.....	69
6.3.1. Ablationsschema.....	69
6.3.2. Oberflächenrauigkeit.....	71
6.4. Schubrauschen	75
7. Zusammenfassung und Ausblick	78
7.1. Bewertung.....	78
7.2. Perspektive	80
8. Danksagung.....	84
Abbildungsverzeichnis	85
Tabellenverzeichnis	89
Formelverzeichnis	90
Literaturverzeichnis	91
Abkürzungsverzeichnis	96

1. Einführung

Mikroantriebe finden eine Vielzahl von Anwendungen in der Raumfahrt, bei denen hohe Präzision in der Lage- und Bahnregelung *attitude and orbit control systems* (AOCS) gefordert ist. Daher weisen auch die entsprechenden Antriebsspezifikationen eine große Bandbreite an missionsabhängigen Parametern auf, die entscheidend für die Auswahl der jeweils geeigneten Antriebstechnologie sind.

Mission	DARWIN	LISA/eLISA	LISA-P	MIC	HYPER
Schub					
ΔF [μN]	0,5 – 100	0,1 – 25	0,3 – 100	1 – 150	0,5 – 150
δF [μN]	3	0,1	0,3	0,1	0,1
$\langle F \rangle$ [$\mu\text{N}/\sqrt{\text{Hz}}$]	1,65	0,1	0,1	0,1	0,6 – 500 μN
$\langle \alpha \rangle$ [$\text{deg}/\sqrt{\text{Hz}}$]	n.d.	0,02	n.d.	n.d.	n.d.
$\partial F/\partial t$ [$\mu\text{N}/\text{s}$]	n.d.	100	30	n.d.	10
T_{crit} [s]	n.d.	0,19	n.d.	n.d.	0,1
Treibstrahl					
I_{sp} [s]	n.d.	4000	4000	n.d.	n.d.
Θ [deg]	n.d.	25	25	15	60
Sonstiges					
$m_{\text{magn,max}}$ [mAm^2]	n.d.	25	n.d.	n.d.	n.d.
H_{max} [nT]	n.d.	25	n.d.	n.d.	n.d.
m [kg]	n.d.	2,5	27	n.d.	57
P_{max} [W]	n.d.	5	n.d.	n.d.	30
t_{op} [h]	n.d.	85000	25000	n.d.	20000

1-1 Spezifikationen für Mikroantriebe bei geplanten wissenschaftlichen Missionen nach (Theil, 2015; DGLR, 2014; Leach 2002): Schubbereich ΔF , Schubgenauigkeit δF , Schubrauschen $\langle F \rangle$, Schubvektorstabilität $\langle \alpha \rangle$, Schubänderungsrate $\partial F/\partial t$, Antwortzeit T_{crit} , spezifischer Impuls I_{sp} , Jetdivergenz Θ (halber Öffnungswinkel), maximales magnetisches Moment $m_{\text{magn,max}}$, maximale magnetische Feldstärke H_{max} , Gewicht m , maximale elektrische Leistungsaufnahme P_{max} , Mindestdauer des kontinuierlichen Betriebs t_{op} . Abkürzungen: LISA-P - LISA Pathfinder, MIC - Microscope. Angaben bei LISA/eLISA für einzelnes Treibwerk im Cluster.

Bei einer Reihe wissenschaftlicher Missionen ist die vollständige Kompensation von Störkräften, die auf den Satelliten einwirken, erforderlich. Zu diesen Missionen, bei denen es z.B. um die

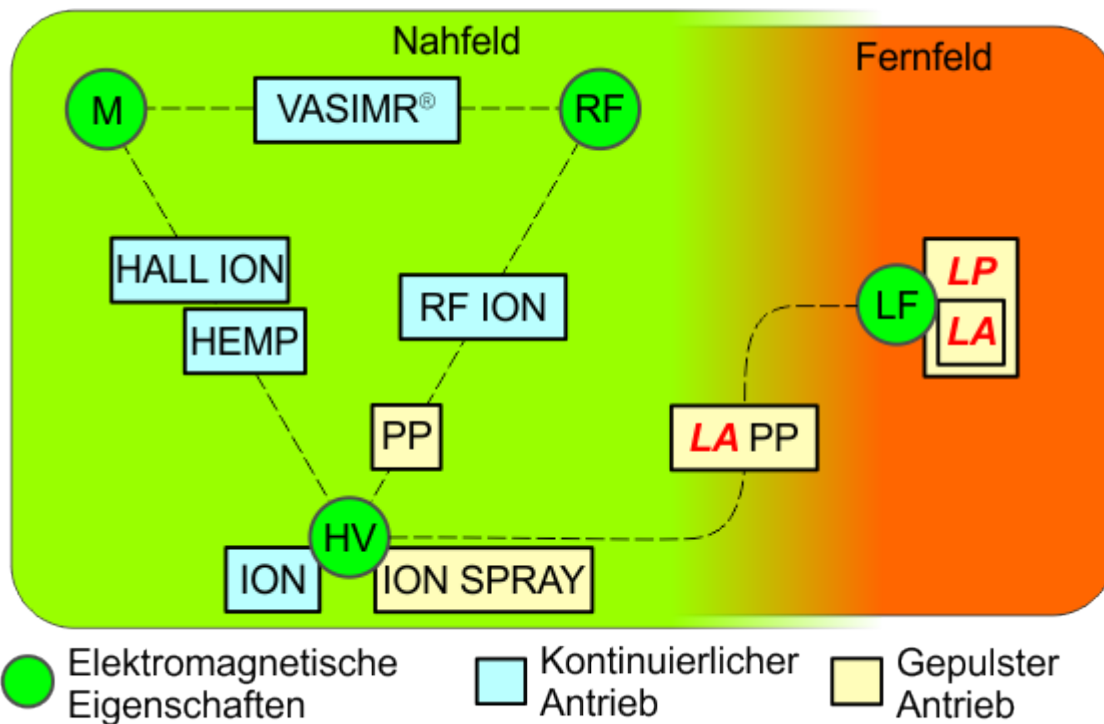
Vermessung des Erdschwerefeldes, die Detektion von Gravitationswellen oder auch die Erforschung der Dunklen Materie geht, zählen u.a. eLISA (Evolved Laser Interferometer Space Antenna) sowie die Nachfolgemissionen zu GOCE (Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer) und GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment). Präzise Schuberzeugung in Schubstärke und -richtung sowie eine hohe Auflösung des erzeugten Schubs in Verbindung mit hohen Anforderungen an die Langzeitstabilität des Systems stellen Forschung und Entwicklung im Bereich der Mikroantriebe vor große Herausforderungen.

Mikroantriebe lassen sich anhand ihres Schubbereiches in drei Gruppen aufteilen, zu denen der untere Mikronewton-Bereich ($0,1 - 100 \mu\text{N}$), der obere Mikronewton-Bereich ($200 - 1000 \mu\text{N}$) sowie der Millinewton-Bereich (oberhalb von 1 mN) gehören. Im Rahmen dieser Studie wird das DLR-Konzept MICROLAS des laser-ablativen Mikroantriebs untersucht, das im unteren Mikronewton-Bereich als trägheitsfreies und daher extrem rauscharmes Mikrotriebwerk Anwendung finden soll. Um den Entwicklungsstatus des MICROLAS-Konzepts zu beurteilen, sind in Tabelle 1-1 die Spezifikationen verschiedener wissenschaftlicher Missionen aufgeführt, die Mikroantriebe auf diesem Schublevel benötigen, bzw. bereits verwenden. Im Fokus der Antriebsspezifikationen liegt dabei die Kompensation äußerer Störkräfte sowie teilweise auch der Formationsflug mehrerer Satelliten. Die jeweiligen Missionen konzentrieren auf Untersuchungen zur Relativitätstheorie sowie die Entdeckung erdähnlicher Planeten.

1.1. Laser-ablative Mikroantriebe - Stand der Technik

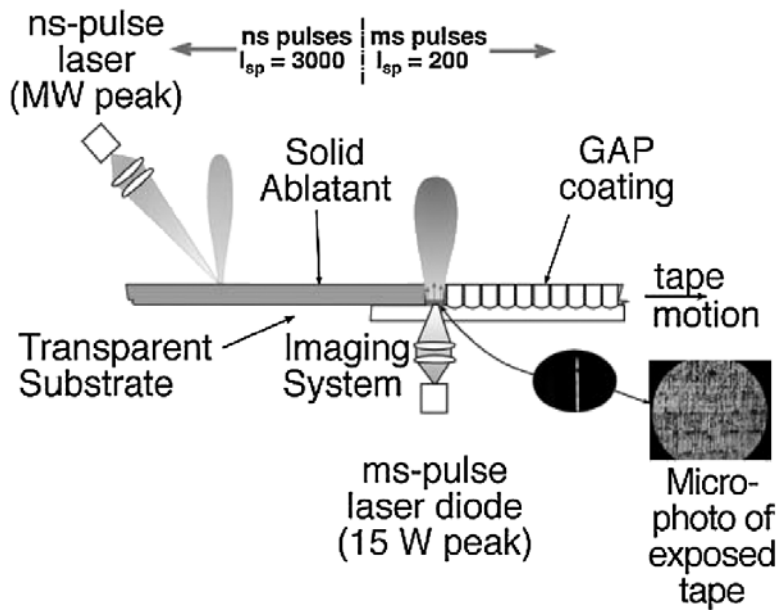
Die Schuberzeugung durch Laserbestrahlung eines Treibstoffs wurde erstmals 1972 durch A. Kantrowitz als Konzept für Raumfahrtantriebe formuliert (*Kantrowitz 1972*). Dieses Konzept beruht auf Energiezufuhr durch Laser-Materie-Wechselwirkung, wobei der Treibstoff durch Absorption von Laserstrahlung erhitzt und beschleunigt wird und somit einen Rückstoß auf das Raumfahrzeug ausübt. Bei fest oder flüssig vorliegenden Treibstoffen tritt zudem laser-induzierter Materialabtrag (Laserablation) auf, und in vielen Fällen wird der Treibstrahl durch die hohe Energiezufuhr nicht nur beschleunigt, sondern auch ionisiert.

Aufgrund der genannten Antriebsprozesse zählen Laserantriebe gemäß der klassischen Einteilung der elektrischen Antriebe zu den elektro-thermischen Antrieben. Ein alternatives Konzept zur Klassifizierung elektrischer Antriebe, das die spezifischen Eigenschaften elektromagnetischer Strahlung zugrunde legt (*Scharring, 2015*), ist in Abbildung 1-1 gezeigt.



1-1 Systematik der elektrischen Antriebe aus dem Blickwinkel der Elektrodynamik: Zwei wesentliche Bereiche, Nah- und Fernfeld-Elektrodynamik, vier verschiedene elektromagnetische Konzepte (Magnetismus (M), Radiofrequenzen (RF), Hochspannung (HV) und Lichtfrequenzen (LF)) sowie zwei verschiedene Betriebsmodi, kontinuierlich und gepulst, können identifiziert werden. Kategorisierte Antriebe: magnetoplasmadynamische Radiofrequenz-Antriebe (Sutton, 2001), z.B. VASIMR® (Longmier, 2010), Hall-Effekt-Ionenantriebe (HALL ION) (Sutton, 2001), hocheffiziente Mehrstufen-Plasmaantriebe (HEMP) (Keller, 2011), Radiofrequenz-Ionenantriebe (RF ION) (Tsay, 2009), gepulste Plasmaantriebe (PP) (Sutton, 2001; Molina 2011), Ionenantriebe (ION) (Sutton, 2001), Ionenspray- oder Kolloidantriebe (ION SPRAY) (Sutton, 2001), laser-ablative gepulste Plasmaantriebe (LA PP) (Molina 2011), Laserantriebe (LP) (Phipps, 2010.b) und laser-ablative Antriebe (LA) (Phipps, 2010.b).

Nachdem sich die ersten Konzepte für Laserantriebe auf den erdgestützten Start von Nanosatelliten in den unteren Erdorbit konzentrieren - hier sind vor allem die Arbeiten zum Lightcraft Technology Demonstrator (LTD) zu nennen (Myrabo, 2001) - liegen die aktuellen Forschungsschwerpunkte im Bereich *Beamed Energy Propulsion* (BEP) bei Mikroantrieben sowie laser-basierter Detektion und Beseitigung von Weltraumschrott (Phipps, 2010.a). Für den laser-ablativen Mikroantrieb bilden die Arbeiten von C. Phipps den Ausgangspunkt (Phipps, 2002). Hier werden im Wesentlichen zwei Konzepte verfolgt, die sich aufgrund der Wahl von Laserpulsdauer und Treibstoff deutlich in ihren Kenngrößen und Anwendungsfeldern unterscheiden und als Millisecond-Laser Plasma Thruster (ms-LPT (Phipps, 2006.a), bzw. Nanosecond-Laser Plasma Thruster (ns-LPT (Phipps, 2005)) bezeichnet werden, vgl. Abbildung 1-2.



1-2 Antriebsprinzip von ms-LPT und ns-LPT (Phipps, 2010.b): Ablation von Metallen durch Nanosekunden-Pulse in Reflexion (R-Mode), bzw. von Polymeren nach Transmission durch ein transparentes Trägermaterial (T-Mode).

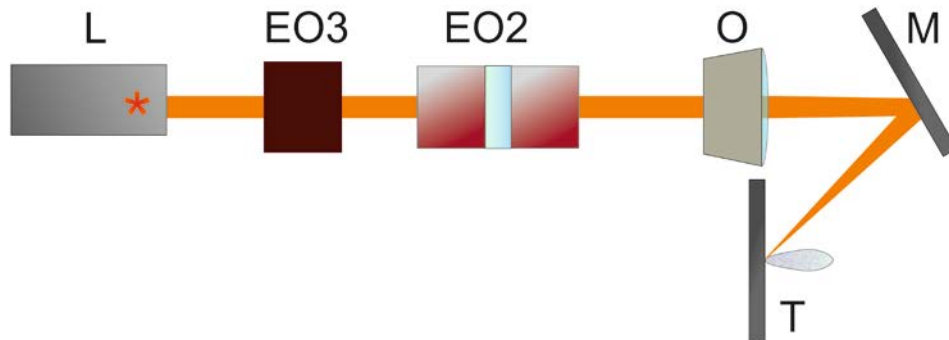
Eine Weiterentwicklung dieser Konzepte bilden die hybriden laser-elektrischen Antriebe der Tokai University, bei denen zusätzlich elektrostatische, bzw. elektromagnetische Felder zur Beschleunigung des Treibstrahls eingesetzt werden, um einen möglichst hohen spezifischen Impuls zu erzielen (Horisawa, 2008; Ono, 2008). Die Untersuchungen zum trägheitsfreien laser-ablativen Mikroantrieb (MICROLAS) am DLR Stuttgart begannen im Jahre 2009 mit der Förderung aus dem DLR-internen Wettbewerb der Visionen.

Ein ausführlicher Überblick zu laser-ablativen Antrieben befindet sich in (Phipps, 2010.b).

1.2. MICROLAS

In Anlehnung an das von A. Kantrowitz formulierte „4-P-Prinzip“ der wesentlichen Elemente von Laserantrieben („Photons, Propellant, Payload, Period.“) besteht die Leitidee des MICROLAS-Konzeptes darin, im Sinne minimalen Schubrauschens bewegliche Komponenten zu vermeiden, so dass Treibstrahl, Photonen und Elektronen das Einzige sind, was sich bei dieser Art des Antriebs bewegt. Das Antriebskonzept ist in Abbildung 1-3 gezeigt. Ein gepulster Festkörperlaser (L) wird dazu verwendet, kleine Treibstoffmengen von einem metallischen Target abzutragen und zu beschleunigen. Auf diese Weise werden äußerst kleine Impulsbits erzeugt. Dafür wird der Laserstrahl mittels eines Objektivs fokussiert und über einen Umlenkspiegel auf das Treibstofftarget gerichtet. Da die Wiederholrate der Laserpulse über mehrere Größenordnungen, bis ca. 100 kHz, variiert werden kann, ist es möglich, einen großen Schubbereich abzudecken, indem die passende Repetitionsrate gewählt wird. Dabei bleibt das einzelne Impulsbit

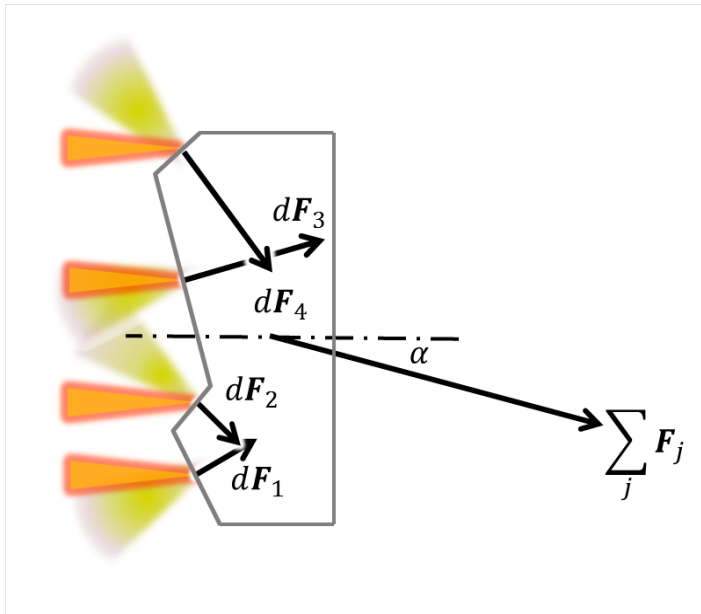
unverändert, es wird zuvor bei der Optimierung des Arbeitspunktes durch die Laserparameter, die sich für den jeweiligen Treibstoff am besten eignen, für die gesamte Betriebsdauer festgelegt.



1-3 MICROLAS-Konzept des laser-ablativen Mikroantriebes mit einem gepulsten Microchip-Laser (L), einer elektrooptischen Linse (EO3) mit variabler Brennweite, einem elektrooptischen Scanner (EO2) zur lateralen Strahlsteuerung, einem f-9-Objektiv (O) mit fester Brennweite, einem Umlenkspiegel (M) sowie einem metallischen Treibstofftarget (T).

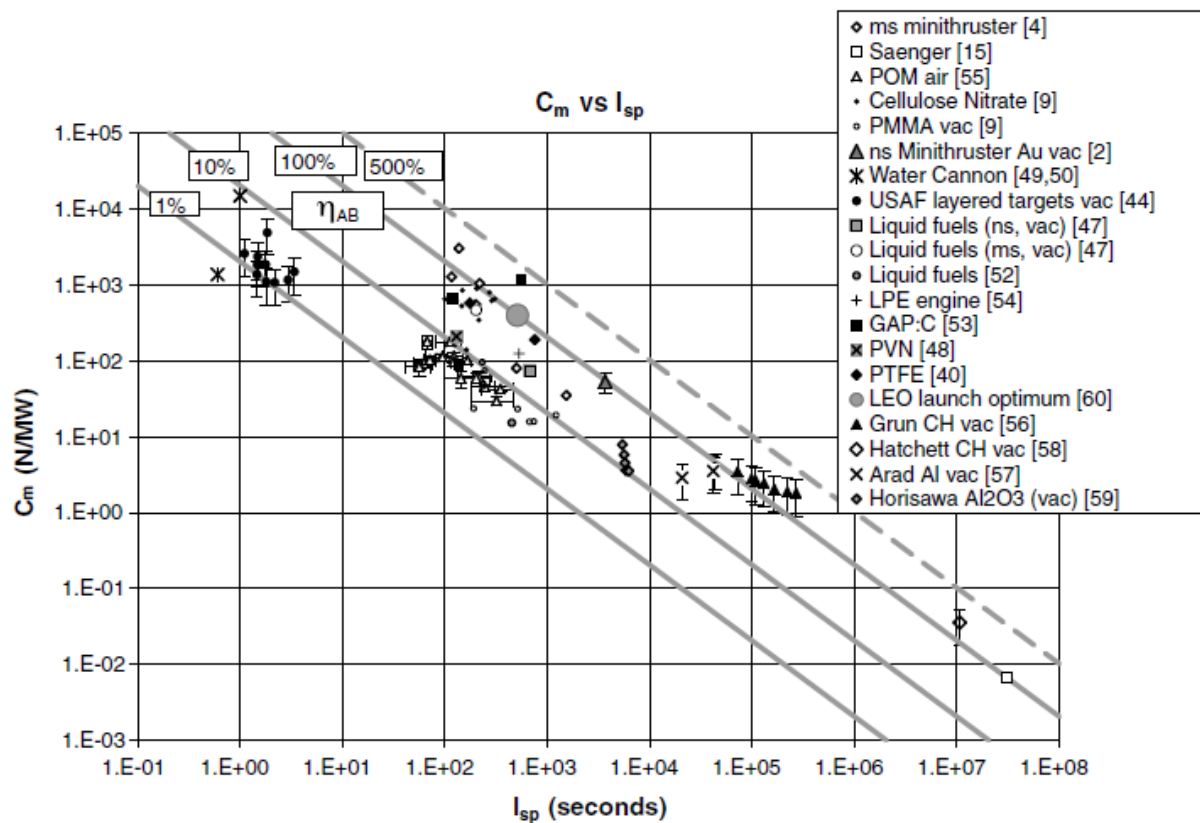
Die elektrooptischen Komponenten ermöglichen den trägheitsfreien Betrieb des Antriebs. Durch Variation der an ihnen angelegten Spannung können Ablenkung (EO2) und Fokussierung (EO3) des Laserstrahls bestimmt werden. Dabei kann die Oberfläche des Treibstoffs nicht nur in zwei Dimensionen abgerastert werden. Vielmehr ermöglicht es die variable Fokusslänge des Systems EO3 + O, den Treibstoff Schicht für Schicht, ähnlich wie im Tagebau, abzutragen. Eine zentrale Frage zur Präzision dieses Antriebskonzeptes ist daher, ob der Ansatz, anstelle des Treibstoffes die Energiezufuhr (= Laserstrahl) zu bewegen, zu einer signifikanten Reduktion des Schubrauschens im Vergleich zu anderen Mikroantrieben führt. Beim flächigen Abtrag des Materials kann es zwar zu verstärkten Unebenheiten der Treibstoffoberfläche kommen, vgl. Abbildung 1-4. Es ist jedoch zu klären, ob und in wieweit eine möglicherweise raue Treibstoffoberfläche sich in Form von Schubrauschen auswirkt, bzw. wie sich solche Oberflächenrauigkeiten, falls relevant, im Prozessverlauf minimieren lassen.

Daher konzentrieren sich die Forschungs- und Entwicklungsarbeiten zum MICROLAS-Konzept nicht allein auf Schuberzeugung und Treibstrahl, eine wichtige Position nimmt auch die Analyse der Treibstoffoberfläche ein. Diese Dreiteilung spiegelt sich sowohl in den experimentellen Arbeiten an Schubwaage, Plumedagnostik sowie Profilometrie der Treibstoffoberfläche als auch in den Simulationen im Bereich 1D-Hydrodynamik (Arbeitspunkt), PIC-DSMC (Plume-Propagation) und 3D-Molekulardynamik (Targetoberfläche) wider. Ein Überblick zum Konzept und den Forschungsarbeiten zu MICROLAS ist in (Scharring, 2015; Eckel 2014) zu finden.



1-4 Möglicher Zusammenhang zwischen Schubrauschen und Oberflächenrauigkeit auf Grund zufallsverteilter Orientierung des lokalen Impulsvektors.

Um einen möglichst hohen spezifischen Impuls I_{sp} zu erzielen, wurden für die Untersuchungen zu MICROLAS Metalle ausgewählt, da sie zu den sogenannten Oberflächenabsorbern zählen, bei denen sich die eingebrachte Laserpulsenergie im Wesentlichen in der hohen Jetgeschwindigkeit manifestiert, während vergleichsweise wenig Masse abgetragen wird. Bei den sogenannten Volumenabsorbern dringt die Strahlung hingegen tief ins Material ein, und der übertragene Impuls wird von der großen Menge abgetragenen Materials dominiert, während die Jetgeschwindigkeiten vergleichsweise gering sind (Eckel, 2004). Sie weisen allerdings auch typischerweise eine hohe Schubeffizienz auf, das Verhältnis c_m von Impuls zur eingestrahnten Laserpulsenergie ist also vergleichsweise hoch. Zu den Volumenabsorbern zählen im Wesentlichen Polymere, wobei es auch hier Ausnahmen gibt, wie z.B. Teflon (Pakhomov, 2008), das eher in den Bereich der Oberflächenabsorber zu zählen ist. Abbildung 1-5 gibt einen Überblick zu verschiedenen laser-ablativen Treibstoffen und ihren Kenngrößen.



1-5 Impulskoppelkoeffizient c_m , Jeteffizienz $\eta_{AB} = \eta_{jet}$ und spezifischer Impuls I_{sp} für verschiedene laser-ablative Materialien und Antriebskonzepte, aus (Phipps, 2010.b).

2. Physikalische Grundlagen

Obwohl Laser bereits in den verschiedensten Lebensbereichen Einzug gehalten haben und zur Selbstverständlichkeit geworden sind, ist die Vorstellung, Objekte mit einem Laserstrahl zu *bewegen*, noch immer intuitiv im Bereich des Science Fiction verankert. Daher werden im folgenden Kapitel zunächst die Grundlagen für die laserinduzierte Schuberzeugung dargestellt. Im ersten Abschnitt werden dazu einige optische Grundlagen dargestellt, um zu veranschaulichen, welche Größen für die Beschreibung laser-induzierter Prozesse von Bedeutung sind. Im zweiten Abschnitt über Laser-Materie-Wechselwirkung werden die verschiedenen Arten, wie Laserstrahlung auf Materie, in unserem Fall: den verwendeten Treibstoff, wirkt und welche Rückwirkung diese Prozesse auf die Ausbreitung und Absorption von Laserstrahlung haben.

2.1. Optische Grundlagen

Laser beruhen auf Lichtverstärkung durch stimulierte Emission (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) und senden kohärentes Licht aus, bei dem Frequenz, Phase und Richtung gleich sind. Die Lichtfrequenz und damit auch dessen Wellenlänge λ wird durch das Lasermaterial sowie die Art der Anregung der stimulierten Emission bestimmt. Abhängig von der Konfiguration des Laserresonators weisen Laserstrahlbündel daher nur einen kleinen Divergenzwinkel Θ auf, der als Öffnungswinkel des Kegelmantels des Strahlbündels im Fernfeld definiert ist.

Zur Charakterisierung der Strahlqualität dient bei Lasern die Beugungsmaßzahl M^2 , die sich aus dem kleinsten Durchmesser des Laserstrahls, der Strahltaile W_0 , die sich zumeist an der Austrittsöffnung des Lasers befindet und der Divergenz gemäß

$$W_0 \cdot \Theta = \frac{2 \cdot \lambda \cdot M^2}{\pi}$$

2-1 Strahlparameterprodukt

definiert. Da das sogenannte Strahlparameterprodukt $W_0 \cdot M^2$ auch beim Durchgang des Strahls durch fokussierende oder aufweitende Elemente erhalten bleibt, zeigt Gleichung 2-1 deutlich die gute Fokussierbarkeit der kohärenten Laserstrahlung, im Vergleich z.B. mit dem inkohärenten Sonnenlicht, auf kleinste Flächen, sofern eine gute Strahlqualität ($M^2 \approx 1$) gegeben ist.

Neben hohen Lichtintensitäten durch Fokussierung ermöglicht der Verwendung gepulster Laser durch eine gewissermaßen zeitliche Fokussierung der Laserpulsenergie E_L innerhalb einer kurzen Pulsdauer τ auch die Erreichung hoher Energiedichten, bzw. Fluenzen Φ , von einigen J/cm² auf einem eng begrenzten Spot des bestrahlten Materials. Durch die hohen räumlichen wie zeitlichen Gradienten von Energie, Dichte, Temperatur und Druck werden komplexe Vorgänge im Material ausgelöst, die im Verlauf der Laser-Materie-Wechselwirkung (*Laser-matter interaction*, LMI) u.a.

zum Impulsübertrag durch Rückstoß beim Abtrag vom Material an der Oberfläche führen können.

Im Allgemeinen lässt sich die Absorption von Licht zunächst durch das Beer-Lambert'sche Gesetz charakterisieren: Die optischen Eigenschaften von Materie können durch den komplexen Brechungsindex $n^* = n + i \cdot \kappa$ dargestellt werden, der mit $n = \text{Re}[\sqrt{\epsilon}]$ Lichtbrechung und mit $\kappa = \text{Im}[\sqrt{\epsilon}]$ Lichtabsorption beschreibt. Daraus lässt sich der Lambert'sche Absorptionskoeffizient α ableiten, der ein Maß für die Absorption von Licht in Materie ist. Ebenso wie die Emission von Laserlicht mit einer material-spezifischen Wellenlänge λ verbunden ist, so ist auch die Lichtabsorption stark material-spezifisch von der Wellenlänge des Lichtes abhängig, und es gilt:

$$\alpha = \alpha(\lambda) = \frac{4\pi\kappa(\lambda)}{\lambda},$$

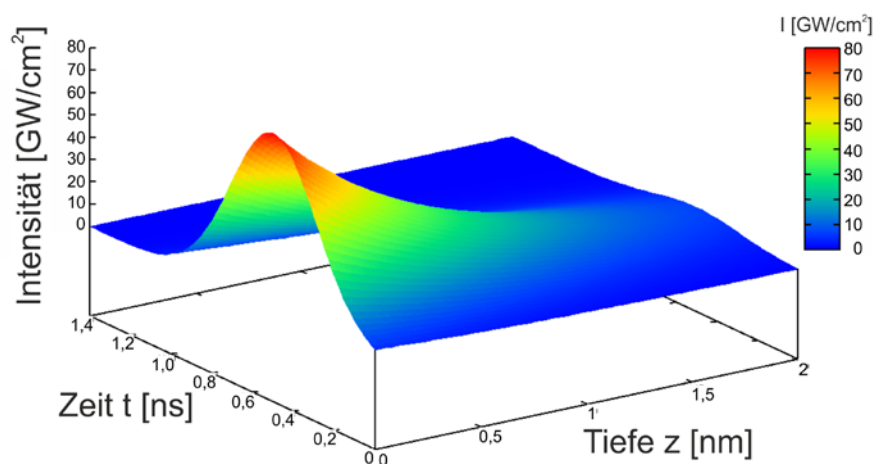
2-2 Optischer Absorptionskoeffizient

wobei die Intensität I der einfallenden Strahlung im Material gemäß Lambert-Beer exponentiell abklingt:

$$I(x, \lambda) = I_0 \cdot \exp[-\alpha(\lambda) \cdot x].$$

2-3 Lambert-Beer'sches Absorptionsgesetz

Dieses exponentielle Abklingverhalten ist in Abbildung 2-1 für einen ultrakurzen Laserpuls gezeigt, der einen Gauß-förmigen zeitlichen Verlauf aufweist.



2-1 Räumliche Verteilung und zeitlicher Verlauf der Energiedichte im Material bei Absorption eines schwachen ultrakurzen Laserpulses.

2.2. Laser-Materie-Wechselwirkung

Zu den alltäglichen Prozessen im Zusammenhang mit der Absorption von Licht gehören die Reflexion von Photonen bestimmter Wellenlängen, die einem Körper seine eigene Farbe verleihen, das Aufheizen eines Objekts sowie die Umwandlung der eingestrahnten Energie in elektrischen Strom bei photovoltaischen Elementen. Letzteres kann bei intensiver Laserstrahlung für laser-thermische (*Weiss, 1979*), bzw. laser-photovoltaische Antriebe (*Kare, 2008*) genutzt werden. Selbst die Reflektion von Photonen bietet durch den damit verbundenen Impulsübertrag eine prinzipielle Antriebsmöglichkeit, den sogenannten Photonenantrieb (*Bae, 2008*), der jedoch wegen der hohen Jetgeschwindigkeit c erst bei relativistischen Geschwindigkeiten eine signifikante Antriebseffizienz aufweisen würde, vgl. (*Sutton, 2001*).

Im Rahmen dieser Studie sind speziell diejenigen laser-gestützten Antriebskonzepte von Interesse, die auf dem Einsatz gepulster Laser beruhen. Die hohe zeitliche Komprimierung und räumliche Fokussierung der Laserpulsenergie E_L führt an der Oberfläche des Treibstoffes zu hohen Intensitäten I sowie zur Einstrahlung einer großen Energiedichte, bzw. Fluenz, Φ während der kurzen Dauer τ des Laserpulses. Findet dieser Prozess unter einer umgebenden Atmosphäre statt, können dabei Verbrennungs- und Detonationsprozesse auftreten, deren Impulswirkung durch die Ionisierung des umgebenden Mediums verstärkt werden kann, z.B. beim laser-induzierten Luftdurchbruch (*Bohn, 2003*). Aber auch im Vakuum lässt sich durch den laser-induzierten Materialabtrag (Ablation) ein signifikanter Rückstoß erzielen, der zu Antriebszwecken genutzt werden kann.

Beim laser-induzierten Ablationsprozess wird in einem räumlich eng begrenzten Bereich, dem Spot im Fokus des Laserstrahls, die Oberfläche des Treibstofftargets kurzzeitig stark erhitzt, wobei durch verschiedene Prozesse Materialabtrag hervorgerufen wird. Unabhängig vom Einfallswinkel ϑ des Laserstrahls propagiert der Treibstrahl senkrecht zur Oberfläche des Targets, und für die Winkelverteilung des Massenstroms gilt

$$m(\alpha) = m_0 \cdot \cos^p(\alpha),$$

2-4 Winkelverteilung des Massenstroms in der Plume bei laser-induzierter Ablation

wobei α der Winkel zur Oberflächennormalen ist und p ein Parameter, der von Material und Laserparametern abhängt (*Pakhomov, 2000*).

Da sich bei Metallen die, vom Metallgitter zunächst völlig entkoppelte, Absorption des Laserlichts im Elektronengas in einer starken Abhängigkeit des Ablationsprozesses von der Laserpulsdauer äußert, ist es notwendig, den Ablationsprozess bei Metallen durch ein geeignetes Modell zu beschreiben, das dieser besonderen Eigenschaft Rechnung trägt. Im sogenannten Zwei-Temperatur-Modell (TTM) (*Anisimov, 1974*) wird das metallische Target bei Laser-Materie-

Wechselwirkung daher in zwei verschiedenen Bereichen betrachtet, dem Elektronengas mit der Temperatur T_e , in dem die Laserenergie absorbiert wird:

$$c_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla[\kappa_e(T_e) \nabla T_e] - \gamma_{ei}(T_e - T_i) + S(\vec{r}, t)$$

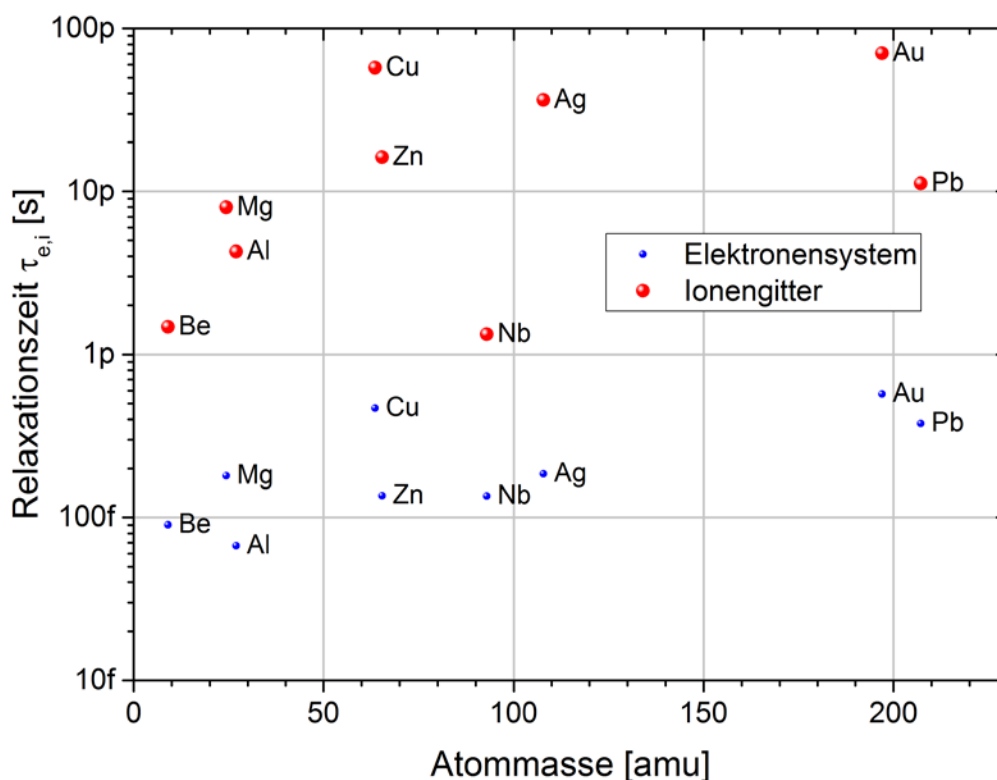
2-5 Wärmetransportgleichung für das Elektronengas

sowie dem Ionengitter mit der Temperatur T_i , das die absorbierte Energie aus dem Elektronengas durch Elektron-Phonon-Kopplung aufnimmt

$$c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \gamma_{ei}(T_e - T_i),$$

2-6 Wärmetransportgleichung für das metallische Ionengitter

wobei c_j ($j = e, i$) die spezifische Wärme der beiden Untersysteme, κ_e die Wärmeleitfähigkeit des Elektronengases, γ_{ei} der Elektron-Phonon-Kopplungskoeffizient und S die Energiedichte des Laserpulses ist.



2-2 Thermodynamische Zeitkonstanten von Elektronengas und Ionengitter für verschiedene Metalle aus (Hüttner, 1998) und nach (Batani, 2008).

Die Elektron-Phonon-Kopplung hängt von einer materialspezifischen Kopplungszeit $\tau_i = c_i / \gamma_{ei}$ ab (Chichkov, 1996), die für die Erwärmung des Ionengitters erforderlich ist, während $\tau_e = c_e / \gamma_{ei}$ die charakteristische Zeit für die thermische Relaxation des Elektronengases ist. Die entsprechenden materialspezifischen Daten sind in Abbildung 2-2 gezeigt.

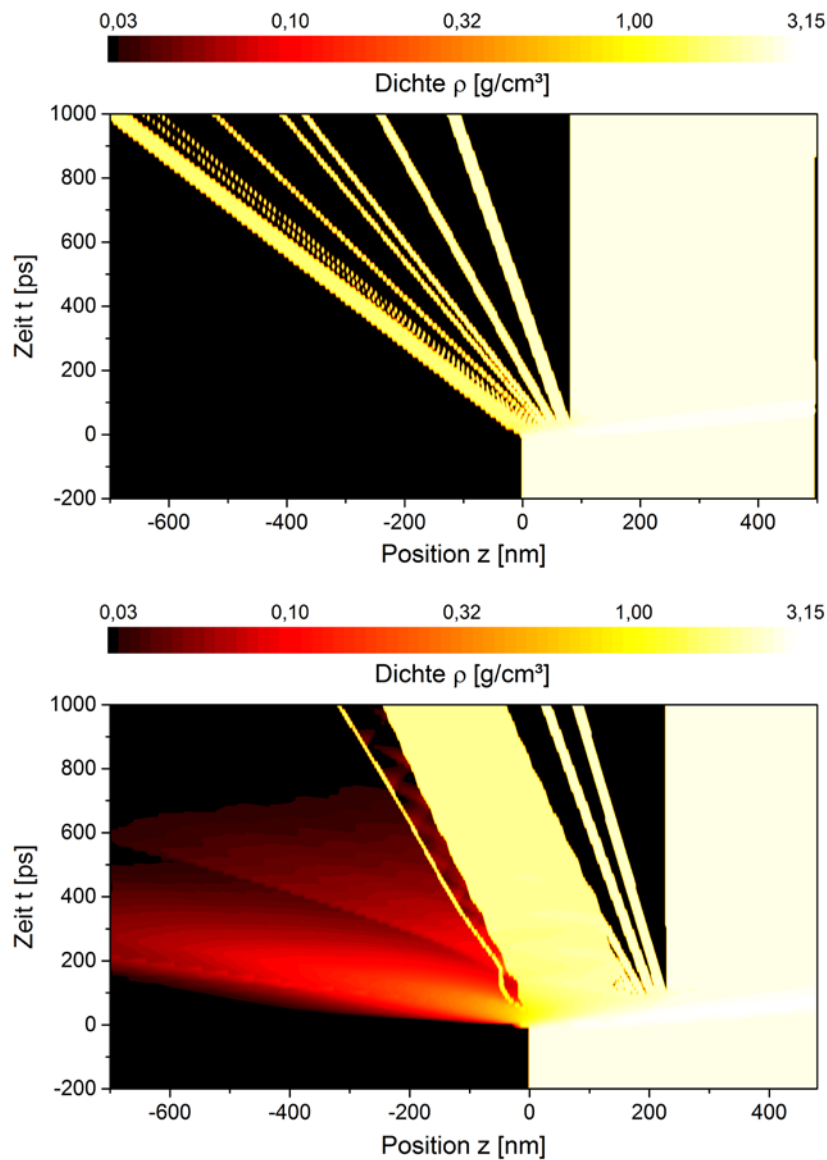
Die Beziehung zwischen der Laserpulsdauer τ_L und τ_e , τ_i ist entscheidend für die Eigenschaften des Ablationsprozesses. Man unterscheidet dabei zwischen drei Prozessen:

$\tau_L \ll \tau_e$: Bei diesem Abtragsprozess, der auch als kalte Ablation bezeichnet wird, ist der Laserpuls so kurz, dass das Material keine Zeit hat, noch während des Laserpulses durch Veränderung seiner Eigenschaften auf das eingestrahlte Licht zu reagieren. Wärmeleitung findet hier praktisch noch nicht statt, was auch als *thermal confinement* bezeichnet wird. Ausgehend von der Kürze der betreffenden Laserpulse spricht man von Ablation im sogenannten Femtosekunden-Regime.

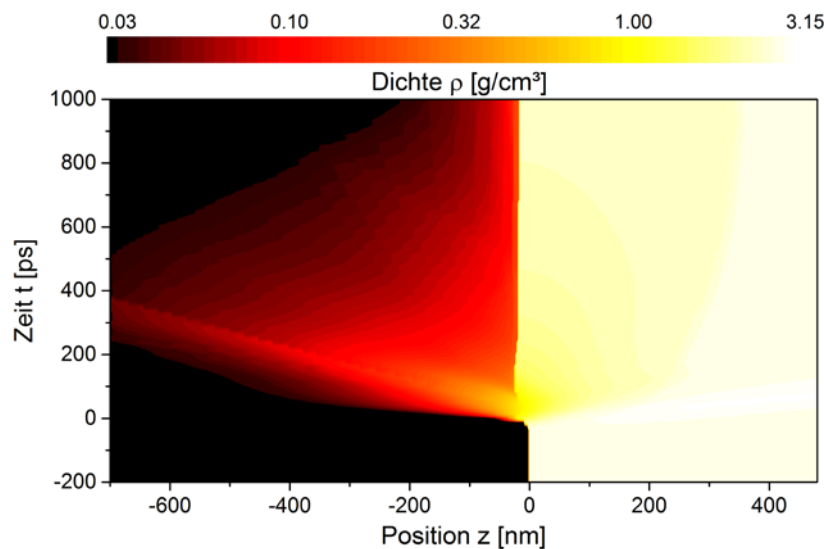
$\tau_e \ll \tau_L \ll \tau_i$: Bei längeren Laserpulsen kann das Material durch Veränderung seiner Eigenschaften auf die Bestrahlung reagieren, damit die Absorption der Laserstrahlung beeinflussen und dabei in der Regel auch verstärken. Bei Metallen spielen die Änderung der elektrischen Permittivität ϵ , der Wärmeleitfähigkeit κ_e des Elektronengases sowie des Kopplungskoeffizienten γ_{ei} für den Wärmeübergang vom Elektronengas in das Ionengitter eine Rolle (Povarnitsyn, 2012.a,b; Scharring, 2016.d). Der Materialabtrag hingegen findet auch hier erst nach dem Laserpuls statt, und man spricht daher im sogenannten Pikosekunden-Regime auch von *Stress confinement*.

Femtosekunden- und Pikosekunden-Regime werden zusammenfassend auch als Ultrakurzpuls-Regime bezeichnet. Charakteristisch ist in beiden Fällen, dass die Einschränkung der thermischen bzw. akustischen Relaxation des Materials während des Laserpulses dazu führt, dass sich infolge der hohen lokalen Erwärmung eine starke Stoßwelle ausbildet, die von der Targetoberfläche aus in die Tiefe propagiert. Sie ist gefolgt von einer entsprechend ausgeprägten Verdünnungswelle, welche die maximale Zugspannung des Treibstoffes überschreitet und zum Abreißen des Materials von der Oberfläche führt. Dies geschieht zumeist mehrfach, bis die verbleibende Zugspannung schließlich unter der Abreißgrenze liegt, vgl. Abbildung 2-3.

Für höhere Fluenzen ist dieser Vorgang mit einer sogenannten Phasenexplosion verbunden, bei der das überhitzte Material in einen metastabilen flüssigen Zustand übergeht, bevor es in einer flüssig-gasförmigen Mischung ausgestoßen wird, vgl. Abbildung 2-3.



2-3 Dichteplot des Ablationsprozesses bei ultrakurzen Laserpulsen: Spallation bei kleinen Fluenzen (oben, $\Phi = 0,53 \text{ J/cm}^2$) und Phasenexplosion bei höheren Fluenzen (unten, $\Phi = 1,49 \text{ J/cm}^2$). Simulationsergebnisse aus Polly-2T. Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\vartheta = 0^\circ$, zirkuläre Polarisierung, $\tau = 25 \text{ ps}$. Targetmaterial: Aluminium.

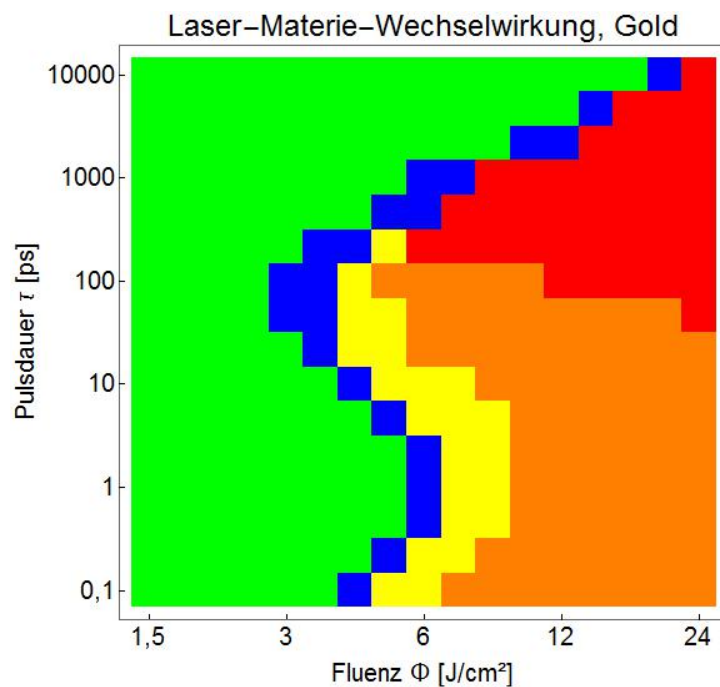
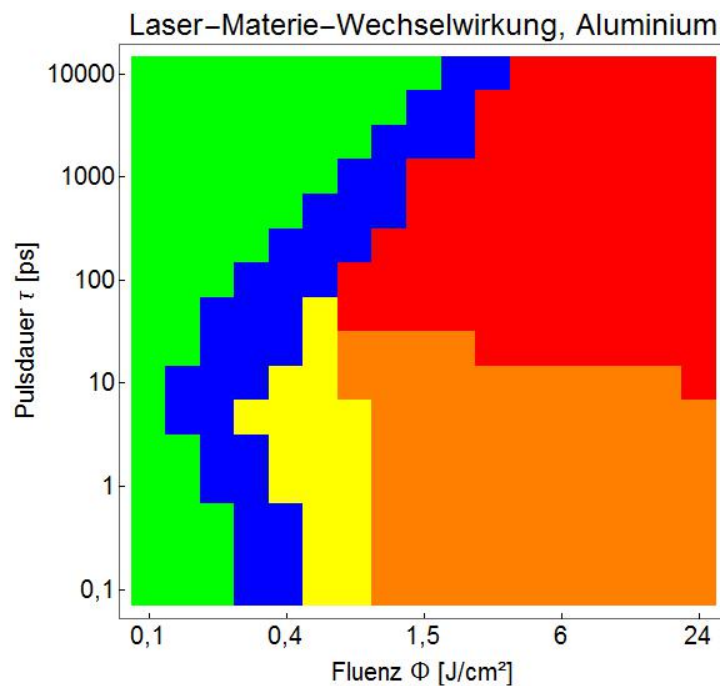


2-4 Dichteplot des Ablationsprozesses bei kurzen Laserpulsen: Verdampfungs-, bzw. Plasmabereich ($\Phi = 1,49 \text{ J/cm}^2$). Simulationsergebnisse mit Polly-2T. Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\vartheta = 0^\circ$, zirkulare Polarisation, $\tau = 50 \text{ ps}$, Aluminium.

$\tau_L \gg \tau_i$: Für längere Laserpulse findet der Materialabtrag hingegen bereits während des Laserpulses statt, vgl. Abbildung 2-4. Durch die hohen Temperaturen tritt bei höheren Fluenzen ab $\Phi_p \geq 4,8 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{\tau} \text{ W}\sqrt{\text{s}}/\text{cm}^2$ (Phipps, 2006.b) zunehmend Plasmabildung im Jet auf, und mit steigendem Ionisierungsgrad des Jets nimmt die Absorption von Laserstrahlung dort stark zu. Dadurch wird bei höheren Fluenzen die eigentliche Treibstoffoberfläche zunehmend von der Laserstrahlung abgeschirmt, und man spricht hier vom Plasmaregime.

Für Pulsdauern im Nanosekundenbereich ist auch die Bezeichnung Kurzpulsregime üblich. Je nach bestrahltem Material eignen sich aber auch Mikro- oder Millisekundenpulse für einen effizienten Materialabtrag.

Eine Übersicht zu den genannten Prozessen, auch im Hinblick auf die eingestrahelte Energiedichte Φ ist in Abbildung 2-5 gezeigt. Durch die intensive Laser-Materie-Wechselwirkung unterscheiden sich auch die resultierenden Kenngrößen für laser-ablative Antriebe in den jeweiligen Regimes grundsätzlich voneinander, wie im Folgenden untersucht wird.



2-5 Laser-induzierte Prozesse in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Legende: Erwärmung – grün, Schmelzen – blau, Spallation – gelb, Phasenexplosion – orange, Verdampfung – rot. Der Vergleich beider Abbildungen zeigt materialspezifische Charakteristika wie etwa die Unterschiede in der Ablationsschwelle zwischen beiden Materialien sowie den charakteristischen Übergang zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsregime in Abhängigkeit von der Elektronen-Phononen-Koppelzeit. Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.

3. Methoden

Teilbereich	Experimentelle Methode	Simulationsverfahren	Details
Oberfläche	Profilometrie (Interferometer)	Molekulardynamik (IMD)	Kapitel 4.1
Jetdivergenz	Plumediagnostik (Faradaycups)	DMSC-Simulation (PICLas)	Kapitel 4.2
Schub	Schubmessung (Torsionspendel)	1D-Hydrodynamik (Polly-2T)	Kapitel 5.2
Scanschema	Flächenabtrag (Optischer Scanner)	2D-Berechnungen (Polly-2T)	Kapitel 6.3

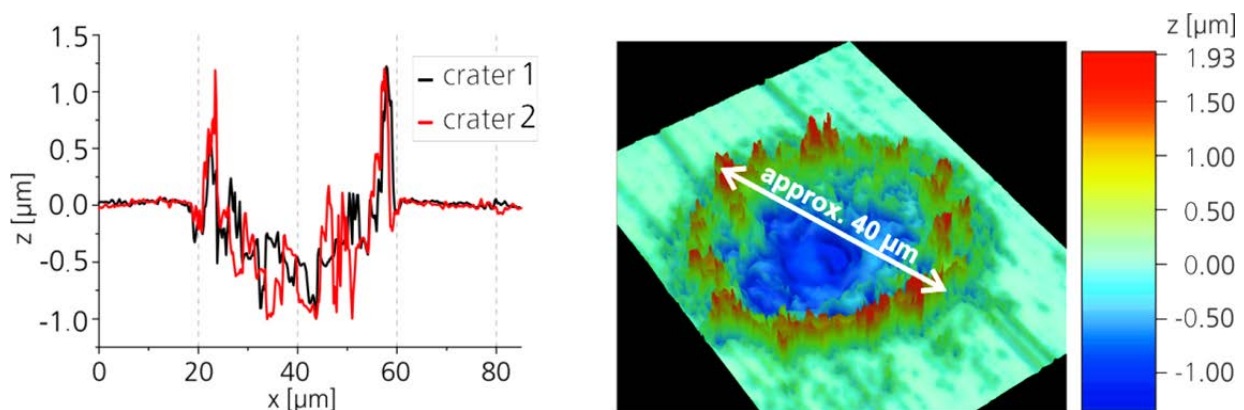
3-1 Experimentelle und numerische Methoden bei TP-STK zur Untersuchung des laser-ablativen Mikroantriebskonzeptes MICROLAS

Um die Charakterisierung eines zukünftigen Mikroantriebes nach dem MICROLAS-Konzept im Hinblick auf die erforderlichen Spezifikationen zu ermöglichen und dabei den Einfluss der Laserparameter, Betriebsparameter und der Wahl des verwendeten Treibstoffs zu untersuchen, werden verschiedene experimentelle und numerische Methoden verwendet. Sie lassen sich schwerpunktmäßig den einzelnen Teilbereichen des Antriebsprozesses und damit auch den verschiedenen Abschnitten dieser Studie zuordnen, wie Tabelle 3-1 zu entnehmen ist. Allerdings gibt es bei den aufgeführten Themenbereichen viele Überschneidungen, sodass diese Tabelle nur der ungefähren Orientierung dient.

3.1. Experimentelle Methoden

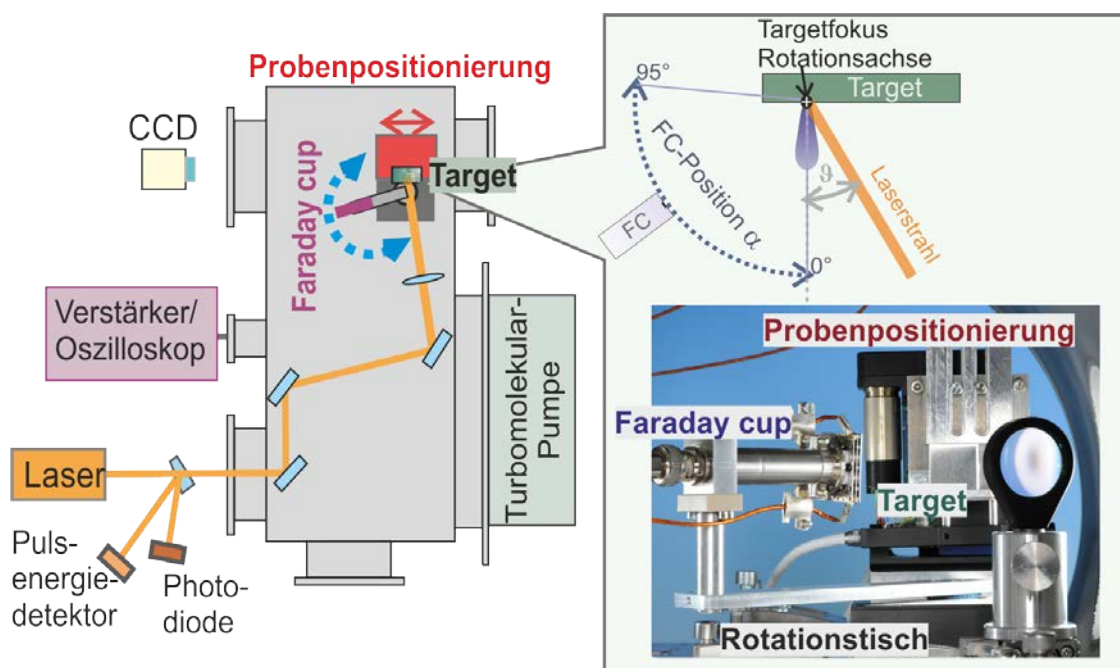
3.1.1. Oberflächenanalyse

Zur Analyse der Oberfläche des Treibstoffs vor und nach dem Ablationsvorgang wird ein kommerzielles Weißlichtinterferometer (Veeco NT9100) verwendet. Es liefert Informationen zur Geometrie, Topologie und Position von Ablationskratern. Diese Messungen werden dazu benutzt, die Oberflächenrauigkeit zu bestimmen, das ablatierte Materialvolumen abzuschätzen und die Kratergröße und Position für Positionier- und Justiervorgänge zu bestimmen. Abbildung 3-1 zeigt Ergebnisse zur Kratertopologie aus profilometrischen Analysen.



3-1 Profilometrische Analyse eines Ablationskraters nach einem Laserpuls mit $\tau = 500$ ps, $E_L = 71,7$ μ J, ablatierte Masse: ca. 1 ng.

3.1.2. Plumediagnostics



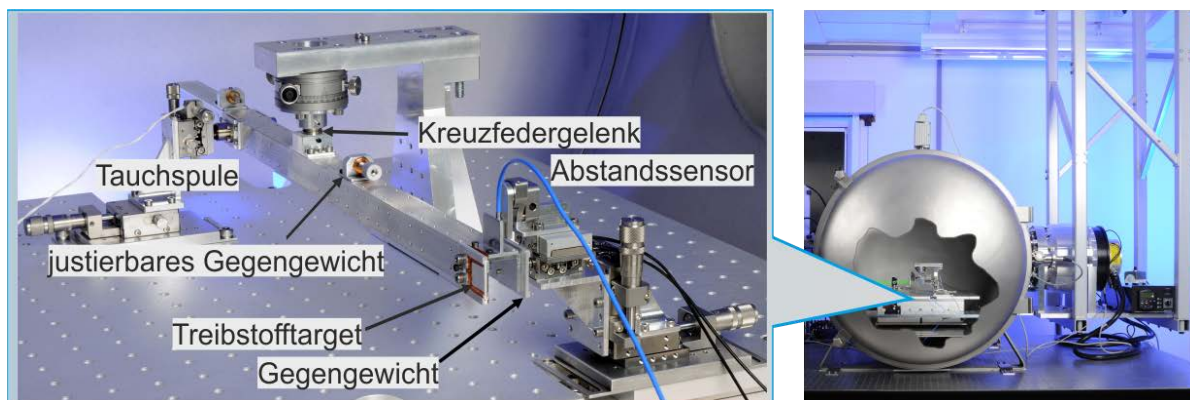
3-2 Versuchsaufbau zur winkelaufgelösten Jetdiagnostik mit einem Faraday-Cup.

Um ein besseres Verständnis des Ablationsprozesses zu gewinnen, ist die Analyse des Treibstrahls von großer Bedeutung. Zudem können damit die Einflüsse von Oberflächenrauigkeit und möglicher Verschmutzung optischer Komponenten durch den Treibstrahl untersucht werden. Dabei werden Informationen über die räumliche und zeitliche Verteilung der geladenen Teilchen der Plume durch Messungen mit einem Faraday-Cup mit 5 mm Öffnungsdurchmesser gewonnen, siehe Abbildung 3-2. Dort werden positiv geladene Teilchen bei negativer Vorspannung detektiert. Das Treibstofftarget befindet sich auf einem 2-achsigen Verschiebetisch, der dazu

benutzt wird, für jeden einzelnen Laserpuls einen neuen Punkt auf der Oberfläche anzufahren, bzw. Scanmuster mit einem definierten Spotüberlapp zu testen. Für Messungen bei verschiedenen Winkelpositionen ist der Faraday-Cup auf einem motorisierten Rotationstisch befestigt, dessen Drehachse im Fokus der Probenoberfläche liegt.

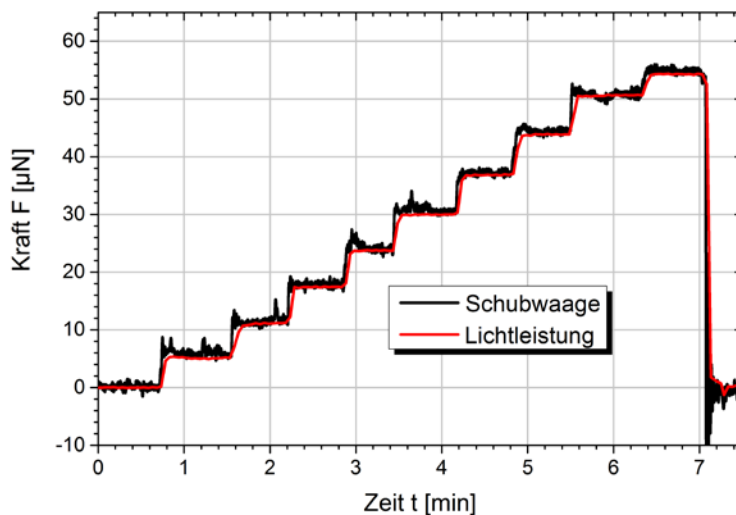
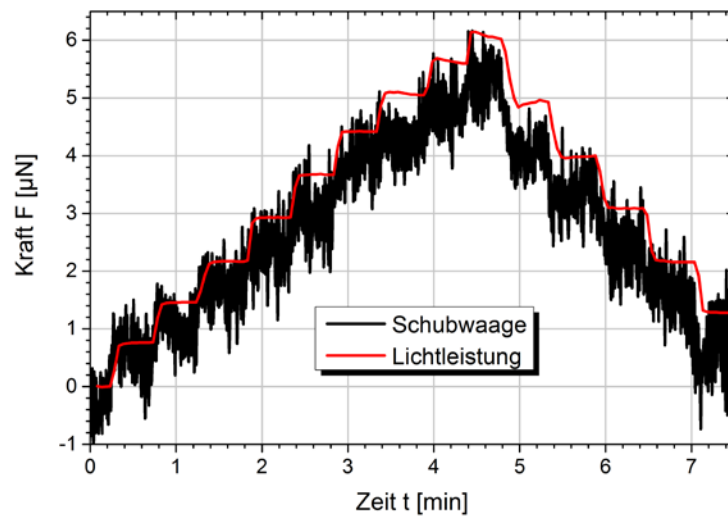
Für Ablationsexperimente zur Plumediagnostik werden zwei Mikrochip-Laser bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ mit maximalen Pulsenergien von $E_L = 80 \text{ }\mu\text{J}$ (teem Photonics™, Powerchip, $\tau = 500 \text{ ps}$), bzw. $E_L = 1 \text{ mJ}$ (Alphas, Pulselas, $\tau = 1 \text{ ns}$) verwendet. Der Aufbau befindet sich in einer Vakuumkammer von ca. 35 l Volumen, und die Messungen werden für gewöhnlich bei einem Restdruck von $< 5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ durchgeführt, der nach kurzen Abpumpzeiten mit einer Turbomolekularpumpe (1550 l/s N_2) erreicht wird. Weitere Details zu den Experimenten sind in (Illg, 2014; Karg, 2014) beschrieben.

3.1.3. Schubmessungen



3-3 Schubwaage (Torsionspendel) im Vakuumtank (ca. 500 l, 80 cm Durchmesser, Länge ca. 95 cm)

Für Schubmessungen zur Entwicklung des laser-ablativen MICROLAS-Antriebs wurde ein Torsionspendel entwickelt, das für einen Messbereich von sub- μN bis ca. 1 mN ausgelegt ist. Es ist modular aufgebaut und stark gegen äußere Vibrationen gedämpft. Abbildung 3-3 zeigt den Aufbau der Schubwaage in der zugehörigen Vakuumkammer. Um die Übertragung von Schwingungen des Pumpsystems zu unterbinden, ist die Turbomolekular-Pumpe an der Labordecke befestigt und über einen Faltenbalg mit dem Vakuumtank verbunden. Die Schubwaage ist zudem auf einer vakuumtauglichen Vibrations-Isolations-Plattform (Minus K) in der Vakuumkammer befestigt. Darüber hinaus wird die Mitte des Waagenarms auf der Rotationsachse durch verschiebbare Gegengewichte und Duplikate der übrigen befestigten Komponenten positioniert.



3-4 Testergebnisse zur Photonendruck-Kalibration der Schubwaage im *open-loop*-Betrieb. Oben: *extra-cavity*, max. 930 W optische Laserleistung, unten: *intra-cavity*, max. 200 W optische Leistung, verstärkt durch Resonatorüberhöhung.

Als Torsionselemente werden Kreuzfedergelenke verwendet, Tauchspulen (MotiCont) dienen zur Kalibration, aktiven Dämpfung und als Kraft-Aktuator im *closed-loop*-Betrieb, also bei Kompensation der Auslenkung durch eine Gegenkraft. Außerdem wurde eine Kalibrationsmethode auf der Basis von Photonendruck (*ohne* Materialabtrag, nur Lichtdruck) mittels eines Scheibenlasers von bis zu $P_{opt} = 1$ kW optischer Leistung erfolgreich demonstriert (Karg, 2014; Sehnert, 2014), vgl. Abbildung 3-4. Dabei dient die Messung der auf die Torsionswaage eingestrahlenen Lichtleistung zur Bestimmung der Schubkraft durch Strahlungsdruck gemäß

$$F = (1 + R) \cdot \cos \vartheta \cdot P_{opt} / c ,$$

3-1 Schubkraft auf Basis von Photonendruck

wobei R die Reflektivität des Targets, ϑ der Einfallswinkel des Laserstrahls und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Bestrahlt man das Target auf der Schubwaage nicht mit einem Laser, sondern verwendet es als Resonatorspiegel und damit als Teil des Lasers selbst, so kann man in diesem sogenannten *intra-cavity*-Betrieb durch sogenannte Resonator-Überhöhung deutlich höhere Schubkräfte zur Kalibration verwenden als im erstgenannten *extra-cavity*-Modus, vgl. Abbildung 3-4.

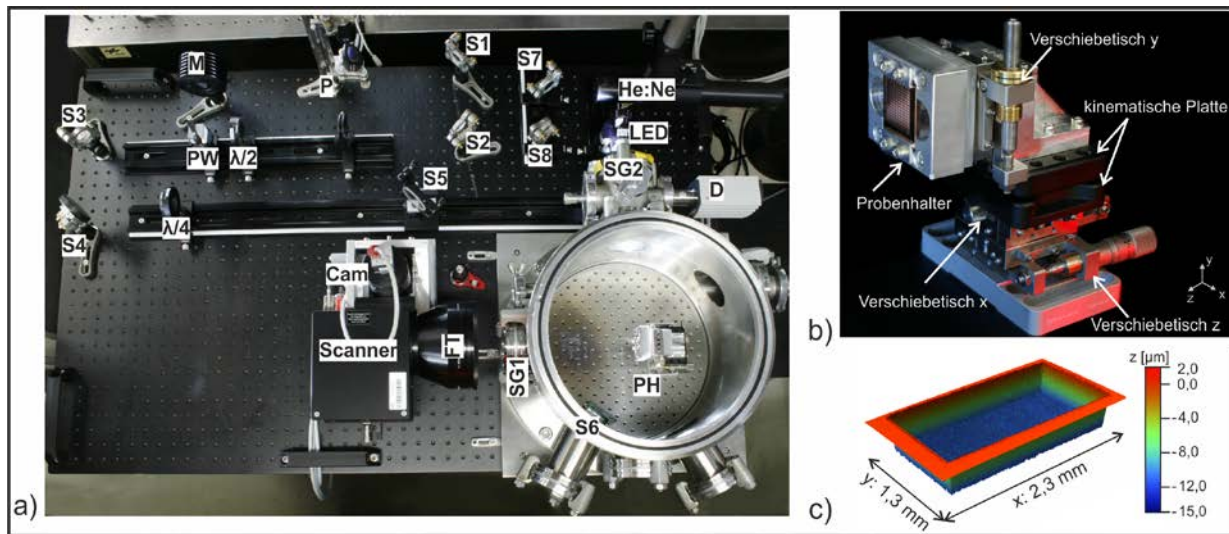
Für die Messungen zum laser-ablativ generierten Schub wird hingegen ein Nd:YVO₄-Stablasers (Edgewave) verwendet, der Pulsenergien von bis zu $E_L = 7$ mJ bei $f_{rep} = 5$ kHz sowie Repetitionsraten von maximal $f_{rep} = 40$ kHz bei $E_L = 1,6$ mJ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm emittiert.

3.1.4. Flächenabtrag

Für experimentelle Untersuchungen zur Optimierung des Materialabtrags wurde im Rahmen einer in Zusammenarbeit mit dem Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) betreuten Masterarbeit (*Pastuschka, 2015*) ein mobiler Versuchsaufbau entwickelt, um Flächenabtragsmuster an verschiedenen Materialien im Hinblick auf Laserpulslänge τ , Fluenz Φ und räumlichen Pulsüberlapp zu analysieren.

Darüber hinaus wurden Möglichkeiten zur Erweiterbarkeit des Aufbaus vorgesehen, unter anderem die Auswahl einer 2D-Strahlsteuerung mit Option auf Erweiterbarkeit zum 3D-Scanner und zusätzliche Zugänge zur Integration weiterer Diagnostik oder Durchführungen an der Vakuumkammer. Der resultierende Aufbau ist in Abbildung 3-5 a) dargestellt. Der gesamte Versuchsaufbau befindet sich auf einer 120 cm \times 75 cm großen Lochrasterplatte mit einem Unterbau, welcher bei Bedarf ebenfalls mittransportiert werden kann. Vakuumkammer und Galvoscaner können zum sicheren Transport abgenommen und vor Ort durch Passstifte und Anschlüsse schnell im Aufbau installiert werden. Nicht abgebildet ist der transportierbare Turbopumpenstand zur Vakuumerzeugung.

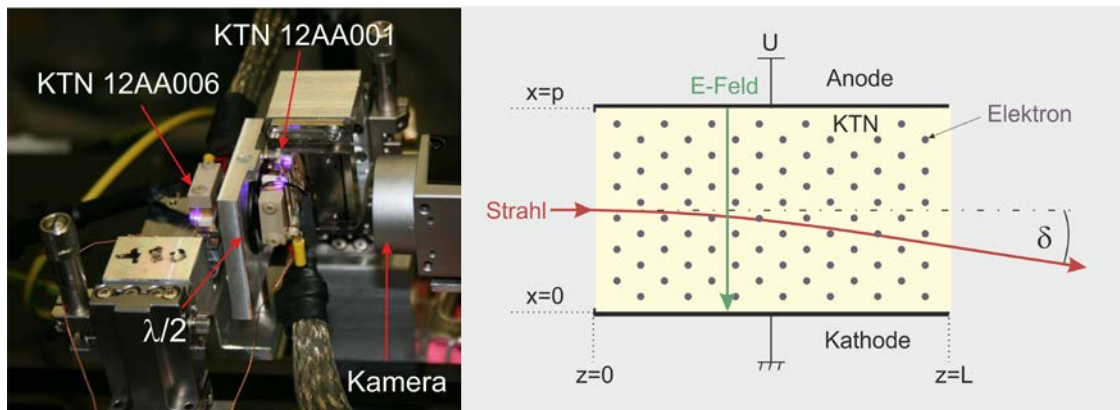
Für die Experimente zum flächenhaften Materialabtrag wurde ein Lasersystem (Time Bandwidth Duetto) mit einer Pulslänge von $\tau = 10$ ps bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm verwendet.



3-5 a) Versuchsaufbau: Der Bearbeitungslaserstrahl wird über die Spiegel S1-S5 zur 2D-Strahlsteuerung (Scanner) mit F-Theta-Objektiv (FT) geführt und über ein Schauglas (SG1) in die Vakuumkammer eingekoppelt, in der sich der Probenhalter (PH) befindet. Zur Pulsenergieeinstellung und Überwachung sind ein variabler Abschwächer ($\lambda/2$ Platte und Polarisationswürfel (PW)) sowie ein Energiemesskopf (M) vorgesehen. Als Justierhilfen wurden ein Helium-Neonlaser (He:Ne) mit Justierspiegeln (S8+S7) und am Scanner ein Kameraadapter (Cam) mit Lichtquelle (LED+SG2+S6) integriert. b) Probenhalter mit bearbeiteter Kupferprobe auf x,y,z-Verschiebetisch mit kinematischer Platte für schnellen Probentausch. c) im Rahmen der Messungen erzeugtes Abtragsprofil (Kupfer, 70 % Überlapp, ca. 9 J/cm², 18 Überfahrten mit 10° Schraffurwinkel)

3.1.5. Strahlsteuerung

Um die Vorteile des laser-ablativen Mikroantriebs vollständig auszuschöpfen, also auf bewegliche Komponenten zu verzichten, wurde ein entsprechendes elektrooptisches Modul für die Strahlsteuerung getestet. Elektrooptische Strahlsteuerung gründet sich auf Änderungen im Brechungsindex durch ein angelegtes elektrisches Feld, vgl. Abbildung 3-6. Hier wurde eine kommerziell erhältliche Technologie, KTN-basierte Kristalle von NTT-AT (Yagi, 2014), untersucht (KTN = $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$). Diese Scantechnologie basiert auf dem Kerr-Effekt und ermöglicht einen großen Scanwinkelbereich, da sich das elektrische Feld aus dem angelegten, äußeren Feld und dem Feld der Raumladungen zusammensetzt, das durch Injektion von Elektronen in den Kristall aus der Elektrode entsteht (Nakamura, 2006; Yagi 2014).



3-6 Links: Spannungsabhängige Ladungsverteilung zur trägheitsfreien Lichtablenkung im KTN-Kristall.

Rechts: Versuchsaufbau zur elektro-optischen Strahlablenkung in zwei Raumdimensionen mit zwei um 90° gegeneinander gedrehten KTN-Modulen.

Die Kriterien für die Validierung der Kristalle sind Ablenkungswinkel, Genauigkeit, Scangeschwindigkeit, Laser-Zerstörschwelle, Störungen der Strahlpropagation durch den Scanner, geringe Absorptionsverluste bei der Laserwellenlänge sowie die Eignung als Bauteil eines Satelliten, wozu die elektrische Leistungsaufnahme bzw. die erforderlichen Spannungen und die Verträglichkeit mit der Weltraumumgebung gehören. Details zu den Untersuchungen sind in (Dahms, 2014) zu finden.

3.2. Modellierung

3.2.1. Molekulardynamische (MD) Simulationen

Molekulardynamische Simulationen mit IMD sind partikelbasierte Simulationen, d.h., es wird die Bewegung einzelner Atome im Potential des Festkörpers simuliert. Zur Beschreibung der Materialeigenschaften dient dabei ein sogenanntes *Embedded-Atom-Modell*, das die Wechselwirkung jedes Atoms mit seinen nächsten Nachbarn unter Berücksichtigung der lokalen Elektronendichte beschreibt, wodurch sich die Bewegungsgleichungen der Atome in diesem Potential als Vielkörper-Problem ergeben, das nur numerisch gelöst werden kann.

Dieser molekulardynamische Ansatz ist als hybrides Simulationsverfahren mit einem Finite-Differenzen-Verfahren verknüpft, das die Absorption von Laserenergie und die Wärmeausbreitung im Elektronengas beschreibt und eine Einkopplung der Energie in das durch MD beschriebene Ionengitter gemäß der materialspezifischen Elektronen-Phononen-Kopplung γ_{ei} vorsieht, vgl. Gleichung 2-5 und 2-6. Durch dieses Simulationsverfahren kann laser-induzierte Erwärmung sowie Schmelzen und Ablation durch ultrakurze Pulse gut beschrieben werden, allerdings ist dieses Verfahren äußerst rechenintensiv. Arbeiten zur Validierung dieses Programms für den Einsatz in den Untersuchungen zu MICROLAS sind in (Förster, 2013; Förster, 2015) beschreiben, Weiterentwicklungen sind in (Patrizio, 2015; Scharring, 2016.d) gezeigt.

3.2.2. Kombinierte Particle-in-Cell/Direkte-Monte-Carlo Simulationen (PIC-DSMC)

Zur Charakterisierung des Treibstrahls wurde der dreidimensionale PIC-DSMC-Code PICLas der Universität Stuttgart im Hinblick auf die Eignung zur Simulation eines laser-ablativ generierten Treibstrahls validiert (Peter, 2014). Die zugrunde liegende (Makro-)Partikelsimulation basiert auf der Annahme, dass die einzelnen Effekte, welche die Partikelverteilung beeinflussen, entkoppelt voneinander und getrennt von der Teilchenbewegung betrachtet werden können.

Für die Modellierung der Lorentzkräfte kommt das Particle-in-Cell-Verfahren (PIC) zum Einsatz.

Die Teilchenkollisionen werden unterteilt in kurzreichweitige Neutralstöße und langreichweitige Coulomb-Stöße. Die neutralen Stöße, wie z.B. elastische Stöße oder chemische Reaktionen, werden mit der Direct-Simulation-Monte-Carlo-Methode (DSMC) berechnet, ein Verfahren für die Coulomb-Stöße befindet sich noch in der Entwicklung.

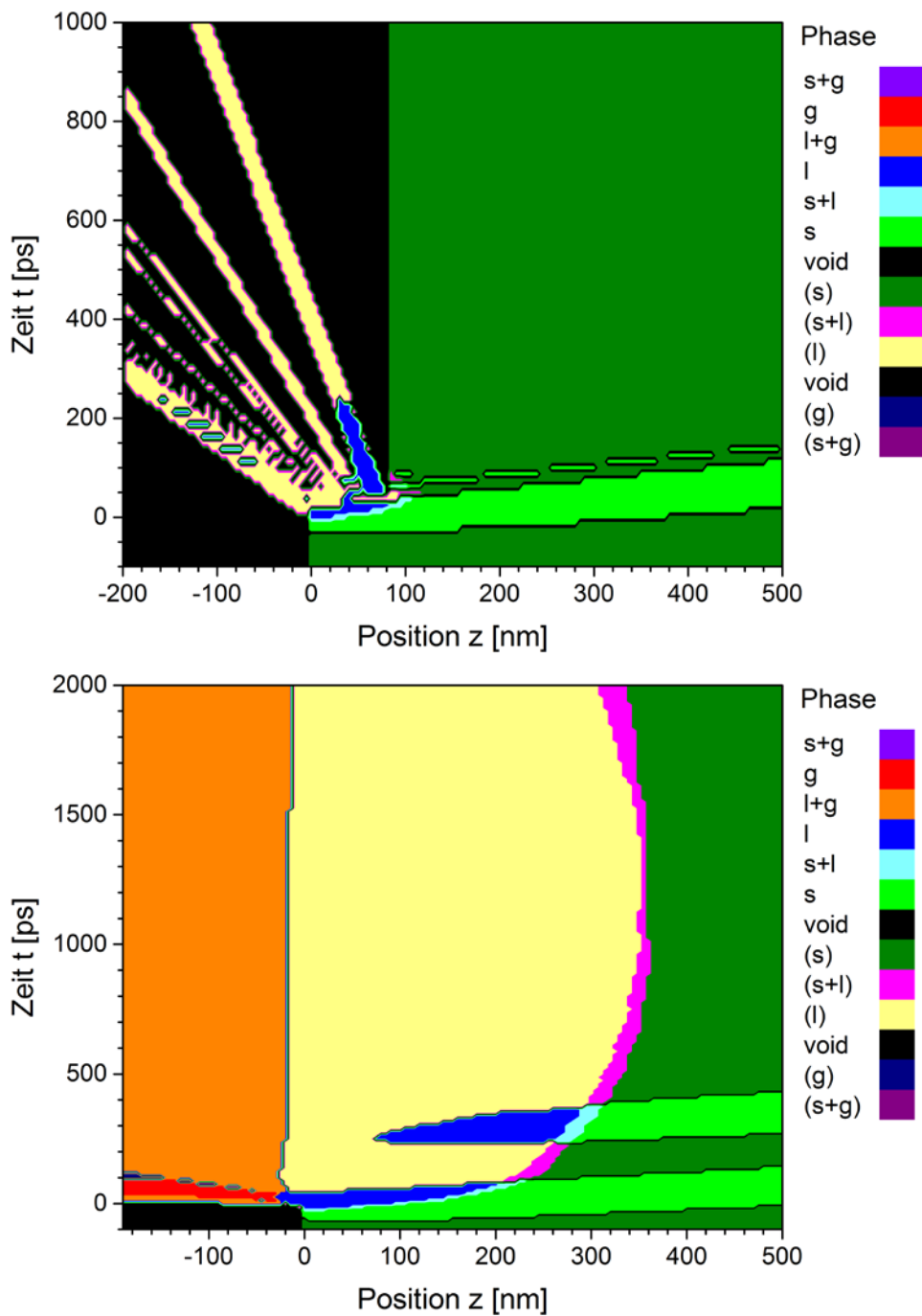
Die Laser-Material-Interaktion zur Bestimmung der Eingangsdaten für PICLas wird mit dem hydrodynamischen Simulationsprogramm Polly-2T berechnet, s.u.

3.2.3. Hydrodynamische (HD) Simulationen

Zur Analyse des Ablationsprozesses und für die Bestimmung der Kenngrößen des laser-ablativen Antriebs wird die Software Polly-2T des Joint Institutes of High Temperatures (JIHT) an der Russischen Akademie der Wissenschaften (RAS), Moskau verwendet. Während dieses Programm in begrenztem Umfang durch ein Web-Interface offen zugänglich ist¹, war es in einem intensiven wissenschaftlichen Austausch möglich geworden, Zugang zum vollständigen Code (C++/Fortran) zu erhalten, der damit eigenen Entwicklungsarbeiten zur Verfügung steht.

Die Lösung der Gleichungen 2-5 und 2-6 des TTM erfolgt in Polly-2T in der Lagrange-Form, wodurch die Berechnung auf eine Raumdimension beschränkt ist. Der Kurzzeiddynamik des nicht-linearen Prozesses wird hier durch die Implementierung der Temperaturabhängigkeit von κ_e sowie γ_{ei} über einen weiten Bereich Rechnung getragen (Povarnitsyn, 2012.b). Außerdem wird im Hinblick auf die optischen Eigenschaften die Abhängigkeit der dielektrischen Permittivität von der Temperatur der beiden Subsysteme, von Dichte, Ionisierungsgrad und Laserwellenlänge berücksichtigt (Povarnitsyn, 2012.a). Die thermodynamischen Materialeigenschaften werden mittels semi-empirischer Daten zu den Zustandsgleichungen für stabile wie metastabile Phasen abgebildet. Derzeit sind Aluminium und Gold als Targetmaterialien implementiert, beispielhafte Ergebnisse sind in Abbildung 3-7 gezeigt.

¹ Povarnitsyn, M. E., *Virtual Laser Laboratory*, Joint Institute of High Temperatures (JIHT) at the Russian Academy of Sciences (RAS), Moscow, <http://vll.ihted.ras.ru/>



3-7 Beispiele für typische Phasenübergänge bei Laser-Materie-Wechselwirkung: a) Spallation (oben), b) Verdampfung (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$, a) $\tau = 25 \text{ ps}$, $\Phi = 0,53 \text{ J/cm}^2$, b) $\tau = 50 \text{ ps}$, $\Phi = 1,49 \text{ J/cm}^2$. Metastabile Zustände sind mit Klammern gekennzeichnet. Targetmaterial: Aluminium.

Polly-2T ist in (Povarnitsyn, 2012.a) ausführlich beschrieben, detaillierte Analysen zu HD-Simulationen, im Vergleich zu Molekulardynamischen Rechnungen, sind in (Scharring, 2014; Scharring, 2016.d) zu finden. Die Simulationsergebnisse von Polly-2T dienen auch als Eingangsdaten für andere Modellrechnungen, z.B. PIC-DSMC-Simulationen, s.o., sowie für ein vielfältiges Post-Processing, u.a. mit 2D-Berechnungen unter der Annahme einer lokalen, also räumlich variablen, Fluenz Φ , der die entsprechenden Ergebnisse aus 1D-Simulationen mit Polly-2T zugeordnet werden.

4. Ablationsprozess

Bevor das MICROLAS-Konzept im Hinblick auf relevante Spezifikationen untersucht wird, soll im Folgenden ein Einblick in den Prozess der laser-ablativen Schuberzeugung gegeben werden.

Dazu werden zunächst Gesetzmäßigkeiten des laser-induzierten Materialabtrags gezeigt und im Hinblick auf die Wahl geeigneter Laserparameter diskutiert. Anhand von profilometrischen Analysen der nach der Ablation zurückbleibenden Treibstoffoberfläche wird die Problematik von Oberflächenrauigkeit und Schubrauschen diskutiert.

Räumlich wie zeitlich aufgelöste Analysen des Treibstrahls bilden den zweiten Teil dieses Kapitels und liefern eine erste Einschätzung zum spezifischen Impuls und zur Jetdivergenz bei laser-ablativen Antrieben.

4.1. Materialabtrag

4.1.1. Theoretische Grundlagen

Bei ultrakurzen Laserpulsen kann die Tiefe des Materialabtrags direkt aus hydrodynamischen Simulationen bestimmt werden. Hier ist nach wenigen Hundert Pikosekunden die Spallation einzelner flüssiger Schichten beendet, und es bleibt eine feste Targetoberfläche zurück, die langsam wieder abkühlt. Aus Gründen der Rechnerkapazität und wegen numerischer Ungenauigkeiten bei fortschreitender Simulationsdauer muss bei langen Pulsen im Nanosekundenbereich ein Grenzwert für den langanhaltenden Materialabtrag durch Verdampfung extrapoliert werden.

Für kurze Pulse kann die Abhängigkeit der Abtragstiefe $d_a = \mu_a/\rho$ von der Fluenz Φ durch

$$d_a = \alpha_p^{-1} \ln \left[1 + \alpha_p \cdot A \cdot \Delta H_{vs}^{-1} (\Phi - \Phi_0) \right]$$

4-1 Tiefe des laser-ablativen Materialabtrags im Kurzpulsregime

bestimmt werden, wobei

$$\Phi_0 = \Delta H_{vs} \cdot A^{-1} \left(\sqrt{D_{vs} \cdot \tau_L} + \alpha^{-1} \right)$$

4-2 Ablationsschwelle im Kurzpulsregime

die Ablationsschwelle ist (Bäuerle, 2000).

Bei ultrakurzen Pulsen kann die Absorption von Laserstrahlung durch den Ablationsjet vernachlässigt werden, weil sich dieser erst nach dem Laserpuls ausbildet. Damit vereinfacht sich Gleichung 4-1 zu

$$d_a = \alpha^{-1} \ln \xi$$

4-3 Tiefe des laser-ablativen Materialabtrags im Ultrakurzpulsregime

mit dem optischen Absorptionskoeffizienten α und der normalisierten Fluenz $\xi = \Phi / \Phi_0$. Hier kann die Ablationsschwelle aus verschiedenen Materialkonstanten bestimmt werden, wie im Detail in (Bäuerle, 2000) gezeigt.

In einem stark vereinfachten Ansatz lässt sich aus Gleichung 4-1 bzw. 4-3 das Profil eines Ablationskraters theoretisch annähern, indem die Energiedichteverteilung $\Phi(r)$ des Laserspots mit $d_a(\Phi) = d_a(\Phi(r))$ verwendet wird, vgl. den entsprechenden Zusammenhang von Φ und d_a aus früheren Experimenten in Abbildung 4-1. Damit ergibt sich bei einer gaußförmigen Verteilung der Energiedichte im Laserspot, $\Phi(r) = \Phi_{\text{peak}} \cdot \exp(-2r^2/r_s^2)$, für ultrakurze Pulse ein parabolisches Kraterprofil mit

$$d_a(r) = \alpha^{-1} \left[\ln(\Phi_{\text{peak}}) - \frac{2 \cdot r^2}{r_s^2} - \ln \Phi_0 \right],$$

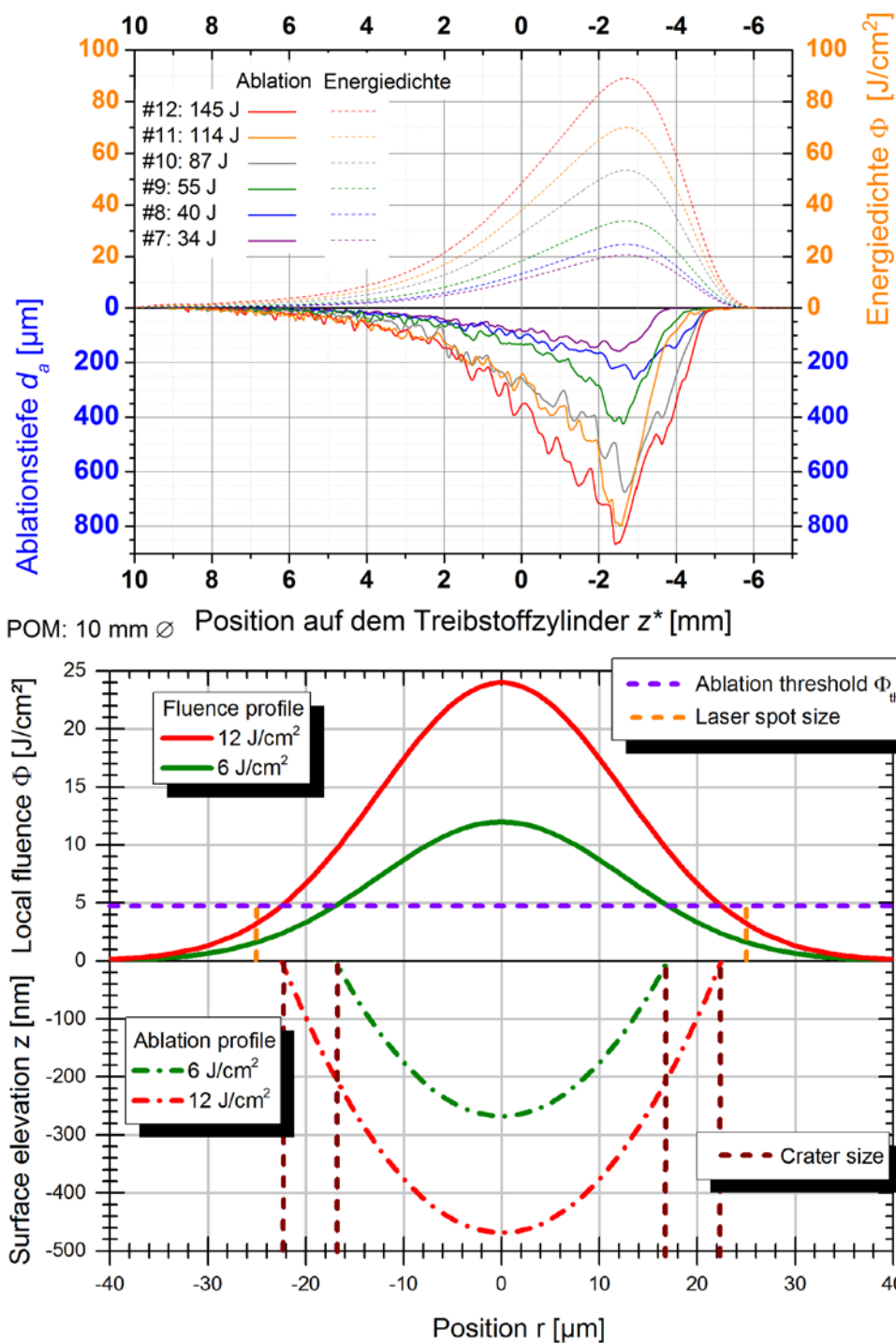
4-4 Idealisiertes Tiefenprofil eines Ablationskraters im Ultrakurzpulsregime

wobei r_s der Radius des Laserspots ist. Der Radius r_c des Ablationskrater ist demzufolge wegen Φ_0 fluenzabhängig mit

$$r_c(\Phi_{\text{peak}}) = r_s / \sqrt{2} \cdot \sqrt{\ln(\Phi_{\text{peak}} / \Phi_0)},$$

4-5 Radius eines idealisierten Ablationskraters im Ultrakurzpulsregime

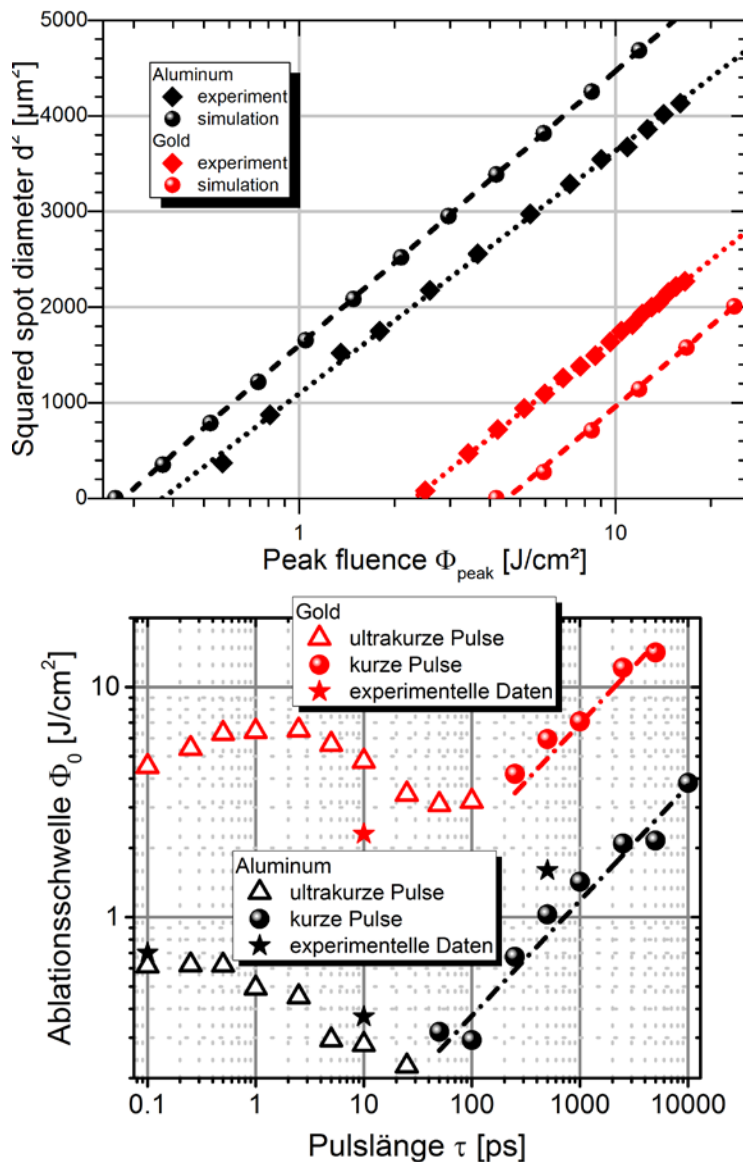
vgl. Abbildung 4-1.



4-1 Oben: Vergleich der Energiedichteprofile mit den Ablationsprofilen aus experimentellen Untersuchung mit Polyoxymethylen (Scharring, 2011). Unten: Gauß'sches Profil der Energiedichte im Laserspot und theoretisches Profil des zugehörigen Ablationskraters (Scharring, 2016.a).

4.1.2. Ablationsschwelle

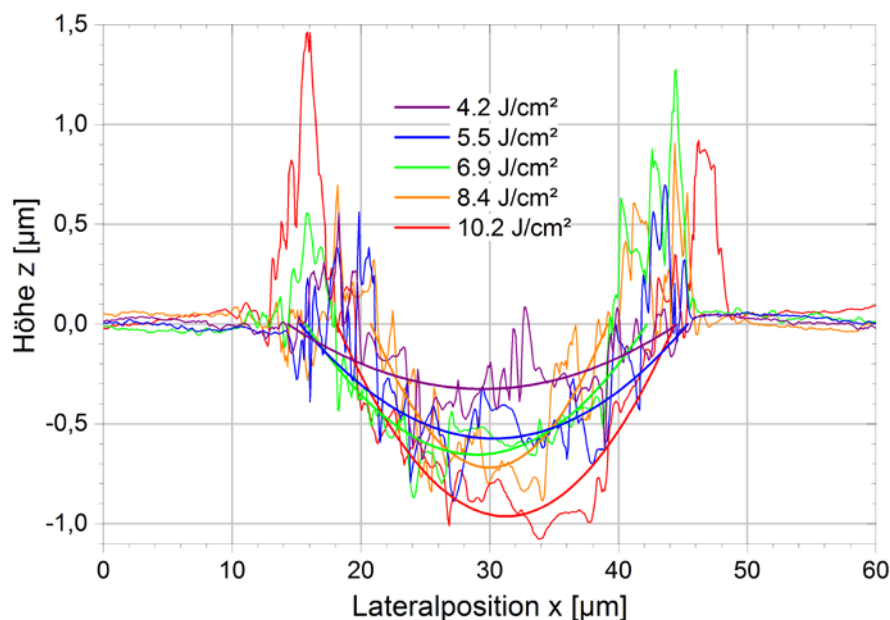
Die Überlegungen zu Gleichung 4-4 und 4-5 bilden die Grundlage zur experimentellen Bestimmung der Ablationsschwelle und verdeutlichen darüber hinaus den Zusammenhang von Simulation und Experiment in Bezug auf die Abtragstiefe, vgl. Abbildung 4-2. Für Aluminium besteht dabei ein recht guter Zusammenhang, während für Gold größere Abweichungen zwischen Theorie und Experiment auftreten.



4-2 Oben: Experimentelle Bestimmung der Ablationsschwelle (*Pastuschka, 2015*) nach (*Liu, 1982*) im Vergleich mit Ergebnissen aus hydrodynamischen Simulationen mit Polly-2T Unten: Abhängigkeit der Ablationsschwelle von der Pulslänge τ für Aluminium und Gold, Ergebnisse aus Polly-2T mit Datenfit gemäß $\sqrt{\tau}$, vgl. Gleichung 4-2. Eigene experimentelle Daten für 10 ps (*Pastuschka, 2015*) und 500 ps (*Illg, 2014*) sowie Literaturwerte für 100 fs (*Anisimov, 2008*) sind mit Sternchen gekennzeichnet.

Die Ablationsschwelle Φ_0 ist von großer Bedeutung, um einschätzen zu können, welche Laserpulsenergie E_L mindestens für den Ablationsprozess erforderlich ist, bzw. als obere Abschätzung, wie klein der Laserspotdurchmesser bei gegebenem E_L durch geeignete Fokussierung mindestens gewählt werden muss. Dies ist bei der Auswahl geeigneter Laser insbesondere im Kurzpulsregime relevant, da hier die Ablationsschwelle stark von der Laserpulsdauer τ abhängt, vgl. Gleichung 4-2 und Abbildung 4-2, während im Ultrakurzpuls-Regime Φ_0 lediglich um einen Faktor von 2 – 3 variiert. Typische Werte für Φ_0 liegen bei 1 – 10 J/cm² für Metalle, 0,5 – 2 J/cm² für anorganische Isolatoren und zwischen 0,01 und 1 J/cm² für organische Materialien (Bäuerle, 2000).

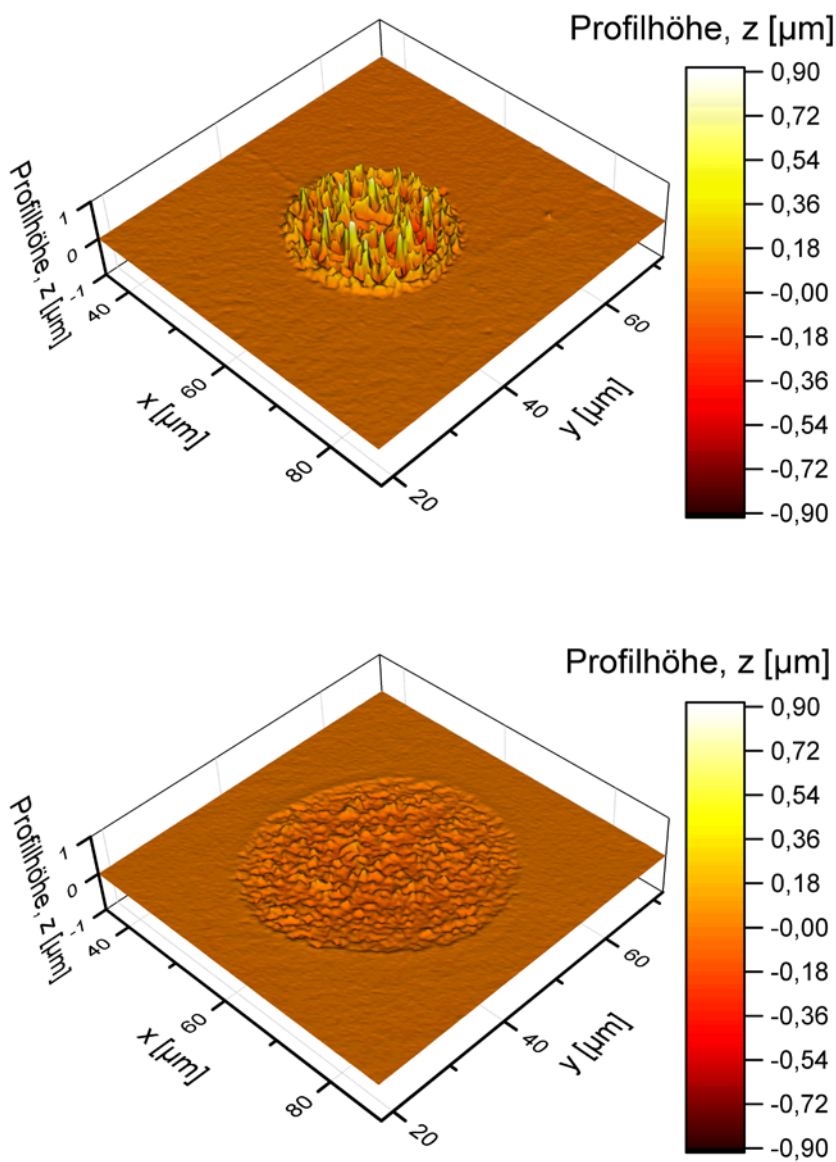
4.1.3. Materialabtrag



4-3 Profilometrische Analyse des Kraterquerschnitts nach Laserablation an Aluminium (dünne Kurven) sowie zugehörige Fitfunktionen (Gaußprofile). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, $\tau_L = 500$ ps, p-Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 15^\circ$.

Ausgehend von Gleichung 4-1 wäre zu erwarten, dass eine Gauß'sche Energiedichteverteilung im Laserfokus auch für kurze Laserpulse ein parabolisches Ablationsprofil bewirken würde. Allerdings zeigen profilometrische Analysen von Kratern in Aluminium, die durch einen 500 ps Laserpuls erzeugt wurden, einen deutlichen Unterschied dazu auf, vgl. Abbildung 4-3: Während der zentrale Bereich des Kraters eine relativ gute Übereinstimmung mit einem parabolischen Profil zeigt, vgl. die zugehörigen Fitfunktionen, ist ein äußerer Kraterwall zu erkennen, der mit der Lateralbewegung des geschmolzenen Materials (Bäuerle, 2000) und/oder mit Re-Deposition des Materials (Sinko, 2010) in Verbindung gebracht werden kann. Obwohl das Aspektverhältnis von

der Höhe des Kraterwalls zum Kraterdurchmesser sehr gering ist, könnten diese Unregelmäßigkeiten auf Dauer zu einer relativ rauen Treibstoffoberfläche in Verbindung mit verminderter Präzision für Betrag und Richtung des Schubvektors führen.



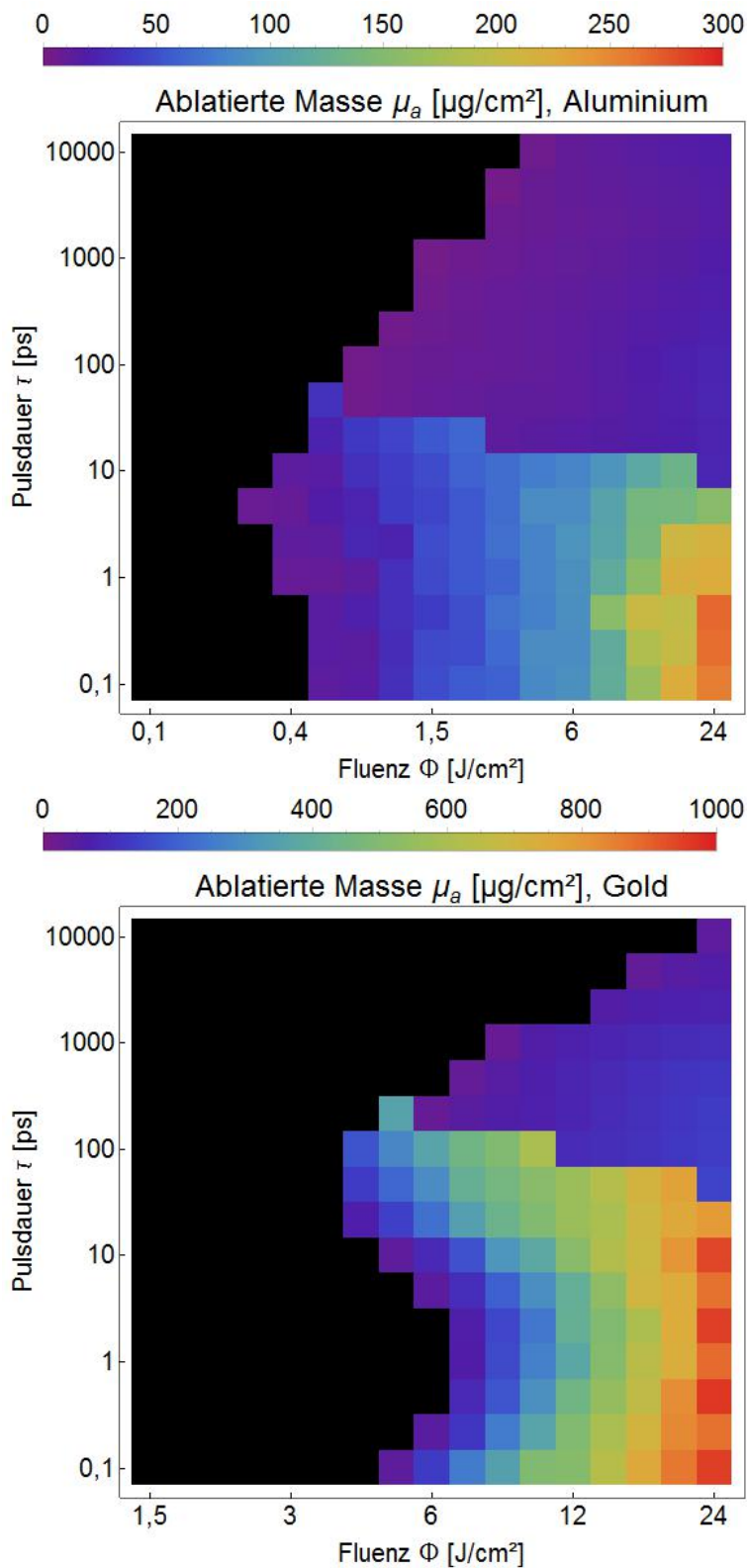
4-4 Profilometrische Analyse eines Ablationskraters in Kupfer nach einem einzelnen Laserpuls bei $\Phi = 4,5 \text{ J/cm}^2$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\tau = 500 \text{ ps}$ (oben, Kurzpulsregime), bzw. $\tau = 10 \text{ ps}$ (unten, Ultrakurzpulsregime), Kraterradius $r_s = 17 \text{ μm}$ (l), bzw. 23 μm (r).

Vergleicht man die profilometrischen Analysen der Ablationskrater aus Experimenten mit kurzen sowie ultrakurzen Laserpulsen (Abbildung 4-4), so fällt auf, dass im Ultrakurzpulsregime nach

dem Ablationsprozess eine deutlich glattere Oberfläche zurückbleibt als bei längeren Laserpulsen. Hier ist der durch die Laserstrahlung erwärmte Bereich (*heat affected zone*, HAZ) im Treibstoff jenseits des ablatierten Materials relativ klein ($d_{HAZ} \approx 200 \text{ nm} \ll d_s$). Hydrodynamische Simulationen zeigen die Ablösung flüssiger Materialschichten (Spallation) durch hohe Zugspannungen an der Treibstoffoberfläche infolge der laser-induzierten Stoßwellen als hauptsächlichen Mechanismus für den Materialabtrag. Die Verdampfung von Treibstoff, die im Nanosekundenbereich vorherrscht ($\tau_i \ll \tau_L$), spielt hier eine untergeordnete Rolle.

Wie im Folgenden noch diskutiert wird, vgl. Kapitel 6.3, ist eine relativ glatte Oberfläche möglicherweise eine wichtige Voraussetzung, um Schubrauschen entgegenzuwirken. Daher sind ultrakurze Pulse, wie sie auch in der Laser-Material-Bearbeitung häufig bevorzugt verwendet werden (*Cheng, 2009.b*), von besonderem Interesse.

Auch in der Quantität des Materialabtrags gibt es deutliche Unterschiede zwischen ps- und ns-Regime, wie in Abbildung 4-5 deutlich ersichtlich ist. Durch den Prozess von Spallation, bzw. Phasenexplosion, vgl. Abbildung 2-3, werden große Mengen an Material abgetragen, während dies beim Verdampfungsprozess für längere Pulse nicht der Fall ist. Der Übergang zwischen beiden Bereichen ist nicht fließend, sondern geschieht abrupt, da für den Materialabtrag im Spallationsvorgang das Überschreiten der maximalen Zugspannung entscheidend ist. Der Übergang findet in etwa bei der Elektronen-Phononen-Kopplungszeit τ_{ei} statt, die Fluenzabhängigkeit deutet jedoch auf den ursächlichen Zusammenhang mit der Temperaturabhängigkeit des *Stress confinements*, vgl. Kapitel 2.2 hin.

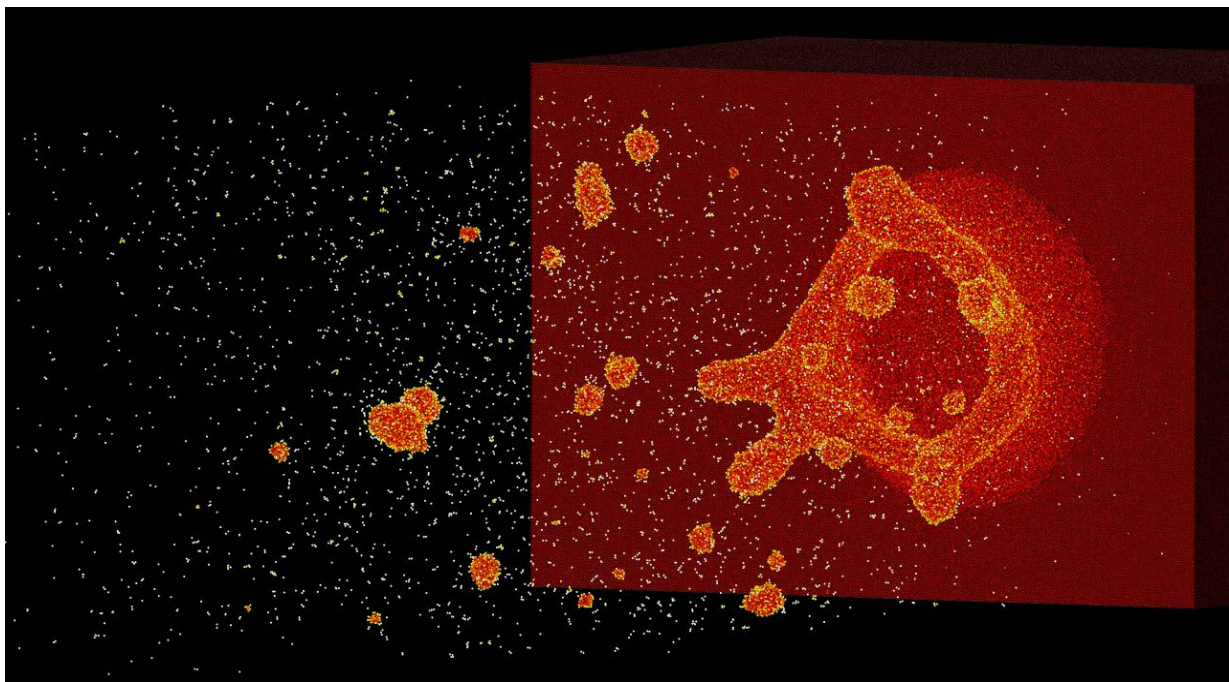


4-5 Materialabtrag für einen einzelnen Laserpuls in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, zirkuläre Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.

4.1.4. Molekulardynamische Simulationen (MD)

MD-Simulationen zum laser-induzierten Materialabtrag wurden mit dem Code IMD des Instituts für Funktionelle Materialien und Quantentechnologien (FMQ), Universität Stuttgart, durchgeführt. IMD ist ein partikelbasierter Code, und durch die begrenzte Rechnerkapazität mussten die Simulationen um ca. den Faktor 1000 in der lateralen Ausdehnung reduziert werden, da mit Ensembles einzelner Atome gerechnet wird. Ein Vorteil von IMD ist hingegen, dass 3D-Simulationen durchgeführt werden können, die eine Modellierung der Oberfläche nach dem laser-induzierten Materialabtrag erlauben und sogar die Simulation eines zweiten, lateral versetzten Laserpulses ermöglichen, wie es zur Simulation des flächenhaften Abtragsprozesses im MICROLAS-Antrieb sinnvoll ist.

In der Praxis sind diese Simulationen jedoch auf Grund der hohen Rechenzeiten auf ultrakurze Pulse beschränkt. Während die ursprüngliche Version von IMD der Universität Stuttgart für Laserpulse des Femtosekunden-Regimes gut geeignet ist (*Förster, 2013*), mussten für die Simulation von Pulsen des Pikosekundenregimes einige Modelle zur Laser-Materie-Wechselwirkung während des Laserpulses implementiert werden (*Patrizio, 2015; Scharring, 2016.d*). Für Parameterstudien, z.B. zu Fluenz und Pulsdauer ist IMD wegen der langen Simulationszeiten nur sehr eingeschränkt geeignet.



4-6 3D-Molekulardynamische Simulation von Laserablation an Aluminium, $\tau = 235$ fs, $\Phi = 10$ J/cm², Probengröße: 60,7 nm × 60,7 nm × 89,1 nm.

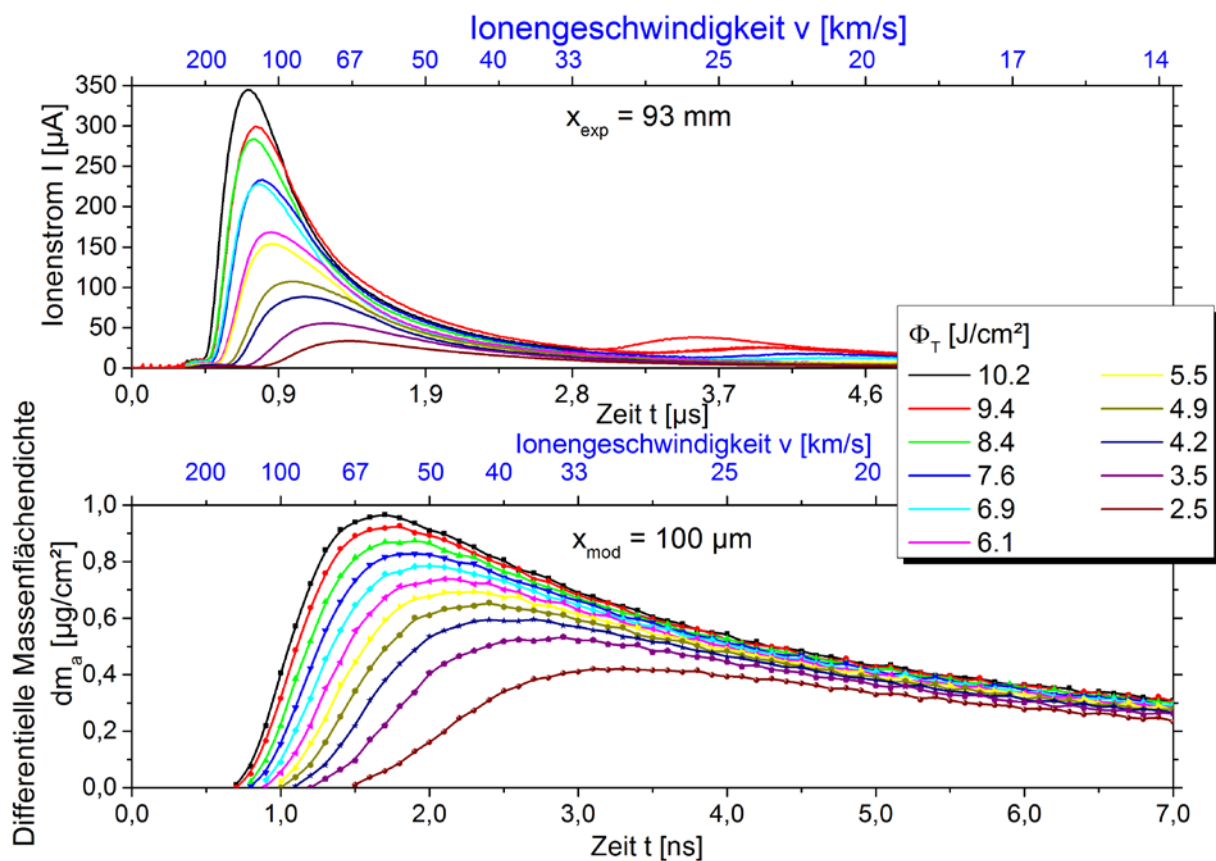
4.2. Treibstrahl

4.2.1. Geschwindigkeitsverteilung

Mit Hilfe eines Faraday-Cups wurden Messungen zur räumlichen und zeitlichen Verteilung der geladenen Teilchen im Jet durchgeführt. Abbildung 4-7 zeigt den zeitlichen Verlauf des Faraday-Cup-Signals I senkrecht zur Targetoberfläche ($\alpha = 0$). Die Signalstärke zu den verschiedenen Zeitpunkten entspricht dabei der momentanen Geschwindigkeit der dabei detektierten Teilchen, und es gilt für die unter dem Winkel α detektierte Gesamtladung

$$Q_\alpha = \sum_t I_\alpha(t) \cdot \Delta t.$$

4-6 Detektierte Ladung beim Faraday-Cup



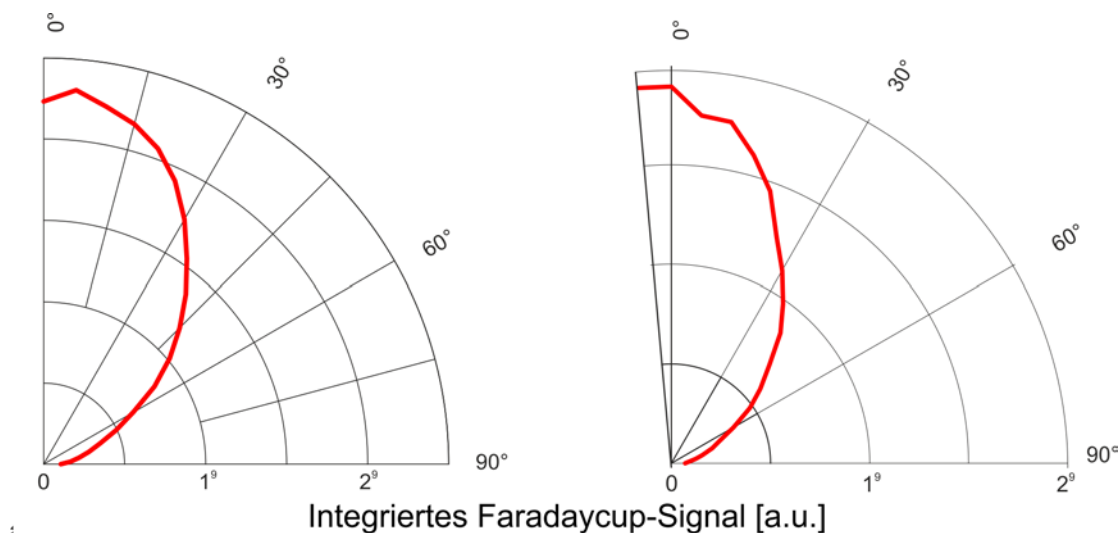
4-7 Faradaycup-Signal bei laser-induzierter Ablation von Aluminium bei $\tau = 500 \text{ ps}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\theta = 15^\circ$, p-Polarisation für verschiedene Fluenzen: Experimentelle Daten (oben) im Abstand $z_{\text{exp}} = 93 \text{ mm}$ von der Targetoberfläche sowie und Simulationsergebnisse, Abstand $z_{\text{mod}} = 0,1 \text{ mm}$.

Die entsprechenden Simulationsergebnisse aus Polly-2T in Abbildung 4-7 unten zeigen zwar einen prinzipiell den experimentellen Daten ähnlichen Verlauf, jedoch wird die

Teilchengeschwindigkeit um etwa einen Faktor 3 kleiner berechnet. Dies hat mehrere Gründe: Zum einen werden im Faraday-Cup nur positiv geladene Ionen detektiert, eine Filterung nach der Ladung findet jedoch in Polly-2T nicht statt. Außerdem musste der virtuelle Faradaycup für das Post-Processing der Polly-2T-Daten ca. 1000 mal näher am Target platziert werden, als es im Experiment der Fall war, weil einerseits die Simulationsdauer durch Rechnerkapazität und kumulative numerische Fehlerquellen stark limitiert ist und andererseits der 1D-Ansatz lediglich bis zu einem Abstand von ca. 1/10 des Spotdurchmessers gerechtfertigt ist. Für eine ungefähre Abschätzung des spezifischen Impulses erscheint dies aber als ausreichend, s.u.

4.2.2. Winkelverteilung und Divergenz

Mittels eines Rotationstisches wurden bei den Messungen mit dem Faraday-Cup durch Überlagerung mehrerer aufeinander folgender Messungen winkelaufgelöste Daten gewonnen, da die Reproduzierbarkeit der Einzelmessungen gegeben war (Eckel, 2012; Karg, 2013).



4-8 Winkelverteilung der positiv geladenen Komponente des Treibstrahls bei laser-induzierter Ablation an einem Aluminium-Target unter einem Einfallswinkel von $\vartheta = 15^\circ$ (links), bzw. 30° (rechts). Laserparameter: $\tau = 500$ ps, $\lambda = 1064$ nm, p-Polarisation.

Abbildung 4-8 zeigt beispielhaft die experimentellen Ergebnisse der winkelaufgelösten Analysen des Treibstrahl bei verschiedenen Einfallswinkeln des Laserstrahls. Man erkennt eine leichte Abhängigkeit der Plumedivergenz vom Einfallswinkel. Eine systematische Aufstellung der Messergebnisse zur Divergenz mit Literaturdaten ist in Tabelle 4-1 gezeigt.

Bei konstanten Laserparametern lassen im Vergleich zwischen den Materialien Abhängigkeiten erkennen, die einen Zusammenhang zwischen der Divergenz des Treibstrahls und Materialeigenschaften wie Schmelztemperatur, Siedepunkt, Sublimationsenergie und dem Debye-Waller-Parameter finden (Ali, 2011). Diese erleichtern prinzipiell die Wahl alternativer Treibstoffe

für den MICROLAS-Antrieb, falls die Treibstrahl-Divergenz die Antriebsspezifikationen nicht erfüllen sollte.

Andererseits hängt die Divergenz auch stark von den Laserparametern ab, wie in Tabelle 4-1 zu erkennen ist. In diesem Punkt sind Simulationen zur Propagation des Treibstrahls sinnvoll, um entsprechende Parameterstudien durchführen zu können.

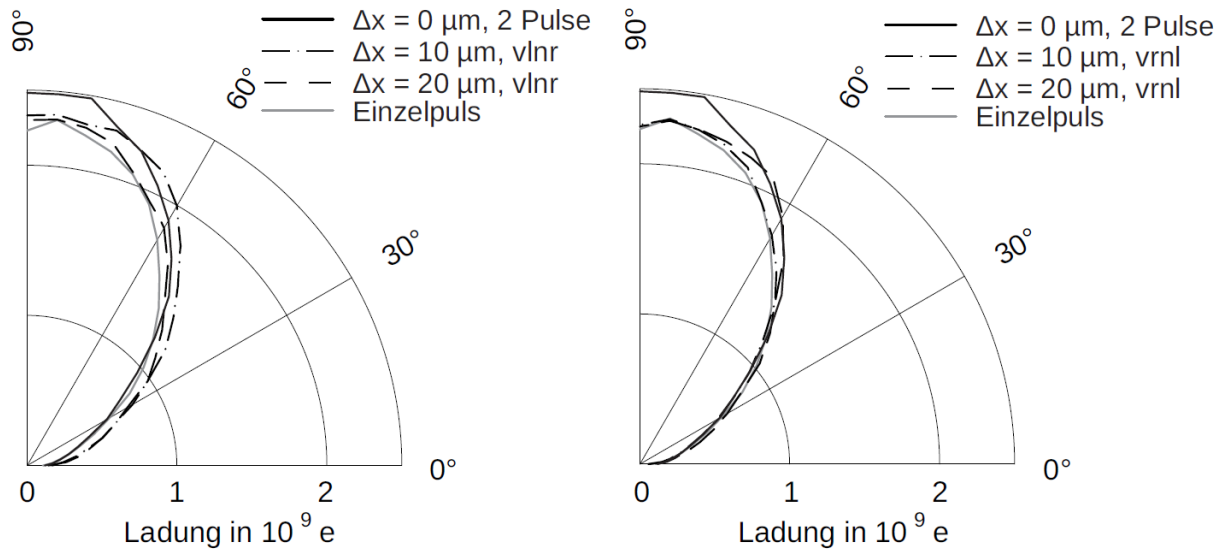
Target	λ [nm]	τ [ps]	Φ [J/cm ²]	Θ_{FWHM} [deg]	Θ_{90} [deg]	p	Ref.
Aluminium	1064	500	1,9	22	52	2,59	(Illg, 2014)
Aluminium	1064	500	5,0	50	57	1,91	(Illg, 2014)
Aluminium	1064	500	7,0	50	58	1,78	(Illg, 2014)
Aluminium	1064	5000	26	n.d.	n.d.	6	(Buttini, 1998)
Titan	1064	5000	26	n.d.	n.d.	9	(Buttini, 1998)
Titan	1064	9000	7,9	21,1	n.d.	10	(Ali, 2011)
Nickel	1064	5000	26	n.d.	n.d.	10	(Buttini, 1998)
Nickel	1064	9000	7,9	25,1	n.d.	7	(Ali, 2011)
Kupfer	1064	500	5,0	27	60	1,34	(Illg, 2014)
Kupfer	1064	500	7,0	27	59	1,46	(Illg, 2014)
Kupfer	1064	9000	7,9	27	n.d.	6	(Ali, 2011)
Zink	532	100	600	n.d.	n.d.	0,37	(Pakhomov, 2003)
Zink	1064	9000	7,9	40,7	n.d.	2,5	(Ali, 2011)
Molybdän	1064	5000	26	n.d.	n.d.	13	(Buttini, 1998)
Molybdän	1064	9000	7,9	20,1	n.d.	11	(Ali, 2011)

4-1 Experimentelle Ergebnisse aus (Illg, 2014) sowie Literaturdaten zur Winkelverteilung des Ablationsjets für verschiedene metallische Targets für verschiedene Laserparameter (Fluenz Φ , Pulsdauer τ):

Divergenzwinkel Θ (halber Öffnungswinkel) für die Halbwertsbreite der Winkelverteilung und für 90% des Massenstroms sowie Fitparameter p der Winkelverteilung gemäß Gleichung 2-4.

Für den flächenhaften Abtrag einer weniger Quadratzentimeter großen Treibstoffoberfläche ist, unter Berücksichtigung des Arbeitsabstandes der fokussierenden Einheit, nur eine minimale Variation des Einfallswinkels im Bereich weniger Grad zu erwarten, so dass die Divergenz während des Ablationsprozesses wahrscheinlich konstant bleibt. Allerdings ist in diesem Zusammenhang der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Divergenz und eine eventuelle Verkipfung des Treibstrahls von großem Interesse. Erste Untersuchungen dazu zeigen eine leichte

Variation der Divergenz in Abhängigkeit vom Pulsüberlapp sowie der Richtung des Scanmusters, vgl. Abbildung 4-9, die sich durch lokale Fluktuationen der Neigung der Oberfläche erklären lassen, die sich auf die lokale Fluenz auswirken und somit lokale Variationen innerhalb des Laserspots im Hinblick auf Menge und Ausbreitungsrichtung des ablatierten Materials bewirken.



4-9 Ladungsverteilung beim Abrastern der Treibstoffoberfläche mit einem Versatz Δx in zwei verschiedenen Richtungen („von links nach rechts“, *vlnr* und umgekehrt) im Vergleich mit dem Treibstrahl eines Einzelpulses auf frischer Oberfläche.

4.2.3. Spezifischer Impuls

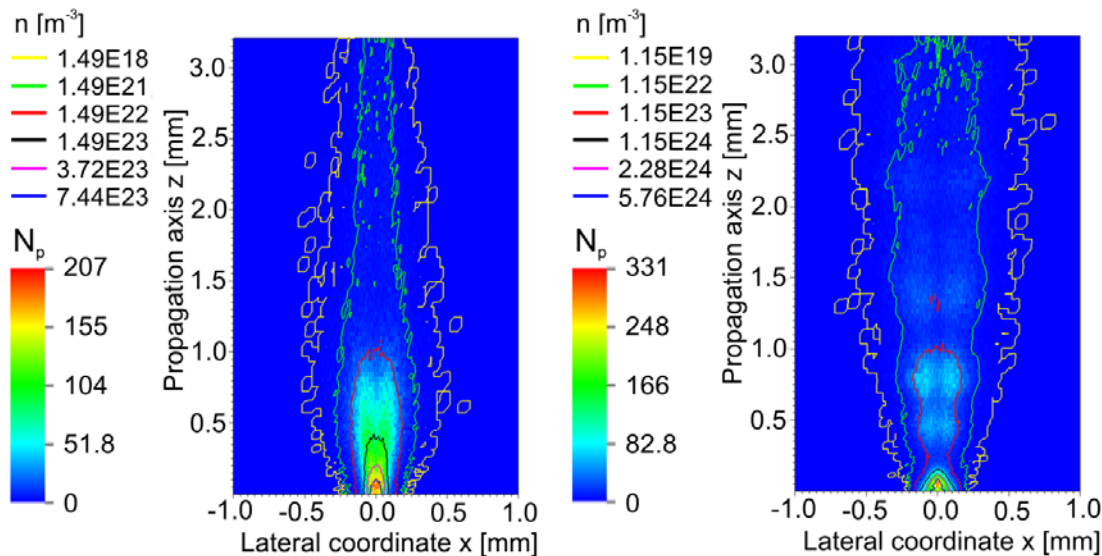
Zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung des Treibstrahls wurden die winkelaufgelösten Daten unter Gewichtung des Raumwinkels und Berücksichtigung der Projektion auf die Propagationsachse senkrecht zur Targetoberfläche aufintegriert. Damit erhält man für den spezifischen Impuls folgenden Zusammenhang, der eine Berechnung aus den Signalen des Faradycups ermöglicht:

$$I_{sp} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{t_e} \cos \alpha I_\alpha(t) \cdot v_\alpha(t) dt \sin \alpha d\alpha d\varphi}{g \cdot Q_\alpha}.$$

4-7 Berechnung des spezifischen Impulses für winkelaufgelöste Messungen mit Faraday-Cups

Die zugehörigen experimentellen Ergebnisse sind im folgenden Kapitel in Abbildung 5-2 gezeigt. Es ist eine Abweichung um ca. den Faktor 3 zwischen Theorie und Experiment zu erkennen, s.o.

4.2.4. DSMC-Simulationen



4-10 Ergebnisse aus DSMC-Simulationen mit PICLas (Peter, 2014): Partikelanzahldichte n (Konturlinien) und Anzahl N_p der Simulationsteilchen (Makropartikel, Farbgradient) 50 ns nach dem Maximum eines Laserpulses mit $\lambda = 1064$ nm, $\tau = 500$ ps, $\theta = 15^\circ$ und $\Phi = 3$ J/cm². Links wurde eine homogene Intensitätsverteilung angenommen, rechts ein Gauß-förmige Verteilung, bei der verschiedene konzentrische Bereiche für die unterschiedlichen Eingangswerte aus Polly-2T zu verschiedenen lokalen Fluenzen verwendet wurden.

Für die Durchführung von Parameterstudien wurde der DSMC-PIC-Code PICLas des Instituts für Raumfahrtssysteme (IRS), Universität Stuttgart, im Hinblick auf seine Eignung zur Beschreibung des Treibstrahls bei Laser Ablation validiert (Peter, 2014). Als Eingangswerte für die Simulationen wurden dabei Daten zu Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur des ablatierten Materials aus Simulationen mit Polly-2T verwendet. Abbildung 4-10 zeigt beispielhaft die Ausdehnung des Treibstrahls zu einem Zeitpunkt nach dem Laserpuls.

Qualitativ sind die Ergebnisse in Übereinstimmung mit Literaturdaten, belastbare quantitative Aussagen konnten jedoch noch nicht abgeleitet werden, da die Eingangsdaten lediglich für einen bestimmten Zeitpunkt vorgegeben konnten, eine kontinuierliche, zeitlich variable Einströmung von Teilchen jedoch noch nicht in den Code implementiert war. Darüber hinaus waren die Simulationen für geladene Teilchen mit dem integrierten Particle-in-cell-Verfahren (PIC) nicht stabil, weswegen die in Abbildung 4-10 gezeigten Ergebnisse lediglich eine DSMC-Simulation mit Neutralteilchen beinhalten. An einer Weiterentwicklung des PICLas-Codes für Laser-Materie-Wechselwirkung wird derzeit an der Universität Stuttgart in einem Sonderforschungsbereich (SFB 716 B.8) gearbeitet.

5. Antriebskenngrößen

Um die typischen Kenndaten laser-ablativer Antriebe zu erfassen, wurde eine Parameterstudie durchgeführt, die sich auf drei charakteristische Kenngrößen konzentriert:

- Treibstoffeffizienz, Kapitel 5.1.
In der Raumfahrt, insbesondere jedoch bei Mikroantrieben zur Lage- und Positionsregelung, ist es von besonderer Bedeutung, möglichst wenig Treibstoff zu verbrauchen. Die entsprechende Kenngröße ist der gewichtsspezifische Impuls I_{sp} , der sich gemäß $I_{sp} = \langle v_{jet} \rangle / g$ aus dem gewichteten Mittel der Partikelgeschwindigkeiten des Treibstrahls bestimmen lässt.
- Schubeffizienz, Kapitel 5.2.
Bei elektrischen Antrieben ist das Schub/Leistungs-Verhältnis $c_{tp} = F/P_{el}$ eine typische Kenngröße, wobei P_{el} die elektrische Leistung bezeichnet, die erforderlich ist, um den Schub F zu generieren. Für Laserantriebe teilt sich diese Definition weiter auf gemäß $c_{tp} = \eta_{eo} \cdot c_m$ mit der elektro-optischen Energieumwandlungseffizienz η_{eo} des verwendeten Lasersystems und dem Impulskoppelkoeffizienten c_m , der von Laserparametern und den Materialeigenschaften des verwendeten Treibstoffes abhängt. Auf diese Weise kann zwischen der technologischen und der prozess-spezifischen Effizienz dieser Antriebstechnologie zu unterscheiden.
- Jet-Effizienz, Kapitel 5.3.
Diese Kenngröße vereint die vorgenannten Effizienzen durch $\eta_{jet} = g/2 \cdot c_m \cdot I_{sp}$ und kann somit zumindest als grobe Maßzahl für die Effizienz des Gesamtsystems gesehen werden. Sie leitet sich ab aus der Umwandlungseffizienz der Laserpulsenergie in kinetische Energie des Treibstrahls, $\eta_{jet} = g/2 \cdot c_m \cdot I_{sp} = 1/2 \cdot m_{sc} \cdot v_{sc} \cdot v_{jet} / E_L = 1/2 \cdot m_{jet} \cdot v_{jet}^2 / E_L$, jedoch unter der Annahme einer einheitlichen Jetgeschwindigkeit. Sie unterscheidet sich im Fall einer Geschwindigkeitsverteilung von der tatsächlichen kinetischen Energieumwandlungseffizienz η_{kin} durch die Monochromatizität ψ des Treibstrahls, $\eta_{kin} = \psi \cdot \eta_{jet}$ (Loktionov, 2013.a).

Kernelement dieser Parameterstudie sind hydrodynamische Simulationen mit Polly-2T, bei denen die wesentlichen Laserparameter Pulsdauer τ und Fluenz Φ über sechs bzw. zwei Größenordnungen variiert wurden. Die Ergebnisse werden anhand von Experimenten sowie Literaturdaten diskutiert, auch im Hinblick auf den Einfluss weiterer Laserparameter wie Wellenlänge λ , Einfallswinkel ϑ und Polarisation.

5.1. Treibstoffeffizienz – Spezifischer Impuls

5.1.1. Theoretische Grundlagen

Der spezifische Impuls kann nach (Phipps, 2010.b) auf analytische Weise durch

$$I_{sp}(\Phi) = \sqrt{\frac{2 \cdot \Phi_0 (T_{opt} \xi - 1)}{g^2 (\rho / \alpha) \ln \xi}}$$

5-1 Spezifischer Impuls im Verdampfungsbereich des Kurzpulsregimes

für niedrige Fluenzen im sogenannten Verdampfungsregime berechnet werden, wobei T_{opt} die Transmission des Materials an der Oberfläche bezeichnet. Dieser einfache Zusammenhang gilt vornehmlich für Volumenabsorber, wie z.B. die meisten Polymere. Eine umfassenderes Modell, welches auch für Metalle Gültigkeit hat, ist in (Phipps, 2011) beschrieben.

Für hohe Fluenzen hingegen muss die Plasmaabsorption im Treibstrahl mit berücksichtigt werden, was sich u.a. in der Abhängigkeit des spezifischen Impulses von Laserwellenlänge und Ionisierungsgrad ausdrückt. Daher gilt im Plasmaregime

$$I_{sp}(\Phi) = 442 \frac{A^{1/8}}{\Psi^{9/16}} (\Phi \lambda \sqrt{\tau})^{1/4},$$

5-2 Spezifischer Impuls im Plasmaregime bei Ablation durch kurze Pulse

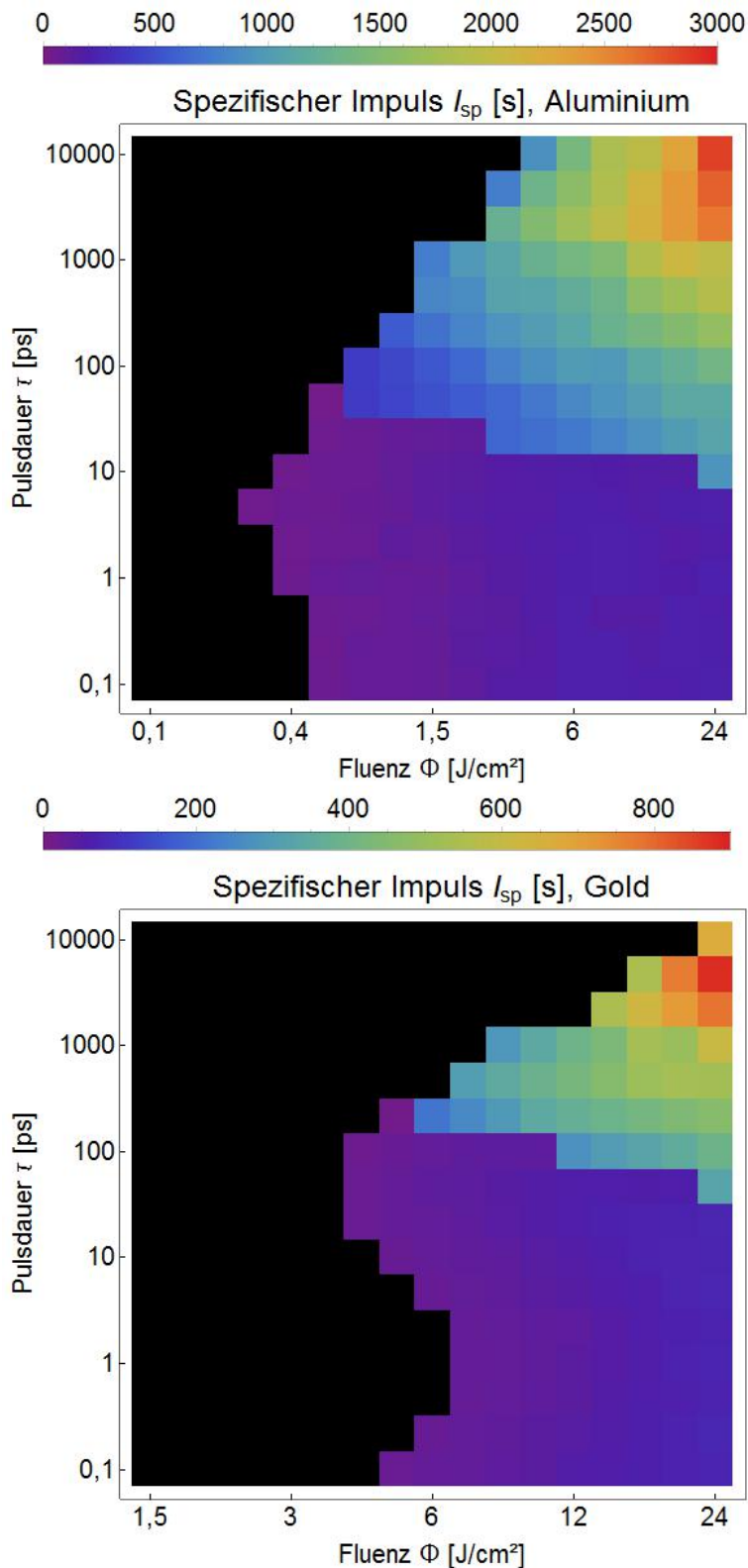
und es sind ρ die Dichte des ablatierten Materials, T die Transmissivität der Plume bis zum Ort der Ablation, A die mittlere Atommasse und $\Psi = A / 2 [Z^2 (Z + 1)]^{1/3}$ ein massengewichteter Ionisierungsfaktor, der den Grad Z der Ionisierung beinhaltet. Wegen des Zusammenhangs in Gleichung 5-2 wird der spezifische Impuls, und auch c_m , in der Literatur oft in Abhängigkeit vom sogenannten Laser-Materie-Wechselwirkungsparameter $I \lambda \sqrt{\tau} = \Phi \lambda \sqrt{\tau}$ angegeben. Für ultrakurze Laserpulse ist die Gültigkeit von Gleichung 5-2 allerdings nicht gegeben, hier existiert keine geschlossene analytische Beschreibung.

Für die Simulation des spezifischen Impulses bei einer räumlichen Energiedichteverteilung $\Phi(r)$ im Laserspot kann analog zu Gleichung 4-4 $I_{sp}(r) = I_{sp}(\Phi(r))$ mittels $I_{sp} = \langle v_{jet} \rangle / g$ berechnet werden zu

$$I_{sp} = \frac{\int_0^{r_a} I_{sp}(\Phi(r)) \cdot d_a(r) \cdot r dr}{\int_0^{r_a} d_a(r) \cdot r dr}.$$

5-3 2D-Berechnung des spezifischen Impulses

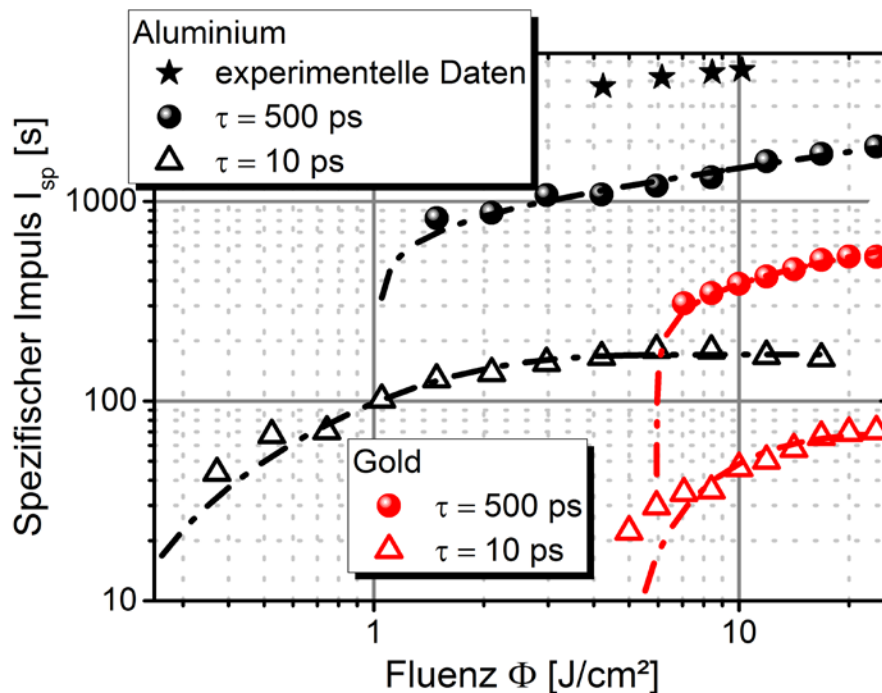
5.1.2. Vergleich zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsregime



5-1 Spezifischer Impuls in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.

Wie in Abbildung 5-1 zu erkennen ist, weist der hohe Materialabtrag im Ultrakurzpulsregime, vgl. Abbildung 4-5, tatsächlich auf einen hohen Treibstoffverbrauch des laser-ablativen Antriebs für diesen Pulslängenbereich hin, da die Werte für I_{sp} hier durchweg recht niedrig sind. Andererseits ist das Kurzpulsregime durch einen hohen spezifischen Impuls charakterisiert, der mit größer werdender Fluenz Φ immer weiter ansteigt, da hier der bereits entstandene Ablationsjet während des Laserpulses weiter aufgeheizt wird und dabei mit zunehmender Energiedichte das Target vor der einfallenden Laserstrahlung abschirmt.

Im Vergleich zwischen beiden Laserpulsregimes verhält sich der spezifische Impuls also gewissermaßen komplementär zur Menge des abgetragenen Materials, was auf die unterschiedlichen Ablationsprozesse zurückgeführt werden kann, wie bereits die unterschiedlichen Abhängigkeiten von der eingestrahlten Energiedichte vermuten lassen, vgl. Abbildung 5-2.



5-2 Ergebnisse aus hydrodynamischen Simulationen mit eigenen experimentellen Vergleichsdaten aus (Eckel, 2014): Spezifischer Impuls I_{sp} vs. Fluenz Φ_T bei Aluminium und Gold für verschiedene Pulslängen τ_L bei zirkularer Polarisation, $\vartheta = 0^\circ$ (Experimentelle Parameter: $\tau_L = 500$ ps, $\vartheta = 15^\circ$, p-Polarisation, vgl. (Illg, 2014)).

Für ultrakurze Laserpulse steigt der spezifische Impuls rasch mit der Fluenz an und erreicht recht bald einen asymptotischen Grenzwert, der nicht mehr überschritten wird. Entsprechende Datenfits mit $I_{sp}(\Phi) \approx I_{sp,max} \cdot [1 - \exp[-(\Phi - \Phi_0)/a]]$ ergeben im gesamten Ultrakurzpulsregime von $\tau = 100$ fs bis 5 ps (Al), bzw. 25 ps (Au), sehr ähnliche Werte für $I_{sp,max} = (191 \pm 24)$ s (Al), bzw. (68 ± 7) s (Au) sowie $a = (1,4 \pm 0,1)$ J/cm² (Al), bzw. $a = (4,8 \pm 0,5)$ J/cm². Diese

Unabhängigkeit von τ kann auf das *Stress confinement* zurückgeführt werden, zumal der Materialabtrag, unabhängig von der (ultrakurzen) Pulsdauer, in jedem Fall erst *nach* dem Laserpuls stattfindet. Außerdem ist die Jetgeschwindigkeit offensichtlich limitiert, was in guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen für verschiedene Metalle ist (*Loktionov, 2013.b, Phipps, 2006.b*), wenngleich es auch hier Ausnahmen gibt (*Loktionov, 2013.a*).

Bei kurzen Laserpulsen hingegen kann ausgehend von Gleichung 5-2 eine einfache Fitfunktion, $I_{sp} \approx a(\Phi - \Phi_0)^{1/4}$ verwendet werden, um die Abhängigkeit von der Fluenz zu beschreiben. Die Werte für a liegen im Bereich von 590 bis 1240 J^{-1/4}cm^{1/2}s (Al, 100 ps bis 10 ns), bzw. 215 bis 482 J^{-1/4}cm^{1/2}s (Au, 250 ps bis 5 ns). Obwohl dieser Fit recht gut mit den Simulationsdaten korreliert, muss dazu angemerkt werden, dass dies lediglich eine grobe Approximation ist, da die mittlere Ionisierungsgrad Z in Gleichung 5-2 implizit von Φ , λ und τ abhängt, was bei dieser einfachen Fitfunktion nicht berücksichtigt ist.

Analysen der Plume mittels Faraday-Cups zeigen bei $\tau_L = 500$ ps höhere Werte für den spezifischen Impuls als in den Simulationen berechnet, vgl. die experimentellen Daten aus (*Eckel, 2014*) in Abbildung 5-2. Allerdings ist dazu anzumerken, dass lediglich geladene Partikel mit Faraday-Cups detektiert werden können, jedoch keine Neutralteilchen. Daher können, wie bereits in (*Lin, 2005; Phipps, 2005*) berichtet, insbesondere bei leichten Elementen hier Diskrepanzen von mehr als einer Größenordnung zwischen der Geschwindigkeit des gesamten Jets und jener der geladenen Teilchen auftreten.

Vergleicht man Aluminium und Gold miteinander, so ist Aluminium im Hinblick auf den Einsatz in einem laser-ablativen Mikroantrieb Gold in beiden Pulslängenregimes durch den höheren spezifischen Impuls deutlich überlegen. Dieses Ergebnis wird allerdings nicht durch die experimentellen Ergebnisse aus (*Phipps, 2005*) für Gold im Kurzpulsbereich gestützt, wo deutlich höhere Werte für I_{sp} berichtet werden, vgl. Tabelle 5-2 in Kapitel 5.3. Dies kann zwar einerseits auf eine möglicherweise unzureichende Modellierung der Materialeigenschaften hinweisen, andererseits ist eine Jeteffizienz von 100%, wie sie in (*Phipps, 2005*) bei den genannten Ergebnissen berichtet wird, vermutlich ein Indiz für eine Überschätzung der Messergebnisse. Darüber hinaus werden die Simulationsergebnisse von dem allgemeinen Trend bestätigt, dass eine vergleichsweise geringe Atommasse einen relativ hohen spezifischen Impuls impliziert (*Pakhomov, 2002.a*).

Für beide Materialien, liegt der spezifische Impuls im Kurzpulsregime eine Größenordnung über den Werten des Ultrakurzpulsregimes. Bei Aluminium übersteigt er sogar den Wert von 1000 s, was für den langandauernden Einsatz bei Mikroantrieben von großem Vorteil wäre. Allerdings zeigen experimentelle Daten für Aluminium, die einen direkten Vergleich bei Pulslängenregimes erlauben, keine derart auffälligen Unterschiede, wobei dazu gesagt werden muss, dass I_{sp} im Experiment bei ultrakurzen Pulsen leicht überschätzt werden kann, falls der große Anteil flüssigen

Materials im Jet nicht akkurat erfasst wird. Daher sind noch ausführliche experimentelle Studien erforderlich, um diesen Aspekt genauer zu beleuchten, wenngleich die vorliegenden Simulationen nahelegen, dass eher kurze als ultrakurze Laserpulse für laser-ablative Mikroantriebe empfehlenswert sein dürften.

5.2. Schubeffizienz – Impulskoppelkoeffizient

5.2.1. Theoretische Grundlagen

Analog zum spezifischen Impuls kann gemäß (Phipps, 2010.b) auch der Impulskoppelkoeffizient auf analytische Weise durch

$$c_m(\Phi) = \sqrt{\frac{2(\rho\alpha)\ln\xi \cdot (T_{opt}\xi - 1)}{\Phi_0\xi^2}}$$

5-4 Impulskoppelkoeffizient im Verdampfungsbereich bei Laserablation durch kurze Pulse

für niedrige Fluenzen im sogenannten Verdampfungsregime berechnet werden, wobei T_{opt} die Transmission des Materials an der Oberfläche bezeichnet. Auch dieser Zusammenhang gilt im Wesentlichen für Volumenabsorber, wie z.B. die meisten Polymere, vgl. hingegen die in (Phipps, 2011) geschilderten, etwas komplexeren Zusammenhänge für Oberflächenabsorber, wie z.B. Metalle. In beiden Fällen ist das Verdampfungsregime durch einen steilen Anstieg des Impulskoppelkoeffizienten mit der Fluenz gekennzeichnet:

$$c_m(\Phi) = 1,84 \cdot 10^{-4} \frac{\Psi^{9/16} / A^{1/8}}{(\Phi\lambda / \sqrt{\tau})^{1/4}}.$$

5-5 Impulskoppelkoeffizient im Plasmaregime bei Laserablation mit kurzen Pulsen

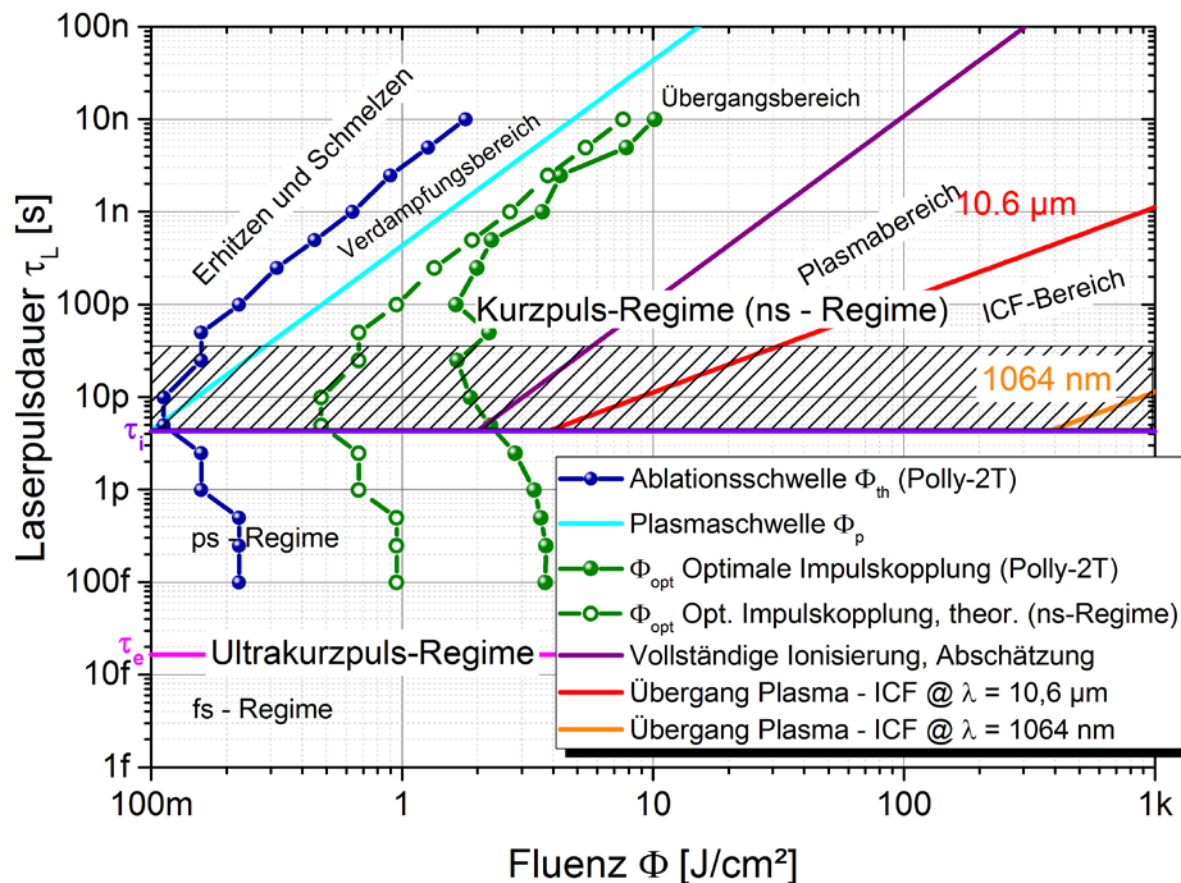
Hier führt die mit der Fluenz zunehmende Plasmaabschirmung des Treibstofftargets durch den Ablationsjet zu einem leichten Rückgang des Impulskoppelkoeffizienten.

Für den Verlauf von c_m im Übergang zwischen beiden Regimes wird eine lineare Interpolation von Gleichung 5-4 und Gleichung 5-5 in Abhängigkeit vom Ionisierungsgrad verwendet. Um experimentelle Daten an diesen komplexen Zusammenhang anzufitten, eignet sich die vereinfachte Funktion

$$c_m \approx [a_0 + a_1 \cdot [1 - \exp(-\Phi / a_2)]] \cdot a_3 / \Phi^{a_4}.$$

5-6 Approximation des Impulskoppelkoeffizienten für das Kurzpulsregime

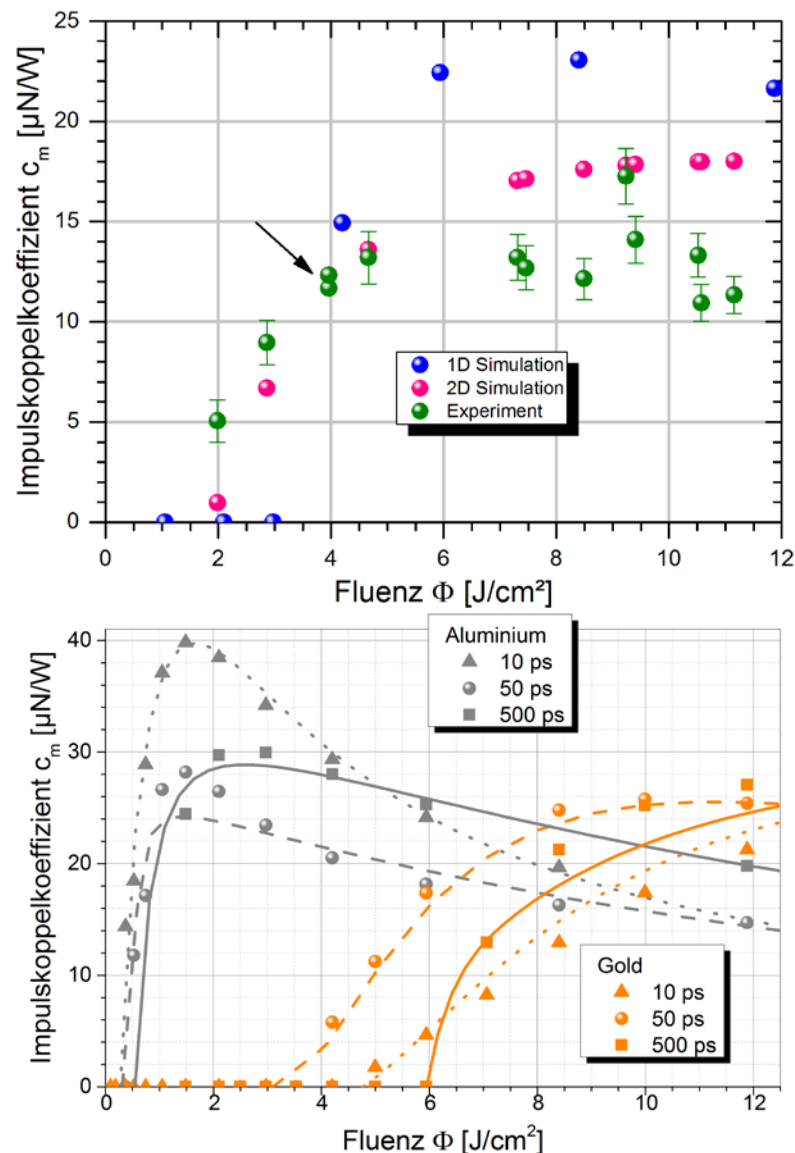
Im Allgemeinen liegt das prozesstypische Schub/Leistungs-Verhältnis c_m im Nanosekunden-Regime für Metalle bei bis zu 30 $\mu\text{N/W}$, bzw. 300 $\mu\text{N/W}$ für Polymere, vgl. (Phipps, 2010.a) für Aluminium bzw. Polyoxymethylen als repräsentative Materialien. Gemäß (Phipps, 2010.b) befindet sich das Maximum von c_m für das Kurzpulsregime bei $\xi_{\text{opt}} \approx 4,2$, was auch in recht guter Übereinstimmung mit Simulationsergebnissen aus Polly-2T ist, vgl. Abbildung 5-3. Für ultrakurze Pulse liegt die optimale Fluenz aufgrund der Unterschiede im Ablationsprozess deutlich höher als der theoretische Wert des Kurzpulsregimes. Dort ist auch im Kurzpulsregime deutlich der Übergangsbereich erkennbar, in dem der Ionisierungsgrad des Treibstrahls für die Interpolation zwischen Verdampfungsbereich, Gleichung 5-4, und Plasmabereich, Gleichung 5-5, dient. Für extrem hohe Fluenzen schließt sich im Kurzpuls-Bereich das Regime der Intensitäten für die trägheitsbegrenzte Fusion (ICF) an.



5-3 Optimale Impulskopplung bei laserinduzierter Ablation von Aluminium in Abhängigkeit von Fluenz, Laserpulsdauer und Laserwellenlänge, theoretische Vorhersage sowie Simulationsergebnisse. Der schraffierte Bereich kennzeichnet den fluenzabhängigen Übergang zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsregime, vgl. auch Abbildung 2-5 in Kapitel 2.2.

5.2.2. Einfluss der Fluenz auf den Impulskoeffizienten

Die Ergebnisse an der in Kapitel 3.1.3 beschriebenen Schubwaage bei laser-ablativen Experimenten sind in Abbildung 5-4 gezeigt. Es wurden in diesem Experiment an einem Aluminium-Target Schubkräfte bis zu $\approx 30 \mu\text{N}$ gemessen, dafür wurde ein Nd:YVO₄-Laser (Edgewave) bei bis zu drei Watt optischer Ausgangsleistung mit einer Puls-Wiederholrate von $f_{\text{rep}} = 1 \text{ kHz}$ verwendet, vgl. auch (Eckel, 2014).



5-4 Oben: Experimentelle Daten aus Schubmessungen im Vergleich mit Simulationsergebnissen zum Impulskoeffizienten; Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\tau_L = 8 \text{ ns}$, Treibstoff: Aluminium. Der Pfeil bezeichnet die Ergebnisse zu den Messungen, die in Kapitel 6.4 im Hinblick auf das Schubrauschen analysiert werden. Unten: Ergebnisse aus hydrodynamischen Simulationen: Impulskoeffizient c_m vs. Fluenz Φ_T bei Aluminium und Gold für verschiedene Pulslängen τ_L bei zirkularer Polarisation, $\vartheta = 0^\circ$.

Für niedrige Fluenzen ist ein steiler Anstieg des Impulskoppelkoeffizienten bis hin zu einem breiten Maximum mit $c_{m,max} \approx 15 \mu\text{N/W}$ erkennbar. Der Rückgang von c_m für höhere Fluenzen im Plasmaregime ist hier auf Grund des gewählten Fluenzbereichs nur andeutungsweise erkennbar.

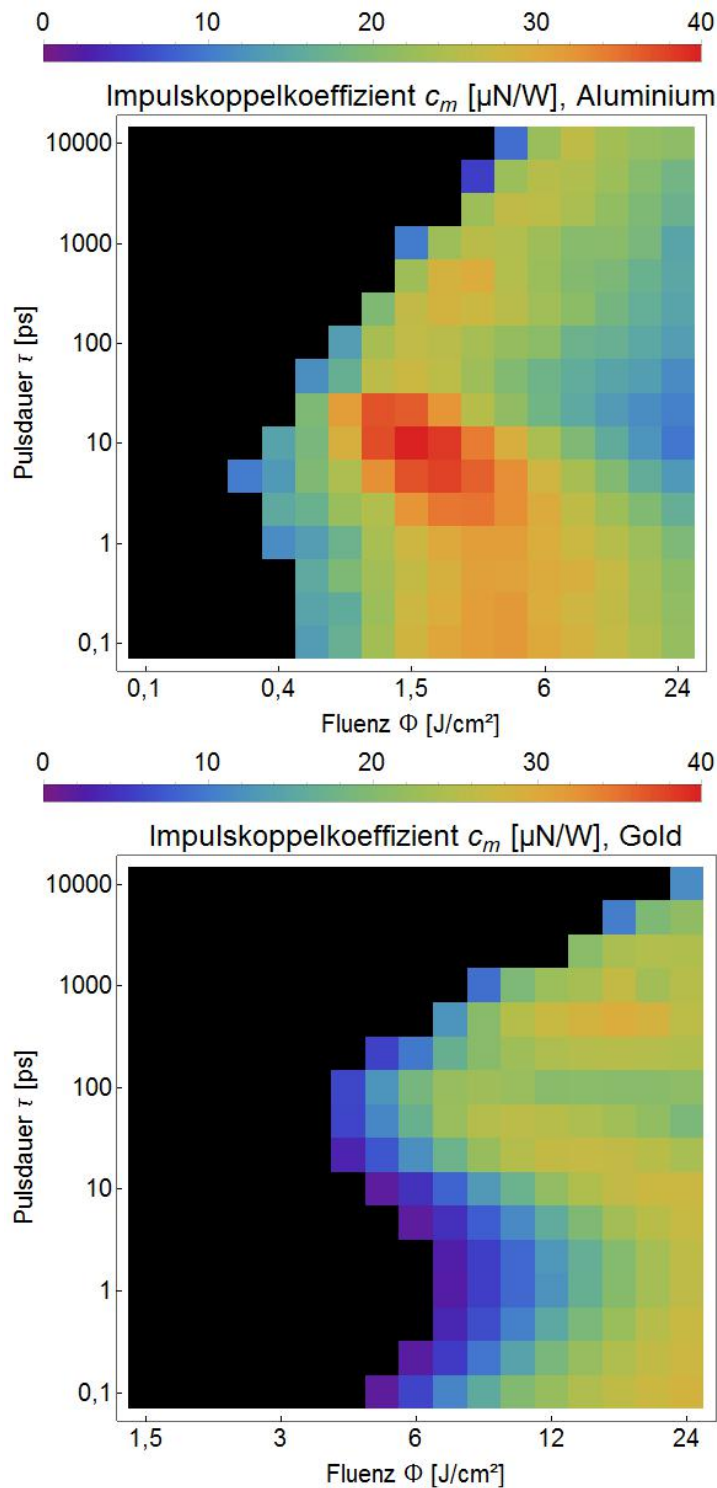
Die zugehörigen Simulationsergebnisse aus Polly-2T unterscheiden sich von den experimentellen Daten ca. um den Faktor 2. Allerdings handelt es sich um Daten aus 1D-Simulationen, die also die homogene Bestrahlung einer lateral beliebig ausgedehnten Probe voraussetzen. Berücksichtigt man hingegen die räumliche Ausdehnung der Ablationskrater mit der resultierenden räumlichen Geschwindigkeitsverteilung durch ein Post-Processing der Simulationsdaten gemäß Gleichung 4-4 und Gleichung 5-3, lässt sich der Impulskoppelkoeffizient c_m anhand der experimentellen Parameter wesentlich präziser vorhersagen, wie ein Vergleich der 2D-Simulationsdaten in Abbildung 5-4 mit den experimentellen Ergebnissen zeigt. Dies wird insbesondere am Verlauf für niedrige Fluenzen deutlich, da hier sich die Fluenz-Abhängigkeit der Abtragsrate stark auf den Durchmesser des Ablationskraters und damit auch auf den Gesamtimpuls auswirkt.

Die Ergebnisse aus hydrodynamischen Simulationen für verschiedene Materialien sowie einige kürzere Pulslängen, wie sie in Abbildung 5-4 dargestellt sind, zeigen im wesentlichen zwischen den beiden Materialien größere Unterschiede, und zwar in Bezug auf die Ablationsschwelle, die bei Gold etwa eine Größenordnung höher als bei Aluminium liegt. Allgemein jedoch erkennt man den typischen Verlauf mit dem steilen Anstieg von c_m oberhalb der Ablationsschwelle, das Maximum von c_m im Übergangsbereich bei ungefähr dem Vierfachen der Ablationsschwelle, vgl. auch Tabelle 5-1, und für Aluminium den langsamen Rückgang von c_m für höhere Fluenzen im Plasmaregime. Dabei ist zu beachten, dass ein Rückgang von c_m nur die Schubeffizienz betrifft, in der Regel aber nicht mit einem Rückgang des übertragenen Impulses verbunden ist, der auch mit höheren Fluenzen weiter ansteigt.

Target	τ_L [ps]	Φ_{opt} [J/cm ²]	ξ_{opt}	$c_m(\Phi_{\text{opt}})$ [$\mu\text{N/W}$]
Aluminium	10	1,6	5,9	39,7
Aluminium	50	1,5	4,8	28,2
Aluminium	500	2,6	4,7	28,9
Gold	10	18,9	3,9	26,7
Gold	50	11,3	3,6	25,5
Gold	500	20,3	4,1	28,0

5-1 Kenngrößen laser-ablativer Mikroantriebe mit Aluminium bzw. Gold als Treibstoff für verschiedene Laserpulslängen τ_L bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\theta = 0^\circ$; Ergebnisse aus hydrodynamischen Simulationen: Fluenz Φ_{opt} für optimalen Impulsübertrag, Impulskoppelkoeffizient c_m sowie relative Fluenz ξ_{opt} .

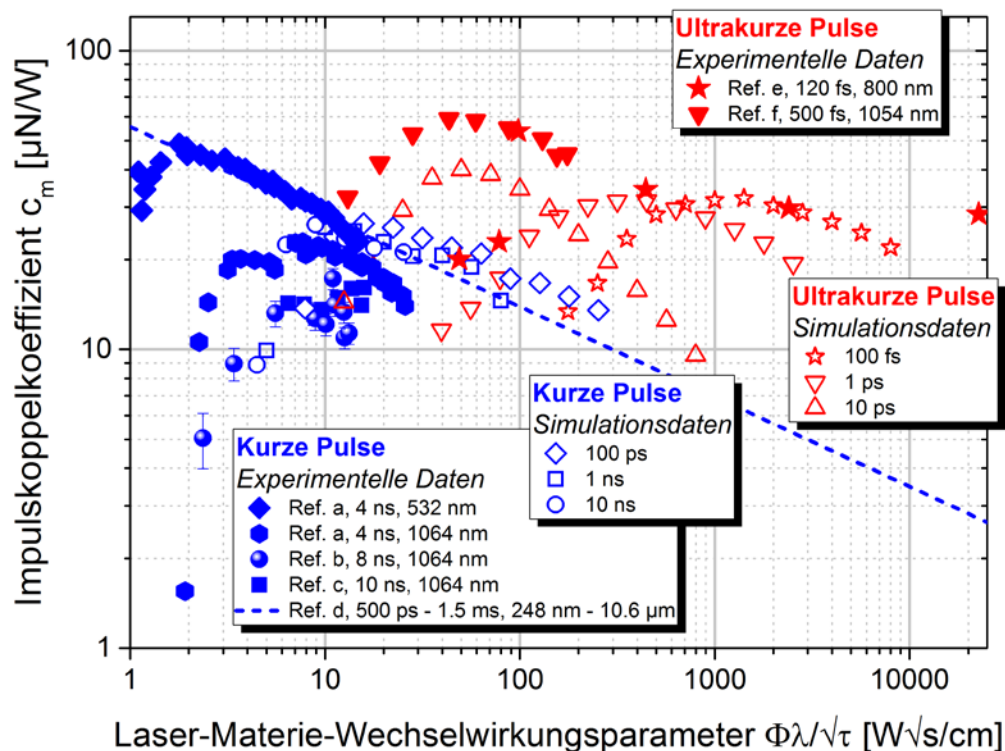
5.2.3. Vergleich zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsregime



5-5 Impulskoppelkoeffizient in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkuläre Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.

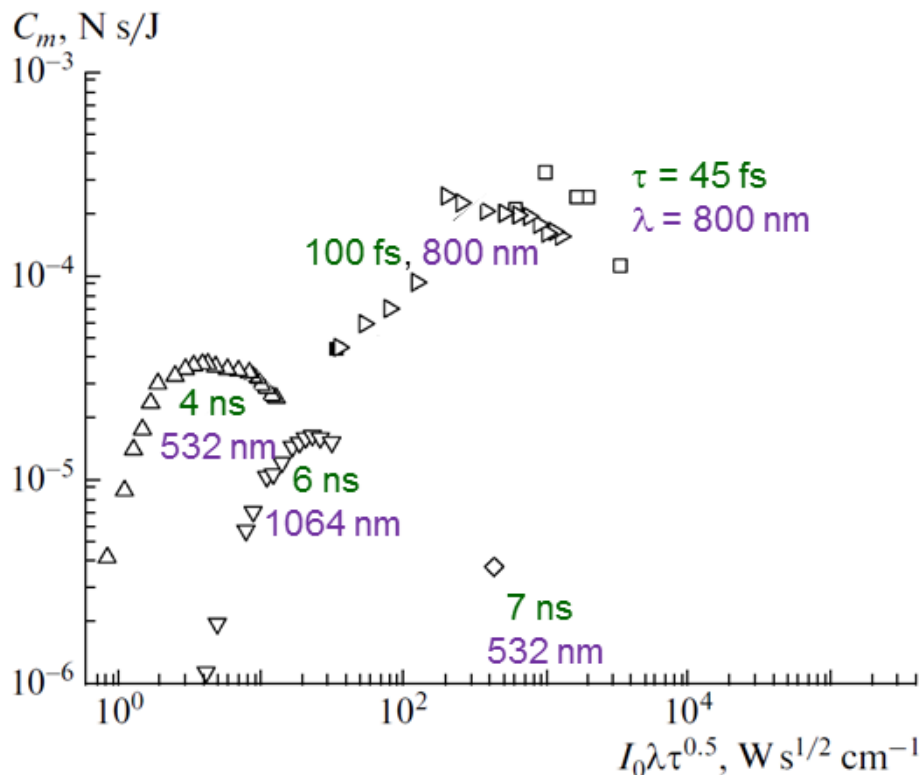
Im Vergleich für verschiedene Pulsdauern sind die Kurven in Abbildung 5-4 einander recht ähnlich, obwohl sich die zugrunde liegenden Prozesse grundsätzlich unterscheiden, da es sich für beide Materialien mit $\tau = 10$ ps um ultrakurze Pulse, für $\tau = 500$ ps um das Kurzpulsregime handelt. Eine systematische Übersicht zur Abhängigkeit des Impulskoppelkoeffizienten von Pulsdauer und Fluenz ist in Abbildung 5-5 gegeben. Im Vergleich mit Abbildung 4-5 und 5-1 fällt dabei auf, dass hier keine deutliche Grenze zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsbereich zu erkennen ist. Während sich der Impulsübertrag beim Übergang zwischen beiden Regimes also nur geringfügig ändert, verschiebt sich der wesentliche Beitrag zum Impuls von der ablatierten Masse bei ultrakurzen Pulsen hin zu hohen Jetgeschwindigkeiten für kurze Laserpulse.

Bei genauerer Analyse der Daten fällt hingegen ein dennoch bestehender Unterschied zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsregime auf: Trägt man die Ergebnisse gegen den oben definierten Laser-Materie-Wechselwirkungsparameter $\Phi\lambda/\sqrt{\tau}$ auf, erkennt man eine Teilung des Datenbereichs, die in etwa durch die gestrichelte Linie in Abbildung 5-6 gegeben ist. Diese Trendlinie aus (Phipps, 1988) fasst experimentelle Daten zur laser-induzierten Schuberzeugung bei Aluminium und Aluminium-Legierungen für einen weiten Parameterbereich im Plasmabereich des Kurzpulsregimes zusammen, $\lambda = 248$ nm – 10,6 μ m sowie $\tau = 500$ ps – 1,5 ms.



5-6 Zusammenstellung von Literaturdaten, eigenen experimentellen Werten sowie Simulationsergebnissen zum laser-induzierten Impulsübertrag bei Aluminium (Vakuum) im Kurzpuls- sowie im Ultrakurzpulsregime. Quellen: a) (D'Souza, 2007), b) (Eckel, 2014), c) (Niino, 2000), d) (Phipps, 1988), e) (Uchida, 2000), f) (Kremeyer, 2008)

Die Ergebnisse für ultrakurze Laserpulse liegen zum Teil weit jenseits dieser Linie, da die Schuberzeugung nicht durch Plasmaabschirmung infolge der Aufheizung des Treibstrahls begrenzt ist. Tendenziell lässt sich durch ultrakurze Pulse eine leicht höhere Schubeffizienz als mit kurzen Laserpulsen erreichen, da sich der Treibstrahl erst nach dem Laserpuls ausbildet. Andererseits müssen auch vergleichsweise hohe Pulsenergien aufgewendet werden. Dieser Trend wird auch durch die experimentellen Daten für Kupfer unterstrichen, vgl. Abbildung 5-7.

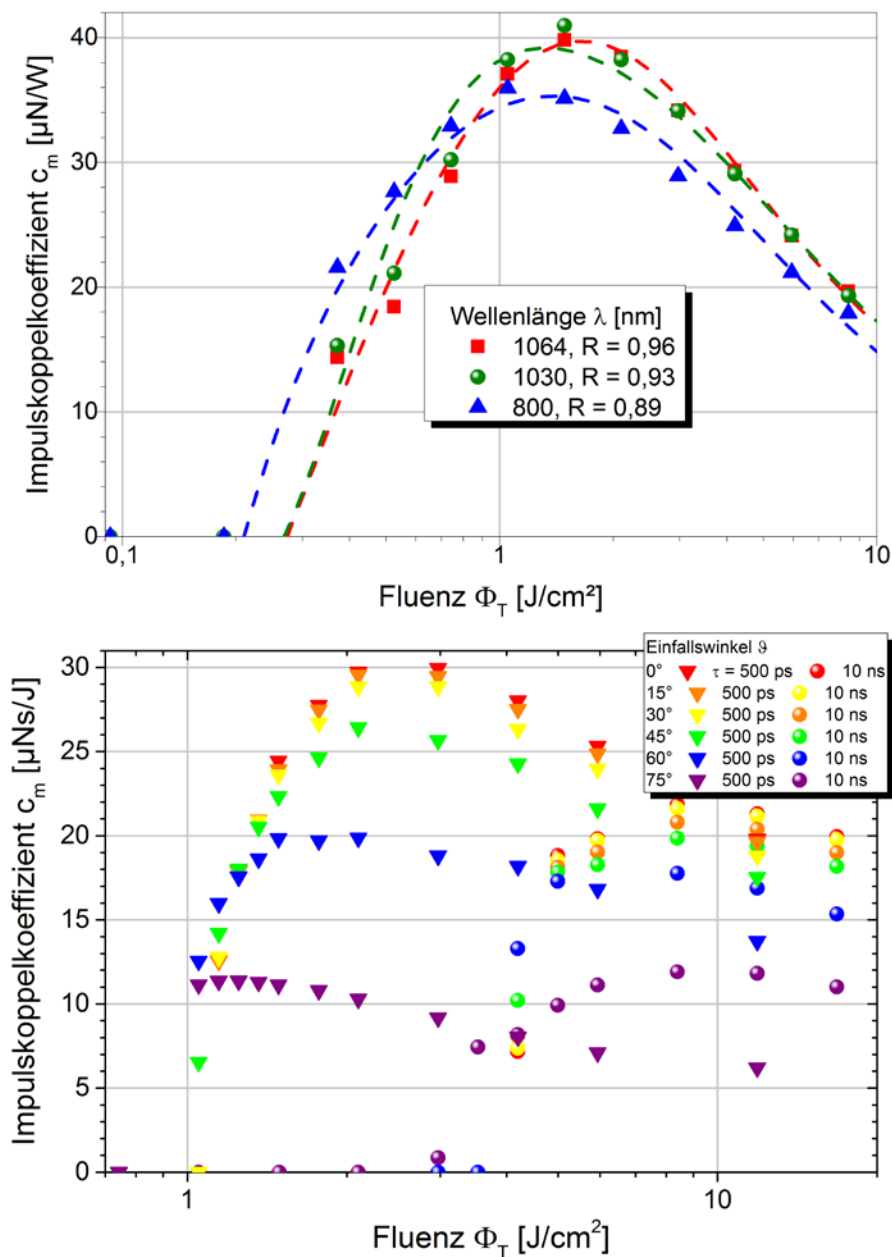


5-7 Zusammenstellung von Literaturdaten zum laser-induzierten Impulsübertrag bei Kupfer (Vakuum) im Kurzpuls- sowie im Ultrakurzpulsregime nach (Loktionov, 2013.b).

5.2.4. Weitere Laserparameter

Festkörperlaser, die für den Einsatz beim laser-ablativen Mikroantrieb in Frage kommen, emittieren üblicherweise Strahlung im Nahen Infrarot (NIR), wobei 1064 nm (Nd:YAG-Laser), 1030 nm (Yb:YAG-Laser) sowie 800 nm (Ti:Sa-Laser) typische Wellenlängen sind. Abbildung 5-8 verdeutlicht den Einfluss der Laserauswahl auf den Impulsübertrag. Bei mäßigen Fluenzen unterhalb von Φ_{opt} können die geringfügigen Unterschiede im Impulsübertrag leicht durch Unterschiede in $R(\lambda)$ erklärt werden, also der Reflektivität des Targetmaterials bei Raumtemperatur, da hier eine stärkere Lichtabsorption zu einem größeren Impuls führt. Andererseits treten bei hohen Fluenzen oberhalb von Φ_{opt} sehr hohe Temperaturen sowie Plasmabildung in der bestrahlten Schicht auf. Daher kommt es zu starken Änderungen in der Permittivität während des Laserpulses, wodurch sich die Absorptionsverhältnisse ändern. Die

zugrunde liegenden komplexen physikalischen Zusammenhänge sind in (Povarnitsyn, 2012.a) beschrieben. Generell kann man jedoch festhalten, dass der Einfluss der Wellenlänge eine untergeordnete Rolle spielt und gegenüber der Pulsdauer bei der Auswahl des Lasersystems zweitrangig ist.



5-8 Impulskoppelkoeffizient c_m vs. Fluenz Φ_T in Abhängigkeit von Laserwellenlänge λ (oben), bzw. Einfallswinkel ϑ (unten). Simulationsparameter: $\tau_L = 10$ ps (oben), bzw. 500 ps und 10 ns (unten), zirkuläre Polarisation.

Auch der Einfallswinkel ϑ der Laserstrahlung übt einen Einfluss auf den Impulsübertrag aus, wie in Abbildung 5-8 zu erkennen ist. Dieser Effekt beruht nicht etwa auf einer Abschwächung der Laserstrahlung bei schrägem Einfall, wie man anhand der geometrischen Beziehung $\Phi = \Phi_T = \cos \vartheta \cdot \Phi_L$ vermuten könnte, wobei Φ_T die Fluenz an der Targetoberfläche, Φ_L hingegen die Fluenz im Querschnitt des Laserstrahls bezeichnet.

Vielmehr hängt, bei gleichem Φ_T , die Reflektivität des Targets nach den Fresnel'schen Formeln vom Einfallswinkel der Laserstrahlung ab, wodurch auch die Menge der absorbierten Laserpulsenergie winkelabhängig wird. Während die Fresnel'schen Formeln die sogenannte *kalte* Reflexion, also bei Raumtemperatur, beschreiben, ergeben sich auch für Laser-Materie-Wechselwirkung bei hohen Temperaturen ähnliche Effekte.

Mögliche Auswirkungen dieser Winkelabhängigkeit könnten in Fluktuationen in Impulsübertrag und Massenabtrag bestehen, die durch leichte Unterschiede im Einfallswinkel $\Delta\vartheta \approx \pm 1^\circ$ für die verschiedenen Bereiche der vom Laserstrahl abgerasterten Treibstoff\oberfläche auftreten können. Allerdings sind diese Unterschiede im Hinblick auf den Massenabtrag und den übertragenen Impuls wahrscheinlich bis zu einem Einfallswinkel von mindestens ca. $\vartheta = 30^\circ$ nicht signifikant, sondern fallen erst bei stark geneigten Strahlen ins Gewicht, vgl. Abbildung 5-8.

5.3. Jet-Effizienz

Wegen der signifikanten Unterschiede im Ablationsprozess für die unterschiedlichen Pulsdauerregimes ist es sinnvoll, zwischen zwei Arten des MICROLAS-Konzeptes zu unterscheiden, und zwar der Variante mit Ultrakurzpulslasern (ps-MICROLAS) sowie der Ausführung mit Kurzpulslasern (ns-MICROLAS).

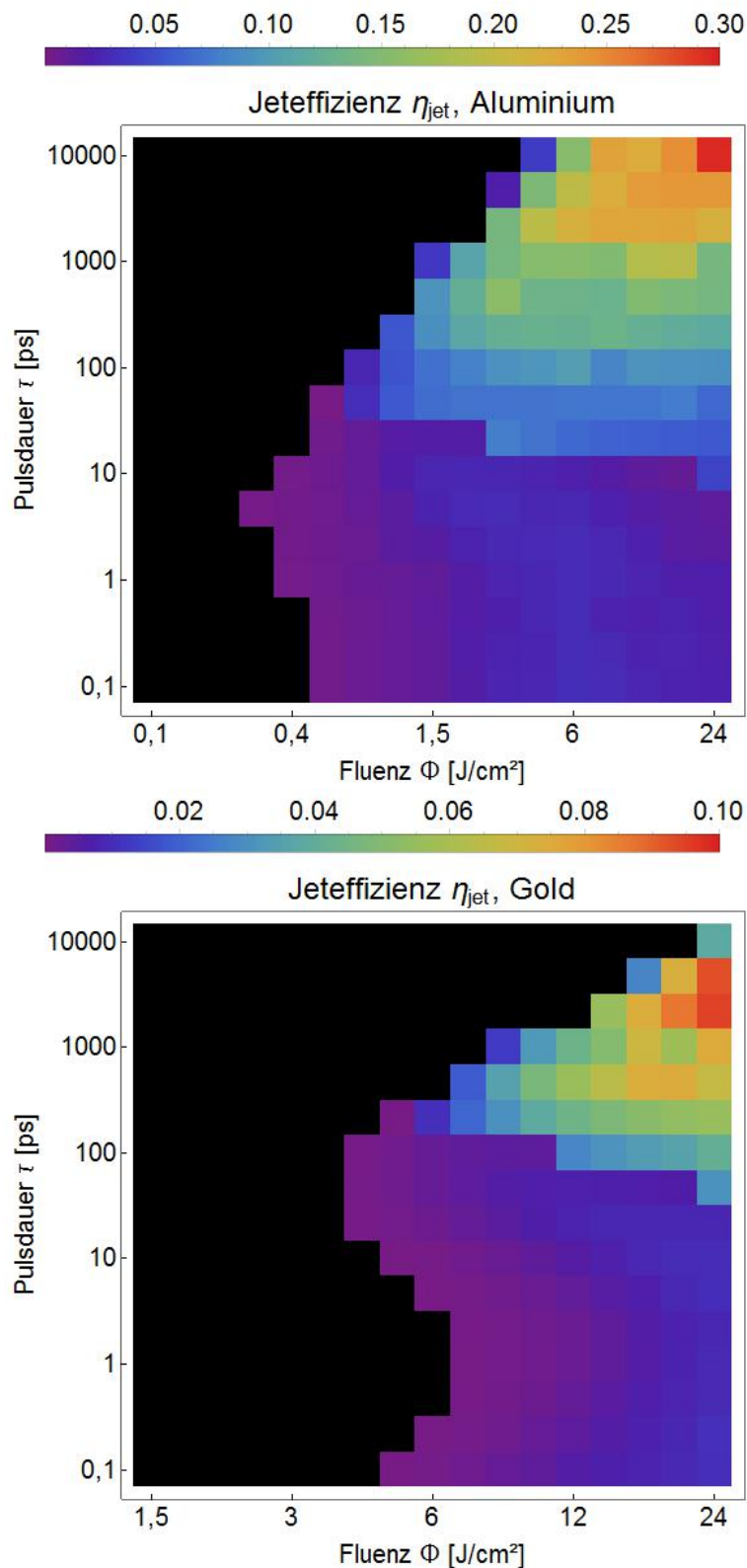
Ein Vergleich der Kenndaten verschiedener Umsetzungsvarianten des laser-ablativen Mikroantriebs ist in Tabelle 5-2 gezeigt. Hier sind neben den ps- und ns-MICROLAS-Konfigurationen auch die Daten der Laser Plasma Thruster von Phipps (ns-LPT: metallische Targets, ns-Pulse und ms-LPT: Polymer-Targets, ms-Pulse) verzeichnet. Zur Berechnung des Treibstoffverbrauchs ΔM wurde von einem mittleren Schub von $\langle F \rangle = 10 \mu\text{N}$ ausgegangen. Für MICROLAS wurde dabei zur Berechnung des Impulsbits ein Laserspotdurchmesser von $d_s = 40 \mu\text{m}$ angenommen, und für die Abschätzung des Treibstoffverbrauchs wurde ein mittlerer Schub von $10 \mu\text{N}$ vorausgesetzt.

In Bezug auf den spezifischen Impuls ist aus diesen Daten zu ersehen, dass das ns-MICROLAS-Konzept der ps-Variante überlegen ist. Die entsprechenden Ergebnisse aus der Parameterstudie legen zudem nahe, eine möglichst große Pulslänge im Kurzpulsregime zu verwenden, um eine hohe Antriebseffizienz zu erzielen, vgl. Abbildung 5-9. Allerdings könnte beim ns-Konzept eine erhöhte Oberflächenrauigkeit des Treibstoffes die Präzision in der Schuberzeugung vermindern. Falls dies mit dem ps-Konzept umgangen werden könnte, müsste ein erhöhter

Treibstoffverbrauch in Kauf genommen werden. Als Treibstoff wäre Aluminium gegenüber Gold zu bevorzugen, da die Jeteffizienz η_{jet} hier um den Faktor 2-3 höher ist. Für das ps-MICROLAS-Konzept wäre dann allerdings ein sehr kurze Pulsdauer von wenigen Pikosekunden erforderlich, da die Elektron-Phonon-Kopplungszeit τ_i bei Aluminium wesentlich niedriger liegt als bei Gold.

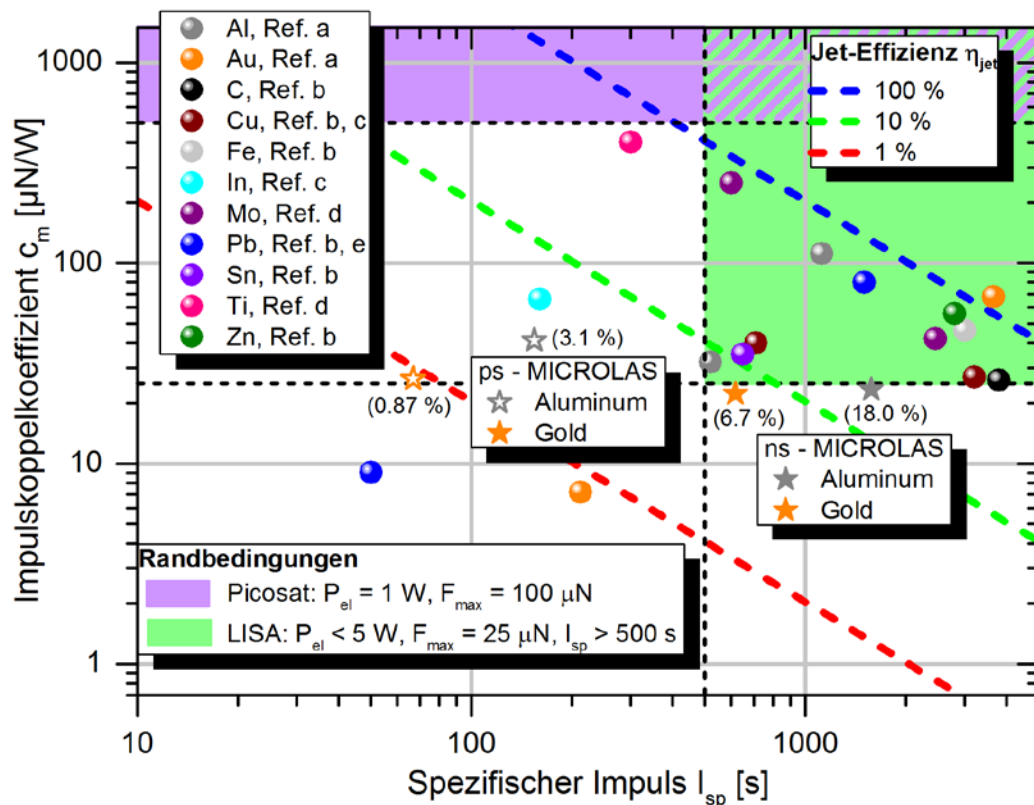
Konzept	Target	Φ [J/cm ²]	Δp [nNs]	I_{sp} [s]	c_m [μN/W]	η_{jet} [%]	$\partial_t m$ [g/y]
ps-MICROLAS	Aluminium	2,2	1,16	154	41,1	3,1	208
ns-MICROLAS	Aluminium	8,1	2,36	1575	23,4	18,0	29,9
ns-LPT	Aluminium	35	1,47	1120	111	60,9	29,0
ps-MICROLAS	Gold	20	6,55	67	26,4	0,87	481
ns-MICROLAS	Gold	31	8,64	617	22,3	6,7	52,1
ns-LPT	Gold	64	0,90	3660	68	≥100	8,8
ms-LPT	GAP:C	127	50	137	3047	205	235

5-2 Antriebskenngrößen: Simulationsdaten aus Polly-2T für MICROLAS im Vergleich mit experimentellen Daten des ns-LPT (*Phipps, 2005*) mit Aluminium, bzw. Gold sowie mit den Daten des ms-LPT (*Phipps, 2006.a*) mit dem exothermen Polymer GAP:C als Treibstoff: Fluenz Φ , Impulsbit Δp , spezifischer Impuls I_{sp} , Impulskoppelkoeffizient c_m und Treibstoffverbrauch $\partial_t m$. Pulsdauer τ : 10 ps bzw. 1 ns für MICROLAS, 4 ns für den ns-LPT sowie 2 ms beim ms-LPT.



5-9 Jetteffizienz in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.

Abbildung 5-10 verdeutlicht, wie die Kenngrößen der verschiedenen Antriebskonzepte im Hinblick auf Missionsspezifikationen abgeglichen werden können: Die verfügbare Anschlussleistung P_{el} im Satelliten bedingt die Anforderungen an das Schub-Leistungs-Verhältnis und damit an den Impulskoppelkoeffizienten c_m , während der erforderliche spezifische Impuls durch den maximalen Treibstoffverbrauch vorgegeben ist. Exemplarisch ist dies für die LISA-Mission sowie für die Lageregelung in einem Pikosatelliten in Abbildung 5-10 skizziert. Dabei wurde eine elektrooptischen Energiekonversionseffizienz von $\eta_{eo} = 20\%$ angenommen, um den Bezug zwischen P_{el} und c_m herzustellen. Darüber hinaus ist durch die gestrichelten schrägen Linien die Jeteffizienz $\eta_{jet} = g/2 \cdot c_m \cdot I_{sp}$ gezeigt. Sie gibt einen wichtigen Anhaltspunkt dafür, wie die gesamte Effizienz des Antriebssystems zu bewerten ist.



5-10 Kenngrößen laser-ablativer Schuberzeugung und Randbedingungen für mögliche Anwendungen. Datenquellen: a) (Phipps, 2005), b) (Pakhomov, 2002.b), c) (Gonzales, 2002), d) (Loktionov, 2013.a), e) (Zheng, 2006)

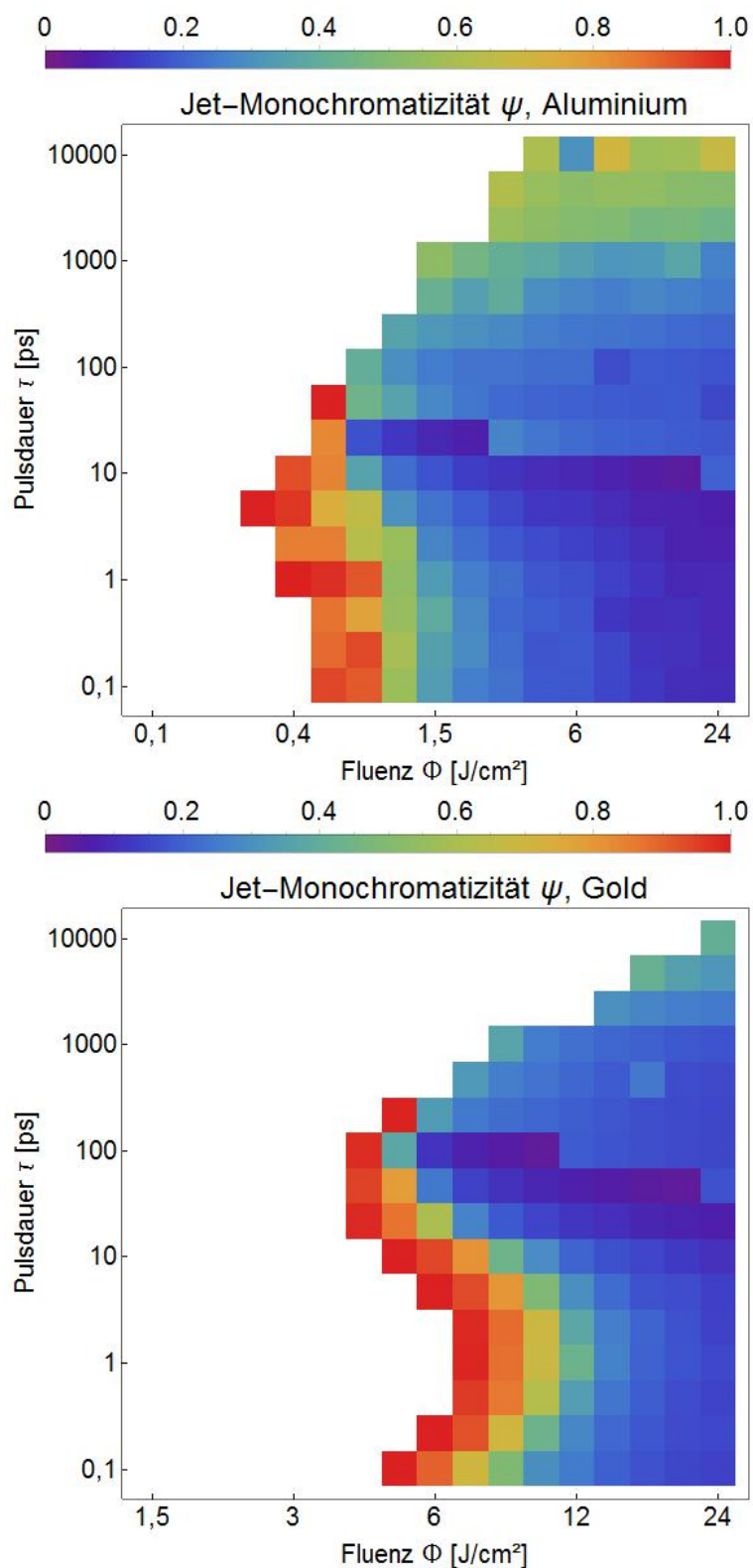
Die Kenndaten des MICROLAS-Konzepts sind hier exemplarisch für zwei Konfigurationen verzeichnet, die mit $\tau = 10$ ps sowie 1 ns den Betrieb im Ultrakurzpuls- und im Kurzpulsregime repräsentieren. Dabei wurde diejenige Fluenz Φ gewählt, bei der die Jet-Effizienz η_{jet} maximal wird. Diese Fluenz ist in den meisten Fällen um den Faktor zwei größer als die Fluenz Φ_{opt} , bei

welcher der c_m maximal wird, vgl. auch Tabelle 5-1. Zudem sind verschiedene Literaturdaten zur laser-ablativen Schuberzeugung, auch für andere Treibstoffe, in der Abbildung gezeigt.

In Bezug auf die LISA-Mission würden sich die Schubanforderung von 25 μN bei einer verfügbaren elektrischen Leistung von max. 5 W prinzipiell mit dem MICROLAS-Konzept erfüllen lassen. Allerdings wäre nur für die ns-Konfiguration ein ausreichend hoher spezifischer Impuls zu erwarten, prinzipiell wäre das MICROLAS-Konzept für diese Mission jedoch im Hinblick auf diese Kenndaten geeignet.

Der Einsatz als Lageregelungstriebwerk in einem Pikosatelliten hingegen würde höhere Anforderungen an das MICROLAS-Konzept stellen. Unter der Annahme einer verfügbaren elektrischen Leistung von max. 1 W wäre bei $\eta_{\text{eo}} = 20\%$ die Forderung nach einem hohen spezifischen Impuls $I_{\text{sp}} > 500 \text{ s}$ nur mit exothermen Treibstoffen ($\eta_{\text{jet}} > 100\%$) realisierbar. Auch Fortschritte im Bereich der Laser-Technologie, die zu einem höheren Laserwirkungsgrad η_{eo} führen könnten, würden nicht ausreichen, um beim jetzigen Stand 100 μN zu erreichen. Trotzdem belegen die Literaturdaten das Potential der laser-ablativen Antriebstechnologie, diese Ziele mit anderen Treibstoffen bei entsprechender Wahl der Laserparameter zu erreichen. Darüber hinaus kann ein MICROLAS-Triebwerk wegen des kleinen Impulsbits einerseits und der äußerst flexiblen Wahl der Laser-Repetitionsrate andererseits auch in Kombination mit einem stärkeren Mikroantrieb für die Feineinstellung des Schublevels im unteren μN -, bzw. sub- μN -Bereich dienen.

Zu den Literaturdaten in Tabelle 5-2 sowie in Abbildung 5-10 muss gesagt werden, dass die Angabe von η_{jet} sowie die Messung von I_{sp} in der Literatur oft problematisch ist und die zum Teil optimistisch anmutenden Werte mit Vorbehalt gesehen werden müssen. Zum einen wird oft lediglich die geladene Komponente des Treibstrahls erfasst, wo durch I_{sp} stark überschätzt werden kann, s.o. Zum anderen wird für die Berechnung der Jeteffizienz des öfteren von einer einheitlichen Jetgeschwindigkeit ausgegangen, was eine Monochromatizität von $\psi = 1$ voraussetzt. Diese Annahme ist in der Literatur umstritten (*Pakhomov, 2003*), und die Ergebnisse der hydrodynamischen Simulationen aus unserer Parameterstudie haben gezeigt, dass ψ in vielen Fällen deutlich kleiner ist und die Annahme $\psi = 1$ nur im Fall von Spallation näherungsweise gilt, vgl. Abbildung 5-11.



5-11 Monochromatizität des Treibstrahls in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkuläre Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.

5.4. Fazit

Es hat sich gezeigt, dass die Strategie, Metalle als Treibstoffe einzusetzen, um einen hohen spezifischen Impuls zu erzielen, mit der Idee, Ultrakurzpulslaser zu verwenden, um eine möglichst glatte Oberfläche zu erzielen, zumindest für die untersuchten Materialien Aluminium und Gold, nicht vereinbar ist. Vielmehr zeigen Metalle offensichtlich die Tendenz, bei der Bestrahlung durch ultrakurze Laserpulse wie ein Volumenabsorber zu reagieren, da hier ein Großteil der Strahlung im Elektronengas absorbiert wird, noch bevor der eigentliche Ablationsprozess stattfindet. Sie vereinen im Ultrakurzpulsregime sozusagen die Nachteile von Polymeren (geringer spezifischer Impuls) und Metallen (geringe Schubeffizienz).

Da bislang nicht geklärt ist, in welchem Maße sich die Oberflächenrauigkeit auf das Schubrauschen auswirkt, wird zur Entwicklung des MICROLAS-Konzept derzeit noch eine zweigleisige experimentelle Strategie verfolgt:

1. Für den Fall, dass eine relativ hohe Oberflächenrauigkeit sich lediglich in einem noch akzeptablen Schubrauschen äußert, wird untersucht, ob, in welchem Maß und ggf. bis zu welchem Ausmaß die Oberflächenrauigkeit der Treibstoffoberfläche bei schichtweisem Materialabtrag zunimmt und welche Auswirkungen dies auf die Präzision von Schubstärke und Schubrichtung hat. Unter Bezug auf die Pulslänge der verwendeten Laserstrahlung (0,5 ns und größer) werden diese Arbeiten unter dem Begriff *ns-MICROLAS* durchgeführt. Ablationskrater wie in Abbildung 4-3, die einen Kraterwall aufweisen, der gewissermaßen den Einschlag eines Laserpulses dokumentiert, werden hier als gegebene Randbedingung vorausgesetzt.
2. Für den Fall, dass bereits eine moderate Oberflächenrauigkeit zu inakzeptablem Schubrauschen führen sollte, für bestimmte Missionen jedoch ein relativ geringer spezifischer Impuls akzeptabel sein könnte, wird unter dem Stichwort *ps-MICROLAS* auch ein Betrieb im Ultrakurzpulsbereich untersucht. Dabei steht die Frage im Vordergrund, welche Laserparameter sich zur Beibehaltung einer möglichst glatten Treibstoffoberfläche auch nach vielen Lagen ablatierter Schichten eignen.

6. Trägheitsfreier Betrieb

Die bis zu diesem Punkt behandelten Themen lassen sich in der einen oder anderen Weise für laser-ablative Mikroantriebe im Allgemeinen anwenden. Das Alleinstellungsmerkmal des MICROLAS-Konzeptes ist hingegen der trägheitsfreie Betrieb ohne bewegliche Komponenten, um ein möglichst geringes Schubrauschen zu erzielen. Vor diesem Hintergrund wird daher im Folgenden auf die dafür relevanten Aspekte des MICROLAS-Konzeptes eingegangen.

1. Elektro-optische Komponenten, vgl. Kapitel 6.1: Sie ermöglichen es, von verschiedenen Positionen an der Treibstoffoberfläche sukzessive Material abzutragen und somit den Treibstoff wie im Tagebau Schicht für Schicht zu erschließen und zu verbrauchen, ohne dass sich irgendwelche Komponenten des Triebwerks bewegen. Dies lässt sich auch im Sinne des sogenannten *4P-Prinzips* der Laserantriebe von A. Kantrowitz betrachten, der die Idee von *Beamed Energy Propulsion* ins Leben gerufen hatte (Kantrowitz, 1972) und deren wesentlichen Elemente als *Payload - Propellant - Photons - Period* bezeichnet. Mit anderen Worten: Die Bewegung im MICROLAS-Triebwerk beschränkt sich idealerweise auf die Bewegung von Nutzlast, Treibstrahl und Photonen. Für den an Bord des Satelliten mitgeführten Laser kommt nur noch die Bewegung der Elektronen hinzu.
2. Betriebsparameter, Kapitel 6.2: Der Vorteil, den Treibstoff trägheitsfrei mit dem elektro-optisch abgelenkten Laserstrahl zu erreichen, führt auf die Frage nach eventuellen Nachteilen dieses Verfahrens im Vergleich zu konventionellen Konzepten, bei denen der Treibstoffvorrat Stück für Stück weiter transportiert wird, wo also im Idealfall bei jedem Laserpuls eine frische Targetoberfläche mit denselben Ausgangsbedingungen vorliegt. Beim schichtweisen Materialabtrag könnte Schubrauschen letztlich dadurch entstehen, dass veränderliche Ausgangsbedingungen den nachfolgenden Ablationsprozess beeinflussen und somit den Impulsübertrag verändern.
3. Vitem Oberflächenanalysen, vgl. Kapitel 6.3: Unter der Hypothese, dass die im Verlauf des ablativen Scanprozesses auf der Treibstoffoberfläche entstehenden Rauigkeiten zu einem erhöhten Schubrauschen führen können, wurden Oberflächenanalysen für verschiedene Materialien und Scanparameter durchgeführt (Pastuschka, 2015).
4. Schubrauschen, vgl. Kapitel 6.4: Erste Rauschanalysen von laser-ablativen Schubexperimenten geben einen Anhaltspunkt für das tatsächlich auftretende Schubrauschen und verdeutlichen das Anwendungspotential dieses neuartigen Antriebskonzeptes.

6.1. Strahlsteuerung, -formung und -führung

Die untersuchten KTN-Kristalle zur elektrooptischen Strahlsteuerung weisen hinreichend hohe Laserzerstörungsschwellen auf, wie Analysen in den Prüfständen von TP ergaben (bis zu $2,8 \text{ J/cm}^2$ bei 10 ns, s-on-1). In der Literatur wurden auch große Ablenkwinkel von ca. $\pm 5,7^\circ$ bei weniger als

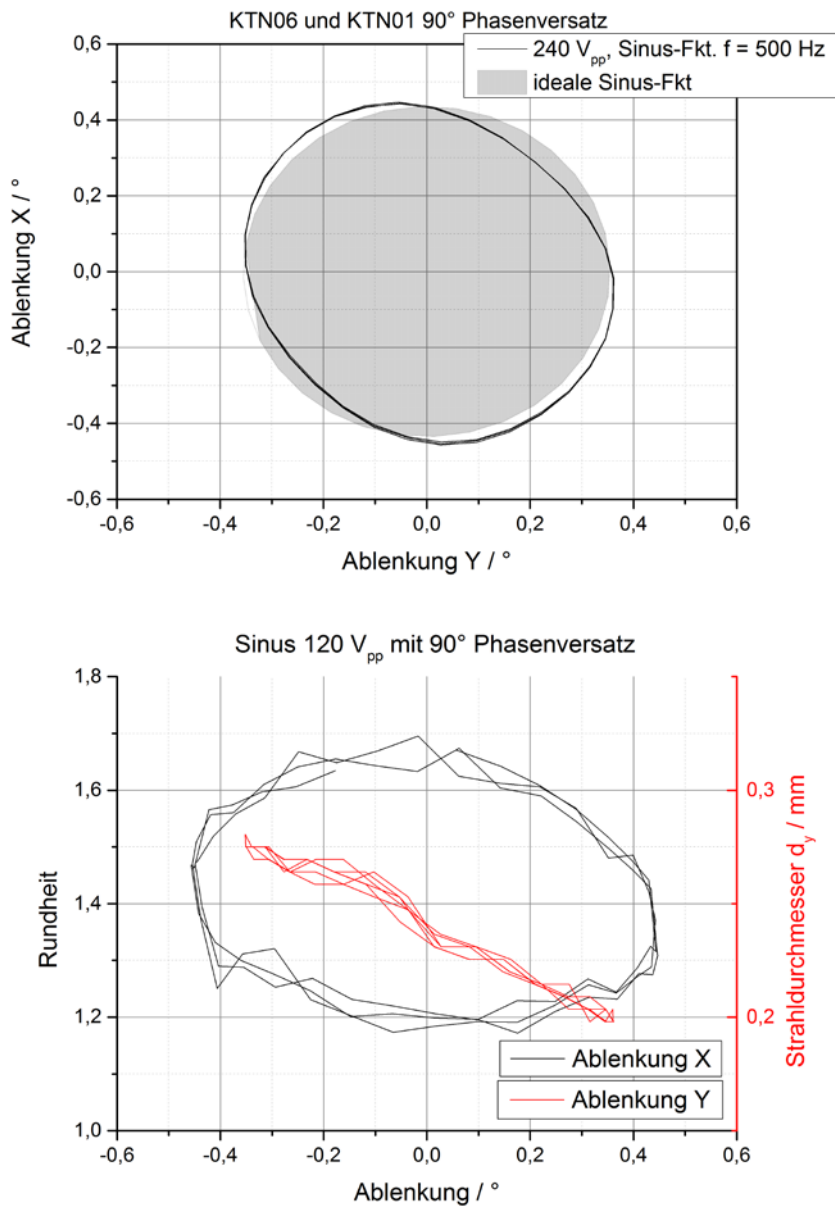
± 300 V nachgewiesen (Yagi, 2014), die im Experiment jedoch um ca. den Faktor 4 unterschritten wurden, vgl. Tabelle 6-1.

U [V _{pp}]	Δ_{pre} [deg]	δ_{DC} [deg]
60	n.d.	0,44
150	0,57	1,35
300	1,21	2,37
450	2,78	n.d.
600	4,17	n.d.

6-1 Amplitude der Auslenkung δ für verschiedene periodische Anregungsspannungen U unterschiedlicher Amplituden bei verschiedenen Betriebsmodi: Initialisierung des Kristalls mit einem sinusförmigen Spannungsverlauf 600 V_{pp} bei 50 mHz (*pre*), bzw. 270 V Gleichspannung (*DC*).

Allerdings beinhaltet diese Technologie auch mehrere Nachteile: Die Veränderung des Brechungsindex resultiert nicht allein in der Ablenkung des Strahls, sondern auch in der Wirkung als Zylinderlinse (Yagi, 2014), deren fokussierende Eigenschaft nachträglich kompensiert werden muss, um Fluktuationen in der Fluenz Φ auf der Targetoberfläche zu vermeiden, vgl. die Ergebnisse zu Rundheit und Strahldurchmesser beim zweidimensionalen Scanbetrieb in Abbildung 6-1.

Ferner verlangt das Scanmodul eine gute Temperaturstabilisierung (Huang, 2014). Außerdem ermöglicht es die Raumladungsverteilung, einen großen Scanwinkelbereich abzudecken (Nakamura, 2006; Yagi, 2014), wobei die Raumladungsverteilung von der angelegten Spannung sowie der individuellen Kristallzusammensetzung abhängt. Darüber hinaus müssen Vibrationen des KTN-Kristalls durch Elektrostriktion (Toyoda, 2013) hinsichtlich des Schubrauschens berücksichtigt werden, wenn für hohe Auslenkungswinkel hohe Spannungen angelegt werden. Eine detaillierte Übersicht der experimentellen Untersuchungen zur elektrooptischen Strahlsteuerung findet sich in (Dahms, 2014).

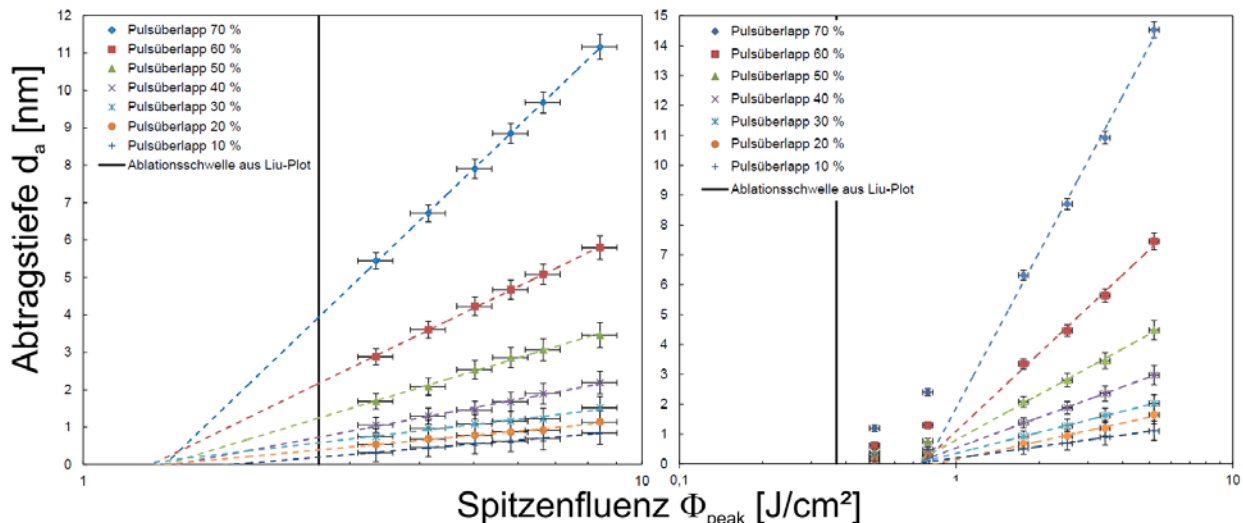


6-1 Experimentelle Ergebnisse zur 2D-Strahlsteuerung. Oben: Stabile Trajektorie für sinusförmige Ablenkspannungen mit 90° Phasenversatz, unten: Auslenkungsabhängige Schwankung von Strahldurchmesser und -rundheit.

6.2. Laserparameter im repetierenden Betrieb

Der kontinuierliche Wärmeeintrag in das Treibstofftarget sowie Mehrfachreflexionen auf der veränderten Materialoberfläche nach der Ablation sind nur zwei der Faktoren, die veränderliche Ausgangsbedingungen beim schichtweisen Materialabtrag für den Ablationsprozess darstellen. Sie können Auswirkungen auf den Impulsübertrag haben, die in Schubrauschen resultieren. Die in

Kapitel 5 bestimmten Kenngrößen sind also möglicherweise Änderungen während des Betriebs unterworfen, die einer sorgfältigen Analyse bedürfen.

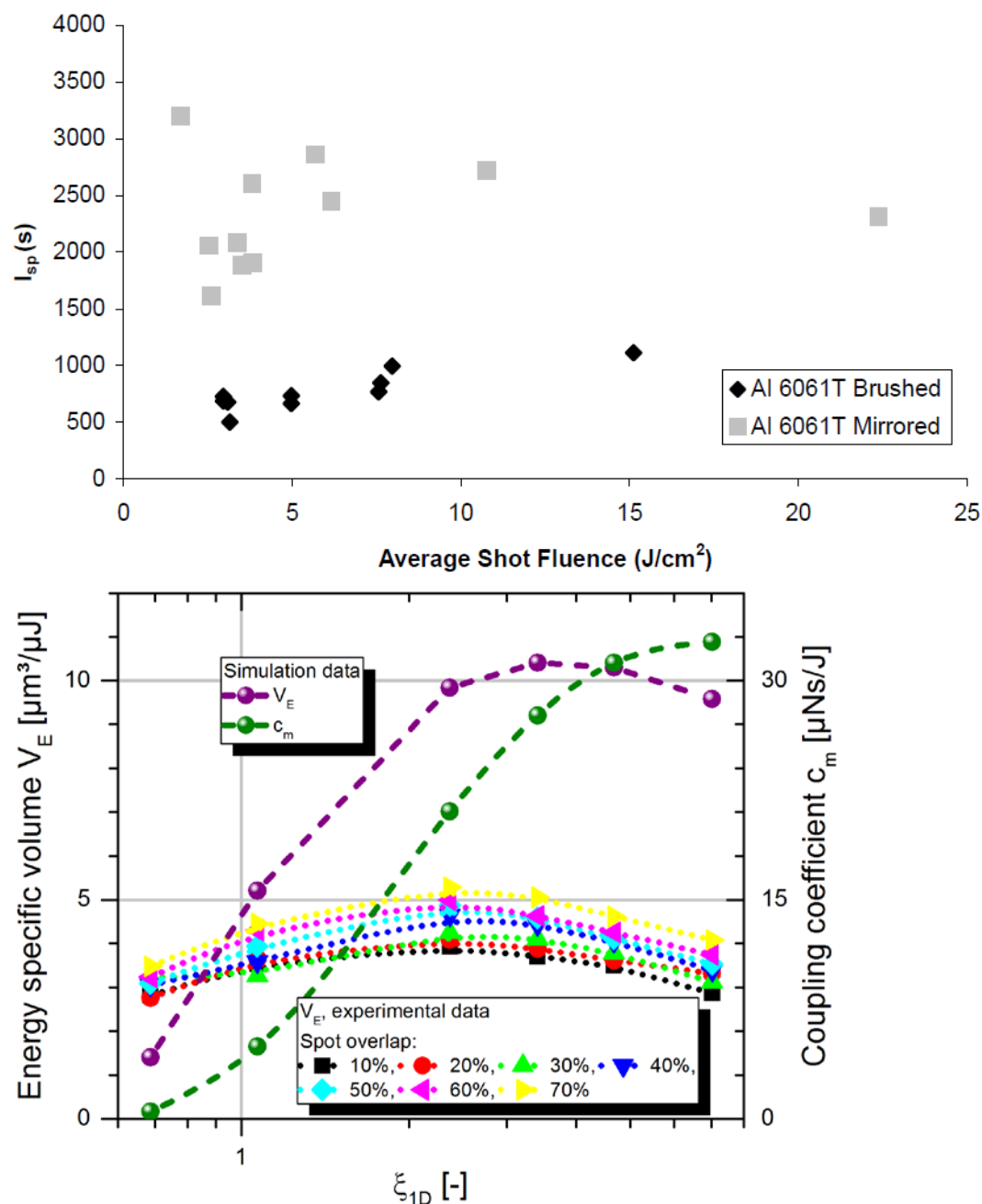


6-2 Fluenzabhängigkeit der Ablationstiefe für Kupfer (links) und Aluminium (rechts) im flächigen Materialabtrag bei verschiedenen Werten für den Pulsüberlapp im Vergleich mit der Ablationsschwelle aus Einzelpulsexperimenten.

Eine Indiz für die genannten Parameteränderungen ist in Abbildung 6-2 gezeigt: Die profilometrische Analyse von Targetoberflächen nach repetierendem Materialabtrag zeigt eine veränderte Ablationsschwelle, wie sich aus der Extrapolation der dargestellten Fluenzabhängigkeit ergibt. Dieser Effekt ist als *Inkubationseffekt* in der Laser-Materialbearbeitung bekannt (Cheng, 2013).

Mit der vom Einzelpulsexperiment abweichenden Menge des ablatierten Materials ändert sich auch der übertragene Impuls, wobei hier noch Messungen zum spezifischen Impuls beim flächenhaften Abtrag erforderlich sind. Einen Anhaltspunkt für eine mögliche Änderung des I_{sp} liefern Ergebnisse aus (D'Souza, 2007), die in Abbildung 6-3 dargestellt sind.

Alternativ kann jedoch auch der Impulskoppelkoeffizient bestimmt werden, der in Verbindung mit der Abtragstiefe einen Rückschluss auf den spezifischen Impuls erlaubt. Da im Ultrakurzpulsregime jedoch durch die maximale Abreißspannung ab einer gewissen Fluenz von einem relativ konstanten spezifischen Impuls ausgegangen werden kann, vgl. Kapitel 5.1, zeigen hydrodynamische Simulationen zum spezifischen Impuls einen starken Zusammenhang mit dem Tiefe des Materialabtrags, vgl. Abbildung 6-3. Dies lässt sich anhand der Definition des energiespezifischen Volumens $V_E = V / E_L = d_a / \Phi$ als in der Laser-Materialbearbeitung gängigen Parameters für die Abtragstiefe ansehen, da der Impulskoppelkoeffizient durch $c_m = m \cdot g \cdot I_{sp} / E_L \propto V_E \cdot I_{sp}$ gegeben ist.



6-3 Oben: Experimentelle Ergebnisse für den spezifischen Impuls in Abhängigkeit von der Fluenz aus (D'Souza, 2007): Die Oberflächenqualität des Aluminium-Targets hat einen signifikanten Einfluss auf I_{sp} .

Unten: Energiespezifisches Volumen V_E aus Experimenten zum flächenhaften Materialabtrag von Aluminium bei verschiedenen Werten für den Pulsüberlapp im Vergleich mit Ergebnissen aus hydrodynamischen Simulationen mit Polly-2T. Laserparameter: $\tau = 10$ ps, $\lambda = 1064$ nm.

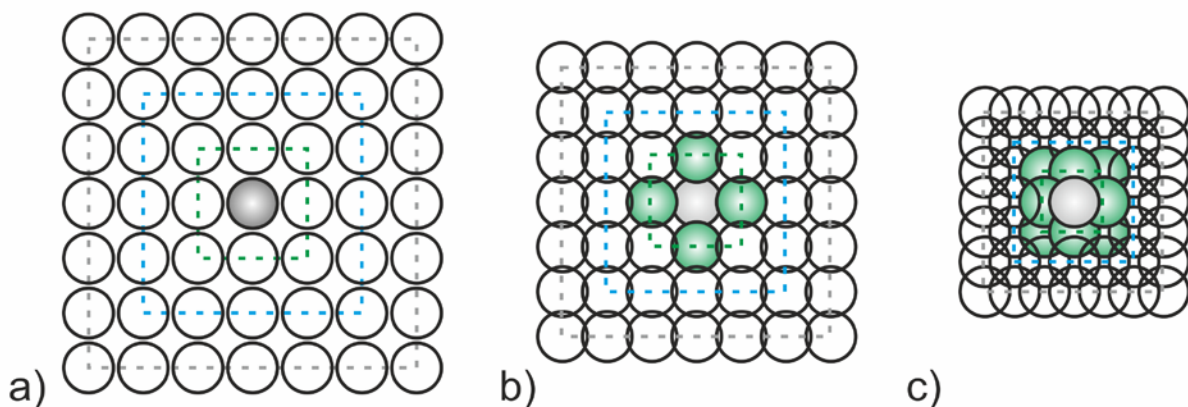
Die experimentellen Ergebnisse in Abbildung 6-3 verdeutlichen, dass sich nicht allein die Ablationsschwelle durch den flächenhaften Abtrag ändert, sondern darüber hinaus auch die

Menge des ablatierten Materials von der Wahl des Pulsüberlapps abhängt, die somit auch den übertragenen Impuls beeinflusst.

6.3. Oberflächenanalysen

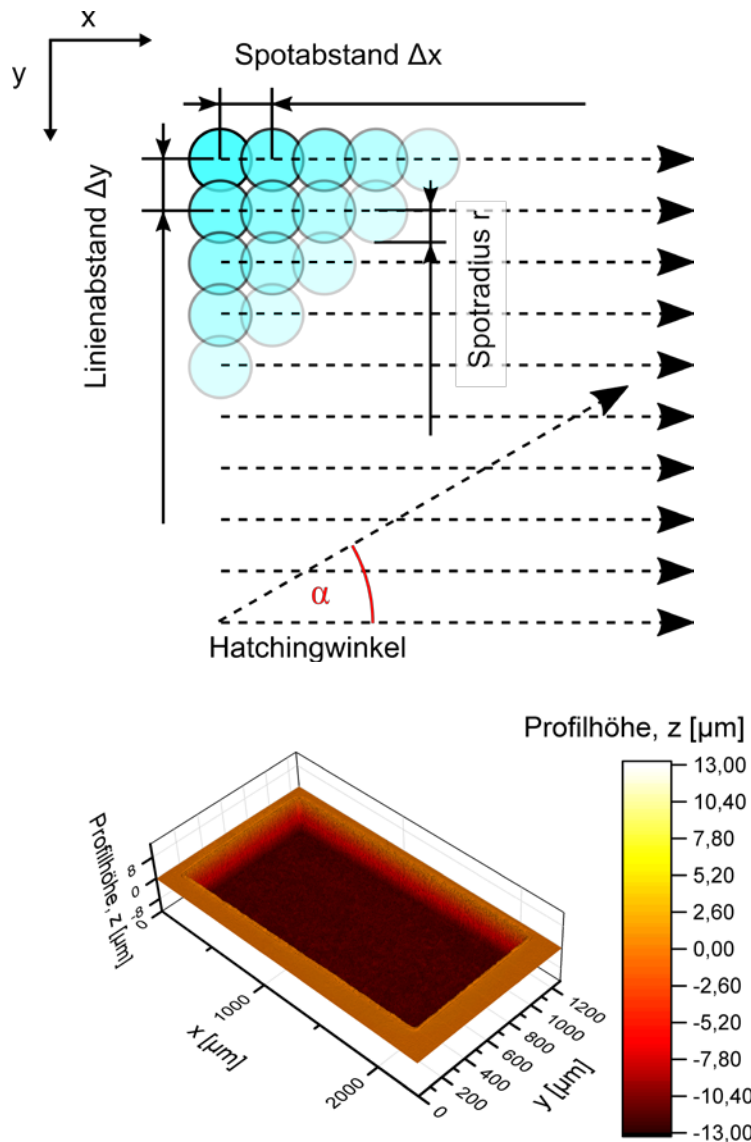
6.3.1. Ablationsschema

Für Simulationen zum ps-MICROLAS-Konzept wurde in einem Quasi-2D-Ansatz der laterale Wärmetransport im Ablationsgebiet vernachlässigt, da die typische Ausdehnung der erwärmten Bereichs (*heat affected zone*, HAZ) über das ablatierte Material hinaus lediglich in der Größenordnung von $d_{HAZ} \approx 200$ nm liegt und somit wesentlich kleiner als der Spotdurchmesser d_s ist. Daher wird das Profil des Ablationskraters mit Gleichung 4-4 durch eine parabolische Funktion angenähert werden wie in Abbildung 4-1 gezeigt. Um trotz dieses parabolischen Kraterprofils eine vergleichsweise glatte Oberfläche zu erhalten, müssen die Laserspots nacheinander mit einem gewissen seitlichen Versatz $\Delta d = (1 - u_e) d_s$ zueinander überlagert werden, wobei u_e den Grad des Überlapps bezogen auf den Durchmesser d_s des Laserspots bezeichnet.



6-4 Quadratische Ablationsmuster mit verschiedenen stark überlappenden Kratern: a) kein Überlapp, b) 10 Prozent Überlapp ($u_e = 0,1$) mit vier überlappenden Nachbarkratern, c) 40 Prozent Überlapp mit acht überlappenden Nachbarkratern.

Abbildung 6-4 illustriert das Konzept des Überlapps der Ablationskrater: Jeder Krater ist von mehreren konzentrischen Rahmen aus Nachbarkratern umgeben, von denen der erste grün gekennzeichnet ist, die weiteren Rahmen in blau bzw. grau. Mit steigendem Überlapp u_e überdecken sich die Krater des ersten Rahmens teilweise mit dem grau gezeichneten, zentralen Krater, zunächst die vier Krater auf den Kanten, dann die anderen vier auf der Diagonalen. Mit zunehmendem Überlapp kommt der zweite Rahmen mit zunächst insgesamt 12, dann 20 bzw. 24 überlappenden Kratern hinzu. Vergleicht man in Abbildung 6-4 die Abbildungen b) und c) miteinander, so erscheint die Fläche in c) homogener, während in b) die fehlenden Diagonalelemente des ersten Rahmens zu Lücken im Muster führen, was in Zusammenhang mit einer erhöhten Oberflächenrauigkeit stehen könnte.



6-5 Oben: Ablationsmuster der experimentellen Untersuchungen: Die unter dem Winkel α geneigte Linie zeigt den Parameter der Schraffierung an, der zur Erzielung einer glatten Oberfläche eingestellt wurde. Unten: Profilometrische Analyse einer schichtweise ablatierten Fläche von Kupfer bei 70% Überlapp, 18 Überfahrten und 10° Schraffurwinkel.

Während sich bereits durch ein Ablationsmuster mit sich überlappenden Kratern die Oberflächenqualität der zurückbleibenden Treibstoffschicht signifikant gegenüber disjunkt gesetzten Laserspots verbessert, kann eine weitere Optimierung der Rauigkeit dadurch erzielt werden, dass für den Abtrag der darauf folgenden Schicht dieses Muster gegenüber dem ersten Scan um den Schraffurwinkel α gedreht wird. Abbildung 6-5 zeigt die experimentelle Umsetzung

des Ablationsschemas zusammen mit der profilometrischen Analyse eines entsprechenden flächenhaften Abtrags durch laser-induzierte Ablation.

6.3.2. Oberflächenrauigkeit

Für ein gegebenes Abtastintervall $s_{x,y}$ in x -, bzw. y -Richtung, können die mittlere Profiltiefe $\langle d \rangle$, die mittlere Oberflächenrauigkeit S_a gemäß (DIN, 2010) sowie die relative Oberflächenrauigkeit $S_{rel} = S_a / \langle d \rangle$ wie folgt berechnet werden:

$$\langle d \rangle = \frac{1}{n_x \cdot n_y} \sum_x \sum_y d_a(x, y),$$

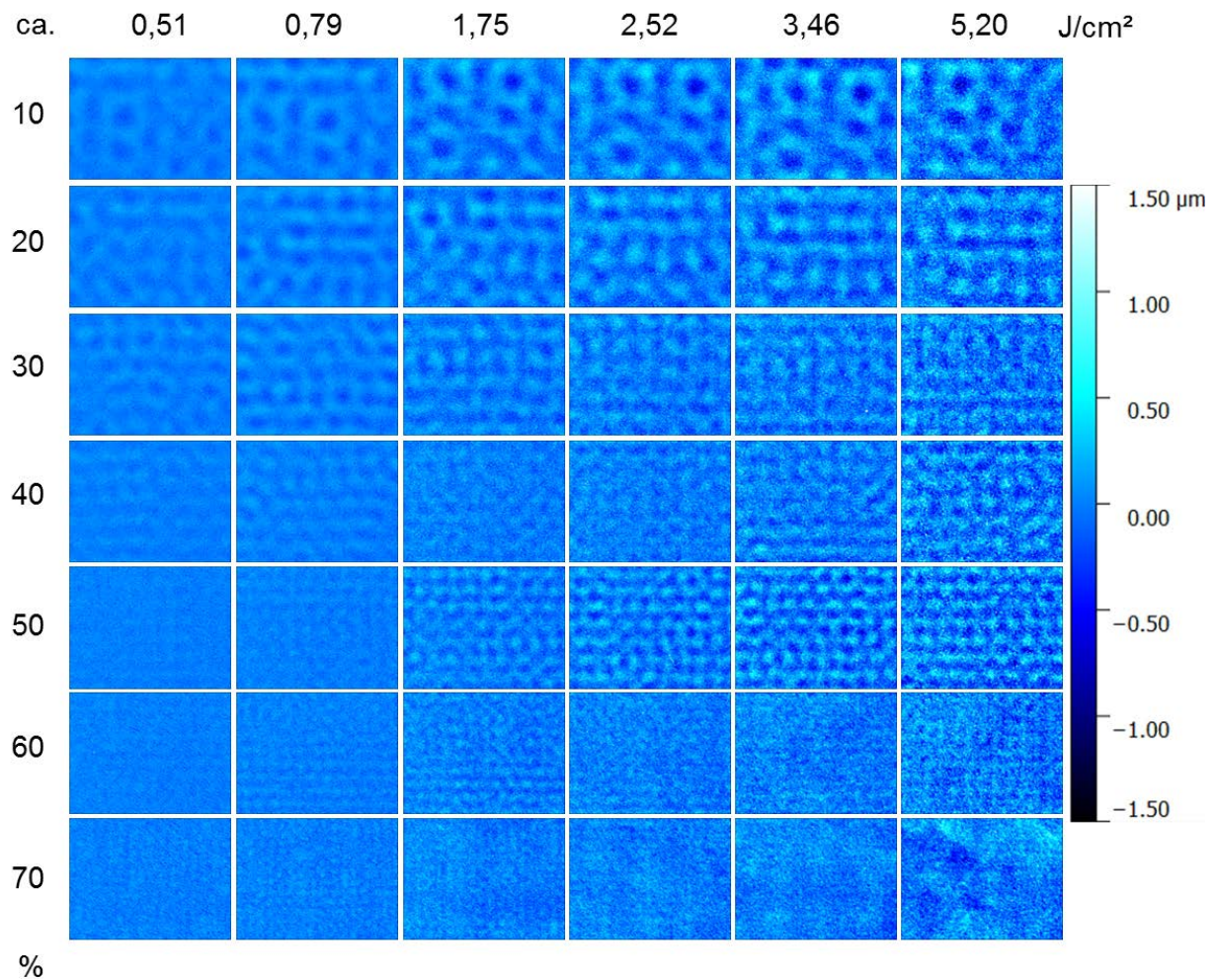
6-1 Mittlere Tiefe des Ablationsprofils

$$S_a = \frac{1}{n_x \cdot n_y} \sum_x \sum_y |d_a(x, y) - \langle d \rangle|.$$

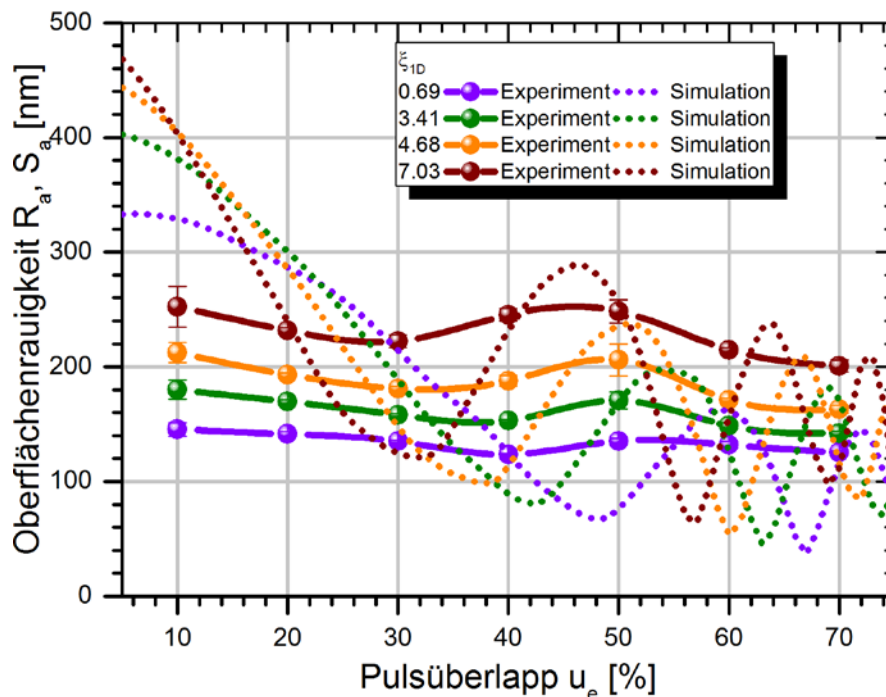
6-2 Definition des Oberflächenrauigkeitsparameters S_a

Falls die Abtastung nur in einer Raumrichtung stattfindet, wird der analog zu Gleichung 6-2 definierte Rauigkeitswert mit R_a bezeichnet.

Bereits die visuelle Inspektion der Probenflächen sowie der Gesamteindruck der profilometrischen Analysen für verschiedene Werte des Pulsüberlapps und unterschiedliche Fluenzen lässt stark voneinander abweichende Oberflächentexturen vermuten, vgl. Abbildung 6-6. Dieser Eindruck bestätigt sich bei der Auswertung der Oberflächenrauigkeit, die in Abbildung 6-7 gezeigt ist. Für die Simulationsrechnungen wurde hier eine lineare Überlagerung der Kraterprofile nach Gleichung 4-4 gewählt. Anstelle der Fluenz ist wegen der oben erwähnten Unterschiede in der Ablationsschwelle eine normierte Fluenz $\xi = \Phi / \Phi_0$ angegeben.



6-6 Darstellung von jeweils einem mit Weißlichtinterferometer Veeco NT9100 aufgenommenen Bildausschnitt pro Ablationsfeld nach der Ablation von Aluminium bei $\tau = 10$ ps mit der Software Gwyddion 2.41 (18 Überfahrten und 10° Schraffurwinkel). Spitzenfluenz (Spotzentrum) variiert spalten- und Pulsüberlapp zeilenweise, der Mittelwert der gemessenen Höhen ist als Nullpunkt gewählt. Der Bildausschnitt des insgesamt $1 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ großen Ablationsfeldes beträgt jeweils $0,17 \text{ mm} \times 0,23 \text{ mm}$.



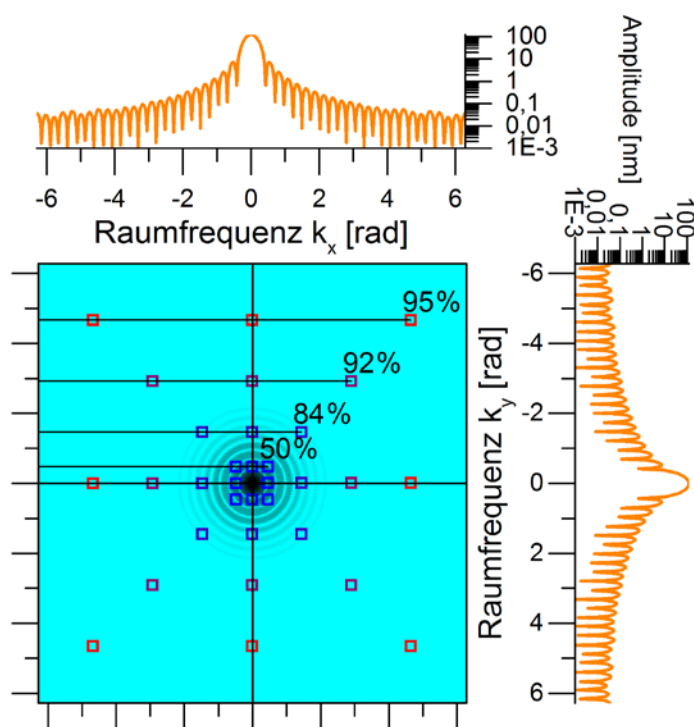
6-7 Oberflächenrauigkeit für Ablationsmuster mit unterschiedlichem Laserspotüberlapp für 18 Überfahrten über Aluminium unter einem Schraffurwinkel von $\alpha = 10^\circ$. Die Fluenz (farbcodiert) wurde auf die Ablationsschwelle Φ_0 mittels $\xi = \Phi / \Phi_0$ normalisiert. Schrittweite der Oberflächenanalyse: $1 \mu\text{m}$ (Simulationen), bzw. $0,35 \mu\text{m}$ (Experiment). Laserparameter: $\tau = 10 \text{ ps}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

In Abbildung 6-7 lässt sich der oben anhand von Abbildung 6-4 vorhergesagte Trend für den Zusammenhang von Rauigkeit und Spotüberlapp sowohl für die Ergebnisse aus Experiment und Simulation nachvollziehen. Für steigenden Überlapp kann das erste *Minimum* von S_a der Simulationsergebnisse mit dem Überlapp des gesamten Rahmens von 8 Kratern in Verbindung gebracht werden, während das zweite *Maximum* mit 12 überlappenden Kratern, also dem nur zu einem Teil überlappenden zweiten Rahmen in Verbindung steht.

Bis auf einzelne Ausnahmen folgen die experimentellen Daten zu R_a dem gleichen Trend der minimalen Oberflächenrauigkeit bei vollständig überlappenden Rahmen (8 bzw. 24 überlappende Nachbarkrater) sowie maximalem R_a bei fehlenden Diagonalelementen (12 überlappende Nachbarkrater). Generell führen höhere Fluenzen zu einer höheren Oberflächenrauigkeit, was jedoch auch in Bezug zur größeren Abtragstiefe verstanden werden muss.

Ausgehend von der Annahme, dass sich die Ablationsprofile linear überlagern, kann der Effekt eines gewählten Ablationsmusters für die resultierende Oberfläche im Fourierraum interpretiert werden, was eine Vorhersage der Ergebnisse erlaubt. Abbildung 6-8 zeigt die Fourier-Transformation der Ablationstiefe eines einzelnen Kraters. Es lässt sich erkennen, dass die Amplitude des Signals für höhere Frequenzen abklingt. Für eine perfekte glatte Oberfläche wäre

die Fourier-Darstellung hingegen ein einzelnes Signal bei der Frequenz Null. Ein einfaches Ablationsmuster, z.B. ein regelmäßiges Gitter, kann als Faltung des Kraters mit dem Gitter interpretiert werden. Im Fourierraum entspricht dies der Multiplikation des Fourierpektrums des Kraterprofils mit der Fouriertransformierten des Ablationsmusters. Da die Fouriertransformierte eines regelmäßigen Gitters in einem regelmäßigen Gitter mit invers proportionalen Gitterkonstanten resultiert, verschiebt ein Gitter höherer Dichte, bzw. einem größeren Überlapp, die Gitterpunkte weg von der Nullfrequenz, vgl. Abbildung 6-8. Durch das Abklingverhalten für höhere Frequenzen und die Multiplikation im Fourierraum sinkt die Amplitude nahe der Nullfrequenz, die für diejenigen Modulationen verantwortlich ist, die zur Oberflächenrauigkeit R_a beitragen.



6-8 Fouriertransformierte der Ablationstiefe für einen Krater mit 24 μm Durchmesser bei 0,5 J/cm² auf Aluminium. Die obere sowie die rechte Grafik zeigen Querschnitte durch die zentrale (Null-) Frequenz in k_x - und k_y -Richtung. Die rechteckigen Markierungen in der zentralen Grafik bezeichnen die Positionen der kleinsten Gitterfrequenzen des Fourier-transformierten Ablationsmusters. Der relative Überlapp (in Prozent) des entsprechenden Ablationsmusters ist auf der rechten oberen Diagonale eingetragen.

Dieses Verhalten erklärt ebenfalls die in Abbildung 6-7 erkennbaren lokalen Minima. Ein Simulationsansatz mittels Filterung im Fourierraum führt zu ähnlichen Resultaten. Darüberhinaus legt die starke Korrelation mit der maximalen Amplitude im Fourierraum, nahe der Nullfrequenz, nach der Faltungsoperation mit dem Gitter nahe, dass die ersten Punkte des inversen Gitters die Oberflächenrauigkeit bestimmen. Die Fourier-Transformierte des Kraterprofils, vgl. Abbildung 6-8,

zeigt die Radian, die hier keinen Beitrag leisten. Wenn die Fourier-transformierten Gitterpunkte nahe der Nullfrequenz grob mit diesen Bereichen übereinstimmen, dann führt deren fehlender Beitrag zur Oberflächenrauigkeit zu einem lokalen Minimum.

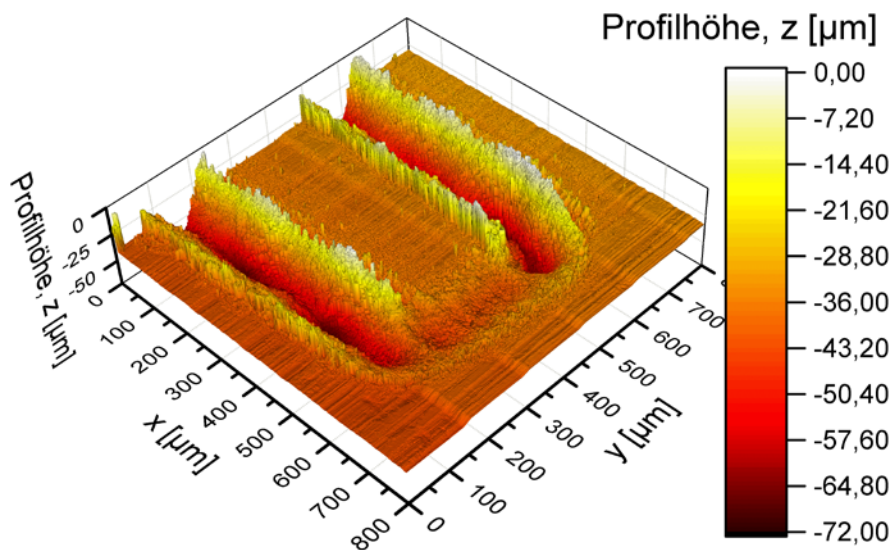
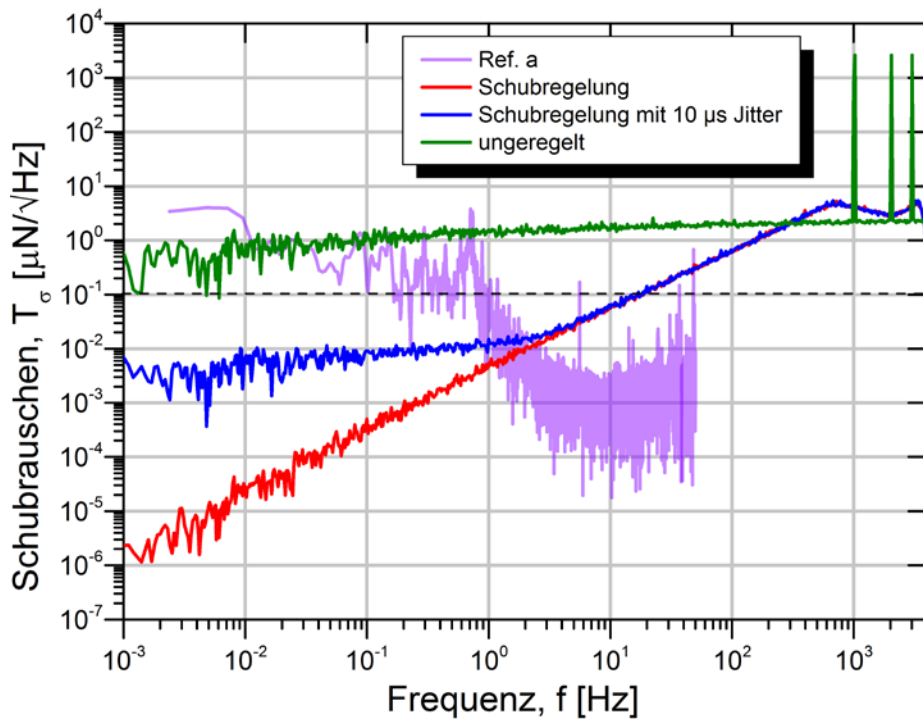
6.4. Schubrauschen

In einigen Experimenten zur laser-ablativen Schuberzeugung wurde durch repetierenden Betrieb des Lasers eine konstante Schubkraft im Mikronewton-Bereich über den Zeitraum von knapp 6 Minuten erzeugt. Der in diesen Experimenten gemessene Impulskoppelkoeffizient ist durch einen Pfeil in Abbildung 5-4, Kapitel 5.2 markiert. Bei diesen Experimenten wurden Laserpulse mit $\tau_L = 8 \text{ ns}$ bei einer Pulswiederholrate von $f_{rep} = 1 \text{ kHz}$ verwendet, wobei die optische Ausgangsleistung des Lasersystems bei $\langle P_L \rangle = 2,27 \pm 0,01 \text{ W}$ lag. Die gemessene Schubkraft betrug dementsprechend $28 \text{ }\mu\text{N}$.

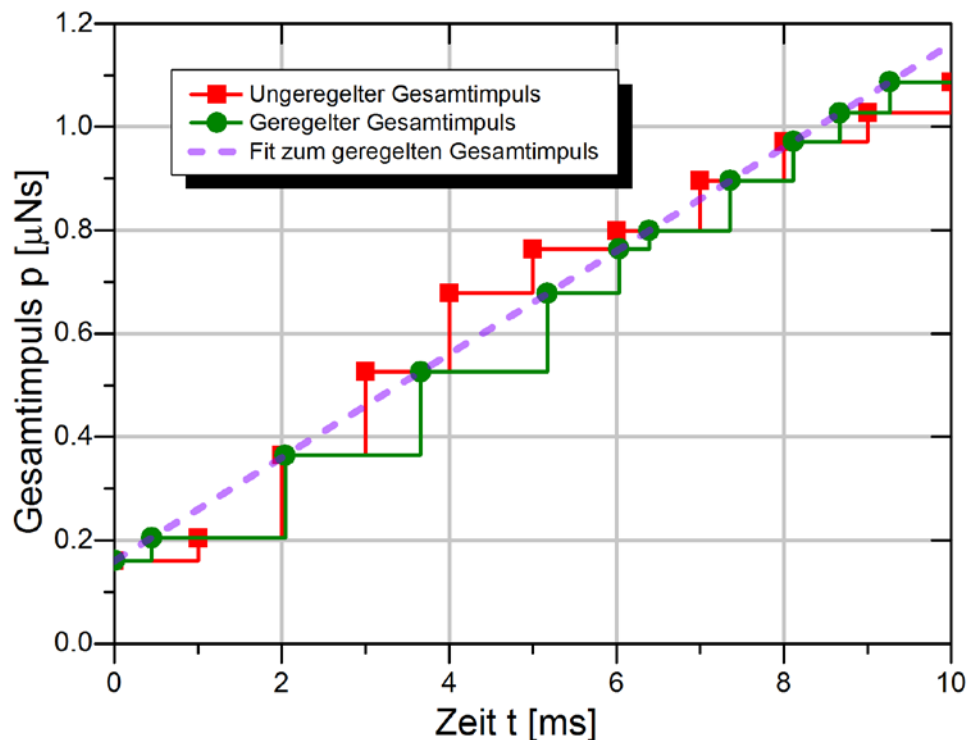
Die Rauschanalyse des gemessenen Schubsignals in Abbildung 6-9 zeigt, dass das gemessene Schubsignal ca. eine Größenordnung über der Spezifikation der (e)LISA-Mission liegt. Dazu muss gesagt werden, dass es sich hier um relativ frühe Messungen handelt, bei denen es lediglich um die Demonstration der kontinuierlichen laser-gestützten Schuberzeugung mit einem verfügbaren leistungsstarken Laser ging, ohne dass Laserparameter oder Parameter des Ablationsschemas in irgendeiner Weise optimiert waren. Dies wird auch an der starken Rauigkeit der Targetoberfläche deutlich, die in Abbildung 6-9 gezeigt ist.

Die experimentell ermittelten Ergebnisse wurden durch eine eindimensionale Simulation mit anschließender Fourier-Transformation nachgebildet, wie der grüne Graph in Abbildung 6-9 zeigt. Auch hier wurde die Schuberzeugung bei $f_{rep} = 1 \text{ kHz}$ angenommen, der Betrag der entstehenden Impulsbits wurde hingegen einer Zufallsverteilung unterworfen, um Schubrauschen zu generieren.

Für dieses rauschbehaftete Schubsignal wurde ein Regelkreis simuliert, der es erlaubt, den Zeitpunkt des jeweiligen Laserpulses in Abhängigkeit von der Stärke des vorangegangenen Impulsbits zu verzögern oder vorzuverlegen. Dadurch lässt sich ein gleichmäßiger Schub erreichen, wie der Vergleich des kumulierten Gesamtimpuls zum Einfluss des Regelkreises in Abbildung 6-10 zeigt. Das zugehörige Rauschsignal ist in Abbildung 6-9 rot gekennzeichnet.



6-9 Oben: Spektral aufgelöstes Schubrauschen (Periodogramm) im Bereich von 10 mHz bis 50 Hz bei Experiment (Ref. a, lila) mit laser-ablativer Schuberzeugung, hier: 28 μN . Zur Orientierung ist die Rauschanforderung der (e)LISA-Mission als gestrichelte Linie eingezeichnet. Der grüne Plot zeigt die Analyse eines simulierten, rauschbehafteten Schubsignals, dessen Rauschdämpfung durch einen Regelkreis mit dem roten, bzw. blauen Graphen gezeigt ist. Unten: Profilometrische Analyse der Oberfläche eines entsprechenden Aluminium-Targets nach laser-ablativer Schuberzeugung ohne Optimierung von Laserparametern und Ablationsmuster.



6-10 Beispiel der zeitlichen Entwicklung des Gesamtimpulses mit sowie ohne Regelung: Die rote Kurve zeigt den Verlauf des Gesamtimpulses bei einem mittleren Schub von $100 \mu\text{N}$ und einer gleichmäßig zufallsverteilten Streuung des Impulsbits um 70%. Im Regelkreis wird das Timing des nachfolgenden Impulsbit an die tatsächliche Größe des vorangehenden Impulsbits angepasst (grüne Kurve mit Fit).

Die reale Anwendung eines solchen Regelkreises würde demzufolge die Messung jedes einzelnen Impulsbits erfordern. Um den Fehler abzuschätzen, der bei dieser Messung, oder auch beim Timing der Laserpulse, entstehen könnte, wurde ein Jitter von $\delta t = 10 \mu\text{s}$ angenommen, mit dem sich das in Abbildung 6-9 blau gezeigte Rauschspektrum ergibt, das im relevanten Abschnitt die (e)LISA-Spezifikationen erfüllt.

Daher besitzt der MICROLAS-Antrieb unter Berücksichtigung der Parameter von Laser und Ablationsschema sowie im Hinblick auf Regelungstechnologie ein vielversprechendes Optimierungspotential, mit dem sich die Anforderung nach minimalem Schubrauschen erfüllen lässt.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ausgehend von Tabelle 1-1 kann eine erste Einschätzung zum derzeitigen Stand der Untersuchungen zum MICROLAS-Konzept sowie zum Optimierungspotential für die laufenden und zukünftigen Arbeiten gegeben werden. Die Bewertung ist stichpunktartig in 7-1 zusammengefasst.

7.1. Bewertung

1. Schubbereich.

Die Dynamik des Schubbereichs kann durch laser-ablative Antriebe abgedeckt werden, da viele kommerziell erhältliche Laser vom Einzelpuls bis hin zu $f_{rep} \approx 100$ kHz Pulswiederholraten in beliebiger Abstufung ansteuern können. Dies ermöglicht bei konstantem Impulsbit eine stufenlose Regelung über viele Größenordnungen, wie in typischen Spezifikationen für Mikroantriebe im unteren Mikronewton-Segment gefordert.

2. Schubgenauigkeit.

Durch die Verwendung relativ geringer Impulsbits im Bereich von 1 – 10 nNs, vgl. Tabelle 5-2, je nach Ausdehnung des Laserspots und Wahl sonstiger Laserparameter aber auch leicht um eine Größenordnung geringer, kann im repetierenden Betrieb die erforderliche Schubpräzision von 0,1 μ N erreicht werden. Dabei erlaubt die Möglichkeit, die Repetitionsrate f_{rep} des Lasersystems nahezu instantan zu verändern, eine schnelle Ansprechzeit $t \leq t_{crit}$ auf gewünschte Änderungen des momentanen Schublevels.

3. Schubdynamik.

Die Parameterstudie für den Einsatz von Aluminium und Gold beim Einsatz im MICROLAS-Konzept hat maximale Impulskoppelkoeffizienten im Bereich von 25 μ N/W bis 30 μ N/W, für ultrakurze Pulse bis 40 μ N/W, ergeben, vgl. u.a. Abbildung 5-10. Unter der Annahme einer (realistischen) Energieeffizienz von 20% für Festkörperlaser und bei Vernachlässigung des Stromverbrauchs der Steuerelektronik, incl. der elektro-optischen Strahlsteuerung, ergibt dies eine maximale Schubleistung von 12 bis 16 μ N bei 2 W elektrischer Anschlussleistung. Bei einer stärkeren Stromversorgung ist der Schub prinzipiell nach oben hin skalierbar.

4. Schubrauschen.

Die Untersuchungen zur trägheitsfreien elektro-optischen Strahlsteuerung durch KTN-Kristalle haben deren prinzipielle Eignung für ein MICROLAS-Triebwerk, aber auch ihre derzeitige Limitierung im Hinblick auf Fokussierung, Temperaturstabilität und Vibrationen gezeigt.

Erste Analysen zum Schubrauschen vermitteln einen vielversprechenden Eindruck vom MICROLAS-Konzept, vgl. Abbildung 6-9, da bereits unter sub-optimalen Bedingungen ein Rauschlevel gemessen wurde, das nur noch eine Größenordnung über den Spezifikationen lag, obwohl es sich bei diesen Experimenten lediglich um einen Nachweis des laser-induzierten Schubs handelte, ohne jede Optimierung von Laser, Treibstoff oder Scanparametern.

5. Spezifischer Impuls.

Für laser-ablative Schuberzeugung mit Pulsen im Nanosekunden-Bereich ergeben die Parameterstudien, dass ein hoher spezifischer Impuls mit $I_{sp} > 2000$ s möglich ist. Dies ist, zumindest für die geladene Komponente des Treibstrahls, auch durch eigene Experimente und viele Literaturbelege bestätigt.

Während manche Literaturquellen auch für ultrakurze Pulse einen hohen spezifischen Impuls berichten, ist von Seiten der Messtechnik zu hinterfragen, ob diese Ergebnisse repräsentativ für die gesamte Geschwindigkeitsverteilung des Jets sind, also auch die neutralen Teilchen berücksichtigen. Für Aluminium und Gold ergeben zumindest die hydrodynamischen Simulationen mit Polly-2T, dass der spezifische Impuls, vermutlich durch die maximale Zugspannung des Materials, für ultrakurze Pulse auf Werte von $I_{sp} < 200$ s begrenzt ist.

6. Treibstrahldivergenz.

Orientierende Messungen zur Divergenz des Treibstrahls haben ergeben, dass der 50%-Wert der Winkelverteilung bereits innerhalb der geforderten Spezifikationen liegt, der 90%-Wert jedoch noch doppelt so groß ist. Für große Winkel besteht hier die Frage, inwieweit ein Teil des Jets ausgeblendet werden kann und welchen Einfluss eine dahingehende Kontamination des letzten Umlenkspiegels haben könnte.

7. Sonstige Eigenschaften.

Die magnetischen Eigenschaften des Antriebs, wie sie speziell im Hinblick auf die LISA-

Mission spezifiziert sind, wurden noch nicht untersucht. Darüber hinaus gibt es zu Betriebsdauer, Gewicht, elektrischer Leistungsaufnahme, Größe bisher weder belastbare Daten noch grundsätzliche Bedenken.

Kenngröße	Spezifikation	ps-MICROLAS	ns-MICROLAS
ΔF [μN]	0,1 – 100	0,016 – 16	0,012 – 12
δF [μN]	0,1	< 0,1	< 0,1
$\langle F \rangle$ [$\mu\text{N}/\sqrt{\text{Hz}}$]	0,1	n.d.	0,2 – 4
$\partial_t F$ [$\mu\text{N/s}$]	100	100	100
T_{crit} [s]	0,1	< 0,1	< 0,1
Θ [deg]	30	n.d.	24 (FWHM) – 60 (90%)
m [kg]	3,5	n.d.	n.d.
$\langle \alpha \rangle$ [deg/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	0,02	n.d.	n.d.
I_{sp} [s]	4000	< 200	> 2000
$m_{\text{magn,max}}$ [mAm^2]	25	n.d.	n.d.
H_{max} [nT]	25	n.d.	n.d.
P_{max} [W]	2	vgl. ΔF	vgl. ΔF
t_{op} [h]	85000	n.d.	n.d.

7-1 Bewertung des aktuellen Stands des laser-ablativen Mikroantriebskonzepts MICROLAS anhand allgemeiner Spezifikationen für Mikroantriebe im unteren Mikronewton-Bereich (obere Tabellenhälfte) sowie für einige LISA-spezifische Anforderungen (unten) nach (DGLR, 2014; Leach, 2002; Theil, 2015): Schubbereich ΔF , Schubgenauigkeit δF , Schubrauschen $\langle F \rangle$, Schubvektorstabilität $\langle \alpha \rangle$, Schubänderungsrate $\partial_t F$, Antwortzeit T_{crit} , Spezifischer Impuls I_{sp} , Jetdivergenz Θ (halber Öffnungswinkel), maximales magnetisches Moment $m_{\text{magn,max}}$, maximale magnetische Feldstärke H_{max} , Gewicht m , maximale elektrische Leistungsaufnahme P_{max} , Mindestdauer des kontinuierlichen Betriebs t_{op} .

7.2. Perspektive

1. Schubdynamik.

Literaturrecherchen zur laser-ablativen Schuberzeugung zeigen, dass durch geeignete Wahl von Treibstoff und Laserparametern eine Erweiterung des Schubbereichs um eine Größenordnung nach oben hin möglich ist. Alternativ besteht auch die Möglichkeit, Polymere als Treibstoff zu verwenden, wobei hier die Frage nach Oberflächenrauigkeit bzw. Schubrauschen sowie nach dem spezifischen Impuls besonders kritisch untersucht

werden muss. Darüber hinaus gibt es noch Entwicklungspotential im Bereich der Lasertechnologie hinsichtlich der elektro-optischen Effizienz, wodurch der zu erwartende Maximalschub möglicherweise noch um den Faktor 2 höher ausfallen könnte.

2. Schubrauschen.

Im Hinblick auf das Schubrauschen besteht ein großes Optimierungspotential im Hinblick auf die Wahl der Scanparameter (Pulsüberlapp, Spotdurchmesser, Schraffurwinkel, Fluenz), des Lasersystems hinsichtlich Pulsdauer und evtl. auch Wellenlänge sowie des Treibstoffmaterials. Diese Untersuchungen werden durch Oberflächenanalysen geleitet, die während der vorliegenden Studie im Ultrakurzpulsregime durchgeführt wurden (*Pastuschka, 2015*) und derzeit auf das Kurzpulsregime ausgedehnt werden. Direkte Messungen zum Schubrauschen in Abhängigkeit von den Laserparametern sind vorgesehen sowie Tests zu geeigneten Regelkreisen, vgl. Abbildung 6-9 in Kapitel 6.4.

Darüber hinaus ermöglicht die Realisierung der Schubmessung im *closed-loop*-Betrieb ein sehr wirkungsvolles Verfahren zur Validierung des laser-ablativen Antriebskonzepts, indem der genannte Regelkreis umgekehrt wird. Über den Aktuator kann eine zeitlich veränderliche, zufallsgesteuerte Kraft im Mikronewton-Bereich auf den Arm der Schubwaage gegeben werden, welcher der Störkraft entspricht, die bei der Lageregelung kompensiert werden muss. Daher sollen Experimente durchgeführt werden, anhand derer die effektive Stärke des Schubrauschens beim laser-ablativen Mikroantrieb beurteilt werden kann.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit von Oberflächenrauigkeit und Schubrauschen sollen Parameterstudien auf Basis des C++-Codes EXPEDIT (*Scharring, 2016.c*) durchgeführt werden. Für detailliertere Simulationen zum Schubrauschen sollen entsprechende Modelle mit der FEM-Software COMSOL auf Basis der 1D-hydrodynamischen Daten aus Polly-2T entwickelt werden, die Eingangswerte zur Temperatur-, Druck- und Dichteverteilung, insbesondere der Stoß- und Verdünnungswellen liefern.

3. Strahlsteuerung.

Für die Verwendung von KTN-Kristallen zur trägheitsfreien elektro-optischen Strahlsteuerung wäre die externe, industrielle Entwicklung eines 3D-Scanmoduls auf KTN-Basis mit den gewünschten Spezifikationen des MICROLAS-Konzepts eine sinnvolle Perspektive. Als Alternative zu KTN-Kristallen, können auch Flüssigkristalle (LCD) zur Strahlsteuerung eingesetzt werden. Hier gibt es Methoden zur dreidimensionalen Strahlformung (*Nathan, 2002*) und zur schnellen Strahlablenkung (*Date, 1995; Miyajima, 2003*). Allerdings ist durch Limitierungen hinsichtlich der anzulegenden Spannung, der

Umgebungstemperatur und dem Umgebungsdruck eine gewisse Komplexität beim Einsatz dieser Technologie gegeben. Akusto-optische Ablenker (AOM) hingegen haben bei den geforderten hohen Frequenzen eine hohe Leistungsaufnahme, wodurch sich die Effizienz des Antriebs dramatisch verschlechtern würde. In jedem Fall ist die Zahl der einsetzbaren optischen Komponenten durch deren Zerstörschwelle bei Laserstrahlung begrenzt.

Als Kompromiss mit derzeit existierenden technologischen Lösungsansätzen wäre von mikroelektromechanischen Systemen (MEMS) zur Strahlsteuerung denkbar, wobei geringe Trägheitskräfte für das Gesamtsystem in Kauf genommen werden müssten. Insbesondere resonante MEMS-Scanner ermöglichen eine Strahlsteuerung bei hohen Geschwindigkeiten, die sich für einen großen Schubbereich beim laser-ablativen Antrieb eignen würde.

4. **Spezifischer Impuls.**

Im Bereich der Plumedagnostik sind experimentelle Untersuchungen erforderlich, um zu klären, ob, z.B. bei besonders hohen Fluenzen und geeigneter Treibstoffwahl, auch im Ultrakurzpulsbereich ein hoher spezifischer Impuls bei gleichzeitig geringer Rauigkeit der Oberfläche des verbleibenden Treibstoffes erreicht werden kann. Dafür müssen allerdings noch geeignete Messtechniken implementiert werden, um die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen zu messen. Alternativ kann jedoch auch für den spezifischen Impuls relevante mittlere Jetgeschwindigkeit aus der profilometrischen Analyse der ablatierten Masse in Verbindung mit der Messung des generierten Schubs bestimmt werden.

5. **Treibstrahldivergenz.**

Optimierungen zur Jet-Divergenz sind für zukünftige Arbeiten zu einem Zeitpunkt sinnvoll, wenn die wesentlichen Laserparameter im Hinblick auf den verwendeten Treibstoff im Hinblick auf Schub und Schubrauschen eingegrenzt sind. Für entsprechende Simulationen, z.B. mit dem PIC-DSMC-Code PICLas, sind seitens der Universität Stuttgart noch einige Weiterentwicklungen des Codes erforderlich, z.B. zur Ionisierung und Laser-Materie-Wechselwirkung, die derzeit vorangetrieben werden, während andere offene Punkte, wie z.B. die kontinuierliche Einströmung von Material in das Simulationsgebiet sowie adaptive Gitterwechsel für das Expansionsverhalten, mittlerweile gelöst sind.

6. **Sonstige Eigenschaften.**

Für zukünftige Arbeiten erscheint hier eine Analyse der elektromagnetischen Verträglichkeit des Antriebs am sinnvollsten, um die möglichen Auswirkungen des

elektromagnetischen Pulses einschätzen zu können, der durch das laser-induzierte Plasma erzeugt wird.

Während Gewicht und Größe optischer Standard-Komponenten aufgrund der fortgeschrittenen Miniaturisierungs-Technologie keine limitierende Faktoren sein werden, sind vor allem noch Recherchen und Untersuchungen zur Langzeitstabilität elektrooptischer Komponenten, z.B. im Hinblick auf kosmische Strahlung, und zur Kompaktierung geeigneter, weltraum-qualifizierter Laserquellen erforderlich. Diese Fragen sollen in der nächsten Zeit im Rahmen einer konzeptionellen Masterarbeit zur Kompaktierung eines MICROLAS-Triebwerks für den Einsatz in Pikosatelliten adressiert werden.

Generell müssen die Spezifikationen für Schub und spezifischen Impuls in Abhängigkeit von den Laserparametern noch im Hinblick auf den repetitierenden flächenhaften Abtrag untersucht werden, da hier Abweichungen von den Ergebnissen der Einzelpulsexperimente und der numerischen Parameterstudie zu erwarten sind.

Jenseits der momentanen Limitierungen und aktuellen Herausforderungen für den Einsatz eines zukünftigen MICROLAS-Triebwerks für den unteren Mikronewton-Bereich verdient ein spezifischer Aspekt von Laserantrieben besondere Erwähnung, vor allem im Hinblick auf Missionen mit Formationsflug:

Die besonderen Eigenschaften von Laserstrahlung ermöglichen es, auch bei einem nur mäßigen elektro-optischen Wirkungsgrad des Lasers einen effizienten laser-ablativen Mikroantrieb zu betreiben, indem man das Schub-Leistungs-Verhältnis *räumlich* entkoppelt, also die Effizienz des Antriebsprozesses von der technologischen Effizienz der Energieumwandlung im Laser trennt. Falls Stromversorgung, Gewicht und Größe limitierende Faktoren für die Verwendung eines laser-ablativen Antriebs bedeuten, kann dies durch Auslagerung des Lasers auf einen separaten Versorgungssatelliten möglicherweise mitigiert werden. Insbesondere bei der Lageregelung von Satellitenschwärmen kann die Installation einer zentralen, separaten Laserquelle zu signifikanten Einsparungen bzgl. Energiebedarf, Gewicht und Platz bei den missionsrelevanten Tochttersatelliten führen. Die Möglichkeit, Laserstrahlung über weite Strecken präzise zu führen und zu fokussieren, erlaubt es prinzipiell, den MICROLAS-Antrieb auf Strahlsteuerung und -formung zu reduzieren und lediglich einen optischen Port für den Laser des Versorgungssatelliten vorzusehen.

Wie bereits in (Eckel, 2004) zum langfristigen Potential dieser Antriebstechnologie ausgeführt, besteht in dieser räumlichen Modularisierbarkeit ein großer Vorteil von Laserantrieben als *Beamed Energy Propulsion Concept*, die zu einer erheblichen Verbesserung des Masse-Nutzlast-Verhältnisses beitragen kann.

8. Danksagung

Ein großer Dank richtet sich an meine ehemalige Kollegin Dipl.-Phys. Stephanie Karg für die Leitung der experimentellen Arbeiten und ihre vielfältigen essentiellen Beiträge für diese Studie sowie an Herrn Dr. Raoul-Amadeus Lorbeer, der diese Arbeiten seit 2015 weiterführt und ebenfalls bereits wichtige Beiträge geliefert hat und Herrn Dr. Hans-Albert Eckel für die Gesamtleitung dieser Forschungsaufgabe. Damit verbindet sich auch der Dank an den Vorstand des DLR für die initiale Förderung dieser Arbeiten anlässlich der Prämierung im Rahmen des internen Wettbewerbs der Visionen 2009/2010 sowie an die Programmatik Raumfahrt des DLR für die Förderung dieser Studie. Im Rahmen der Forschungsarbeiten zu MICROLAS sind bei TP-STK in diesem Zeitraum die folgenden Publikationen entstanden:

Journal-Paper in IAA Book Series on Small Satellite (*Scharring, 2016.a*)

Journal-Paper in T. Jpn. Soc. Aeronaut. S. (*Scharring, 2016.b*)

Journal-Paper in High Performance Computing in Science and Engineering '14 (*Förster, 2015*)

International Electric Propulsion Conference 2015 (*Scharring, 2015*)

Konferenz High-Power Laser Ablation and Beamed Energy Propulsion 2014 (*Eckel, 2014; Karg, 2014; Scharring, 2014*)

13. ONERA-DLR Raumfahrt-Symposium 2013 (*Karg, 2013*)

Konferenz High-Power Laser Ablation 2012 (*Eckel, 2012*)

7. International Symposium on Beamed Energy Propulsion 2011 (*Karg, 2011*)

Ein besonderer Dank geht an unsere zahlreichen Studierenden, die in den letzten Jahren in ihren Abschlussarbeiten die unterschiedlichsten experimentellen Methoden und numerischen Verfahren implementiert, validiert, bzw. weiterentwickelt haben:

Plumediagnostik (*Illg, 2014*) – Christian Illg, IFSW Universität Stuttgart

Schubwaage (*Fedotov, 2012*) – Vitalij Fedotov, Karlsruher Institut für Technologie

Photonische Schubwaagenkalibration (*Sehnert, 2014*) – Torben Sehnert, Hochschule Koblenz

Elektro-optische Strahlsteuerung (*Dahms, 2014*) – Nancy Dahms, Hochschule Coburg

Materialabtrag im Ultrakurzpulsregime (*Pastuschka, 2015*) – Lisa Pastuschka, IFSW Universität Stuttgart

Molekulardynamik mit IMD (*Förster, 2013*) – Daniel J. Förster, ITAP Universität Stuttgart

Molekulardynamik und Polly-2T (*Patrizio, 2015*) – Marco Patrizio, TU Darmstadt

DSMC-PIC-Simulationen (PICLas) (*Peter, 2014*) – Johannes M.F. Peter, IRS Universität Stuttgart

Abbildungsverzeichnis

1-1 Systematik der elektrischen Antriebe aus dem Blickwinkel der Elektrodynamik: Zwei wesentliche Bereiche, Nah- und Fernfeld-Elektrodynamik, vier verschiedene elektromagnetische Konzepte (Magnetismus (M), Radiofrequenzen (RF), Hochspannung (HV) und Lichtfrequenzen (LF)) sowie zwei verschiedene Betriebsmodi, kontinuierlich und gepulst, können identifiziert werden. Kategorisierte Antriebe: magnetoplasmadynamische Radiofrequenz-Antriebe (Sutton, 2001), z.B. VASIMR® (Longmier, 2010), Hall-Effekt-Ionenantriebe (HALL ION) (Sutton, 2001), hocheffiziente Mehrstufen-Plasmaantriebe (HEMP) (Keller, 2011), Radiofrequenz-Ionenantriebe (RF ION) (Tsay, 2009), gepulste Plasmaantriebe (PP) (Sutton, 2001; Molina 2011), Ionenantriebe (ION) (Sutton, 2001), Ionenspray- oder Kolloidantriebe (ION SPRAY) (Sutton, 2001), laser-ablative gepulste Plasmaantriebe (LA PP) (Molina 2011), Laserantriebe (LP) (Phipps, 2010.b) und laser-ablative Antriebe (LA) (Phipps, 2010.b).	7
1-2 Antriebsprinzip von ms-LPT und ns-LPT (Phipps, 2010.b): Ablation von Metallen durch Nanosekunden-Pulse in Reflexion (R-Mode), bzw. von Polymeren nach Transmission durch ein transparentes Trägermaterial (T-Mode).	8
1-3 MICROLAS-Konzept des laser-ablativen Mikroantriebes mit einem gepulsten Microchip-Laser (L), einer elektrooptischen Linse (EO3) mit variabler Brennweite, einem elektrooptischen Scanner (EO2) zur lateralen Strahlsteuerung, einem f- θ -Objektiv (O) mit fester Brennweite, einem Umlenkspiegel (M) sowie einem metallischen Treibstofftarget (T).	9
1-4 Möglicher Zusammenhang zwischen Schubrauschen und Oberflächenrauigkeit auf Grund zufallsverteilter Orientierung des lokalen Impulsvektors.	10
1-5 Impulskoppelkoeffizient c_m , Jeteffizienz $\eta_{AB} = \eta_{jet}$ und spezifischer Impuls I_{sp} für verschiedene laser-ablative Materialien und Antriebskonzepte, aus (Phipps, 2010.b).	11
2-1 Räumliche Verteilung und zeitlicher Verlauf der Energiedichte im Material bei Absorption eines schwachen ultrakurzen Laserpulses.	13
2-2 Thermodynamische Zeitkonstanten von Elektronengas und Ionengitter für verschiedene Metalle aus (Hüttner, 1998) und nach (Batani, 2008).	15
2-3 Dichteplot des Ablationsprozesses bei ultrakurzen Laserpuls: Spallation bei kleinen Fluenzen (oben, $\Phi = 0,53 \text{ J/cm}^2$) und Phasenexplosion bei höheren Fluenzen (unten, $\Phi = 1,49 \text{ J/cm}^2$). Simulationsergebnisse aus Polly-2T. Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\vartheta = 0^\circ$, zirkulare Polarisation, $\tau = 25 \text{ ps}$. Targetmaterial: Aluminium.	17
2-4 Dichteplot des Ablationsprozesses bei kurzen Laserpuls: Verdampfungs-, bzw. Plasmabereich ($\Phi = 1,49 \text{ J/cm}^2$). Simulationsergebnisse mit Polly-2T. Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\vartheta = 0^\circ$, zirkulare Polarisation, $\tau = 50 \text{ ps}$, Aluminium.	18
2-5 Laser-induzierte Prozesse in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Legende: Erwärmung – grün, Schmelzen – blau, Spallation – gelb, Phasenexplosion – orange, Verdampfung – rot. Der Vergleich beider Abbildungen zeigt materialspezifische Charakteristika wie etwa die Unterschiede in der Ablationsschwelle zwischen beiden Materialien sowie den charakteristischen Übergang zwischen Kurzpuls- und	

Ultrakurzpulsregime in Abhängigkeit von der Elektronen-Phononen-Koppelzeit. Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.	19
3-1 Profilometrische Analyse eines Ablationskraters nach einem Laserpuls mit $\tau = 500$ ps, $E_L = 71,7$ μ J, ablatierte Masse: ca. 1 ng.	21
3-2 Versuchsaufbau zur winkelaufgelösten Jetdiagnostik mit einem Faraday-Cup.	21
3-3 Schubwaage (Torsionspendel) im Vakuumtank (ca. 500 l, 80 cm Durchmesser, Länge ca. 95 cm)	22
3-4 Testergebnisse zur Photonendruck-Kalibration der Schubwaage im <i>open-loop</i> -Betrieb. Oben: <i>extra-cavity</i> , max. 930 W optische Laserleistung, unten: <i>intra-cavity</i> , max. 200 W optische Leistung, verstärkt durch Resonatorüberhöhung.	23
3-5 a) Versuchsaufbau: Der Bearbeitungslaserstrahl wird über die Spiegel S1-S5 zur 2D-Strahlsteuerung (Scanner) mit F-Theta-Objektiv (FT) geführt und über ein Schauglas (SG1) in die Vakuumkammer eingekoppelt, in der sich der Probenhalter (PH) befindet. Zur Pulsenergieeinstellung und Überwachung sind ein variabler Abschwächer ($\lambda/2$ Platte und Polarisationswürfel (PW)) sowie ein Energiemesskopf (M) vorgesehen. Als Justierhilfen wurden ein Helium-Neonlaser (He:Ne) mit Justierspiegeln (S8+S7) und am Scanner ein Kameraadapter (Cam) mit Lichtquelle (LED+SG2+S6) integriert. b) Probenhalter mit bearbeiteter Kupferprobe auf x,y,z-Verschiebetisch mit kinematischer Platte für schnellen Probentausch. c) im Rahmen der Messungen erzeugtes Abtragsprofil (Kupfer, 70 % Überlapp, ca. 9 J/cm ² , 18 Überfahrten mit 10° Schraffurwinkel)	25
3-6 Links: Spannungsabhängige Ladungsverteilung zur trägheitsfreien Lichtablenkung im KTN-Kristall. Rechts: Versuchsaufbau zur elektro-optischen Strahlablenkung in zwei Raumdimensionen mit zwei um 90° gegeneinander gedrehten KTN-Modulen.	26
3-7 Beispiele für typische Phasenübergänge bei Laser-Materie-Wechselwirkung: a) Spallation (oben), b) Verdampfung (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$, a) $\tau = 25$ ps, $\Phi = 0,53$ J/cm ² , b) $\tau = 50$ ps, $\Phi = 1,49$ J/cm ² . Metastabile Zustände sind mit Klammern gekennzeichnet. Targetmaterial: Aluminium.	28
4-1 Oben: Vergleich der Energiedichteprofile mit den Ablationsprofilen aus experimentellen Untersuchung mit Polyoxymethylen (<i>Scharring, 2011</i>). Unten: Gauß'sches Profil der Energiedichte im Laserspot und theoretisches Profil des zugehörigen Ablationskraters (<i>Scharring, 2016.a</i>).	32
4-2 Oben: Experimentelle Bestimmung der Ablationsschwelle (<i>Pastuschka, 2015</i>) nach (<i>Liu, 1982</i>) im Vergleich mit Ergebnissen aus hydrodynamischen Simulationen mit Polly-2T Unten: Abhängigkeit der Ablationsschwelle von der Pulslänge τ für Aluminium und Gold, Ergebnisse aus Polly-2T mit Datenfit gemäß $\sqrt{\tau}$, vgl. Gleichung 4-2. Eigene experimentelle Daten für 10 ps (<i>Pastuschka, 2015</i>) und 500 ps (<i>Illg, 2014</i>) sowie Literaturwerte für 100 fs (<i>Anisimov, 2008</i>) sind mit Sternchen gekennzeichnet.	33
4-3 Profilometrische Analyse des Kraterquerschnitts nach Laserablation an Aluminium (dünne Kurven) sowie zugehörige Fitfunktionen (Gaußprofile). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, $\tau_L = 500$ ps, p-Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 15^\circ$.	34

4-4 Profilometrische Analyse eines Ablationskraters in Kupfer nach einem einzelnen Laserpuls bei $\Phi = 4,5 \text{ J/cm}^2$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\tau = 500 \text{ ps}$ (oben, Kurzpulsregime), bzw. $\tau = 10 \text{ ps}$ (unten, Ultrakurzpulsregime), Kraterradius $r_s = 17 \text{ }\mu\text{m}$ (l), bzw. $23 \text{ }\mu\text{m}$ (r).	35
4-5 Materialabtrag für einen einzelnen Laserpuls in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, zirkulare Polarisierung, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.	37
4-6 3D-Molekulardynamische Simulation von Laserablation an Aluminium, $\tau = 235 \text{ fs}$, $\Phi = 10 \text{ J/cm}^2$, Probengröße: $60,7 \times 60,7 \times 89,1 \text{ nm}$.	38
4-7 Faradaycup-Signal bei laser-induzierter Ablation von Aluminium bei $\tau = 500 \text{ ps}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\vartheta = 15^\circ$, p-Polarisation für verschiedene Fluenzen: Experimentelle Daten (oben) im Abstand $z_{\text{exp}} = 93 \text{ mm}$ von der Targetoberfläche sowie und Simulationsergebnisse, Abstand $z_{\text{mod}} = 0,1 \text{ mm}$.	39
4-8 Winkelverteilung der positiv geladenen Komponente des Treibstrahls bei laser-induzierter Ablation an einem Aluminium-Target unter einem Einfallswinkel von $\vartheta = 15^\circ$ (links), bzw. 30° (rechts). Laserparameter: $\tau = 500 \text{ ps}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, p-Polarisation.	40
4-9 Ladungsverteilung beim Abrastern der Treibstoffoberfläche mit einem Versatz Δx in zwei verschiedenen Richtungen („von links nach rechts“, v_{LH} und umgekehrt) im Vergleich mit dem Treibstrahl eines Einzelpulses auf frischer Oberfläche.	42
4-10 Ergebnisse aus DSMC-Simulationen mit PICLas (Peter, 2014): Partikelanzahldichte n (Konturlinien) und Anzahl N_p der Simulationspartikel (Makropartikel, Farbgradient) 50 ns nach dem Maximum eines Laserpulses mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\tau = 500 \text{ ps}$, $\vartheta = 15^\circ$ und $\Phi = 3 \text{ J/cm}^2$. Links wurde eine homogene Intensitätsverteilung angenommen, rechts ein Gauß-förmige Verteilung, bei der verschiedene konzentrische Bereiche für die unterschiedlichen Eingangswerte aus Polly-2T zu verschiedenen lokalen Fluenzen verwendet wurden.	43
5-1 Spezifischer Impuls in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, zirkulare Polarisierung, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$.	46
5-2 Ergebnisse aus hydrodynamischen Simulationen mit eigenen experimentellen Vergleichsdaten aus (Eckel, 2014): Spezifischer Impuls I_{sp} vs. Fluenz Φ_T bei Aluminium und Gold für verschiedene Pulslängen τ_L bei zirkularer Polarisierung, $\vartheta = 0^\circ$ (Experimentelle Parameter: $\tau_L = 500 \text{ ps}$, $\vartheta = 15^\circ$, p-Polarisation, vgl. (Illg, 2014)).	47
5-3 Optimale Impulskopplung bei laserinduzierter Ablation von Aluminium in Abhängigkeit von Fluenz, Laserpulsdauer und Laserwellenlänge, theoretische Vorhersage sowie Simulationsergebnisse. Der schraffierte Bereich kennzeichnet den fluenzabhängigen Übergang zwischen Kurzpuls- und Ultrakurzpulsregime, vgl. auch Abbildung 2-5 in Kapitel 2.2.	50
5-4 Oben: Experimentelle Daten aus Schubmessungen im Vergleich mit Simulationsergebnissen zum Impulskoppelkoeffizienten; Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\tau_L = 8 \text{ ns}$, Treibstoff: Aluminium. Der Pfeil bezeichnet die Ergebnisse zu den Messungen, die in Kapitel 6.4 im Hinblick auf das Schubrauschen analysiert werden. Unten: Ergebnisse aus hydrodynamischen Simulationen:	

Impulskoppelkoeffizient c_m vs. Fluenz Φ_T bei Aluminium und Gold für verschiedene Pulslängen τ_L bei zirkularer Polarisation, $\vartheta = 0^\circ$	51
5-5 Impulskoppelkoeffizient in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$	53
5-6 Zusammenstellung von Literaturdaten, eigenen experimentellen Werten sowie Simulationsergebnissen zum laser-induzierten Impulsübertrag bei Aluminium (Vakuum) im Kurzpuls- sowie im Ultrakurzpulsregime. Quellen: a) (<i>D'Souza, 2007</i>), b) (<i>Eckel, 2014</i>), c) (<i>Niino, 2000</i>), d) (<i>Phipps, 1988</i>), e) (<i>Uchida, 2000</i>), f) (<i>Kremeyer, 2008</i>)	54
5-7 Zusammenstellung von Literaturdaten zum laser-induzierten Impulsübertrag bei Kupfer (Vakuum) im Kurzpuls- sowie im Ultrakurzpulsregime nach (<i>Loktionov, 2013.b</i>)	55
5-8 Impulskoppelkoeffizient c_m vs. Fluenz Φ_T in Abhängigkeit von Laserwellenlänge λ (oben), bzw. Einfallswinkel ϑ (unten). Simulationsparameter: $\tau_L = 10$ ps (oben), bzw. 500 ps und 10 ns (unten), zirkulare Polarisation.	56
5-9 Jeteffizienz in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$	59
5-10 Kenngrößen laser-ablativer Schuberzeugung und Randbedingungen für mögliche Anwendungen. Datenquellen: a) (<i>Phipps, 2005</i>), b) (<i>Pakhomov, 2002.b</i>), c) (<i>Gonzales, 2002</i>), d) (<i>Loktionov, 2013.a</i>), e) (<i>Zheng, 2006</i>)	60
5-11 Monochromatizität des Treibstrahls in Abhängigkeit von Pulsdauer und eingestrahelter Fluenz für Aluminium (oben) und Gold (unten). Laserparameter: $\lambda = 1064$ nm, zirkulare Polarisation, Einfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$	62
6-1 Experimentelle Ergebnisse zur 2D-Strahlsteuerung. Oben: Stabile Trajektorie für sinusförmige Ablenkspannungen mit 90° Phasenversatz, unten: Auslenkungsabhängige Schwankung von Strahldurchmesser und -rundheit.	66
6-2 Fluenzabhängigkeit der Ablationstiefe für Kupfer (links) und Aluminium (rechts) im flächigen Materialabtrag bei verschiedenen Werten für den Pulsüberlapp im Vergleich mit der Ablationsschwelle aus Einzelpulsexperimenten.	67
6-3 Oben: Experimentelle Ergebnisse für den spezifischen Impuls in Abhängigkeit von der Fluenz aus (<i>D'Souza, 2007</i>): Die Oberflächenqualität des Aluminium-Targets hat einen signifikanten Einfluss auf I_{sp} . Unten: Energiespezifisches Volumen V_E aus Experimenten zum flächenhaften Materialabtrag von Aluminium bei verschiedenen Werten für den Pulsüberlapp im Vergleich mit Ergebnissen aus hydrodynamischen Simulationen mit Polly-2T. Laserparameter: $\tau = 10$ ps, $\lambda = 1064$ nm.	68
6-4 Quadratische Ablationsmuster mit verschieden stark überlappenden Kratern: a) kein Überlapp, b) 10 Prozent Überlapp ($u_e = 0,1$) mit vier überlappenden Nachbarkratern, c) 40 Prozent Überlapp mit acht überlappenden Nachbarkratern.	69
6-5 Oben: Ablationsmuster der experimentellen Untersuchungen: Die unter dem Winkel α geneigte Linie zeigt den Parameter der Schraffierung an, der zur Erzielung einer glatten	

Oberfläche eingestellt wurde. Unten: Profilometrische Analyse einer schichtweise ablatierten Fläche von Kupfer bei 70% Überlapp, 18 Überfahrten und 10° Schraffurwinkel.....	70
6-6 Darstellung von jeweils einem mit Weißlichtinterferometer Veeco NT9100 aufgenommenen Bildausschnitt pro Ablationsfeld nach der Ablation von Aluminium bei $\tau = 10$ ps mit der Software Gwyddion 2.41 (18 Überfahrten und 10° Schraffurwinkel). Spitzenfluenz (Spotzentrum) variiert spalten- und Pulsüberlapp zeilenweise, der Mittelwert der gemessenen Höhen ist als Nullpunkt gewählt. Der Bildausschnitt des insgesamt 1 mm × 2 mm großen Ablationsfeldes beträgt jeweils 0,17 mm × 0,23 mm.	72
6-7 Oberflächenrauigkeit für Ablationsmuster mit unterschiedlichem Laserspotüberlapp für 18 Überfahrten über Aluminium unter einem Schraffurwinkel von $\alpha = 10^\circ$. Die Fluenz (farbcodiert) wurde auf die Ablationsschwelle Φ_0 mittels $\xi = \Phi / \Phi_0$ normalisiert. Schrittweite der Oberflächenanalyse: 1 μm (Simulationen), bzw. 0,35 μm (Experiment). Laserparameter: $\tau = 10$ ps, $\lambda = 1064$ nm.	73
6-8 Fouriertransformierte der Ablationstiefe für einen Krater mit 24 μm Durchmesser bei 0,5 J/cm ² auf Aluminium. Die obere sowie die rechte Grafik zeigen Querschnitte durch die zentrale (Null-) Frequenz in k_x - und k_y -Richtung. Die rechteckigen Markierungen in der zentralen Grafik bezeichnen die Positionen der kleinsten Gitterfrequenzen des Fourier-transformierten Ablationsmusters. Der relative Überlapp (in Prozent) des entsprechenden Ablationsmusters ist auf der rechten oberen Diagonale eingetragen.	74
6-9 Oben: Spektral aufgelöstes Schubrauschen (Periodogramm) im Bereich von 10 mHz bis 50 Hz bei Experiment (Ref. a, lila) mit laser-ablativer Schuberzeugung, hier: 28 μN . Zur Orientierung ist die Rauschanforderung der (e)LISA-Mission als gestrichelte Linie eingezeichnet. Der grüne Plot zeigt die Analyse eines simulierten, rauschbehafteten Schubsignals, dessen Rauschdämpfung durch einen Regelkreis mit dem roten, bzw. blauen Graphen gezeigt ist. Unten: Profilometrische Analyse der Oberfläche eines entsprechenden Aluminium-Targets nach laser-ablativer Schuberzeugung ohne Optimierung von Laserparametern und Ablationsmuster.	76
6-10 Beispiel der zeitlichen Entwicklung des Gesamtimpulses mit sowie ohne Regelung: Die rote Kurve zeigt den Verlauf des Gesamtimpulses bei einem mittleren Schub von 100 μN und einer gleichmäßig zufallsverteilten Streuung des Impulsbits um 70%. Im Regelkreis wird das Timing des nachfolgenden Impulsbit an die tatsächliche Größe des vorangehenden Impulsbits angepasst (grüne Kurve mit Fit).	77

Tabellenverzeichnis

1-1 Spezifikationen für Mikroantriebe bei geplanten wissenschaftlichen Missionen nach [0]:
 Schubbereich ΔF , Schubgenauigkeit δF , Schubrauschen $\langle F \rangle$, Schubvektorstabilität $\langle \alpha \rangle$,
 Schubänderungsrate $\partial F / \partial t$, Antwortzeit T_{crit} , spezifischer Impuls I_{sp} , Jetdivergenz Θ (halber
 Öffnungswinkel), maximales magnetisches Moment $m_{\text{magn,max}}$, maximale magnetische Feldstärke
 H_{max} , Gewicht m , maximale elektrische Leistungsaufnahme P_{max} , Mindestdauer des

kontinuierlichen Betriebs t_{op} . Abkürzungen: LISA-P - LISA Pathfinder, MIC - Microscope. Angaben bei LISA/eLISA für einzelnes Treibwerk im Cluster.....	5
3-1 Experimentelle und numerische Methoden bei TP-STK zur Untersuchung des laser-ablativen Mikroantriebskonzeptes MICROLAS.....	20
4-1 Experimentelle Ergebnisse aus <i>(Illg, 2014)</i> sowie Literaturdaten zur Winkelverteilung des Ablationsjets für verschiedene metallische Targets für verschiedene Laserparameter (Fluenz Φ , Pulsdauer τ): Divergenzwinkel Θ (halber Öffnungswinkel) für die Halbwertsbreite der Winkelverteilung und für 90% des Massenstroms sowie Fitparameter p der Winkelverteilung gemäß Gleichung 2-4.....	41
5-1 Kenngrößen laser-ablativer Mikroantriebe mit Aluminium bzw. Gold als Treibstoff für verschiedene Laserpulslängen τ_L bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\vartheta = 0^\circ$; Ergebnisse aus hydrodynamischen Simulationen: Fluenz Φ_{opt} für optimalen Impulsübertrag, Impulskoppelkoeffizient c_m sowie relative Fluenz ξ_{opt}	52
5-2 Antriebskenngrößen: Simulationsdaten aus Polly-2T für MICROLAS im Vergleich mit experimentellen Daten des ns-LPT <i>(Phipps, 2005)</i> mit Aluminium, bzw. Gold sowie mit den Daten des ms-LPT <i>(Phipps, 2006.a)</i> mit dem exothermen Polymer GAP:C als Treibstoff: Fluenz Φ , Impulsbit Δp , spezifischer Impuls I_{sp} , Impulskoppelkoeffizient c_m und Treibstoffverbrauch $\partial_t m$. Pulsdauer τ : 10 ps bzw. 1 ns für MICROLAS, 4 ns für den ns-LPT sowie 2 ms beim ms-LPT.....	58
6-1 Amplitude der Auslenkung δ für verschiedene periodische Anregungsspannungen U unterschiedlicher Amplituden bei verschiedenen Betriebsmodi: Initialisierung des Kristalls mit einem sinusförmigen Spannungsverlauf 600 V _{pp} bei 50 mHz (<i>pre</i>), bzw. 270 V Gleichspannung (<i>DC</i>).....	65
7-1 Bewertung des aktuellen Stands des laser-ablativen Mikroantriebskonzeptes MICROLAS anhand allgemeiner Spezifikationen für Mikroantriebe im unteren Mikronewton-Bereich (obere Tabellenhälfte) sowie für einige LISA-spezifische Anforderungen (unten) nach <i>(DGLR, 2014; Leach, 2002; Theil, 2015)</i> : Schubbereich ΔF , Schubgenauigkeit δF , Schubrauschen $< F >$, Schubvektorstabilität $< \alpha >$, Schubänderungsrate $\partial_t F$, Antwortzeit T_{crit} , Spezifischer Impuls I_{sp} , Jetdivergenz Θ (halber Öffnungswinkel), maximales magnetisches Moment $m_{magn,max}$, maximale magnetische Feldstärke H_{max} , Gewicht m , maximale elektrische Leistungsaufnahme P_{max} , Minstdauer des kontinuierlichen Betriebs t_{op}	80

Formelverzeichnis

2-1 Strahlparameterprodukt	12
2-2 Optischer Absorptionskoeffizient	13
2-3 Lambert-Beer'sches Absorptionsgesetz	13
2-4 Winkelverteilung des Massenstroms in der Plume bei laser-induzierter Ablation	14
2-5 Wärmetransportgleichung für das Elektronengas.....	15
2-6 Wärmetransportgleichung für das metallische Ionengitter.....	15
3-1 Schubkraft auf Basis von Photonendruck	23

4-1 Tiefe des laser-ablativen Materialabtrags im Kurzpulsregime	30
4-2 Ablationsschwelle im Kurzpulsregime	30
4-3 Tiefe des laser-ablativen Materialabtrags im Ultrakurzpulsregime	31
4-4 Idealisertes Tiefenprofil eines Ablationskraters im Ultrakurzpulsregime	31
4-5 Radius eines idealisierten Ablationskraters im Ultrakurzpulsregime	31
4-6 Detektierte Ladung beim Faraday-Cup	39
4-7 Berechnung des spezifischen Impulses aus Messdaten von Faraday-Cups	42
5-1 Spezifischer Impuls im Verdampfungsbereich des Kurzpulsregimes	45
5-2 Spezifischer Impuls im Plasmaregime bei Ablation durch kurze Pulse	45
5-3 2D-Berechnung des spezifischen Impulses	45
5-4 Impulskoppelkoeffizient im Verdampfungsbereich bei Laserablation durch kurze Pulse	49
5-5 Impulskoppelkoeffizient im Plasmaregime bei Laserablation mit kurzen Pulsen	49
5-6 Approximation des Impulskoppelkoeffizienten für das Kurzpulsregime	49
6-1 Mittlere Tiefe des Ablationsprofils	71
6-2 Definition des Oberflächenrauigkeitsparameters S_a	71

Literaturverzeichnis

- Ali, D., Butt, M.Z. und Khaleeq-ur-Rahman, M. (2011). Ablation yield and angular distribution of ablated particles from laser-irradiated metals: The most fundamental determining factor. *Appl. Surf. Sci.* **257**: 2854 – 2860.
- Anisimov, S. I., Kapeliovich, B. L. und Perel'man, T. L. (1974). Electron Emission from Metal Surfaces Exposed to Ultrashort Laser Pulses. *Sov. Phys.-JETP* **39**: 375 – 377.
- Anisimov, S.I. et al. (2008). Thresholds for Front-Side Ablation and Rear-Side Spallation of Metal Foil Irradiated by Femtosecond Laser Pulse. *Appl. Phys. A* **92**: 797 – 801.
- K. Bae, K. (2008). First Demonstration of Photonic Laser Thruster (PLT). *Proc. SPIE* **7005**: 700510-1 – 700510-14.
- Bäuerle, D. (2000) *Laser Processing and Chemistry*, 3rd ed., Springer-Verlag, Berlin, 231 - 264.
- D. Batani, D. (2008). Laser Ablation and Laser Induced Plasmas for Nanomachining and Material Analysis. In: Functionalized Nanoscale Materials, Devices and Systems, ed. by A. Vaseashta and I. N. Mihailescu. *NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics*: 145 – 168.
- Bohn, W.L. und Schall, W.O. (2003). Laser Propulsion Activities in Germany. *AIP Conf. Proc.* **664**: 79 – 91.
- Buttini, E., Thum-Jäger, A. und Rohr, K. (1998). The mass dependence of the jet formation in laser-produced particle beams. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**: 2165 – 2169.
- Cheng, J. et al. (2009).
 a) Single-Pulse Drilling Study on Au, Al and Ti Alloy by Using a Picosecond Laser. *Appl. Phys. A* **95**(3): 739 – 746.

- b) Effects of Laser Operating Parameters on Metals Micromachining with Ultrafast Lasers. *Appl. Surf. Sci.* **256**: 1514 – 1520.
- Cheng, J. et al. (2013). A review of ultrafast laser materials micromachining. *Opt. Laser Technol.* **46**: 88 – 102.
- Chichkov, B.N. et al. (1996). Femtosecond, Picosecond and Nanosecond Laser Ablation of Solids. *Appl. Phys. A* **63**(2). 109 – 115.
- Dahms, N. (2014). Charakterisierung von elektrooptischen (KTN) 1D Strahlsteuermodulen zur anschließenden Umsetzung einer 2D Strahlsteuerung für laser-ablative Mikroantriebe. *Diplomarbeit*, Hochschule für angewandte Wissenschaften Coburg.
- Date, M. et al. (1995). High Speed Optical Deflector with sub-Micron Droplet Polymer Dispersed Liquid Crystal. *Technical Digest, CLEO/PacificRim'95*.
- Deutsches Institut für Normung (2010). Geometrische Produktspezifikation (GPS) – Oberflächenbeschaffenheit. *Norm*, DIN EN ISO 4287.
- DGLR-Fachausschuss R1.3. (2014). Status von EP in Deutschland, DGLR.
- D'Souza, B.C. (2007). Development of Impulse Measurement Techniques for the Investigation of Transient Forces due to Laser-induced Ablation. *Dissertation*, University of Southern California.
- Eckel, H.-A. und Schall, W.O. (2004). Concept for a Laser Propulsion Based Nanosat Launch System. *AIP Conf. Proc.* **702**: 263 – 273.
- Eckel, H.-A., Karg, S. und Scharring, S. (2012). Laser Ablation Investigations for Future Microthrusters. *AIP Conf. Proc.* **1464**: 640 – 648.
- Eckel, H.-A. et al. (2014). Overview of Laser Ablation Micropropulsion Research Activities at DLR Stuttgart. *High Power Laser Ablation / Beamed-Energy Propulsion 2014*, Konferenz-CD.
- Fedotov, V. (2012). Entwicklung und Konstruktion einer Schubwaage zur Charakterisierung laser-ablativer Mikroantriebe für die Raumfahrt. *Diplomarbeit*, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Mikrostrukturtechnik.
- Förster, D.J. (2013). Validation of the software package IMD for molecular dynamics simulations of laser induced ablation for micro propulsion. *Staatsexamensarbeit*, Universität Stuttgart, Institut für Theoretische und Angewandte Physik.
- Förster, D.J. et al. (2015). Molecular Dynamics Simulations of Laser Induced Ablation for Micro Propulsion. *High Performance Computing in Science and Engineering '14*: 139 – 152.
- Gonzales, D.A. und Baker, R.P. (2002). Micropropulsion using a Nd:YAG microchip laser. *Proc. SPIE* **4760**: 752 – 765.
- Horisawa, H. et al. (2008). Electromagnetic Acceleration Characteristics of a Laser-Electric Hybrid Thruster. *AIAA Paper* 2008-4818.
- Huang C. et al. (2014). Trapped Charge Density Analysis of KTN Crystal by Beam Path Measurement. *Opt. Express* **22**(7): 7783 – 7789.
- Hüttner, B. und Rohr, G. (1996). On the theory of ps and sub-ps laser pulse interaction with metals: I. Surface temperature. *Appl. Surf. Sci.* **103**: 269 – 274.

- Hüttner, B. und Rohr, G. (1998). On the theory of ps and sub-ps laser pulse interaction with metals: II. Spatial temperature distribution. *Appl. Surf. Sci.* **126**: 129 – 135.
- Illg, C. (2014). Plasmacharakterisierung für laserablative Satelliten-Mikroantriebe. *Diplomarbeit*, Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge IFSW.
- Kantrowitz, A. (1972). Propulsion to Orbit by Ground-Based Lasers. *Astronaut. Aeronaut.* **10**(5): 74 – 76.
- Kare, J.T. et al (2008). Laser Power Beaming on a Shoestring. *AIP Conf. Proc.* **997**: 97 – 108.
- Karg, S., Scharring, S. und Eckel, H.-A. (2011). Microthruster research activities at DLR Stuttgart - Status and perspective. *AIP Conf. Proc.* **1402**: 374 – 382.
- Karg, S. und Fedotov, V. (2013). Investigation of laser-ablative micropropulsion as an alternative thruster concept for precise satellite attitude and orbit control. *13. ONERA-DLR Raumfahrt-Symposium, Palaiseau*.
- Karg, S. et al. (2014). Laser Propulsion Research Facilities at DLR Stuttgart. *High Power Laser Ablation / Beamed-Energy Propulsion 2014*, Konferenz-CD.
- Keller, A. et al. (2011). Feasibility of a Down-Scaled HEMP-Thruster. IEPC paper 138.
- Kremeyer, K. Lapeyre, J. und Hamann, S. (2008). Compact and Robust Laser Impulse Measurement Device, with Ultrashort Pulse Laser Ablation Results. *AIP Conf. Proc.* **997**: 147 – 158.
- Leach, R. und Neal, K. L. (2002). Discussion of Micro-Newton Thruster Requirements for a Drag-Free Control System. *SSC Paper 02-VIII-1*.
- Lin, J. und Pakhomov, A.V. (2005). Angular distributions of plasma edge velocity and integrated intensity: Update on specific impulse for Ablative Laser Propulsion. *AIP Conf. Proc.* **766**: 414 – 422.
- Liu, J.M. (1982). Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. *Opt. Lett.* **7**(5): 196 – 198.
- Loktionov, E.Yu. Protasov, Yu.S. und Protasov, Yu.Yu. (2013).
- a) Experimental Investigation of Recoil-Momentum-Generation Efficiency under Near-IR Femtosecond Laser Ablation of Refractory Metals in Vacuum. *Opt. Spectrosc.* **115**(5): 758 – 763.
 - b) Experimental Investigation of the Dynamics of Laser-Induced Gas-Plasma Flows under Femtosecond Laser Ablation of Copper in Vacuum. *Opt. Spectrosc.* **115**(5): 764 – 773.
- Longmier, B.W. et al. (2010). Performance Measurements and Technology Demonstration of the VASIMR® VX-200. In: *AGU Fall Meeting Abstracts* **1**: 1890.
- Miyajima, H. (2003). A MEMS Electromagnetic Optical Scanner for a Commercial Confocal Laser Scanning Microscope. *J. Microelectromech. Syst.* **12**(3): 243 – 251.
- Molina-Cabrera, P. et al. (2011). Pulsed Plasma Thrusters: a Worldwide Review and Long Yearned Classification. IEPC paper 340.
- Myrabo, L.N. (2001). World Record Flights of Beam-Riding Rocket Lightcraft: Demonstration of Disruptive Propulsion Technology. *AIAA Paper 2001-3798*.

- Nakamura, K., Miyazu, J. und Sasaura, M. (2006). Wide-Angle, Low-Voltage Electro-Optic Beam Deflection Based on Space-Charge Controlled Mode of Electrical Conduction in $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$. *Appl. Phys. Lett.* **89**: 131115.
- Nathan, D. et al. (2002). Use of a Microelectromechanical Mirror for Adaptive Optics in the Human Eye. *Opt. Lett.* **27**(17): 1537 – 1539.
- Niino, M. et al. (2000). Impulse Generated from Laser Targets. *Proc. SPIE* **3885**: 370 – 377.
- Ono, T. et al. (2008). Measurement of Ion Acceleration Characteristics of a Laser-Electrostatic Hybrid Microthruster for Space Propulsion Applications. *Vacuum* **83**(1): 213 – 216.
- Pakhomov, A.V. und Gregory, D.A. (2000). Ablative Laser Propulsion: An Old Concept Revisited. *AIAA J.* **38**(4): 725 – 727.
- Pakhomov, A.V. et al. (2002).
- a) Specific Impulse and Other Characteristics of Elementary Propellants for Ablative Laser Propulsion. *AIAA J.* **40**: 947 – 952.
 - b) Ablative Laser Propulsion: Specific Impulse and Thrust Derived from Force Measurements. *AIAA J.* **40**(11): 2305 – 2311.
- Pakhomov, A.V., Lin, J. und Thompson, M.S. (2003). Ablative Laser Propulsion: An Update, Part II. *AIP Conf. Proc.* **702**: 178 – 189.
- Pakhomov, A.V. und Mahaffy, K.E. (2008). Binary Solid Propellants for Constant Momentum Missions. *AIP Conf. Proc.* **997**: 266 – 279.
- Pastuschka, L. (2015). Optimierung des Materialabtrags für laser-ablative Mikroantriebe. *Masterarbeit*, Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge IFSW.
- Patrizio, M. (2015). Upgrade of the IMD software tool for the simulation of laser-matter interaction. *Masterarbeit*, TU Darmstadt.
- Peter, J. (2014). Validierung des PicLas-Codes als numerisches Verfahren zur Charakterisierung des Treibstrahls bei laser-ablativen Mikroantrieben. *Diplomarbeit*, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik. Universität Stuttgart.
- Phipps, C.R., Jr. et al. (1988). Impulse Coupling to Targets in Vacuum by KrF, HF, and CO₂ Single-pulse Lasers. *J. Appl. Phys.* **64**(3): 1083 – 1096.
- Phipps, C.R. und Luke, J. (2002). Diode Laser-Driven Microthrusters: A New Departure for Micropropulsion. *AIAA J.* **40**(2): 310 – 318.
- Phipps, C.R., Luke, J.R. und Helgeson, W.D. (2005). 3ks Specific Impulse with a ns-Pulse Laser Microthruster. *IEPC Paper* 319.
- Phipps, C.R. et al. (2006).
- a) Performance Test Results for the Laser-Powered Microthruster. *AIP Conf. Proc.* **830**: 224 – 234.
 - b) Laser Impulse Coupling at 130 fs. *Appl. Surf. Sci.* **252**: 4838 – 4844.
- C. Phipps, C. et al. (2010).
- a) Applying New Laser Interaction Models to the ORION Problem. *AIP Conf. Proc.* **1278**: 492 – 501.
 - b) Review: Laser-Ablation Propulsion. *J. Propul. Power* **26**(4): 609 – 637.

- Phipps, C. (2011). An Alternate Treatment of the Vapor-Plasma Transition. *Int. J. Aerospace Innovations* **3**(1): 45 – 50.
- Povarnitsyn, M.E. et al. (2012).
- a) Dynamics of Thin Metal Foils Irradiated by Moderate-Contrast High-Intensity Laser Beams. *Phys. Plasmas* **19**(2): 023110-1 – 023110-8.
 - b) A Wide-range Model for Simulation of Pump-probe Experiments with Metals. *Appl. Surf. Sci.* **258**: 9480 – 9483.
- Scharring, S. et al. (2011). Review on Japanese-German-U.S. Cooperation on Laser-Ablation Propulsion. *AIP Conf. Proc.* **1402**: 47 – 61.
- Scharring, S. et al. (2014). Open Access Tools for the Simulation of Ultrashort-Pulse Laser Ablation. *High Power Laser Ablation / Beamed-Energy Propulsion 2014*, Konferenz-CD.
- Scharring, S. et al. (2015). Low-Noise Thrust Generation by Laser-Ablative Micropropulsion. IEPC Paper 143.
- Scharring, S. et al. (2016).
- a) The MICROLAS Concept: Precise Thrust Generation in the Micronewton Range by Laser Ablation. *IAA Book Series on Small Satellite*, angenommener Beitrag.
 - b) Numerical Simulations on Laser-Ablative Micropropulsion with Short and Ultrashort Laser Pulses. *T. Jpn. Soc. Aeronaut. S.*, angenommener Beitrag.
 - c) Laser-based removal of irregularly shaped space debris. *Opt. Eng.*, eingereichter Beitrag.
 - d) Dynamic Material Parameters in Molecular Dynamics and Hydrodynamic Simulations on Ultrashort-Pulse Laser Ablation of Aluminum. In: *High-Power Laser Ablation / Directed Energy 2016*, Konferenz-CD.
- Sehnert, T. (2014). Aufbau eines Kalibriersystems zur Schubmessung (μN) basierend auf Photonendruck. *Masterarbeit*, Hochschule Koblenz.
- Sinko, J.E. et al. (2010). CO₂ Laser Ablation Area Scaling and Redeposition on Flat Polyoxymethylene Targets. *AIP Conf. Proc.* **1278**: 538 – 547.
- Sutton, G.P. und O. Biblarz, O. (2001). *Rocket Propulsion Elements*, 7th ed., John Wiley and Sons, New York.
- Theil, S. (2015). Micro Thrusters – Survey of Missions and Definition of Requirements. Technical Note, 1. Rev., DLR-RY.
- Toyoda, S. et al. (2013). First Estimation of Power Consumption of KTa_{1-x}Nb_xO₃ Crystal upon Application of High Voltage under High Frequency. *Appl. Phys. Express* **6**(12): 122601.
- Tsay, M., Hohman, K. und Olson, L. (2009). Micro RF Ion Engine for Small Satellite Applications. SSC paper 09-II-1.
- Uchida, S. et al. (2000). Enhancement of Momentum Coupling Efficiency Using Repetitive Pulse Ablation. *Proc. SPIE* **4065**: 495 – 501.
- Weiss, R.F. et al. (1979). Laser Propulsion. *Astronaut. Aeronaut.* **17**: 50 – 58.
- Yagi, S. und Fujiura, K. (2014). Electro-Optic KTN Devices. *Physics Procedia* **56**: 40 – 47.
- Zheng, Z.Y. et al. (2006). Characteristic Investigation of Ablative Laser Propulsion Driven by Nanosecond Laser Pulses. *Appl. Phys. A* **83**: 329 – 332.

Abkürzungsverzeichnis

1

1Deindimensional

2

2D zweidimensional

A

AOCSAttitude and Orbit Control Systems

B

BEP Beamed Energy Propulsion

D

DC Gleichspannung

DSMC Direkte Monte-Carlo Simulation

E

eLISA Evolved Laser Interferometer

Space Antenna

EXPEDIT EXamination Program for irrEgularly

shapeD debris Targets

F

FMQ Institute of Functional Materials and Quantum Technologies

G

GOCE Gravity field and
steady-state Ocean Circulation Explorer

GRACE Gravity Recovery And Climate Experiment

H

HAZ Heat Affected Zone

HV Hochspannung

I

ICF Inertially Confined Fusion

IFSW Institut für Strahlwerkzeuge

IMD ITAP-Programm für Molekulardynamik

J

JIHT Joint Institute of High Temperatures

K

KTN Kalium-Tantal-Niobat

L

LCD Liquid Crystal Device

LISA Laser Interferometer

Space Antenna

LISA-P LISA-Pathfinder
LMI Laser-Materie-Wechselwirkung
LTD Lightcraft Technology Demonstrator

M

MD Molekulardynamik
MEMS Mikroelektromechanische Systeme
MIC Microscope
MICROLAS Micropropulsion by Laser Ablation
ms-LPT Millisecond-pulse Laser Plasma Thruster

N

NIR Nahes Infrarot
ns-LPT Nanosecond-pulse Laser Plasma Thruster
ns-MICROLAS Nanosecond-pulse MICROLAS

P

PIC Particle-in-Cell
PIC-DSMC Particle-in-Cell/Direkte MonteCarlo-Simulation
Polly-2T 1D hydrodynamischer Code
ps-MICROLAS Picosecond-pulse MICROLAS

R

RF Radiofrequenz

S

SFB Sonderforschungsbereich

T

TTM Zwei-Temperatur-Modell

Y

YAG Ytterbium-Aluminium-Granat